

P15

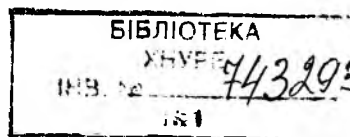
МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ УКРАИНЫ
ХАРЬКОВСКИЙ НАЦИОНАЛЬНЫЙ
УНИВЕРСИТЕТ РАДИОЭЛЕКТРОНИКИ

РАДИОТЕХНИКА

**Всеукраинский межведомственный
научно-технический сборник**

Основан в 1965 г.

ВЫПУСК 124



Харківський національний
університет радіоелектроніки

2002

621.396(06)
Р 15
УДК 621.3

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

Для научных работников, специалистов, преподавателей вузов, аспирантов

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

Рекомендовано Ученым советом Харьковского национального университета радиоэлектроники, протокол № 40 от 25.03.2002.

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

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

© Харківський національний університет радіоелектроніки, 2002

**ЗБІРНИК НАУКОВИХ ПРАЦЬ
РАДІОТЕХНІКА
Випуск 124**

**СБОРНИК НАУЧНЫХ ТРУДОВ
РАДИОТЕХНИКА
Выпуск 124**

Редактор *Л.Н. Денисова*

Підп. до друку 17.04.2002. Формат 60x90/8.
Папір офсетний. Друк офсетний. Умов. друк. арк. 28,7. Обл. вид. арк. 11,9.
Тираж 300 прим. Зам. №7/2002. Ціна договірна.
Харківський національний університет радіоелектроніки (ХНУРЕ)
Україна, 61166 Харків, просп. Леніна, 14.
Оригінал-макет підготовлено і збірник надруковано у ПФ "Колегіум", тел. (0572) 28-53-74

НЕКОТОРЫЕ ПРИМЕНЕНИЯ ОТКРЫТЫХ ПРЕДЕЛЬНЫХ РЕЗОНАТОРОВ

В технике сверхвысоких частот в последние десятилетия изучаются и применяются так называемые открытые предельные резонаторы - ОПР. Основной особенностью их конфигурации, обусловившей название, является наличие отверстий в торцевых стенках*.

В отличие от обычных волноводных резонаторов, представляющих собой закороченные металлическими стенками отрезки волноводов прямоугольного, круглого и других форм поперечного сечения, резонансный объем ОПР ограничивается по длине критическими сечениями. Они могут быть созданы двумя способами: при помощи металлических перегородок, расположенных в местах максимумов электрических силовых линий, и путем уменьшения размеров (сужения) поперечного сечения волновода. Примеры конструкций ОПР обоих типов, выполненных на основе прямоугольных и круглых волноводов, показаны на рис.1.

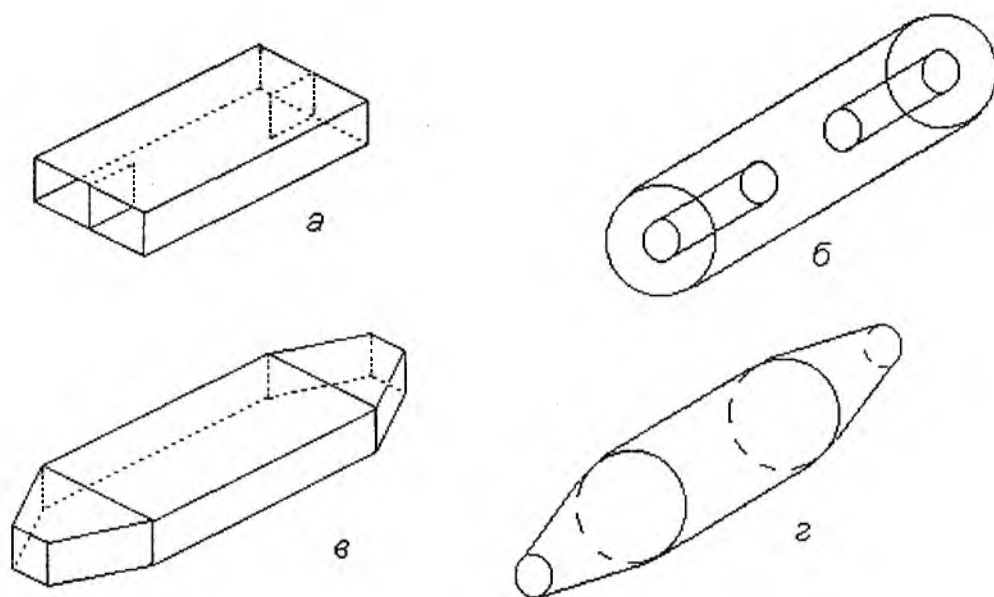


Рис.1

Первые исследования открытых предельных резонаторов были связаны с разработкой рефрактометрических устройств для измерения электрических параметров дымов, аэрозолей, для оценки состояния атмосферного воздуха за бортом летящего самолета. Сначала для этих целей использовались обычные цилиндрические или прямоугольные резонаторы с отверстиями в торцевых стенках (работы С.М. Crain [1 и др.], В. Birnbaum [2], А. Adey [3], М.С. Thomson and F.Е. Freethy [4]).

D.C. Thorn and A.W. Straiton [5], по нашим сведениям, первыми предложили конструкции открытых резонаторов с перегородками в открытых торцах (рис.1 а и б).

* В данной работе речь будет идти о резонаторах, созданных на основе волноводов. Вопросы, касающиеся открытых резонаторов, образованных зеркалами, работающих на колебаниях высших типов и применяемых в оптике и квантовой электронике, здесь не рассматриваются.

В ОПР поток газа легко проходит вдоль оси резонатора через торцевые отверстия. Авторы [5] вели исследования на частоте 9435 МГц, обычной для ранее применявшихся рефрактометров С.М. Crain. В работе имеется ряд полезных указаний для разработчиков ОПР. Так, предлагается делать перегородки из очень тонкого металла и достаточно длинные: длина запредельных участков, ограничивающих резонансный объем - более 50 мм, чтобы предотвратить излучение из открытых торцов резонатора и повысить его добротность. Рассчитанная ненагруженная добротность равна 3420 для ОПР прямоугольного и 2310 - для круглого сечения. Авторы рассматривали также вопросы температурной компенсации ОПР и предложили соответствующие меры. Для прохождения газового потока были созданы весьма хорошие условия: перегородки занимали всего 1,66% площади торцевого сечения.

Столь подробное изложение содержания работы [5] делается для того, чтобы показать, что даже на самой начальной стадии исследователи ОПР учли многие важные моменты и дали весьма полезные рекомендации. Тем не менее, поле для дальнейших исследований, разработок и применений ОПР оставалось достаточно большим.

Ознакомившись с работой [5], сотрудники кафедры физики СВЧ Харьковского государственного университета, которой тогда руководил автор настоящей статьи, решили продолжить теоретические и экспериментальные исследования ОПР и расширить практическое применение таких резонаторов. К этому времени в отечественной литературе появился ряд серьезных работ по волноводам с постепенно меняющимся вдоль длины сечением [6-10]; рассматривались и резонаторы, образованные критическими сечениями в отрезках таких волноводов [8,9]. И если в волноводных трактах наличие критических сечений нежелательно с точки зрения распространения волн, то в резонаторах (ОПР) именно критические сечения образуют резонансные объемы.

В результате исследований, начатых на кафедре физики СВЧ ХГУ, были разработаны приближенные методы расчета ОПР, оценен такой важный их параметр, как добротность [11,12].

Изучение ОПР велось в это время и в других вузах и НИИ страны, в частности - в Горьком, где А.В. Гапонов исследовал влияние степени регулярности на параметры ОПР. Он успешно применил такие резонаторы в разрабатывавшихся под его руководством лазерах циклотронного резонанса (МЦР) [13,14].

Интенсивное изучение свойств волноводов плавно и скачкообразно изменяющегося поперечного сечения, а также ОПР, созданных на их основе, началось в 60-х годах. Здесь можно указать наши работы [11,12,15], а также [16]. В этих исследованиях самое активное участие принимали аспиранты, работавшие над кандидатскими диссертациями.

Первые теоретические и экспериментальные работы сотрудников ХГУ, выполненные с участием студентов [11,12,15], были посвящены исследованию ОПР как колебательных контуров СВЧ-диапазона. В связи с этим изучалась и перестройка ОПР электронным пучком [15]. На начальной стадии рассматривались бесконечнодлинные запредельные сечения, т.е. идеализированные задачи. Однако вскоре выяснилось, что дисперсионные свойства волноводов вблизи критической частоты зависят от ряда факторов [16]. В частности, очень большое значение имеют длина запредельного участка и угол схождения сужающихся участков в бипирамидальных (рис.1в) и биконических (рис.1г) резонаторах. Справедливо заметить, что на эти вопросы обращалось внимание ряда других исследователей, начиная с [5]. Но в теоретических работах в связи с математическими трудностями исследовались, как правило, только случаи плавного, очень медленно меняющегося поперечного сечения: угол схождения образующих конуса и пирамиды считался чрезвычайно малым.

В работах по изучению ОПР, продолженных автором, его сотрудниками и аспирантами в 60-е - 80-е годы на кафедре физики сверхвысоких частот Харьковского института радиоэлектроники (ХИРЭ), велось детальное изучение свойств волноводов как плавно, так и скачкообразно изменяющегося сечения [17,18].

В эти же годы продолжались работы по ОНР и в ХГУ, где В.М. Дмитриев защитил кандидатскую диссертацию, посвященную волноводным резонаторам с переменным сечением, а группа исследователей под руководством В.М. Седых разработала и исследовала настраиваемые двух- и трехчастотные ОНР, пригодные для применения в качестве полосовых фильтров, а также в параметрических усилителях [19, 20].

Остановимся теперь подробнее на работах по ОНР, выполненных в ХИРЭ под руководством автора. Здесь главное внимание уделялось ОНР, но плавные волноводные переходы изучались и как соединяющие участки волноводных трактов, и при оптимизации конструкций рупорных антенн (кандидатские диссертации В.В. Должикова и И.И. Шумлянскогo). Что же касается ОНР, то они стали предметом кандидатских диссертаций аспирантов Д.П. Буртового и В.Л. Мироненко.

Первая из них была посвящена исследованию возможности применения ОНР для измерения параметров веществ. Рассматривая резонаторы с перегородками (рис. 1а и б), диссертант отметил, что последние могут деформироваться при изменении температуры. Кроме того, такие ОНР трудно (хотя и можно [22]) делать для колебаний высших видов со сложной структурой поля. Поэтому диссертант уделил основное внимание резонаторам без перегородок - пирамидальным и коническим (один конец которых открыт, а другой закрыт металлической перегородкой), а также бипирамидальным и биконическим (рис. 1в и г). Были получены формулы для расчета таких ОНР, произведено сравнение теоретических и экспериментальных данных, показано их хорошее совпадение.

В дальнейшем было установлено, что с целью уменьшения эффекта преобразования основного вида колебаний в паразитные целесообразно заменить прямолинейные образующие пирамид и конусов криволинейными,

В диссертации Д.П. Буртового были получены соотношения для определения параметров диэлектриков (в виде стержней) с помощью биконического ОНР, работающего на колебаниях вида Н011. Результаты сравнивались с экспериментальными для твердых, жидких и газообразных диэлектриков (в тонкостенных кварцевых трубках). Исследовались и параметры плазмы газового разряда в неоне. Правильность расчетов подтверждена экспериментально. Наконец, доказано серьезное преимущество ОНР в сравнении с датчиками на закрытых и открытых волноводных резонаторах.

В диссертационной работе В.Л. Мироненко рассматривались волноводно-резонаторные системы для исследования свойств и обработки энергией СВЧ диэлектрических материалов. Ставилась задача - использовать открытые предельные резонаторы в качестве нагревательных камер, в которых можно осуществлять воздействие СВЧ на движущиеся объекты. В связи с тем, что при обработке диэлектрических материалов необходимо учитывать зависимость диэлектрических свойств от температуры, а также от частоты, проводились соответствующие исследования. Они позволили выбирать оптимальные частоты для нагрева различных диэлектриков. Особый интерес эти вопросы представляют при размораживании (дефростации) различных объектов, так как при этом их свойства очень сильно и резко меняются ([23], а также [24]).

Диссертации, о которых шла речь выше, заложили твердую основу для дальнейших исследований ОНР, их применений и внедрения полученных результатов.

В 1971 г. в ХИРЭ была создана и затем демонстрировалась на Выставке передового опыта в народном хозяйстве УССР в Киеве установка для измерения диэлектрических параметров веществ на СВЧ. В ней в качестве датчиков использовались ОНР. В 3-см диапазоне волн диэлектрическая проницаемость образцов в пределах $\epsilon = 1 \div 10$ измерялась с точностью $\pm 2\%$, а диэлектрические потери $\operatorname{tg}\delta = 10^{-3} \div 1,0$ - с точностью $\pm 5\%$.

Практическое применение ОНР продолжалось. По заказу Харьковского Углекимического института (УХИН) и в сотрудничестве с некоторыми его сотрудниками была выполнена хозяйственная работа по исследованию возможности получения нафталина из нафталиновой

фракции [25]. Построена лабораторная установка для проверки способа, и так как она показала хорошие результаты, обусловленные применением ОПР, ее следует считать внедрением работы и основанием для построения более крупногабаритных и высокопроизводительных установок промышленного типа.

Еще одна разработка - исследование возможностей применения энергии СВЧ для сверхускоренного твердения бетона и других материалов на основе минеральных вяжущих веществ [26]. По результатам этой работы было предложено устройство для подогрева бетонной смеси, в котором использовался ОПР [27]. Сразу же выяснились и определенные недостатки этого устройства: во-первых, для изготовления бетонных изделий реальных (крупногабаритных) размеров следует использовать ОПР соответствующей величины, а следовательно, перейти к дециметровым волнам, которые для нагрева менее эффективны; во-вторых, в строительстве, как правило, используются бетонные изделия, упрочненные стальной арматурой (железобетон), а использование нагревательной камеры типа ОПР в таком случае невозможно - из-за отражения волны генератор СВЧ выйдет из строя.

Обратим внимание еще на одно обстоятельство. Практически во всех применениях ОПР нужно либо делать резонатор точно на некоторую определенную частоту, либо подстраивать (перестраивать) его. В принципе это возможно осуществлять различными способами, например, с помощью феррита или сегнетоэлектрика, помещенного в резонансную полость. Но такое заполнение резонатора (даже частичное) приводит к снижению его добротности, что нежелательно. В связи со сказанным, большой интерес для практических целей представляет перестройка частоты открытых предельных резонаторов, которой уделялось значительное внимание и нами, и другими разработчиками и исследователями ОПР.

Известна перестройка ОПР со средней цилиндрической частью путем введения в запердельные участки двух металлических стержней, на концах которых находятся диски несколько большего диаметра, чем стержни. При приближении к критическим сечениям ОПР перестраивающие элементы влияют на поле в резонаторе. Было достигнуто изменение частоты на 50-60 МГц при незначительном изменении добротности ОПР [28].

Развитие идеи этого прототипа было осуществлено в нашей работе, результатом которой явился патент [29]. Биконический резонатор перестраивался перемещением цилиндрического металлического стержня на конце одного из участков запердельных волноводов. Диаметр стержня - порядка 0,2 диаметра цилиндрического запердельного участка, длина превышает длину этого участка, и перестраивающий стержень может продвигаться до критического сечения ОПР и далее. Это позволяет расширить диапазон перестройки до 400 МГц, т.е. в 7-8 раз по сравнению с прототипом. Были реализованы два варианта устройства, в котором максимальный диаметр ОПР равнялся 40 мм, угол конусности - 30°, а диаметр запердельных участков - 20 мм, длина - 40 мм. В первом варианте перестраивающий стержень имел диаметр 5 мм, во втором - 7,5 мм. Второй вариант дал почти втрое большую перестройку (в указанных выше пределах).

Недостаток устройств с механическим перемещением стержней - медленность перестройки.

Вариант быстрой перестройки ОПР [30] основан на подключении к биконическому ОПР запердельных участков прямоугольного сечения. В них расположены четыре варакторных диода, соединенных с питающей схемой. В местах расположения диодов участки волновода имеют H-образное сечение, плавно согласованы с прямоугольным. Перестройка производится изменением напряжения, подаваемого от источника питания на все варакторные диоды. Увеличение напряжения приводит к возрастанию емкостей варакторных диодов и уменьшению частоты перестраиваемого ОПР.

Нами была предложена быстрая перестройка ОПР изменяющимся магнитным полем, влияющим на полоски из магнитного материала (никеля), нанесенные в области критических сечений [31]. Изменение проводимости этих полосок сдвигает критические сечения, изменяет резонансный объем, а следовательно и частоту ОПР. Была экспериментально исследована

перестройка трех конструктивных вариантов ОНР [32]. В резонаторе типа рис.1а получена перестройка 15 МГц на частоте 9674 МГц. В пирамидальном предельном резонаторе (один торец открыт, другой - основание корпуса - закрыт металлической сеткой) на частоте 9176 МГц перестройка составила 30 МГц. В цилиндрическом ОНР (типа рис.1б) на частоте 10428 МГц перестройка составила 12 МГц. При перестройке в указанных пределах нагруженная добротность всех резонаторов менялась незначительно.

Очень быстрая перестройка ОНР возможна с помощью электронного пучка, пропускаемого через критическое сечение. Такие эксперименты были проведены нами еще в самом начале исследований ОНР [15]. Пирамидальный (трапециoidalный резонатор на базе прямоугольного волновода), имевший сужение в плоскости Н с 26,0 до 12,0 мм и длину 86,0 мм, содержал установленный в критическом сечении тонкий вольфрамовый катод, параллельный широким стенкам резонатора. Анодом служила внутренняя поверхность ОНР. Была получена перестройка частоты 8450 МГц на 2% по линейному закону при увеличении тока от 0 до 570 мА.

Изучая применение ОНР для исследования параметров плазмы газового разряда, частично заполнявшей объем резонатора, мы пришли к выводу, что на этой основе можно осуществлять перестройку ОНР. Эксперимент [33] был осуществлен путем введения вдоль оси биконического ОНР стеклянной трубки, заполненной неонам (лампы генератора шумов ГШ-2). В резонаторе частота колебаний вида Н011, равная 7880 МГц, перестраивалась при изменении тока разряда от 50 до 200 мА всего на 7 МГц. Столь малое изменение частоты объясняется малым диаметром плазменного столба, заполнявшего примерно 1,5% объема резонатора. Значительно лучшие результаты были получены при использовании бактерицидной лампы БУВ-15, представлявшей собой кварцевую трубку, заполненную смесью аргона и паров ртути. Здесь изменения тока разряда от 0,1 до 1,0 А привело к увеличению частоты на 420 МГц (5%). Введение в ОНР стеклянной газоразрядной трубки уменьшает добротность резонатора (в нашем случае - с 2600 до 1700), а при перестройке частоты добротность падает еще значительно - примерно до 200.

В дальнейшем мы исследовали такой вопрос, как влияние нерегулярности образующих ОНР. С этой целью изучались ОНР с различными углами наклона прямолинейных образующих, а также с криволинейными образующими конусов [34]. Изменение вдоль длины по квадратичному, гиперболическому и экспоненциальному законам дало уменьшение перестройки. Эксперимент с квадратичной образующей подтвердил это. Однако вопрос относительно формы образующих конусов (пирамид) ОНР нуждается в дополнительных исследованиях.

Исследование влияния криволинейности образующих конусов на концах ОНР было продолжено [35]. Проведено теоретическое и экспериментальное исследование цилиндрического резонатора, концы которого были закрыты полусферами, в которых находились критические сечения ОНР. Получено увеличение добротности резонатора (примерно на 15%) - этого и следовало ожидать, так как резонатор сферической формы, имеет максимальную добротность. Однако снова остался недоисследованным вопрос о влиянии кривизны образующих на запредельных участках, тем более что они были закрыты полусферами, хотя резонатор при этом оставался открытым предельным.

Завершая рассмотрение вопроса о конструкциях и применениях открытых предельных резонаторов, коротко остановимся на одном из интересных направлений их развития - кольцевых открытых предельных резонаторах (КОНР). Такие резонаторы можно представить как тела вращения, образованные поворотом сечения ОНР вокруг оси, не проходящей через это сечение. Пример такой конструкции изображен на рис.2. Ее можно рассматривать как комбинацию двух пар усеченных конусов (наружной и внутренней), соединенных основаниями.

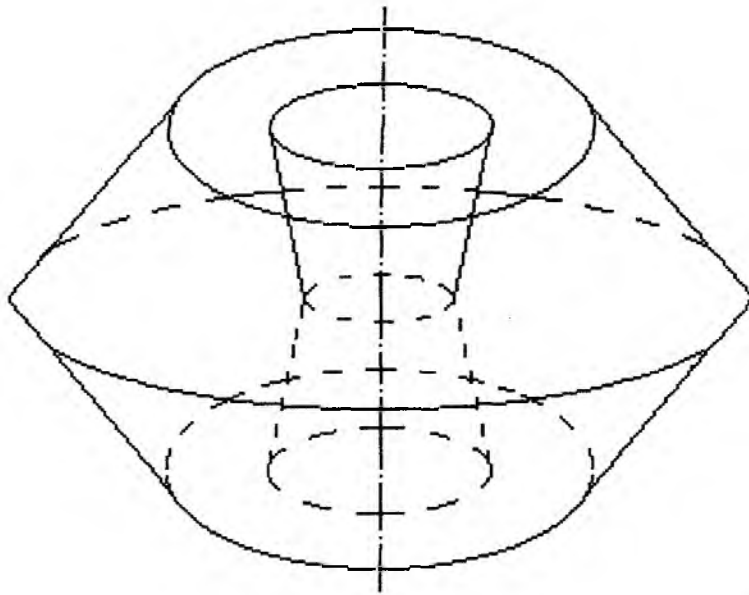


Рис. 2

Кольцевые открытые предельные резонаторы могут использоваться для тех же целей, что и обычные ОНР: для измерения параметров твердых, жидких и газообразных диэлектриков, в частности - в виде диэлектрических труб; для нагрева, полимеризации и других видов термообработки труб из различных материалов.

Одно из перспективных направлений использования КОПР типа показанного на рис.2 - создание электровакуумных приборов с трубчатыми электронными пучками. Это могут быть пролетные клистроны (двух- и многорезонаторные), а также отражательные клистроны обычной и радиальной конструкции. В последнем случае резонатор будет в виде тела вращения, образованного поворотом сечения биконического резонатора в плоскости вокруг некоторого центра (точки). Такие клистроны могут быть двух типов: кольцевой катод и внутренний стержень - отражатель или обращенные (центральный катод и кольцевой отражатель).

Рассмотрено, рассчитано и испытано применение КОПР конструкции, показанной на рис.2, в качестве резонаторного волномера.

Изучение КОПР продолжается, их возможности далеко не исчерпаны. Если ранее мы использовали в радиальном клистроне резонатор из замкнутого в кольцо волновода Н-образного поперечного сечения, то сейчас можно утверждать, что по параметрам КОПР предпочтительнее. Можно также предложить использование КОПР в качестве резонатора бегущей волны (РБВ). Их параметры тоже должны получаться лучшими, чем у РБВ, выполненных на обычных, в частности - прямоугольных волноводах.

На основании всего изложенного можно сделать общий вывод: открытые предельные резонаторы представляют широкие возможности для использования их в качестве

- колебательных систем, резонансная частота которых может перестраиваться посредством изменения параметров части заполняющей их среды (электронным пучком, плазмой газового разряда, диэлектриком, ферритом), а также изменением внешнего магнитного поля, воздействующего на магнитные (никелевые) кольцевые полоски, расположенные в области критических сечений;
- элементов СВЧ-трактов со специфическими дисперсионными свойствами (фильтров, многочастотных резонаторов и пр.);
- элементов электровакуумных приборов - СВЧ-резонаторных и замедляющих систем, работающих с цилиндрическими и трубчатыми электронными потоками;
- датчиков устройств для измерения параметров неподвижных и особенно - движущихся твердых, жидких и газообразных сред:

- элементов устройств, в которых происходит воздействие электромагнитного поля СВЧ на различные объекты с целью их нагрева, сушки, термообработки, полимеризации, стерилизации и т.д.;

- элементов устройств, обеспечивающих взаимодействие СВЧ-поля с пучком частиц (электронов, ионов, молекул) и осуществление модуляции пучка электромагнитным полем или возбуждение колебаний в ОПР модулированным пучком.

Весьма ценно то, что ходом любого из перечисленных процессов можно управлять. Это исключительно важно для всех применений, в том числе и с автоматизацией контроля и ведения технологических процессов по определенной программе.

Нет сомнения, что в дальнейшем круг применений ОПР будет расширяться и пополняться новыми областями. Так, нами создается устройство для осуществления и исследования совместного воздействия излучения различных участков спектра электромагнитных волн на разнообразные, в том числе биологические объекты. Первые результаты работ в данном направлении предполагается опубликовать в недалеком будущем.

Список литературы: 1. *Crain C.M., Boggs G.E., Thorn D.C.* Refractive index measurements of smokes and aerosols // IRE Trans. of Instrumentation. 1957. V. 1-6. P.251. 2. *Birnbaum G.* A recording microwave reflectometer // Rev.Sci. Instr. 1950. V. 24. P. 456. 3. *Adey A.* Microwave reflectometer cavity design // Rev. Sci. Instr. 1950. V. 24. P. 519. 4. *Thomson M.C. and Freethy F.E.* Effects of end-plate modification on Q-and X-band cylindrical TE₀₀₁ resonant cavities. Nath. Bur. of Standarts, Ref. № 5049. Boulder, Colo. 5. *Thorn D.C. and Straiton A.W.* Construction of microwave cavities with open ends. IRE Trans. 1954.v. MTT-7. №3. P. 389. 6. *Гутман А.Л.* К расчету волноводов с постепенно изменяющимся сечением // Радиотехника. 1957. № 5. С.13. 7. *Покровский В.Л., Улинич Ф.Р., Саввиных С.К.* Локальное отражение в волноводах переменного сечения // ДАН СССР. 1958. № 3.С. 120. 8. *Гутман А.Л.* Применение асимптотического интегрирования волнового уравнения к решению некоторых волноводных и резонаторных задач // ДАН СССР. 1959. № 6. С.125. 9. *Гутман А.Л.* Резонансные области в волноводах с плавным изменением сечения // Радиотехника и электроника. 1959. № 12. С. 4. 10. *Каценеленбаум Б.З.* Теория нерегулярности волноводов с медленно меняющимися параметрами. М.: Изд-во. АН СССР. 1961. 254с. 11. *Дмитриев В.М., Зоркин А.Ф., Ляпунов Н.В., Седых В.М.* Приближенный метод расчета собственных частот нерегулярных предельных резонаторов //ЖТФ. 1961. Т.31, № 6. С.712. 12. *Терещенко А.И., Ляпунов Н.В., Дмитриев В.М.* К расчету собственных частот нерегулярных предельных резонаторов //Уч. зап. ХГУ. Т. 132. Тр. радиофизич. ф-та. 1962. т. 7. С. 71. 13. *Гапонов А.В.* Взаимодействие непрямолинейных электронных потоков с электромагнитными волнами в линиях передач // Радиофизика. 1959. Т.2. №3. С.450 (Изв.высш. учеб. заведений) 14. *Гапонов А.В.* Релятивистское дисперсионное уравнение для волноводной системы с винтовыми тороидальными электронными потоками // Радиофизика. 1961. Т. 4, № 3. С. 547. (Изв. высш. учеб. заведений) 15. *Дмитриев В.М., Ляпунов Н.В., Терещенко А.И., Чабань А.Я.* Экспериментальное исследование электронной перестройки частоты нерегулярного предельного резонатора // Уч. зап. ХГУ. Т. 132. Тр. радиофиз. ф-та. 1962. Т. 7. С. 75. 16. *Терещенко А.И.* Влияние различных факторов на дисперсионные свойства волноводов вблизи критической частоты // Уч. зап. ХГУ. Т. 132. Тр. радиофиз. ф-та. 1962. Т. 7. С. 90. 17. *Терещенко А.И., Шейн А.Г.* Скачкообразное сочленение прямоугольных волноводов в Н-плоскости Радиотехника. 1963. Т. 6. № 5. С. 476. (Изв. высш. учеб. заведений). 18. *Ляпунов Н.В., Терещенко А.И., Шейн А.Г.* Расчет неоднородностей в волноводах при помощи леммы Лоренца // Радиотехника. 1965.Т. 8. № 1. С. 11. (Изв. высш. учеб. заведений). 19. *Дмитриев В.М., Седых В.М., Денисов Д.С.* Некоторые типы волноводных резонаторов с переменным поперечным сечением // Тр. 2-й межвуз. конф. педагогич. ин-тов по радиофизике и спектроскопии. М., 1966. С. 172. 20. *Дмитриев В.М., Ляпунов Н.В., Седых В.М.* Трехчастотный резонатор с переменным П-образным поперечным сечением // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 1966. Вып. 3. С. 172. 21. А.с. 168354 СССР МКИ Н01Р 7/01. Двух-частотный объемный резонатор /*Седых В.М.* Оpubл. 13.11.65. Бюл. № 4. 22. А.с. 388328 СССР МКИ Н01Р 7/06. Нагревательная камера / *В. Л.Мироненко.* Оpubл. 22.06.73. Бюл. № 23. 23. *Хиппель А.Р.* Диэлектрики и их применения. М.-Л.: Госэнергоиздат, 1959. 336 с. 24. *Пучков В.В., Кисловский Л.Д.* Теплофизические характеристики воды // Структура и роль воды в живом организме. Л.: 1970. № 3. С. 45. 25. Исследование возможности применения энергии СВЧ в технологических процессах переработки основных химических продуктов коксохимического производства: Отчет о НИР / *Терещенко А.И., Мироненко В.Л. и др.* Рук. *А.И. Терещенко/* Харьковский ин-т радиоэлектроники (ХИРЭ); № ГР 72046775. Х.: ХИРЭ. 1973. 76с. 26.. Исследование возможности применения энергии СВЧ для сверхускоренного твердения бетонов и других материалов на основе минеральных вяжущих веществ: Отчет о НИР / *Терещенко А.И., Мироненко В.Л. и др.* Рук. *А.И. Терещенко/* Харьковский ин-т радиоэлектроники (ХИРЭ); № ГР 73022059; Х. ХИРЭ. 1973. 175 с. 27. А.с. 400557 СССР МКИ С 046 41/30. Устройство для подогрева бетонной смеси /*Терещенко А.И., Белая Б.Л., Мироненко В.Л. и др.* Оpubл. 01.10.73. Бюл. № 40. 28. А.с. 598162 СССР МКИ Н01Р 7/00. Перестраиваемый предельный резонатор. /*Зелинский Ю.Г., Попов В.Р.* Оpubл. 15.03.78. Бюл. № 10. 29. Пат. 2022423 Россия МКИ

Н01Р 7/06 Перестраиваемый резонатор / Кулаков О.В., Терещенко А.И. Оpubл. 30.10.94. Бюл. № 20. 30. А.с. 598162 СССР МКИ Н01Р 7/06. Перестраиваемый предельный резонатор / Коробов О.Н. Оpubл. 15.03.86. Бюл. № 10. 31. А.с. 405151 СССР. МКИ Н01Р 7/00. Перестраиваемый резонатор / Буртовой Д.П., Терещенко А.И. Оpubл. 22.10.73. Бюл. № 44. 32. Буртовой Д.П., Терещенко А.И. Магнитная перестройка открытых предельных резонаторов // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 1974. Вып. 30.С. 155. 33. Терещенко А.И. Перестройка открытых предельных резонаторов плазмой газового разряда // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 1988. Вып. 87. С. 127. 34. Терещенко, А.И., Кулаков О.В. Распространение волн в неоднородных волноводах, содержащих критические сечения // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 1993. Вып. 98. С. 87. 35. Терещенко А.И., Кулаков О.В. Увеличение добротности нерегулярных предельных резонаторов // Радиотехника. 1991. № 10. С. 62. (Изв. высш. учеб. заведений).

*Харьковский национальный
университет радиоэлектроники*

Поступила в редколлегию 13.02.2002

В.А. КАТРИЧ, канд. физ.-мат. наук, М.В. НЕСТЕРЕНКО, канд. физ.-мат. наук

БЛИЖНЕЕ ПОЛЕ И РЕЗОНАНСНЫЕ ЧАСТОТЫ УЗКИХ ПРОДОЛЬНЫХ ЩЕЛЕЙ В ШИРОКОЙ СТЕНКЕ ПРЯМОУГОЛЬНОГО ВОЛНОВОДА

Введение

Функциональным узлом многих антенно-волноводных устройств служат узкие продольные щели, прорезанные в стенках прямоугольных волноводов. Они находят широкое применение как самостоятельные излучатели и отверстия связи, так и в качестве элементов волновоодно-щелевых антенных решеток. Однако, резонансные свойства таких щелей до настоящего времени исследованы недостаточно полно (см., например, [1-7]), особенно в случаях, когда длина щели превышает половину длины волны.

В данной работе для узких продольных щелей в широкой стенке прямоугольного волновода получены выражения для ближних электромагнитных полей, которые, в свою очередь, определяют резонансные свойства таких излучателей. Проведены также исследования резонансных частот щелей в зависимости от их положения, размеров волновода и длины вплоть до двух длин волн в свободном пространстве.

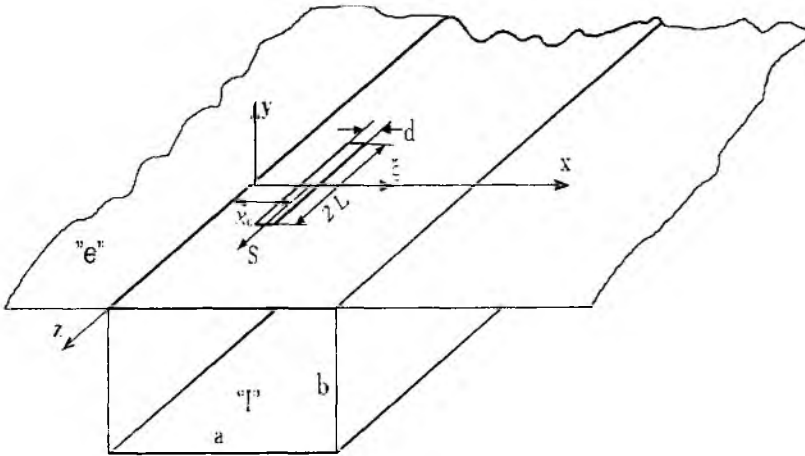


Рис. 1

Теория

Пусть узкая прямолинейная щель связывает между собой прямоугольный волновод (область "r") и полупространство (область "e"), как это показано на рис.1 ($d/2L \ll 1$, $d/\lambda \ll 1$, λ - длина волны в свободном пространстве). Тогда электромагнитные поля, возбуждаемые щелью в обеих областях, запишем следующим образом:

$$\begin{aligned}
 H^{i,e}(\vec{r}) &= \frac{1}{i\omega} (\text{grad div} + k^2) \int_{-L}^L \hat{G}_m^{i,e}(\vec{r}, \vec{r}') J(\vec{r}') d\vec{r}', \\
 E^{i,e}(\vec{r}) &= -\frac{k}{\omega} \text{rot} \int_{-L}^L \hat{G}_m^{i,e}(\vec{r}, \vec{r}') J(\vec{r}') d\vec{r}'.
 \end{aligned}
 \tag{1}$$

Здесь \vec{r} - радиус-вектор точки наблюдения с координатами x, y, z ; \vec{r}' - радиус-вектор точки источника с координатами $x', y', z'(s, \xi)$; ω - круговая частота; (зависимость от времени выбрана в виде $e^{i\omega t}$); $k = 2\pi/\lambda$; $J(\vec{r}')$ - магнитный ток в щели; $\hat{G}_m^{i,e}(\vec{r}, \vec{r}')$ - магнитные тензорные функции Грина, для полупространства и прямоугольного волновода равные соответственно:

$$\hat{G}_m^e(\vec{r}, \vec{r}') = \int e^{-ikR} R + (\vec{e}_x \otimes \vec{e}_x) e^{-ikR_0} R_0 - (\vec{e}_y \otimes \vec{e}_y) e^{-ikR_0} R_0 + (\vec{e}_z \otimes \vec{e}_z) e^{-ikR_0} R_0, \tag{2}$$

$$R = \sqrt{(x-x')^2 + (y-y')^2 + (z-z')^2}, \quad R_0 = \sqrt{(x-x')^2 + (y+y')^2 + (z-z')^2};$$

$$\begin{aligned} \hat{G}_m^i(\vec{r}, \vec{r}') = 2\pi \sum_{m=0}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\varepsilon_m \varepsilon_n}{abk_z} e^{-k_z|z-z'|} [(\vec{e}_x \otimes \vec{e}_x) \sin k_x x \sin k_x x' \cos k_y y \cos k_y y' + \\ + (\vec{e}_y \otimes \vec{e}_y) \cos k_x x \cos k_x x' \sin k_y y \sin k_y y' + \\ + (\vec{e}_z \otimes \vec{e}_z) \cos k_x x \cos k_x x' \cos k_y y \cos k_y y'], \end{aligned} \quad (3)$$

где ε_m и ε_n - множители Неймана ($\varepsilon_{m,n} = 1$ при $m, n = 0$; $\varepsilon_{m,n} = 2$ при $m, n \neq 0$; $m \neq n \neq 0$); $k_x = \frac{m\pi}{a}$; $k_y = \frac{n\pi}{b}$; $k_z = \sqrt{k_x^2 + k_y^2 - k^2}$; m, n - целые числа; $\vec{e}_x, \vec{e}_y, \vec{e}_z$ - орты декартовой системы координат; $\hat{I} = (\vec{e}_x \otimes \vec{e}_x) + (\vec{e}_y \otimes \vec{e}_y) + (\vec{e}_z \otimes \vec{e}_z)$ - единичный тензор (\otimes - знак тензорного умножения).

Полагая, что ток в щели имеет только продольную составляющую $\vec{J}(\vec{r}') = \vec{e}_s J(s)$ (по крайней мере величина поперечного тока порядка отношения d/λ , \vec{e}_s - единичный орт в системе координат, связанных со щелью), после преобразований согласно (1)-(3) получим:

$$\begin{aligned} H_x^i(x, y, z) &= -\frac{2\pi}{i\omega} \sum_{m,n} \frac{\varepsilon_m \varepsilon_n k_x \cos k_x x_0}{abk_z} \sin k_x x \cos k_y y F_d(z), \\ H_y^i(x, y, z) &= -\frac{2\pi}{i\omega} \sum_{m,n} \frac{\varepsilon_m \varepsilon_n k_y \cos k_x x_0}{abk_z} \cos k_x x \sin k_y y F_d(z), \\ H_z^i(x, y, z) &= \frac{2\pi}{i\omega} \sum_{m,n} \frac{\varepsilon_m \varepsilon_n \cos k_x x_0}{abk_z} \cos k_x x \cos k_y y F_z(z), \end{aligned} \quad (4)$$

$$E_x^i(x, y, z) = \frac{2\pi k}{\omega} \sum_{m,n} \frac{\varepsilon_m \varepsilon_n k_y \cos k_x x_0}{abk_z} \cos k_x x \sin k_y y F(z),$$

$$E_y^i(x, y, z) = -\frac{2\pi k}{\omega} \sum_{m,n} \frac{\varepsilon_m \varepsilon_n k_x \cos k_x x_0}{abk_z} \sin k_x x \cos k_y y F(z),$$

$$E_z^i(x, y, z) \equiv 0.$$

$$H_x^e(x, y, z) = -\frac{2}{i\omega} \frac{\partial^2}{\partial z \partial x} \int_{-L}^L \frac{e^{-ikR(x,y,z;s)}}{R(x,y,z;s)} J(s) ds,$$

$$H_y^e(x, y, z) = -\frac{2}{i\omega} \frac{\partial^2}{\partial z \partial y} \int_{-L}^L \frac{e^{-ikR(x,y,z;s)}}{R(x,y,z;s)} J(s) ds,$$

$$H_z^e(x, y, z) = -\frac{2}{i\omega} \int_{-L}^L \frac{e^{-ikR(x,y,z;s)}}{R^4(x,y,z;s)} \left[(x^2 + y^2) \left(k^2 R(x,y,z;s) - ik - \frac{1}{R(x,y,z;s)} \right) + \right. \\ \left. + 2(z-s)^2 \left(ik + \frac{1}{R(x,y,z;s)} \right) \right] J(s) ds, \quad (5)$$

$$E_x^e(x, y, z) = \frac{2k}{\omega} \frac{\partial}{\partial y} \int_{-L}^L \frac{e^{-ikR(x,y,z;s)}}{R(x,y,z;s)} J(s) ds,$$

$$E_y^e(x, y, z) = -\frac{2k}{\omega} \frac{\partial}{\partial x} \int_{-L}^L \frac{e^{-ikR(x,y,z;s)}}{R(x,y,z;s)} J(s) ds,$$

$$E_z^e(x, y, z) \equiv 0.$$

В выражениях (4), (5) приняты обозначения:

$$\begin{aligned}
 F(z) &= \int_{-L}^L J(s) e^{-k_z |z-s|} ds, \\
 F_d(z) &= -k_z e^{-k_z z} \int_{-L}^z J(s) e^{k_z s} ds + k_z e^{k_z z} \int_z^L J(s) e^{-k_z s} ds, \\
 F_z(z) &= (k^2 + k_z^2) \int_{-L}^L J(s) e^{-k_z |z-s|} ds - 2k_z J(z), \\
 R(x, y, z; s) &= \sqrt{x^2 + y^2 + (z-s)^2}.
 \end{aligned} \tag{6}$$

Вблизи щели электромагнитное поле представляет собой совокупность полей всех типов волн волновода и ближних полей в полупространстве, но уже на расстояниях порядка λ не затухнут лишь колебания, для которых $k_x^2 + k_y^2 < k^2$. Если частота падающей волны такова, что в волноводе может распространяться только основная волна H_{10} , рассеянное поле приобретает вид:

$$H_{z10}^i(x, z) = -\frac{4\pi(\pi/a)^2 \cos \frac{\pi x_0}{a}}{ab\omega\gamma} \cos \frac{\pi x}{a} e^{\pm i\gamma z} \int_{-L}^L J(s) e^{\mp i\gamma s} ds, \tag{7}$$

где $\gamma = \sqrt{k^2 - (\pi/a)^2}$. Коэффициент отражения S_{11} от щели в этом случае равен

$$S_{11} = H_{z10}^i(x, z = -\infty) / H_{z10}^{nad}(x, z = -\infty). \tag{8}$$

Резонанс узких щелей в прямоугольном волноводе может определяться двумя причинами – изменением электрической длины щели и изменением ее местоположения относительно стенок волновода. На резонансных частотах имеет место равенство средних за период значений энергий магнитного и электрического полей в окрестности щели [8]. Анализ показывает, что для этого необходимо выполнение условия равенства нулю мнимой части коэффициента отражения

$$\text{Im} S_{11}[J] = 0, \tag{9}$$

при этом ток в щели имеет максимальную амплитуду.

Аналитические формулы для магнитного тока $J(s)$ в узкой продольной щели, расположенной в широкой стенке прямоугольного волновода, при произвольном его возбуждении получены в [9] на основе принципов асимптотического метода усреднения. Там же показана возможность их применения для расчета частотно-энергетических характеристик щелей длиной до 2λ . Таким образом, подставляя из [9] выражения для тока в (4)-(9), мы полностью определим как ближние поля, так и резонансные частоты исследуемых излучателей (отверстий связи).

Численные результаты

На рис. 2,3,5-7 приведены графики резонансных частот $f_{рез} / f_{кр}$ ($f_{кр}$ – критическая частота H_{10} волны) и длин $2L_{рез}$ продольных щелей в зависимости от их положения x_0 (рис. 2: $a=23\text{мм}$, $b=10\text{мм}$, $d=1\text{мм}$; рис. 3: $a=22.86\text{мм}$, $b=10.16\text{мм}$, $d=1.5875\text{мм}$, штрихпунктирная кривая – рассчитана методом моментов [2]), длины $2L$ (рис. 5,6: $a=23\text{мм}$,

$b=10\text{мм}$, $d=1\text{мм}$, $x_0 = a/4$) и размеров поперечного сечения волновода a/b (рис. 7: $a=23\text{мм}$, $d=1\text{мм}$, $x_0 = a/4$, $b=5\text{мм} \div 10\text{мм}$). На всех рисунках пунктирные кривые соответствуют “настроенным” щелям: $(kL)_{рез} = \pi/2 (n=1)$, $\pi (n=2)$, $3\pi/2 (n=3)$ и соответственно расположение резонансной кривой ниже пунктирной означает “укорочение” щели, выше - “удлинение” по сравнению с настроенной.

Анализ графиков позволяет сделать следующие выводы:

1. При смещении щели относительно узкой стенки волновода наблюдается как “укорочение”, так и “удлинение”, причем в коротковолновой части диапазона “укорочение” достигает 15% - рис. 2,3.
2. Для полуволновой щели ($kL \approx \pi/2$, $2L = 45\text{мм}$) имеют место 2 резонанса - рис. 2.
3. Вид резонансных кривых на рис. 2,3 обуславливает существование двух резонансов на одной и той же частоте при различных положениях щели (рис. 4: $a=23\text{мм}$, $b=10\text{мм}$, $d=1\text{мм}$, $2L=15\text{мм}$, $|S_{\Sigma}|^2$ - коэффициент излучения).

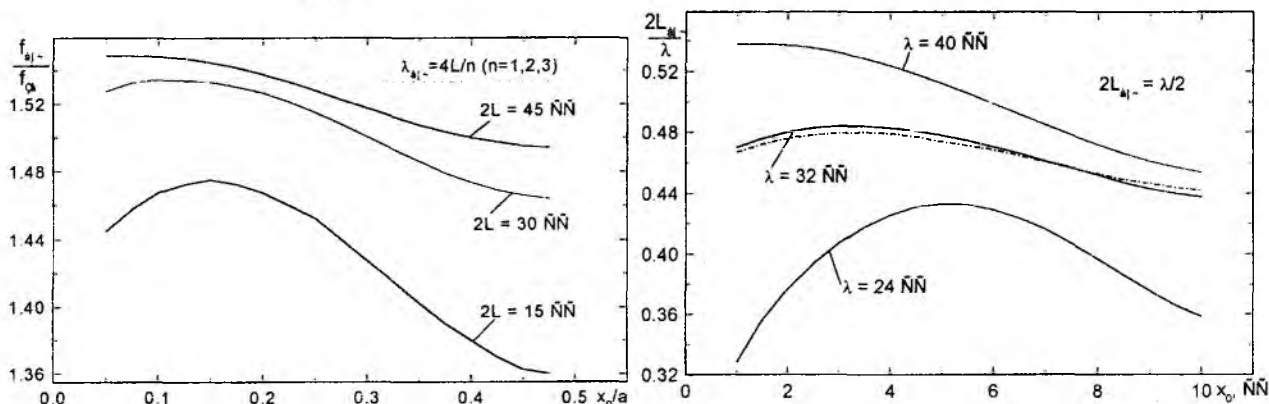


Рис. 3

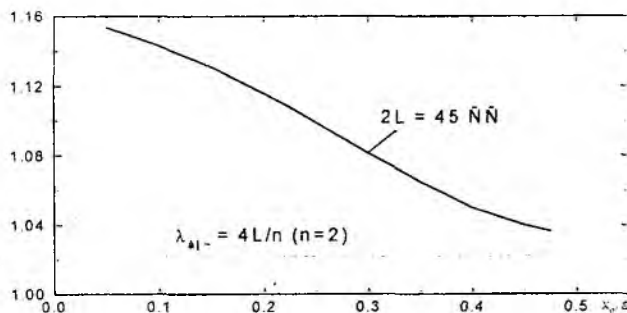


Рис. 2

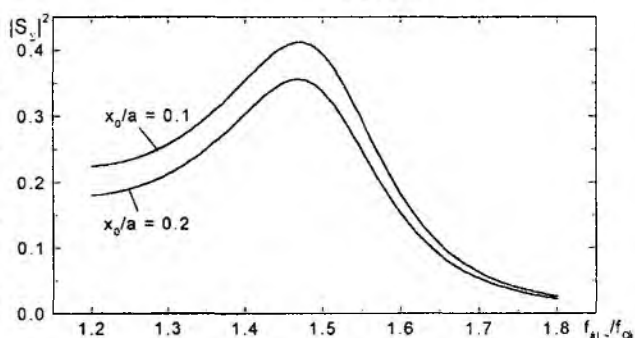


Рис. 4

4. С увеличением длины щели “укорочение” переходит в “удлинение” и возрастает количество резонансов при одной и той же длине щели - рис. 5

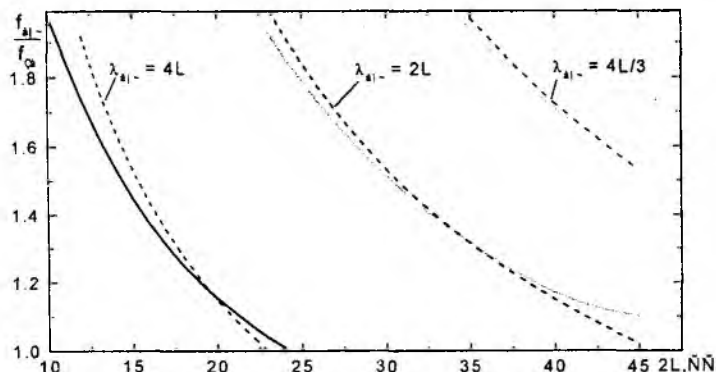


Рис. 5

5. При связи двух равноразмерных волноводов резонансные частоты отличаются от случая излучения в полупространство, причем “укорочение” переходит в “удлинение” для значительно более коротких щелей - рис. 6.

6. Уменьшение высоты волновода ведет к увеличению резонансной частоты как для полуволновой ($2L=15\text{мм}$), так и для волновой ($2L=30\text{мм}$) щелей - рис. 7.

7. Сравнение с результатами, полученными численным методом моментов [2] (рис. 3, $\lambda=32\text{мм}$), показывает эффективность и достоверность предложенного в [9] аналитического решения интегрального уравнения относительно магнитного тока в щели.

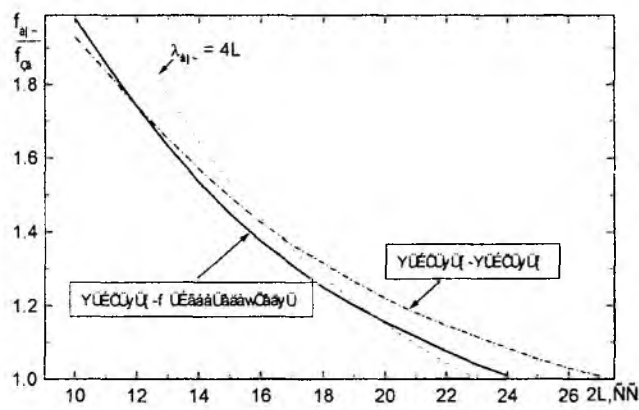


Рис. 6

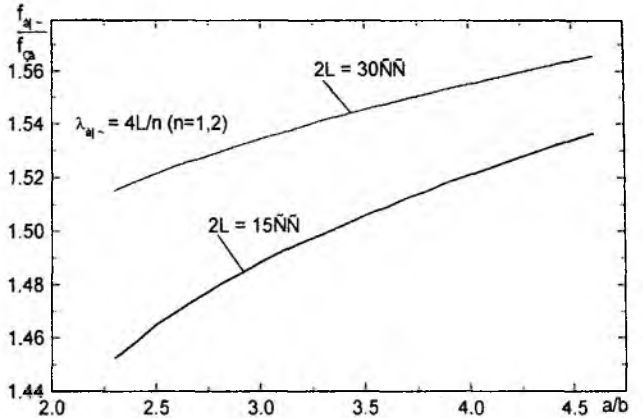


Рис. 7

В заключение отметим, что приведенные результаты могут быть полезны для расчета частотно-энергетических характеристик продольных щелей длиной до 2λ в составе многоэлементных антенных решеток, а также при проектировании малогабаритных излучающих антенн для СВЧ-диатермии, позволяющих создавать глубокий управляемый нагрев, при анализе свойств которого необходим учет распределения ближних полей щелевых излучателей в зависимости от их геометрических размеров и положения в волноводе произвольного поперечного сечения.

Список литературы: 1. Яцук Л.П., Смирнова И.В. Внутренние проводимости нерезонансных щелей в прямоугольном волноводе // Изв. вузов. Радиоэлектроника. 1967. Т.10, № 4. С. 359-369. 2. Khac T.V., Carson C.T. Impedance properties of a longitudinal slot antenna in the broad face of a rectangular waveguide // IEEE Trans. 1973. V.AP-21, № 9. P. 708-710. 3. Yee H.Y. Impedance of a narrow longitudinal shunt slot in a slotted waveguide array // IEEE Trans. 1974. V.AP-22, № 4. P. 589-592. 4. Яцук Л.П., Жиронкина А.В., Катрич В.А. Возбуждение прямоугольного волновода наклонной и крестообразной щелями // Антенны. 1975. Вып.22. С. 46-60. 5. Горобец Н.Н., Жиронкина А.В., Катрич В.А., Лященко В.А., Яцук Л.П. Вопросы приближенной теории волноводно-щелевых излучателей и отверстий связи // Сб. научно-методических статей по прикладной электродинамике. М.: Высш. шк., 1983. С. 150-188. 6. Josefsson L. The resonant length of longitudinal slots in rectangular waveguide // International Symposium on Antennas and Propagation. 1984. IEEE, P. 74-77. 7. Josefsson L. Analysis of longitudinal slots in rectangular waveguides including the effect of wall thickness // U.R.S.I. International Symposium on Electromagnetic Theory. 1986. V. B, P. 367-369. 8. Вольман В.И., Пименов Ю.В. Техническая электродинамика. М.: Связь, 1971. 487С. 9. Катрич В.А., Нестеренко М.В. Энергетические характеристики электрически длинных продольных щелей в прямоугольном волноводе // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2001. Вып. 120. С. 91-95.

Харьковский национальный университет
им. В.Н. Каразина

Поступила в редколлегию 18.10.2001

К РАСЧЕТУ КОЭФФИЦИЕНТОВ МАТРИЧНОГО УРАВНЕНИЯ ВОЗБУЖДЕНИЯ РЕЗОНАТОРНОЙ ЗАМЕДЛЯЮЩЕЙ СИСТЕМЫ

В работе [1] получено уравнение возбуждения замедляющей системы (ЗС) в виде цепочки связанных резонаторов, предназначенное для нестационарного и спектрального моделирования СВЧ-приборов методом мгновенных значений [2]. Для произвольной резонаторной ЗС из N ячеек оно может быть записано в матричной форме:

$$\frac{d^2\Gamma}{dt^2} + 2\|\delta_0\| \frac{d\Gamma}{dt} + \|\omega_0^2\| \Gamma = -\frac{1}{2} \|W_0\|^{-1} \int_V E_0 \frac{\partial j_{exc}}{\partial t} dV. \quad (1)$$

Здесь $\Gamma(t)$ – вектор N временных функций соленоидального электрического поля в ячейках; $\|\omega_0^2\|$ – матрица $N \times N$ квадратов собственных частот и коэффициентов связи парциальных видов ячеек; $\|\delta_0\|$ – матрица коэффициентов затухания; $\|W_0\|$ – матрица единичных энергий; $E_0(x,y,z)$ – вектор единичных структурных функций электрического поля парциальных видов колебаний ячеек ЗС; $j_{exc}(t,x,y,z)$ – плотность возбуждающего (exciting) тока. Под единичными понимаются структурная функция собственного вида n -го резонатора и энергии поля в n -й полости и элементах связи с ней при условии, что $T_n = 1$, $T_{mn} = 0$ ($mn \neq n$). Интегрирование производится по объемам, в которых функции $E_{0n}(x,y,z)$ отличны от нуля, или по всему пространству прибора.

Методика расчета матриц коэффициентов $\|\omega_0^2\|$, $\|\delta_0\|$ и $\|W_0\|$ может основываться на прямом или косвенном подходах. Первый предполагает непосредственное вычисление их одним из многочисленных методов, разработанных для анализа электродинамических систем (полевым, частичных областей, эквивалентных схем и т.д. [3]). Именно такой подход использован в работе [1] при выводе уравнений возбуждения простейших ЗС. Этот метод имеет свои преимущества, однако в большинстве случаев он все же слишком сложен, громоздок и ненадежен. Поэтому в данной работе рассматривается косвенный метод, как более практичный.

Этот подход основан на использовании частотных зависимостей основных параметров электродинамической системы (фазового сдвига на ячейку, постоянной затухания и волнового сопротивления). Такие зависимости могут быть получены как расчетным, так и экспериментальным путем. Общая методика отыскания значений коэффициентов $\|\omega_0^2\|$, $\|\delta_0\|$ и $\|W_0\|$ заключается в подстановке в аналогичное (1) однородное уравнение предполагаемого распределения комплексных амплитуд функции $T_n(t)$ для затухающих во времени, но гармонических вдоль ЗС (или наоборот, гармонических во времени, но затухающих в продольном направлении) сигналов N различных частот и последующем решении полученной системы уравнений относительно неизвестных коэффициентов. Векторы распределения комплексных амплитуд берутся из частотных зависимостей фазового сдвига и затухания на ламель, в общем случае различных для каждой из ячеек системы. Аналогично из частотных зависимостей волнового сопротивления можно получить векторы распределения единичных энергий. Таким образом, имея три семейства значений вышеперечисленных параметров ЗС для N ячеек на N частотах, в принципе можно определить три неизвестные квадратные матрицы $\|\omega_0^2\|$, $\|\delta_0\|$ и $\|W_0\|$ размером $N \times N$.

Однако на практике такой универсальный подход сталкивается с трудностями, заключающимися в невозможности экспериментального измерения электродинамических характеристик неоднородной системы в пределах каждой из ячеек. Эти характеристики могут быть найдены расчетным путем, но в таком случае более целесообразным является вычисление непосредственно матриц коэффициентов уравнения (1) прямым методом. Поэтому косвенный подход будем рассматривать только применительно к однородным ЗС.

Измерения характеристик систем могут проводиться в режимах бегущей или стоячей волны. Для расчета коэффициентов пригодны результаты обеих методик. Однако при использовании первой нельзя основываться на параметрах ЗС вблизи границ полосы пропускания, поскольку погрешности измерений в этих областях существенно влияют на точность определения коэффициентов (из-за большого наклона дисперсионной характеристики). Вторая методика свободна от такого недостатка, т.е. здесь наряду с другими могут быть использованы результаты электродинамических измерений на 0-виде и π -виде. Учитывая данное обстоятельство, а также то, что большинство методов экспериментального исследования характеристик ЗС основано на режиме стоячей волны, вначале рассмотрим способ расчета коэффициентов на базе параметров нормальных видов колебаний системы.

Предварительно, согласно работе [1], ограничим число ячеек, связь с которыми учитывается в уравнении возбуждения для каждого резонатора. Обозначим символом N_{coup} количество пар ячеек, симметрично расположенных относительно текущего резонатора, значения полей в которых присутствуют в соответствующей строке системы (1). Число диагоналей с ненулевыми элементами матриц $\|\omega_0^2\|$, $\|\delta_0\|$ и $\|W_0\|$ при этом равно $2N_{coup}+1$.

Несмотря на введенное ограничение, значения всех элементов обращенной матрицы $\|W_0\|^{-1}$ по-прежнему остаются ненулевыми. Однако, если запасенные в элементах связи энергии малы по сравнению с парциальной энергией вида колебания резонатора, коэффициенты этой матрицы быстро убывают при удалении от главной диагонали. Поэтому количество интегралов возбуждения в правой части каждой строки системы (1) также можно ограничить разумным числом.

С учетом вышесказанного, уравнение возбуждения для n -й ячейки переписывается следующим образом (используются обозначения коэффициентов, введенные в работе [1] для однородной ЗС):

$$\frac{d^2 T_n}{dt^2} + 2 \sum_u \delta_{0|u|} \frac{dT_{n+u}}{dt} + \sum_u \omega_{0|u|}^2 T_{n+u} = -\frac{1}{2} \sum_u W^i_{0|u|} \int_V E_{0n+u} \frac{\partial j_{exc}}{\partial t} dV, \quad (2)$$

где интегрирование производится по всему объему, в котором функция $E_{0n+u}(x,y,z)$ отлична от нуля. Аналогичное однородное уравнение записывается как:

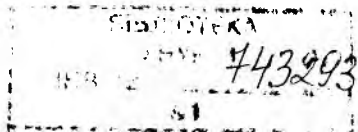
$$\frac{d^2 T_n}{dt^2} + 2 \sum_u \delta_{0|u|} \frac{dT_{n+u}}{dt} + \sum_u \omega_{0|u|}^2 T_{n+u} = 0. \quad (3)$$

В уравнениях (2) и (3) u – относительный номер ячейки ЗС, связанной с текущим резонатором ($u = -N_{coup} \dots + N_{coup}$). Нулевое значение u соответствует n -й ячейке. $W^i_{0|u|}$ – элемент n -й строки обращенной матрицы единичных энергий.

Расчет коэффициентов на базе параметров нормальных видов колебаний. В качестве исходных используем: спектр колебаний (собственные частоты нормальных видов ω_q); собственные (internal) добротности этих видов $Q_{0int q}$, а также эквивалентные емкости замедляющей системы C_q на каждом q -м нормальном виде колебания ($q = 0 \dots N-1$). Выберем в качестве n -й ячейку ЗС, в которой временная функция электрического поля q -го нормального вида колебания $T_{nq}(t)$ принимает наибольшие значения. Тогда частное решение уравнения (3) для этого вида в выбранной ячейке и окружающих ее $2N_{coup}$ резонаторах может быть записано следующим образом:

$$T_{n+uq}(t) = \text{Re} \{ A_q \cos u \Delta \varphi_q e^{i\omega_q t} e^{-\delta_q t} \}, \quad (4)$$

где A_q – комплексная амплитуда q -го нормального вида колебания; δ_q – коэффициент затухания этого вида $\delta_q = \omega_q / 2Q_{0int q}$; $\Delta \varphi_q$ – изменение фазы колебания между соседними ячейками, зависящее от номера нормального вида и граничных условий на концах системы. В частно-



сти, для N -резонаторного магнетрона $\Delta\varphi_q = 2\pi q/N$. Формулу (4) нетрудно получить, например, рассматривая стоячую волну как суперпозицию двух бегущих волн с одинаковыми амплитудами и противоположными фазовыми скоростями. Для каждой из них в отдельности выполняется теорема Флоке [4]. После суммирования полей обеих волн, с учетом малости затухания, вместо комплексной экспоненты остается тригонометрическая функция угла фазового сдвига колебаний в различных ячейках $u\Delta\varphi_q$.

Подставив решение (4) в уравнение (3), получаем:

$$-\omega_q^2 - 2i\omega_q\delta_q + \delta_q^2 + 2(i\omega_q - \delta_q)\sum_u \delta_{0|u|} \cos u\Delta\varphi_q + \sum_u \omega_{0|u|}^2 \cos u\Delta\varphi_q = 0.$$

Разделяя вещественную и мнимую части данного уравнения и пренебрегая членами порядка $\delta_0\delta$ и δ^2 , приходим к следующим системам уравнений для искомых коэффициентов $\omega_{0|u|}^2$ и $\delta_{0|u|}$:

$$\sum_u \omega_{0|u|}^2 \cos u\Delta\varphi_q = \omega_q^2, \quad (5)$$

$$\sum_u \delta_{0|u|} \cos u\Delta\varphi_q = \delta_q, \quad (6)$$

причем количество различных нормальных колебаний ЗС в каждой из систем берется равным количеству неизвестных коэффициентов ($N_{сoup}+1$). В терминах собственной добротности нормального вида колебания вторая система уравнений переписывается как:

$$\sum_u \delta_{0|u|} \cos u\Delta\varphi_q = \frac{\omega_q}{2Q_{0intq}}. \quad (7)$$

Конкретный вид решения этих систем зависит от выбора числа учитываемых пар связанных резонаторов $N_{сoup}$. Возможные варианты решения являются темой отдельной статьи.

Вектор единичных парциальных энергий и энергий связи найдем из значений эквивалентной емкости нормальных видов колебаний C_q [5]. Затухание при этом игнорируем. С одной стороны, максимальное значение энергии электрического поля q -го нормального вида численно равно:

$$W_{qm} = \frac{g^2 C_q}{2} |A_q|^2$$

(g – ширина зазора резонатора). С другой стороны, поскольку колебания нормального вида происходят во всех ячейках синфазно, эту же энергию можно выразить через матрицу единичных энергий $\|W_0\|$ и вектор вещественных амплитуд q -го нормального вида в ячейках ЗС T_{qm} следующим образом (см., например, [6]):

$$W_{qm} = T_{qm} (\|W_0\| T_{qm}).$$

Приравнивая оба выражения для энергии, получаем:

$$T_{qm} (\|W_0\| T_{qm}) = \frac{g^2 C_q}{2} |A_q|^2. \quad (8)$$

При решении данного уравнения нет необходимости рассматривать всю замедляющую систему. Достаточно выделить ее участок длиной $N_{2\pi q}$ ячеек, слева и справа от которого структура поля q -го нормального вида периодически повторяется. Очевидно, что $N_{2\pi q}$ – это наименьшее целое число, такое, что $N_{2\pi q}\Delta\varphi_q$ кратно 2π . Например, для $3\pi/4$ -вида $N_{2\pi} = 8$. Емкость C_q также должна относиться только к выделенному участку. Вводя понятие эквива-

лентной емкости нормального вида C_{1q} , приходящейся на одну ячейку, получаем $C_q = N_{2\pi q} C_{1q}$. Ограничим, как и ранее, количество ячеек, связь с которыми учитывается в уравнении возбуждения для каждого резонатора. Тогда матричное уравнение (8) может быть записано в обычной форме следующим образом:

$$\sum_{nn} \sum_u W_{0|u|} T_{nnqm} T_{nn+uqm} = \frac{N_{2\pi q} g^2 C_{1q}}{2} |A_q|^2, \quad (9)$$

где текущий номер резонатора nn принимает значения от n до $n+N_{2\pi q}-1$ (т.е. охватывает пространственный период q -го нормального вида), а относительный номер ячейки ЗС, связанной с текущим резонатором u – как и ранее, от $-N_{сопр}$ до $+N_{сопр}$.

Из уравнения (4) без учета затухания вытекают следующие выражения для вещественных амплитуд T_{nnqm} и T_{nn+uqm} :

$$T_{nnqm} = |A_q| \cos(nn - n)\Delta\varphi_q,$$

$$T_{nn+uqm} = |A_q| \cos(nn + u - n)\Delta\varphi_q.$$

Подставим их в уравнение (9). Учтя, что конкретный номер резонатора n в данном случае не играет роли, поскольку в сумме фигурируют дискретные значения гармонической функции, взятые на ее периоде, положим его равным нулю. Получаем:

$$\sum_n \sum_u W_{0|u|} \cos n\Delta\varphi_q \cos(n+u)\Delta\varphi_q = \frac{N_{2\pi q} g^2 C_{1q}}{2}$$

или, с учетом симметричности индексации по u :

$$\sum_n \sum_u W_{0|u|} \cos^2 n\Delta\varphi_q \cos u\Delta\varphi_q = \frac{N_{2\pi q} g^2 C_{1q}}{2}.$$

Поскольку индексы n и u теперь входят в различные сомножители, двойное суммирование можно переписать в виде произведения одинарных сумм:

$$\sum_n \cos^2 n\Delta\varphi_q \cdot \sum_u W_{0|u|} \cos u\Delta\varphi_q = \frac{N_{2\pi q} g^2 C_{1q}}{2}.$$

Сумма по n в этом выражении для 0- и π -видов колебания равна $N_{2\pi q}$, для всех остальных нормальных видов – $N_{2\pi q}/2$. Таким образом, окончательно имеем:

$$\sum_u W_{0|u|} \cos u\Delta\varphi_q = \frac{g^2 C_{1q}}{2} \quad \text{для 0- и } \pi\text{-видов,}$$

$$\sum_u W_{0|u|} \cos u\Delta\varphi_q = g^2 C_{1q} \quad \text{для других видов.} \quad (10)$$

Различие в коэффициентах объясняется тем, что для всех нормальных колебаний ЗС, кроме 0- и π -видов, имеются ячейки, в которых амплитуда функции $T_{nq}(t)$ меньше максимальной. В результате эквивалентная емкость C_{1q} , приходящаяся на одну ячейку, у 0- и π -видов примерно в два раза выше, чем у соседних с ними нормальных колебаний.

Полученная система уравнений (10) для различных q , наподобие аналогичных систем (5) и (7), является исходной при нахождении коэффициентов $W_{0|u|}$. Решение ее также зависит от выбора значения $N_{сопр}$.

Расчет коэффициентов на базе параметров бегущих волн. Рассмотренный выше метод нахождения коэффициентов матричного уравнения возбуждения на базе параметров нормальных видов колебаний замедляющей системы дополним аналогичной методикой расчета тех же коэффициентов на основе характеристик бегущей волны. К ним относятся: дисперсионная характеристика, частотная зависимость постоянной затухания α и частотная зависимость волнового сопротивления.

Ввиду известной неоднозначности определения волнового сопротивления в литературе [7], введем понятие сопротивления взаимодействия, которое заменяет использовавшееся ранее сопротивление связи. Последнее устарело, поскольку основано на модели взаимодействия пучка с одной пространственной гармоникой волны в периодической структуре. Современные методы моделирования позволяют рассматривать ВЧ-поле как единое целое, или, по крайней мере, как совокупность большого числа пространственных гармоник.

Сопротивление взаимодействия Z_0 определяется для монохроматической бегущей волны с частотой, лежащей в пределах полосы пропускания замедляющей системы. Оно вычисляется исходя из средней за период активной мощности P , переносимой волной через поперечное сечение ЗС. По определению сопротивление взаимодействия n -й ячейки неоднородной системы равно:

$$Z_{0n} = \frac{U_{nm}^2}{2P}, \quad (11)$$

где U_{nm} – амплитуда эквивалентного напряжения парциального вида между ламелями n -го резонатора. Выражая ее через продольную составляющую E_{0zm} напряженности поля единичной структурной функции в зазоре резонатора g (равную по определению единице) $U_{nm} = gE_{0zm}T_{nm}$, находим, что численное значение сопротивления взаимодействия составляет:

$$Z_{0n} = \frac{g^2}{2P} T_{nm}^2, \quad (12)$$

откуда средняя мощность, переносимая бегущей волной через n -ю ячейку ЗС, численно равна:

$$P = \frac{g^2}{2Z_{0n}} T_{nm}^2. \quad (13)$$

Если учитывается неоднородность продольной составляющей электрического поля в зазоре, величины U_{nm} и $E_{0zm}(z)$ связаны между собой интегралом по продольной координате z , однако это не принципиально, так как приводит лишь к добавлению в формулы (12) и (13) некоторого постоянного коэффициента. Очевидно, что на краях полосы пропускания, когда переносимая волной активная мощность обращается в нуль, сопротивление взаимодействия теряет смысл (стремится к бесконечности).

Обозначим частоту q -й монохроматической волны в полосе пропускания как ω_q . Тогда частное решение уравнения (3) для ячейки $n+u$ может быть записано следующим образом (n теперь номер произвольного резонатора):

$$T_{n+uq}(t) = \text{Re} \{ A_{nq} e^{-iu\Delta\varphi_q} e^{-u\lambda_q} e^{i\omega_q t} \}, \quad (14)$$

где A_{nq} – комплексная амплитуда колебания, созданного q -й волной в n -й ячейке; $\Delta\varphi_q$ – изменение фазы колебания между соседними ячейками на частоте ω_q (находится из дисперсионной характеристики ЗС); λ_q – логарифмический декремент затухания бегущей волны на периоде замедляющей системы для той же частоты: $\lambda_q = \ln(T_{nq}/T_{n+1q})$. Он вычисляется исходя из постоянной затухания α_q на частоте ω_q путем умножения ее на период ЗС D :

$$\lambda_q = D\alpha_q.$$

Фазовые соотношения формулы (14) следуют непосредственно из теоремы Флоке. Амплитудные зависимости для случая малого затухания очевидны.

Подставив решение (14) в уравнение (3), получаем:

$$-\omega_q^2 + 2i\omega_q \sum_u \delta_{0|u|} e^{-iu\Delta\varphi_q} e^{-u\lambda_q} + \sum_u \omega_{0|u|}^2 e^{-iu\Delta\varphi_q} e^{-u\lambda_q} = 0.$$

Разделим вещественную и мнимую части данного выражения. Учтем, что для малых затуханий $e^{u\lambda} \approx 1+u\lambda$, $e^{-u\lambda} \approx 1-u\lambda$, и пренебрежем в вещественной части членами порядка $\delta_{0|u|}$. В результате придем к двум системам уравнений для искомых коэффициентов $\omega_{0|u|}^2$ и $\delta_{0|u|}$:

$$\sum_u \omega_{0|u|}^2 \cos u\Delta\varphi_q = \omega_q^2, \quad (15)$$

$$\sum_u \delta_{0|u|} \cos u\Delta\varphi_q = -\frac{D\alpha_q}{2\omega_q} \sum_u \omega_{0|u|}^2 u \sin u\Delta\varphi_q, \quad (16)$$

где количество волн с различными частотами по-прежнему берется равным количеству неизвестных коэффициентов ($N_{\text{соед}}+1$).

Как и следовало ожидать, уравнение (15) совпадает с (5). Это дисперсионное уравнение цепочки связанных резонаторов при ограниченном количестве учитываемых связей для каждой ячейки. Уравнение (16) также можно получить непосредственно из (6), если выразить коэффициент затухания нормального вида δ_q через постоянную затухания двух бегущих волн α_q , из которых этот вид формируется (кроме, разумеется, 0- и π -видов). Очевидно, что:

$$\delta_q = \alpha_q v_{gq} = \alpha_q \left. \frac{d\omega}{d\beta} \right|_{\omega_q} = D\alpha_q \left. \frac{d\omega}{d(\Delta\varphi)} \right|_{\omega_q},$$

где v_{gq} – групповая скорость бегущей волны на частоте ω_q . Продифференцировав дисперсионное соотношение (15) по $\Delta\varphi$, получим:

$$\delta_q = -\frac{D\alpha_q}{2\omega_q} \sum_u \omega_{0|u|}^2 u \sin u\Delta\varphi_q,$$

что совпадает с правой частью уравнения (16). Очевидно, что если $v_g < 0$, знак α_q также должен быть отрицателен, поскольку при этом амплитуда волны нарастает в положительном направлении.

Вектор единичных парциальных энергий и энергий связи найдем из частотной зависимости сопротивления взаимодействия замедляющей системы в ее полосе пропускания $Z_0(\omega)$. Воспользуемся известным соотношением [7] между полной энергией бегущей волны, приходящейся на единицу длины замедляющей системы, средней мощностью, переносимой данной волной, и ее групповой скоростью. Выделим, как и ранее, участок замедляющей системы длиной $N_{2\pi q}$ ячеек, слева и справа от которого структура поля q -й волны в любой момент времени периодически повторяется (затухание здесь также не учитываем). Очевидно, что энергия электрического поля на данном участке W_q не зависит от времени и равна:

$$W_q = \frac{P_q}{2|v_{gq}|} DN_{2\pi q}. \quad (17)$$

Коэффициент 1/2 появляется из-за того, что полная энергия волны складывается из двух равных частей – энергии электрического и магнитного полей [8]. Индекс n здесь опускаем,

поскольку при отсутствии затухания переносимая волной мощность и амплитуда колебаний этой волны одинаковы во всех ячейках однородной ЗС. Подставив в (17) численное выражение для P_q из (13), получаем:

$$W_q = \frac{g^2}{4Z_{0q}|v_{gq}|} DN_{2\pi q} T_{qm}^2.$$

Групповую скорость определим, как и ранее, продифференцировав выражение (15) по $\Delta\varphi$. В итоге имеем:

$$W_q = \frac{g^2 \omega_q}{2Z_{0q} \left| \sum_u \omega_{0|u}|^2 u \sin u \Delta\varphi_q \right|} N_{2\pi q} T_{qm}^2.$$

С другой стороны, энергию электрического поля бегущей волны W_q , приходящуюся на участок ЗС из $N_{2\pi q}$ ячеек, можно найти по использовавшейся нами ранее формуле:

$$W_q = \sum_n \sum_u W_{0|u}| T_{nq}(t) T_{n+uq}(t), \quad (18)$$

где значения временных функций T_{nq} и T_{n+uq} зафиксированы в произвольный момент времени. Эти значения можно получить из уравнения (14) без учета затухания, если положить, например, $t = 0$ и

$$A_{nq} = T_{qm} e^{-in\Delta\varphi_q}.$$

Взяв вещественную часть выражения (14), получаем:

$$T_{nq}(0) = T_{qm} \cos n\Delta\varphi_q, \quad T_{n+uq}(0) = T_{qm} \cos(n+u)\Delta\varphi_q.$$

Подставив эти значения в (18), после преобразований, аналогичных проведенным ранее, имеем:

$$W_q = T_{qm}^2 \sum_n \cos^2 n\Delta\varphi_q \cdot \sum_u W_{0|u}| \cos u \Delta\varphi_q.$$

В отличие от нормальных видов колебаний, для бегущих волн сумма по n в этом выражении всегда равна $N_{2\pi q}/2$. Приравнявая оба значения энергии электрического поля, получаем систему уравнений относительно неизвестных коэффициентов $W_{0|u}|$:

$$\sum_u W_{0|u}| \cos u \Delta\varphi_q = \frac{g^2 \omega_q}{Z_{0q} \left| \sum_u \omega_{0|u}|^2 u \sin u \Delta\varphi_q \right|}, \quad (19)$$

где количество волн с различными частотами равно, как обычно, $(N_{сoup}+1)$. Выражение (19) для различных q , наряду с системами (15) и (16), можно использовать для расчета коэффициентов матричного уравнения возбуждения однородной резонаторной ЗС на базе ее экспериментально полученных частотных характеристик.

Таким образом, рассмотренная методика позволяет найти матрицы коэффициентов уравнения возбуждения замедляющей системы в виде цепочки связанных резонаторов для метода мгновенных значений. Она основана на косвенном подходе, заключающемся в использовании в качестве исходных данных результатов «холодных» электродинамических измерений параметров и характеристик ЗС. Предложены две модификации данной методики, различающиеся способом измерений. Первая базируется на параметрах нормальных видов коле-

баний, полученных в режиме стоячей волны, вторая – на частотных характеристиках бегущей волны. Обе модификации могут использоваться при численном моделировании СВЧ-приборов и других нелинейных электрофизических систем.

Список литературы: 1. Грицунов А.В. К выводу уравнения возбуждения цепочки связанных резонаторов для метода мгновенных значений // Радиотехника. 2001. Вып. 121. С. 156 – 162. 2. Грицунов А.В., Чурюмов Г.И. Спектральное моделирование СВЧ-приборов // Материалы междунар. межвуз. конф. «Современные проблемы электроники и радиофизики СВЧ». Саратов: Изд-во ГосУНЦ «Колледж». 2001. С. 31 – 34. 3. Григорьев А.Д., Янкевич В.Б. Резонаторы и резонаторные замедляющие системы СВЧ. М.: Радио и связь, 1984. 248 с. 4. Электронные сверхвысокочастотные приборы со скрещенными полями. Т. 1 / Под ред. М.М. Федорова. М.: Мир, 1961. 456 с. 5. Федоров Н.Н. Основы электродинамики. М.: Высш. школа, 1980. 399 с. 6. Основы теории колебаний / Под ред. В.В. Мигулина. М.: Наука, 1988. 392 с. 7. Лебедев И.В. Техника и приборы СВЧ. Т. 1. Техника сверхвысоких частот. М.: Высш. школа, 1970. 440 с. 8. Силин Р.А., Сазонов В.П. Замедляющие системы. М.: Сов. радио, 1966. 632 с.

*Харьковский национальный
университет радиоэлектроники*

Поступила в редколлегию 12.11.2001

**РАССЕЯНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН НА СЛОЖНЫХ
ПРОСТРАНСТВЕННЫХ РЕШЕТКАХ РЕЗОНАНСНЫХ
МАГНИТОДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ СФЕР**

Целью работы является решение задачи о рассеянии электромагнитных волн на сложных пространственных решетках определенного вида, построенных из малых однородных резонансных магнитодиэлектрических сферах, находящихся в свободном пространстве.

Рассмотрим сложную пространственную решетку, состоящую из C подрешеток – простых решеток ($c \in C$). Эти подрешетки порождаются координатным представлением, которое в прямоугольной декартовой системе координат имеет вид

$$\begin{aligned} x_{c,s} &= \left[s - 0,5 \left\{ (-1)^s - 1 \right\} \right] d - (-1)^{s-1} x_{c,s=0} & (s = 0, \pm 1, \pm 2, \dots), \\ y_{c,t} &= \left[t - 0,5 \left\{ (-1)^t - 1 \right\} \right] h - (-1)^{t-1} y_{c,t=0} & (t = 0, \pm 1, \pm 2, \dots), \\ z_{c,p} &= \left[p - 0,5 \left\{ (-1)^p - 1 \right\} \right] l - (-1)^{p-1} z_{c,p=0} & (p = 0, \pm 1, \pm 2, \dots), \end{aligned} \quad (1)$$

где величины d, h, l определяются условиями $x=0, x=d; y=0, y=h; z=0, z=l$, а $x_{c,s=0}, y_{c,t=0}, z_{c,p=0}$ – координаты узла подрешетки c , находящегося внутри области

$$\begin{aligned} 0 &< x_{c,s=0} < d, \\ 0 &< y_{c,t=0} < h, \\ 0 &< z_{c,p=0} < l. \end{aligned} \quad (2)$$

Координаты $x_{c,s}, y_{c,t}, z_{c,p}$ – определяют положение узлов подрешетки c вне пределов области (2) и являются функциями координат $x_{c,s=0}, y_{c,t=0}, z_{c,p=0}$. Каждому узлу пространственной подрешетки c (1) сопоставляется упорядоченная тройка чисел $u = c(p, s, t)$. Выделенный узел решетки будем обозначать $u' = c'(p', s', t')$, а узел внутри области (2) – $c(p = 0, s = 0, t = 0)$. Задавая максимальные значения для чисел (p, s, t) в (1), можно рассматривать конечные и бесконечные решетки. В координатное представление (1) можно ввести зависимость от времени, полагая, что координаты $x_{c,s=0}, y_{c,t=0}, z_{c,p=0}$ являются некоторыми функциями времени.

Нужный тип элементарной ячейки решетки (примитивной, объемноцентрированной, гранецентрированной и других) формируют из C узлов внутри области (2), которую повторит за пределами области (2) координатное представление (1) в виде пространственной решетки определенного вида.

Если изменять координаты узлов в области (2), то положения узлов вне области (2) будут также соответствующим образом смещаться, и будет происходить перестройка и формирование пространственной конфигурации решетки и ее ячеек. Когда узел находится в центре области (2), то d, h, l являются постоянными правильной ортогональной решетки по осям x, y, z соответственно.

Расстояние между узлами определим (1)

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

В узлы пространственных подрешеток (1) помещаются центры малых однородных резонансных магнетодиэлектрических сфер с проницаемостями ϵ_c, μ_c и радиусами a_c .

Будем считать, что вне сфер $a/\lambda \ll 1$, но внутри сфер возможен резонансный случай $a/\lambda \sim 1$, где λ - длина волны [1].

Для решения задачи будем использовать интегральные уравнения [2] и решать ее будем в два этапа. На первом этапе найдем внутреннее поле рассеивающих сфер, а на втором – поле, рассеянное пространственной решеткой сфер. Поля представим в виде $\vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{E}(\vec{r})e^{i\omega t}$, $\vec{H}(\vec{r}, t) = \vec{H}(\vec{r})e^{i\omega t}$.

Рассеянное поле по известному внутреннему полю рассеивателей определим через электрический $\vec{\Pi}^{\text{э}}$ и магнитный $\vec{\Pi}^{\text{м}}$ потенциалы Герца:

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

Потенциалы Герца рассеянного поля имеют вид

$$\begin{aligned}\vec{\Pi}^{\text{э}} &= \frac{1}{4\pi} \int_V \left(\frac{\epsilon}{\epsilon_0} - 1 \right) \vec{E}^0(\vec{r}') f(|\vec{r} - \vec{r}'|) dV, \\ \vec{\Pi}^{\text{м}} &= \frac{1}{4\pi} \int_V \left(\frac{\mu}{\mu_0} - 1 \right) \vec{H}^0(\vec{r}') f(|\vec{r} - \vec{r}'|) dV,\end{aligned}\quad (5)$$

где $\vec{E}^0(\vec{r}')$, $\vec{H}^0(\vec{r}')$ - внутренние поля рассеивателя; V - объем рассеивателя; ϵ_0, μ_0 - проницаемости заполнения свободного пространства; функция $f(|\vec{r} - \vec{r}'|)$ 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

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

Вычислим вначале внутреннее поле рассеивателей для случая, когда отношение $a/\lambda \ll 1$ внутри и вне сферы, а потом результаты вычислений обобщим и на резонансный случай, когда $a/\lambda \sim 1$ внутри сферы. Можно показать, что для внешних точек сферы интеграл по объему сферы от функции Грина для свободного пространства (6) имеет вид

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

где $k_1 = k\sqrt{\epsilon_0\mu_0}$; $k = 2\pi/\lambda$, а r - расстояние от центра и до внешних точек сферы.

Внутреннее поле $c'(p', s', t')$ сферы найдем из системы квазистационарных неоднородных уравнений, которые построим, опираясь на интегральные уравнения [2]. Входящие в эту систему уравнений неоднородные уравнения для произвольной выделенной сферы имеют вид

$$\begin{aligned}
 \bar{E}_{oc'(p', s', t')}(\bar{r}', t) = & \left\{ \left[1 + \frac{1}{3} \left(\frac{\epsilon_{c'} - 1}{\epsilon_0} \right) \right] \bar{E}_{c'(p', s', t')}^0(\bar{r}', t) - \right. \\
 & - \sum_{\substack{p \ s \ t \\ c'(p, s, t) \neq c'(p', s', t')}} \left\{ \left(\nabla \nabla + k^2 \epsilon_0 \mu_0 \right) \frac{1}{4\pi} \left(\frac{\epsilon_{c'} - 1}{\epsilon_0} \right) W_{c'(p, s, t)}^{\vartheta}(\bar{r}) \bar{E}_{c'(p, s, t)}^0(\bar{r}', t) - \right. \\
 & \left. \left. - ik\mu_0 \left[\nabla, \frac{1}{4\pi} \left(\frac{\mu_{c'} - 1}{\mu_0} \right) W_{c'(p, s, t)}^M(\bar{r}) \bar{H}_{c'(p, s, t)}^0(\bar{r}', t) \right] \right\} \right\}_{c'} - \\
 & - \sum_{\substack{c=1 \\ (c \neq c')}}^C \left(\sum_{\substack{p \ s \ t \\ (c \neq c')}} \left\{ \left(\nabla \nabla + k^2 \epsilon_0 \mu_0 \right) \frac{1}{4\pi} \left(\frac{\epsilon_c - 1}{\epsilon_0} \right) W_{c(p, s, t)}^{\vartheta}(\bar{r}) \bar{E}_{c(p, s, t)}^0(\bar{r}', t) - \right. \right. \\
 & \left. \left. - ik\mu_0 \left[\nabla, \frac{1}{4\pi} \left(\frac{\mu_c - 1}{\mu_0} \right) W_{c(p, s, t)}^M(\bar{r}') \bar{H}_{c(p, s, t)}^0(\bar{r}', t) \right] \right\} \right)_{c'} , \tag{8} \\
 \bar{H}_{oc'(p', s', t')}(\bar{r}', t) = & \left\{ \left[1 + \frac{1}{3} \left(\frac{\mu_{c'} - 1}{\mu_0} \right) \right] \bar{H}_{c'(p', s', t')}^0(\bar{r}', t) - \right. \\
 & - \sum_{\substack{p \ s \ t \\ c'(p, s, t) \neq c'(p', s', t')}} \left\{ \left(\nabla \nabla + k^2 \epsilon_0 \mu_0 \right) \frac{1}{4\pi} \left(\frac{\mu_{c'} - 1}{\mu_0} \right) W_{c'(p, s, t)}^M(\bar{r}) \bar{H}_{c'(p, s, t)}^0(\bar{r}', t) + \right. \\
 & \left. \left. + ik\epsilon_0 \left[\nabla, \frac{1}{4\pi} \left(\frac{\epsilon_{c'} - 1}{\epsilon_0} \right) W_{c'(p, s, t)}^{\vartheta}(\bar{r}) \bar{E}_{c'(p, s, t)}^0(\bar{r}', t) \right] \right\} \right\}_{c'} - \\
 & - \sum_{\substack{c=1 \\ (c \neq c')}}^C \left(\sum_{\substack{p \ s \ t \\ (c \neq c')}} \left\{ \left(\nabla \nabla + k^2 \epsilon_0 \mu_0 \right) \frac{1}{4\pi} \left(\frac{\mu_c - 1}{\mu_0} \right) W_{c(p, s, t)}^M(\bar{r}) \bar{H}_{c(p, s, t)}^0(\bar{r}', t) + \right. \right. \\
 & \left. \left. + ik\epsilon_0 \left[\nabla, \frac{1}{4\pi} \left(\frac{\epsilon_c - 1}{\epsilon_0} \right) W_{c(p, s, t)}^{\vartheta}(\bar{r}) \bar{E}_{c(p, s, t)}^0(\bar{r}', t) \right] \right\} \right)_{c'} ,
 \end{aligned}$$

где $\bar{E}_{oc'(p', s', t')}(\bar{r}', t)$, $\bar{H}_{oc'(p', s', t')}(\bar{r}', t)$ и $\bar{E}_{c'(p', s', t')}^0(\bar{r}', t)$, $\bar{H}_{c'(p', s', t')}^0(\bar{r}', t)$ - поля падающей волны и внутренние поля $c'(p', s', t')$ сферы, а $\bar{E}_{c(p, s, t)}^0(\bar{r}', t)$, $\bar{H}_{c(p, s, t)}^0(\bar{r}', t)$ - внутренние поля остальных сфер.

Величины $W_{c(p, s, t)}^{\bar{i}}(\bar{r}')$, $W_{c(p, s, t)}^{\bar{N}}(\bar{r}')$ имеют вид (3, 7, 8):

$$W_{c(p,s,t)}^{\varepsilon}(\vec{r}') = \frac{4\pi}{k_1^3} (\sin k_1 a_c - k_1 a_c \cos a_c) \frac{e^{-ik_1 r_{c'(p',s',t'),c(p,s,t)}}}{r_{c'(p',s',t'),c(p,s,t)}},$$

$$W_{c(p,s,t)}^M(\vec{r}') = -\frac{4\pi}{k_1^3} (\sin k_1 a_c - k_1 a_c \cos a_c) \frac{e^{-ik_1 r_{c'(p',s',t'),c(p,s,t)}}}{r_{c'(p',s',t'),c(p,s,t)}}.$$
(9)

Первые слагаемые справа в уравнениях (8) связаны с внутренним полем $c'(p',s',t')$ сферы без учета влияния всех остальных сфер, оставшиеся слагаемые учитывают влияние на $c'(p',s',t')$ - рассеиватель всех остальных сфер.

Уравнения (8) представляют систему $2N = 2 \sum_{c=1}^C N_c$ векторных неоднородных уравнений, где N – общее число сфер решетки, а N_c - число сфер подрешетки c . Решение этой системы уравнений для выделенной сферы имеет вид:

$$\vec{E}_{c'(p',s',t')}^0(\vec{r}', t) = \frac{1}{\Delta^{\varepsilon M}} \sum_{c=1}^C \left(\sum_u \left[\hat{g}_u^{\varepsilon u'} \vec{E}_{oc(p,s,t)}(\vec{r}', t) + \hat{\beta}_u^{\varepsilon u'} \vec{H}_{oc(p,s,t)}(\vec{r}', t) \right] \right),$$

$$\vec{H}_{c'(p',s',t')}^0(\vec{r}', t) = \frac{1}{\Delta^{\varepsilon M}} \sum_{c=1}^C \left(\sum_u \left[\hat{\beta}_u^{mu'} \vec{H}_{oc(p,s,t)}(\vec{r}', t) + \hat{g}_u^{mu'} \vec{E}_{oc(p,s,t)}(\vec{r}', t) \right] \right),$$
(10)

$$\hat{g}_u^{\varepsilon u'} = \begin{bmatrix} g_{xxu}^{\varepsilon u'} & g_{xyu}^{\varepsilon u'} & g_{xzu}^{\varepsilon u'} \\ g_{yxu}^{\varepsilon u'} & g_{yyu}^{\varepsilon u'} & g_{yzu}^{\varepsilon u'} \\ g_{zxu}^{\varepsilon u'} & g_{zyu}^{\varepsilon u'} & g_{zzu}^{\varepsilon u'} \end{bmatrix}; \quad \hat{\beta}_u^{\varepsilon u'} = \begin{bmatrix} \beta_{xxu}^{\varepsilon u'} & \beta_{xyu}^{\varepsilon u'} & \beta_{xzu}^{\varepsilon u'} \\ \beta_{yxu}^{\varepsilon u'} & \beta_{yyu}^{\varepsilon u'} & \beta_{yzu}^{\varepsilon u'} \\ \beta_{zxu}^{\varepsilon u'} & \beta_{zyu}^{\varepsilon u'} & \beta_{zzu}^{\varepsilon u'} \end{bmatrix};$$

$$\hat{\beta}_u^{mu'} = \begin{bmatrix} \beta_{xxu}^{mu'} & \beta_{xyu}^{mu'} & \beta_{xzu}^{mu'} \\ \beta_{yxu}^{mu'} & \beta_{yyu}^{mu'} & \beta_{yzu}^{mu'} \\ \beta_{zxu}^{mu'} & \beta_{zyu}^{mu'} & \beta_{zzu}^{mu'} \end{bmatrix}; \quad \hat{g}_u^{mu'} = \begin{bmatrix} g_{xxu}^{mu'} & g_{xyu}^{mu'} & g_{xzu}^{mu'} \\ g_{yxu}^{mu'} & g_{yyu}^{mu'} & g_{yzu}^{mu'} \\ g_{zxu}^{mu'} & g_{zyu}^{mu'} & g_{zzu}^{mu'} \end{bmatrix},$$

а $\Delta^{\varepsilon M}$ - детерминант основной матрицы системы уравнений (8).

Компоненты внутреннего поля сферы (10) представим в виде

$$E_{xu'}^0(\vec{r}', t) = \frac{1}{\Delta^{\varepsilon M}} \sum_{c=1}^C \left(\sum_u \left[g_{xxu}^{\varepsilon u'} E_{oxu}(\vec{r}', t) + g_{xyu}^{\varepsilon u'} E_{oyu}(\vec{r}', t) + g_{xzu}^{\varepsilon u'} E_{ozu}(\vec{r}', t) + \beta_{xxu}^{\varepsilon u'} H_{oxu}(\vec{r}', t) + \beta_{xyu}^{\varepsilon u'} H_{oyu}(\vec{r}', t) + \beta_{xzu}^{\varepsilon u'} H_{ozu}(\vec{r}', t) \right] \right),$$

$$E_{yu'}^0(\vec{r}', t) = \frac{1}{\Delta^{\varepsilon M}} \sum_{c=1}^C \left(\sum_u \left[g_{yxu}^{\varepsilon u'} E_{oxu}(\vec{r}', t) + g_{yyu}^{\varepsilon u'} E_{oyu}(\vec{r}', t) + g_{yzu}^{\varepsilon u'} E_{ozu}(\vec{r}', t) + \beta_{yxu}^{\varepsilon u'} H_{oxu}(\vec{r}', t) + \beta_{yyu}^{\varepsilon u'} H_{oyu}(\vec{r}', t) + \beta_{yzu}^{\varepsilon u'} H_{ozu}(\vec{r}', t) \right] \right),$$

$$E_{zu'}^0(\vec{r}', t) = \frac{1}{\Delta^{\varepsilon M}} \sum_{c=1}^C \left(\sum_u \left[g_{zxu}^{\varepsilon u'} E_{oxu}(\vec{r}', t) + g_{zyu}^{\varepsilon u'} E_{oyu}(\vec{r}', t) + g_{zzu}^{\varepsilon u'} E_{ozu}(\vec{r}', t) + \beta_{zxu}^{\varepsilon u'} H_{oxu}(\vec{r}', t) + \beta_{zyu}^{\varepsilon u'} H_{oyu}(\vec{r}', t) + \beta_{zzu}^{\varepsilon u'} H_{ozu}(\vec{r}', t) \right] \right),$$

$$\begin{aligned}
& + \beta_{zxu}^{\varepsilon u'} H_{oxu}(\bar{r}', t) + \beta_{zyu}^{\varepsilon u'} H_{oyu}(\bar{r}', t) + \beta_{zzu}^{\varepsilon u'} H_{ozu}(\bar{r}', t) \Big] \Big), \\
H_{xu}^0(\bar{r}', t) &= \frac{1}{\Delta^{\varepsilon M}} \sum_{c=1}^C \left(\sum_u \left[\beta_{xxu}^{\mu u'} H_{oxu}(\bar{r}', t) + \beta_{xyu}^{\mu u'} H_{oyu}(\bar{r}', t) + \beta_{xzu}^{\mu u'} H_{ozu}(\bar{r}', t) + \right. \right. \\
& \left. \left. + g_{xxu}^{\mu u'} E_{oxu}(\bar{r}', t) + g_{xyu}^{\mu u'} E_{oyu}(\bar{r}', t) + g_{xzu}^{\mu u'} E_{ozu}(\bar{r}', t) \right] \right), \\
H_{yu}^0(\bar{r}', t) &= \frac{1}{\Delta^{\varepsilon M}} \sum_{c=1}^C \left(\sum_u \left[\beta_{yxu}^{\mu u'} H_{oxu}(\bar{r}', t) + \beta_{yyu}^{\mu u'} H_{oyu}(\bar{r}', t) + \beta_{yzu}^{\mu u'} H_{ozu}(\bar{r}', t) + \right. \right. \\
& \left. \left. + g_{yxu}^{\mu u'} E_{oxu}(\bar{r}', t) + g_{yyu}^{\mu u'} E_{oyu}(\bar{r}', t) + g_{yzu}^{\mu u'} E_{ozu}(\bar{r}', t) \right] \right), \\
H_{zu}^0(\bar{r}', t) &= \frac{1}{\Delta^{\varepsilon M}} \sum_{c=1}^C \left(\sum_u \left[\beta_{z xu}^{\mu u'} H_{oxu}(\bar{r}', t) + \beta_{zyu}^{\mu u'} H_{oyu}(\bar{r}', t) + \beta_{z zu}^{\mu u'} H_{ozu}(\bar{r}', t) + \right. \right. \\
& \left. \left. + g_{z xu}^{\mu u'} E_{oxu}(\bar{r}', t) + g_{zyu}^{\mu u'} E_{oyu}(\bar{r}', t) + g_{z zu}^{\mu u'} E_{ozu}(\bar{r}', t) \right] \right).
\end{aligned}$$

Для случая, когда можно предположить, что у всех сфер с одинаковым индексом p каждой подрешетки (1) внутренние поля равны, например, внутреннему полю $\bar{E}_{c(p,s=0,t=0)}^0(\bar{r}', t)$ сферы $c(p, s=0, t=0)$, расположенной на оси z , систему уравнений для сложной решетки можно свести к системе, число уравнений которой будет равно числу сфер решетки, расположенных вдоль оси z - $(2|p_m|+1)C$, где p_m - максимальное значение индекса p (1). Входящие в эту систему уравнения для выделенной сферы $c'(p', s'=0, t'=0)$, представим в виде

$$\begin{aligned}
\bar{E}_{oc'(p',s'=0,t'=0)}^0(\bar{r}', t) &= \left\{ \left[1 + \frac{1}{3} \left(\frac{\varepsilon_{c'}}{\varepsilon_0} - 1 \right) \right] \bar{E}_{c'(p',s'=0,t'=0)}^0(\bar{r}', t) - \right. \\
& - \sum_{\substack{p \\ c'(p,s,t) \neq c'(p',s',t')}} \sum_s \sum_t \left\{ \left(\nabla \nabla + k^2 \varepsilon_0 \mu_0 \right) \frac{1}{4\pi} \left(\frac{\varepsilon_{c'}}{\varepsilon_0} - 1 \right) W_{c'(p,s,t)}^{\varepsilon}(\bar{r}) \bar{E}_{c'(p,s=0,t=0)}^0(\bar{r}', t) - \right. \\
& \left. \left. - ik\mu_0 \left[\nabla, \frac{1}{4\pi} \left(\frac{\mu_{c'}}{\mu_0} - 1 \right) W_{c'(p,s,t)}^{\mu}(\bar{r}) \bar{H}_{c'(p,s=0,t=0)}^0(\bar{r}', t) \right] \right\} \right\}_{c'} - \\
& - \sum_{\substack{c=1 \\ (c \neq c')}}^C \left(\sum_{\substack{p \\ c(p,s,t) \neq c'(p',s',t')}} \sum_s \sum_t \left\{ \left(\nabla \nabla + k^2 \varepsilon_0 \mu_0 \right) \frac{1}{4\pi} \left(\frac{\varepsilon_c}{\varepsilon_0} - 1 \right) W_{c(p,s,t)}^{\varepsilon}(\bar{r}) \bar{E}_{c(p,s=0,t=0)}^0(\bar{r}', t) - \right. \right. \\
& \left. \left. - ik\mu_0 \left[\nabla, \frac{1}{4\pi} \left(\frac{\mu_c}{\mu_0} - 1 \right) W_{c(p,s,t)}^{\mu}(\bar{r}) \bar{H}_{c(p,s=0,t=0)}^0(\bar{r}', t) \right] \right\} \right)_{c'} , \\
\bar{H}_{oc'(p',s'=0,t'=0)}^0(\bar{r}', t) &= \left\{ \left[1 + \frac{1}{3} \left(\frac{\mu_{c'}}{\mu_0} - 1 \right) \right] \bar{H}_{c'(p',s'=0,t'=0)}^0(\bar{r}', t) - \right. \\
& - \sum_{\substack{p \\ c(p,s,t) \neq c'(p',s',t')}} \sum_s \sum_t \left\{ \left(\nabla \nabla + k^2 \varepsilon_0 \mu_0 \right) \frac{1}{4\pi} \left(\frac{\mu_{c'}}{\mu_0} - 1 \right) W_{c'(p,s,t)}^{\mu}(\bar{r}) \bar{H}_{c'(p,s=0,t=0)}^0(\bar{r}', t) + \right. \\
& \left. \left. + \left(\nabla \nabla + k^2 \varepsilon_0 \mu_0 \right) \frac{1}{4\pi} \left(\frac{\varepsilon_{c'}}{\varepsilon_0} - 1 \right) W_{c'(p,s,t)}^{\varepsilon}(\bar{r}) \bar{E}_{c'(p,s=0,t=0)}^0(\bar{r}', t) - \right. \right. \\
& \left. \left. - ik\mu_0 \left[\nabla, \frac{1}{4\pi} \left(\frac{\mu_c}{\mu_0} - 1 \right) W_{c(p,s,t)}^{\mu}(\bar{r}) \bar{H}_{c(p,s=0,t=0)}^0(\bar{r}', t) \right] \right\} \right\}_{c'} ,
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& + ik\varepsilon_0 \left[\nabla, \frac{1}{4\pi} \left(\frac{\varepsilon_{c'}}{\varepsilon_0} - 1 \right) W_{c'(p,s,t)}^{\mathfrak{E}}(\vec{r}) \bar{E}_{c'(p,s=0,t=0)}^0(\vec{r}', t) \right] \Bigg]_{c'} - \\
& - \sum_{\substack{c=1 \\ (c \neq c')}}^C \left(\sum_p \sum_s \sum_t \left\{ \left(\nabla \nabla + k^2 \varepsilon_0 \mu_0 \right) \frac{1}{4\pi} \left(\frac{\mu_c}{\mu_0} - 1 \right) W_{c(p,s,t)}^M(\vec{r}) \bar{H}_{c(p,s=0,t=0)}^0(\vec{r}', t) + \right. \right. \\
& \left. \left. + ik\varepsilon_0 \left[\nabla, \frac{1}{4\pi} \left(\frac{\varepsilon_c}{\varepsilon_0} - 1 \right) W_{c(p,s,t)}^{\mathfrak{E}}(\vec{r}) \bar{E}_{c(p,s=0,t=0)}^0(\vec{r}', t) \right] \right\} \right)_{c'} .
\end{aligned}$$

Если выполняются условия $a/\lambda \ll 1$ и $L/\lambda \ll 1$, где L – расстояние между центрами сфер, и можно предположить, что внутренние поля каждой сферы подрешетки одинаковы и равны полю сферы $\bar{E}_{c(p,s=0,t=0)}^0(\vec{r}', t)$, находящейся внутри области (2), то систему уравнений (8) можно свести к системе $2C$ неоднородных векторных уравнений и для выделенной сферы $c'(p', s'=0, t'=0)$ эти уравнения представим в виде

$$\begin{aligned}
& \bar{E}_{oc'(p',s'=0,t'=0)}(\vec{r}', t) = \left\{ \left[1 + \frac{1}{3} \left(\frac{\varepsilon_{c'}}{\varepsilon_0} - 1 \right) \right] \bar{E}_{c'(p'=0,s'=0,t'=0)}^0(\vec{r}', t) - \right. \\
& - \sum_{\substack{p \\ c'(p,s,t) \neq c'(p',s'=0,t'=0)}} \sum_s \sum_t \left\{ \left(\nabla \nabla + k^2 \varepsilon_0 \mu_0 \right) \frac{1}{4\pi} \left(\frac{\varepsilon_{c'}}{\varepsilon_0} - 1 \right) W_{c'(p,s,t)}^{\mathfrak{E}}(\vec{r}) \bar{E}_{c'(p=0,s=0,t=0)}^0(\vec{r}', t) - \right. \\
& \left. \left. - ik\mu_0 \left[\nabla, \frac{1}{4\pi} \left(\frac{\mu_{c'}}{\mu_0} - 1 \right) W_{c'(p,s,t)}^M(\vec{r}) \bar{H}_{c'(p=0,s=0,t=0)}^0(\vec{r}', t) \right] \right\} \right]_{c'} - \\
& - \sum_{\substack{c=1 \\ (c \neq c')}}^C \left(\sum_p \sum_s \sum_t \left\{ \left(\nabla \nabla + k^2 \varepsilon_0 \mu_0 \right) \frac{1}{4\pi} \left(\frac{\varepsilon_c}{\varepsilon_0} - 1 \right) W_{c(p,s,t)}^{\mathfrak{E}}(\vec{r}) \bar{E}_{c(p=0,s=0,t=0)}^0(\vec{r}', t) - \right. \right. \\
& \left. \left. - ik\mu_0 \left[\nabla, \frac{1}{4\pi} \left(\frac{\mu_c}{\mu_0} - 1 \right) W_{c(p,s,t)}^M(\vec{r}) \bar{H}_{c(p=0,s=0,t=0)}^0(\vec{r}', t) \right] \right\} \right)_{c'} , \\
& \bar{H}_{oc'(p',s'=0,t'=0)}(\vec{r}', t) = \left\{ \left[1 + \frac{1}{3} \left(\frac{\mu_{c'}}{\mu_0} - 1 \right) \right] \bar{H}_{c'(p'=0,s'=0,t'=0)}^0(\vec{r}', t) - \right. \\
& - \sum_{\substack{p \\ c'(p,s,t) \neq c'(p',s'=0,t'=0)}} \sum_s \sum_t \left\{ \left(\nabla \nabla + k^2 \varepsilon_0 \mu_0 \right) \frac{1}{4\pi} \left(\frac{\mu_{c'}}{\mu_0} - 1 \right) W_{c'(p,s,t)}^M(\vec{r}) \bar{H}_{c'(p=0,s=0,t=0)}^0(\vec{r}', t) + \right. \\
& \left. \left. + ik\varepsilon_0 \left[\nabla, \frac{1}{4\pi} \left(\frac{\varepsilon_{c'}}{\varepsilon_0} - 1 \right) W_{c'(p,s,t)}^{\mathfrak{E}}(\vec{r}) \bar{E}_{c'(p=0,s=0,t=0)}^0(\vec{r}', t) \right] \right\} \right]_{c'} - \\
& - \sum_{\substack{c=1 \\ (c \neq c')}}^C \left(\sum_p \sum_s \sum_t \left\{ \left(\nabla \nabla + k^2 \varepsilon_0 \mu_0 \right) \frac{1}{4\pi} \left(\frac{\mu_c}{\mu_0} - 1 \right) W_{c(p,s,t)}^M(\vec{r}) \bar{H}_{c(p=0,s=0,t=0)}^0(\vec{r}', t) + \right. \right. \\
& \left. \left. + ik\varepsilon_0 \left[\nabla, \frac{1}{4\pi} \left(\frac{\varepsilon_c}{\varepsilon_0} - 1 \right) W_{c(p,s,t)}^{\mathfrak{E}}(\vec{r}) \bar{E}_{c(p=0,s=0,t=0)}^0(\vec{r}', t) \right] \right\} \right)_{c'} .
\end{aligned}$$

Для случая, когда падающая волна распространяется вдоль оси z , внутреннее и рассеянное поля представим через пространственные гармоники.

Разложим по собственным функциям постоянных d , h ортогональной решетки (1), (3) выражение [2]

$$\frac{e^{-ik_1 r_{uu'}}}{r_{uu'}} = \frac{2\pi}{dh} \sum_{m,n=0}^{\infty} \frac{\chi_{mn}}{\beta_{mn}} e^{-i \left[\frac{mn}{d}(x_{c',s'} - x_{c,s}) + \frac{n\pi}{h}(y_{c',t'} - y_{c,t}) + \beta_{mn} |z_{c',p'} - z_{c,p}| \right]}, \quad (11)$$

где

$$\chi_{mn} = \begin{cases} 2, & \text{если } m = 0 \text{ или } n = 0, \\ 1, & \text{если } m, n > 0, \end{cases}$$

$$\beta_{mn} = \sqrt{k^2 \varepsilon_0 \mu_0 - \left(\frac{m\pi}{d}\right)^2 - \left(\frac{n\pi}{h}\right)^2} \quad (m, n = 0, 1, 2, \dots).$$

Тогда величины $W_{c(p,s,t)}^{\mathcal{O}}(\vec{r})$ и $W_{c(p,s,t)}^{\mathcal{M}}(\vec{r})$ (9) можно записать в виде

$$W_{c(p,s,t)}^{\mathcal{O}}(\vec{r}) = \frac{4\pi}{k_1^3} (\sin k_1 a_c - k_1 a_c \cos k_1 a_c) \frac{2\pi}{dh} \sum_{m,n=0}^{\infty} \frac{\chi_{mn}}{\beta_{mn}} e^{-i \left[\frac{mn}{d}(x_{c',s'} - x_{c,s}) + \frac{n\pi}{h}(y_{c',t'} - y_{c,t}) + \beta_{mn} |z_{c',p'} - z_{c,p}| \right]}, \quad (12)$$

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

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

$$\vec{E}_{oc(p,s,t)}(\vec{r}', t) = \sum_{m,n=0}^{\infty} \vec{E}_{oc(p,s,t)}^{mn}(\vec{r}', t), \quad (13)$$

$$\vec{H}_{oc(p,s,t)}(\vec{r}', t) = \sum_{m,n=0}^{\infty} \vec{H}_{oc(p,s,t)}^{mn}(\vec{r}', t).$$

Внутренние поля сферы также запишем в виде разложения

$$\vec{E}_{c(s,t,p)}^0(\vec{r}', t) = \sum_{m,n=0}^{\infty} \vec{E}_{c(s,t,p)}^{0mn}(\vec{r}', t), \quad (14)$$

$$\bar{H}_{c(s,t,p)}^0(\bar{r}',t) = \sum_{m,n=0}^{\infty} \bar{H}_{c(s,t,p)}^{0mn}(\bar{r}',t),$$

это представление нельзя рассматривать как разложение Фурье.

Уравнения для компонент внутренних полей $\bar{E}_{c(p,s,t)}^0(\bar{r}',t)$, $\bar{H}_{c(p,s,t)}^0(\bar{r}',t)$ произвольной сферы запишем в виде (11, 12, 13):

$$\begin{aligned} \bar{E}_{oc'(p',s',t')}^{mn}(\bar{r}',t) = & \left\{ \left[1 + \frac{1}{3} \left(\frac{\epsilon_{c'}}{\epsilon_0} - 1 \right) \right] \bar{E}_{c'(p',s',t')}^{0mn}(\bar{r}',t) - \right. \\ & - \sum_{\substack{p \ s \ t \\ c'(p,s,t) \neq c'(p',s',t')}} \frac{2\pi}{dhk_1^3} (\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) \bar{E}_{c'(p,s,t)}^{0mn}(\bar{r}',t) - \right. \\ & \left. \left. - ik\mu_0 \left[\nabla, (-1) \left(\frac{\mu_{c'}}{\mu_0} - 1 \right) \bar{H}_{c'(p,s,t)}^{0mn}(\bar{r}',t) \right] \right\} e^{-i \left[\frac{m\pi}{d} (x_{c',s'} - x_{c',s}) + \frac{n\pi}{h} (y_{c',t'} - y_{c',t}) + \beta_{mn} |z_{c',p'} - z_{c',p}| \right]} \right\}_{c'} - \\ & - \sum_{\substack{c=1 \\ (c \neq c')}}^C \left(\sum_{\substack{p \ s \ t \\ (c \neq c')}} \frac{2\pi}{dhk_1^3} (\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) \bar{E}_{c(p,s,t)}^{0mn}(\bar{r}',t) - \right. \right. \\ & \left. \left. - ik\mu_0 \left[\nabla, (-1) \left(\frac{\mu_c}{\mu_0} - 1 \right) \bar{H}_{c(p,s,t)}^{0mn}(\bar{r}',t) \right] \right\} e^{-i \left[\frac{\pi m}{d} (x_{c',s'} - x_{c',s}) + \frac{n\pi}{h} (y_{c',t'} - y_{c',t}) + \beta_{mn} |z_{c',p'} - z_{c',p}| \right]} \right) \Bigg|_c, \\ \bar{H}_{oc'(p',s',t')}^{mn}(\bar{r}',t) = & \left\{ \left[1 + \frac{1}{3} \left(\frac{\mu_{c'}}{\mu_0} - 1 \right) \right] \bar{H}_{c'(p',s',t')}^{0mn}(\bar{r}',t) - \right. \\ & - \sum_{\substack{p \ s \ t \\ c'(p,s,t) \neq c'(p',s',t')}} \frac{2\pi}{dhk_1^3} (\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) \bar{H}_{c'(p,s,t)}^{0mn}(\bar{r}',t) + \right. \\ & \left. + ik\epsilon_0 \left[\nabla, \left(\frac{\epsilon_{c'}}{\epsilon_0} - 1 \right) \bar{E}_{c'(p,s,t)}^{0mn}(\bar{r}',t) \right] \right\} e^{-i \left[\frac{\pi m}{d} (x_{c',s'} - x_{c',s}) + \frac{n\pi}{h} (y_{c',t'} - y_{c',t}) + \beta_{mn} |z_{c',p'} - z_{c',p}| \right]} \right\}_{c'} - \\ & - \sum_{\substack{c=1 \\ (c \neq c')}}^C \left(\sum_{\substack{p \ s \ t \\ (c \neq c')}} \frac{2\pi}{dhk_1^3} (\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) \bar{H}_{c(p,s,t)}^{0mn}(\bar{r}',t) + \right. \right. \\ & \left. \left. + ik\epsilon_0 \left[\nabla, \left(\frac{\epsilon_c}{\epsilon_0} - 1 \right) \bar{E}_{c(p,s,t)}^{0mn}(\bar{r}',t) \right] \right\} e^{-i \left[\frac{\pi m}{d} (x_{c',s'} - x_{c',s}) + \frac{n\pi}{h} (y_{c',t'} - y_{c',t}) + \beta_{mn} |z_{c',p'} - z_{c',p}| \right]} \right) \Bigg|_c. \end{aligned} \quad (15)$$

Решение системы уравнений (15) для внутренних полей сфер решетки представим в виде

$$\bar{E}_{c'(p',s',t')}^0(\bar{r},t) = \sum_{m,n=0}^{\infty} \left(\frac{1}{\Delta^{mn}} \sum_{c=1}^C \left[\sum_u \left(\bar{g}_u^{\varepsilon u' mn} \bar{E}_{oc(p,s,t)}^{mn}(\bar{r}',t) + \bar{\beta}_u^{\varepsilon u' mn} \bar{H}_{oc(p,s,t)}^{mn}(\bar{r}',t) \right) \right] \right), \quad (16)$$

$$\bar{H}_{c'(p',s',t')}^0(\bar{r},t) = \sum_{m,n=0}^{\infty} \left(\frac{1}{\Delta^{mn}} \sum_{c=1}^C \left[\sum_u \left(\bar{g}_u^{\mu u' mn} \bar{E}_{oc(p,s,t)}^{mn}(\bar{r}',t) + \bar{\beta}_u^{\mu u' mn} \bar{H}_{oc(p,s,t)}^{mn}(\bar{r}',t) \right) \right] \right),$$

где Δ^{mn} - детерминант системы уравнений (15).

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

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

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 (10) справедливы, когда $a/\lambda \ll 1$ и снаружи и внутри сферы. Но их можно обобщить на резонансный случай $a/\lambda \sim 1$, если вместо проницаемостей ε_c и μ_c сферы ввести эффективные проницаемости [3]

$$\begin{aligned} \varepsilon_{c\varepsilon\phi} &= \varepsilon_c F(ka_c \sqrt{\varepsilon_c \mu_c}), \\ \mu_{c\varepsilon\phi} &= \mu_c F(ka_c \sqrt{\varepsilon_c \mu_c}), \end{aligned} \quad (17)$$

где

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

Потенциалы Герца (5), рассеянного сферами решетки поля, можно представить, учитывая (10) и (17), в виде суперпозиций потенциалов Герца отдельных сфер решетки:

$$\bar{\Pi}^{\varepsilon}(\bar{r},t) = \sum_{c=1}^C \left[\sum_p \sum_s \sum_t \frac{1}{k_1^3} (\sin k_1 a_c - k_1 a_c \cos k_1 a_c) \left(\frac{\varepsilon_c}{\varepsilon_0} - 1 \right) \bar{E}_{c(p,s,t)}^0(\bar{r}',t) \frac{e^{-ik_1 r_{c(p,s,t)}}}{r_{c(p,s,t)}} \right]_c \quad (18)$$

$$\vec{f}^N(\vec{r}, t) = -\sum_{c=1}^C \left[\sum_p \sum_s \sum_t \frac{1}{k_1^3} (\sin k_1 a_c - k_1 a_c \cos k_1 a_c) \left(\frac{\mu_c}{\mu_0} - 1 \right) \vec{H}_{c(p,s,t)}^0(\vec{r}', t) \frac{e^{-ik_1 r_{c(p,s,t)}}}{r_{c(p,s,t)}} \right]_c$$

В соотношениях для потенциалов Герца (18) выражение с экспонентой можно представить в виде разложения по собственным функциям постоянных d, h ортогональной решетки (2):

$$\frac{e^{-ik_1 r_{c(p,s,t)}}}{r_{c(p,s,t)}} = \frac{2\pi}{dh} \sum_{m,n=0}^{\infty} \frac{\chi_{mn}}{\beta_{mn}} e^{-i \left[\frac{m\pi}{d}(x-x_{c,s}) + \frac{n\pi}{h}(y-y_{c,t}) + \beta_{mn}|z-z_{c,p}| \right]} \quad (19)$$

$$\text{Здесь } r_{c(p,s,t)} = \sqrt{(x-x_{c,s})^2 + (y-y_{c,t})^2 + (z-z_{c,p})^2},$$

где координаты (x, y, z) – точка наблюдения рассеянного поля вне сфер решетки, координаты $(x_{c,s}, y_{c,t}, z_{c,p})$ – точка нахождения центра рассеивающей сферы решетки (1).

Тогда, учитывая (10) и (18), из (4) найдем рассеянные сферами решетки искомые поля:

$$\begin{aligned} \vec{E}_{\text{расс}}(\vec{r}, t) &= \sum_{c=1}^C \left[\sum_p \sum_s \sum_t \frac{1}{k_1^3} (\sin k_1 a_c - k_1 a_c \cos k_1 a_c) \left\{ \left(\frac{\epsilon_c}{\epsilon_0} - 1 \right) \vec{L}_c \vec{E}_{c(p,s,t)}^0(\vec{r}') - \right. \right. \\ &- ik\mu_0 \left(\frac{\mu_c}{\mu_0} - 1 \right) (-1) \vec{P}_c \vec{H}_{c(p,s,t)}^0(\vec{r}') \left. \right\} e^{i(\omega t - k_1 r_{c(p,s,t)})} \right]_c, \\ \vec{H}_{\text{расс}}(\vec{r}, t) &= \sum_{c=1}^C \left[\sum_p \sum_s \sum_t \frac{1}{k_1^3} (\sin k_1 a_c - k_1 a_c \cos k_1 a_c) \left\{ \left(\frac{\mu_c}{\mu_0} - 1 \right) (-1) \vec{L}_c \vec{H}_{c(p,s,t)}^0(\vec{r}') + \right. \right. \\ &+ ik\epsilon_0 \left(\frac{\epsilon_c}{\epsilon_0} - 1 \right) \vec{P}_c \vec{E}_{c(p,s,t)}^0(\vec{r}') \left. \right\} e^{i(\omega t - k_1 r_{c(p,s,t)})} \right]_c, \end{aligned} \quad (20)$$

где \vec{L}_c и \vec{P}_c – функциональные матрицы вида

$$\vec{L}_c = \begin{bmatrix} \Psi_{xxc} & \Psi_{xyc} & \Psi_{xzc} \\ \Psi_{yxc} & \Psi_{yyc} & \Psi_{yzc} \\ \Psi_{zxc} & \Psi_{zyc} & \Psi_{zcc} \end{bmatrix}; \quad \vec{P}_c = \begin{bmatrix} 0 & \Psi_{zc} & \Psi_{yc}^0 \\ \Psi_{zc}^0 & 0 & \Psi_{xc} \\ \Psi_{yc} & \Psi_{xc}^0 & 0 \end{bmatrix}. \quad (21)$$

Величины, входящие в функциональные матрицы (21), имеют вид (1)

$$\Psi_{xxc} = \frac{1}{r_{c(p,s,t)}} k^2 \epsilon_0 \mu_0 + \frac{|3(x-x_{c,s})^2 - r_{c(p,s,t)}^2|}{r_{c(p,s,t)}^5} - \frac{k_1^2 (x-x_{c,s})^2}{r_{c(p,s,t)}^3} + ik_1 \frac{|3(x-x_{c,s})^2 - r_{c(p,s,t)}^2|}{r_{c(p,s,t)}^4}$$

$$\Psi_{yyc} = \frac{1}{r_{c(p,s,t)}} k^2 \varepsilon_0 \mu_0 + \frac{|3(y-y_{c,t})^2 - r_{c(p,s,t)}^2|}{r_{c(p,s,t)}^5} - \frac{k_1^2 (y-y_{c,t})^2}{r_{c(p,s,t)}^3} + ik_1 \frac{|3(y-y_{c,t})^2 - r_{c(p,s,t)}^2|}{r_{c(p,s,t)}^4}$$

$$\Psi_{zzc} = \frac{1}{r_{c(p,s,t)}} k^2 \varepsilon_0 \mu_0 + \frac{|3(z-z_{c,p})^2 - r_{c(p,s,t)}^2|}{r_{c(p,s,t)}^5} - \frac{k_1^2 (z-z_{c,p})^2}{r_{c(p,s,t)}^3} + ik_1 \frac{|3(z-z_{c,p})^2 - r_{c(p,s,t)}^2|}{r_{c(p,s,t)}^4}$$

$$\Psi'_{xyc} = \Psi_{yxc} = \frac{3(x-x_{c,s})(y-y_{c,t})}{r_{c(p,s,t)}^5} - k_1^2 \frac{(x-x_{c,s})(y-y_{c,t})}{r_{c(p,s,t)}^3} - ik_1 \frac{3(x-x_{c,s})(y-y_{c,t})}{r_{c(p,s,t)}^4},$$

$$\Psi'_{xzc} = \Psi_{zxc} = \frac{3(x-x_{c,s})(z-z_{c,p})}{r_{c(p,s,t)}^5} - k_1^2 \frac{(x-x_{c,s})(z-z_{c,p})}{r_{c(p,s,t)}^3} - ik_1 \frac{3(x-x_{c,s})(z-z_{c,p})}{r_{c(p,s,t)}^4},$$

$$\Psi_{yzc} = \Psi_{yxc} = \frac{3(y-y_{c,t})(z-z_{c,p})}{r_{c(p,s,t)}^5} - k_1^2 \frac{(y-y_{c,t})(z-z_{c,p})}{r_{c(p,s,t)}^3} - ik_1 \frac{3(y-y_{c,t})(z-z_{c,p})}{r_{c(p,s,t)}^4},$$

$$\Psi_{xc} = \frac{(x-x_{c,s})}{r_{c(p,s,t)}^3} + ik_1 \frac{(x-x_{c,s})}{r_{c(p,s,t)}^2}, \quad \Psi_{xc}^0 = -\Psi_{xc},$$

$$\Psi_{yc} = \frac{(y-y_{c,t})}{r_{c(p,s,t)}^3} + ik_1 \frac{(y-y_{c,t})}{r_{c(p,s,t)}^2}, \quad \Psi_{yc}^0 = -\Psi_{yc},$$

$$\Psi_{zc} = \frac{(z-z_{c,p})}{r_{c(p,s,t)}^3} + ik_1 \frac{(z-z_{c,p})}{r_{c(p,s,t)}^2}, \quad \Psi_{zc}^0 = -\Psi_{zc}.$$

Для случая (16, 19), рассеянные решеткой поля представим в виде

$$\vec{E}_{pacc}(\vec{r}, t) = \sum_{c=1}^C \left(\sum_{m,n=0}^{\infty} \left[\sum_u \frac{2\pi}{dhk_1^3} (\sin k_1 a_c - k_1 a_c \cos k_1 a_c) \frac{\chi_{mn}}{\beta_{mn}} \left\{ \left(\frac{\varepsilon_c}{\varepsilon_0} - 1 \right) \bar{L}_c^{mn} \bar{E}_{c(p,s,t)}^0(\vec{r}') - \right. \right. \right. \\ \left. \left. \left. - ik\mu_0 \left(\frac{\mu_c}{\mu_0} - 1 \right) (-1) \hat{P}_c^{mn} \bar{H}_{c(p,s,t)}^0(\vec{r}') \right\} e^{i \left(\omega t - \left[\frac{m\pi}{d} (x-x_{c,s}) + \frac{m\pi}{h} (y-y_{c,t}) + \beta_{mn} |z-z_{c,p}| \right] \right)} \right] \right) \Bigg|_c, \quad (22)$$

$$\vec{H}_{pacc}(\vec{r}, t) = \sum_{c=1}^C \left(\sum_{m,n=0}^{\infty} \left[\sum_u \frac{2\pi}{dhk_1^3} (\sin k_1 a_c - k_1 a_c \cos k_1 a_c) \frac{\chi_{mn}}{\beta_{mn}} \left\{ \left(\frac{\mu_c}{\mu_0} - 1 \right) (-1) \bar{L}_c^{mn} \bar{H}_{c(p,s,t)}^0(\vec{r}') + \right. \right. \right. \\ \left. \left. \left. + ik\varepsilon_0 \left(\frac{\varepsilon_c}{\varepsilon_0} - 1 \right) \hat{P}_c^{mn} \bar{E}_{c(p,s,t)}^0(\vec{r}') \right\} e^{i \left(\omega t - \left[\frac{m\pi}{d} (x-x_{c,s}) + \frac{m\pi}{h} (y-y_{c,t}) + \beta_{mn} |z-z_{c,p}| \right] \right)} \right] \right) \Bigg|_c,$$

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

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

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

Поле в произвольной точке пространства, лежащей вне сфер, представим в виде (20, 22)

$$\bar{E}(\vec{r}, t) = \bar{E}_0(\vec{r}, t) + \bar{E}_{\text{расс}}(\vec{r}, t),$$

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

Из детерминанта системы уравнений (8) определим резонансные условия, когда в сферах $a/\lambda \sim 1$ и проницаемости ε_c, μ_c сфер решетки действительны, в виде

$$\det \operatorname{Re} \|\alpha_{sj}\| = 0,$$

где $\|\alpha_{sj}\|$ - основная матрица системы уравнений (8).

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: Наук. думка, 1986. С.279. 3. Левин Л. Современная теория волноводов. М.: Изд-во иностр. лит., 1954. С.216.

Харьковский национальный
университет радиоэлектроники

Поступила в редколлегию 11.02.2002

ЭКВИВАЛЕНТНАЯ СТРУКТУРА ВТОРИЧНЫХ ИСТОЧНИКОВ ПРИ ОБРАТНОМ РАССЕЙНИИ ВОЛН

Анализ рассеяния волн в турбулентной атмосфере [1] показывает, что поле в заданной точке наблюдения можно приближенно считать результатом рассеяния на одной пространственной гармонике спектра флуктуаций диэлектрической проницаемости. Эквивалентная структура источника вторичных волн в этом случае есть плоская волна в пределах ограниченного объема пространства $V(x, y, z)$, равного одному элементу разрешения системы (x, y, z – прямоугольные пространственные координаты). При изучении свойств рассеянного поля и сигналов, регистрируемых в заданной точке, в случае переноса неоднородной среды горизонтальным ветром, а также при исследовании деполяризации рассеянных волн требуется знать детальную структуру источников вторичных волн внутри объема $V(x, y, z)$.

Ниже рассматриваются эквивалентные структуры рассеивающей среды при двух априорных предположениях. В первом случае мы полагаем, что в рассеянии принципиально могут участвовать высшие гармонические составляющие трехмерного пространственного спектра флуктуаций параметра среды $\varepsilon(x, y, z)$, а угловая разрешающая способность не ограничивается условиями эксперимента. Во втором – учитываются только те спектральные составляющие, которые соответствуют указанным выше условиям, принятым В.И. Татарским [1].

Анализ эквивалентной структуры источников вторичных волн с учетом высших составляющих трехмерного спектра турбулентной среды выполнен в работах [2, 3]. В этом случае эквивалентная структура рассеивающей среды представляет собой совокупность линейных решеток с одинаковым периодом, но случайными амплитудами и фазами колебаний параметра $\varepsilon_s(x, y, z)$. На рис.1 приведен пример такой структуры, полученной в результате моделирования на ЭВМ. Оси решеток параллельны вектору рассеяния \vec{B} , причем выполняются соотношения

$$\vec{B} = \vec{a}_s - \vec{a}_0, \quad |\vec{B}| = b = 2 |\vec{a}_0| \sin(\varphi/2), \quad |\vec{a}_0| = \frac{2\pi}{\lambda_0}, \quad (1)$$

где \vec{a}_0 и \vec{a}_s – волновые векторы основной и рассеянной волн; φ – угол между векторами \vec{a}_0 и \vec{a}_s (угол рассеяния).

Протяженность решеток в осевом направлении определяется характерным размером L области $V(x, y, z)$ или длиной когерентности l_k , причем

$$l_k \leq L, \quad l_k = ct_k \approx \frac{c}{\Delta f},$$

где t_k – время когерентности; Δf – ширина частотного спектра излучения источника.

Структура, приведенная на рис.1, получена обратным преобразованием Фурье от комплексного спектра $G(\vec{k})$ выборочной функции (реализации) случайной составляющей параметра $\varepsilon(x, y, z, t)$ при фиксированном времени t . В спектре $G(\vec{k})$ полагаются отличными от нуля все составляющие, волновые векторы \vec{k} которых имеют одинаковые проекции на направление вектора рассеяния \vec{B} .

Выберем направления координатных осей k_x, k_y, k_z в пространстве волновых векторов так, чтобы направление \vec{B} совпадало с осью k_x . Тогда участвующие в рассеянии составляющие трехмерного пространственного спектра $G(\vec{k})$ оказываются в области W (рис.2).

Область интегрирования при обратном преобразовании Фурье ограничена значениями $b - (\Delta k_x / 2) \leq k_x \leq b + (\Delta k_x / 2)$, $-\infty < k_y < \infty$, $-\infty < k_z < \infty$, причем $\Delta k_x \approx 2\pi / L$. В структуре, изображенной на рис.1, формально присутствует периодическая составляющая в виде плоской волны, точно соответствующая условиям Брэгга и соотношению (1). Такая однородная в пределах объема $V(x, y, z)$ плоская волна «возмущена» квазипериодическими решетками со случайными амплитудами и фазами, причем дисперсия флуктуаций амплиту-

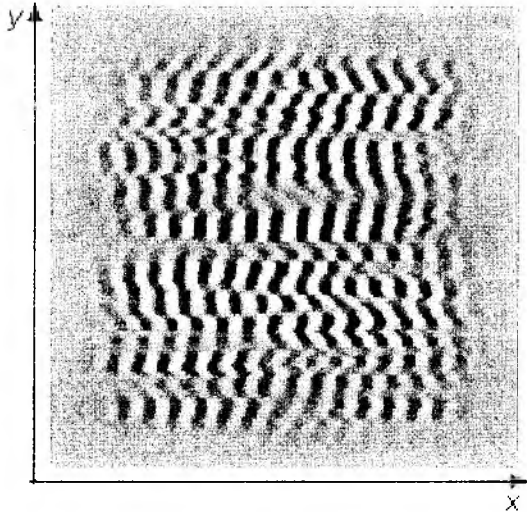


Рис.1

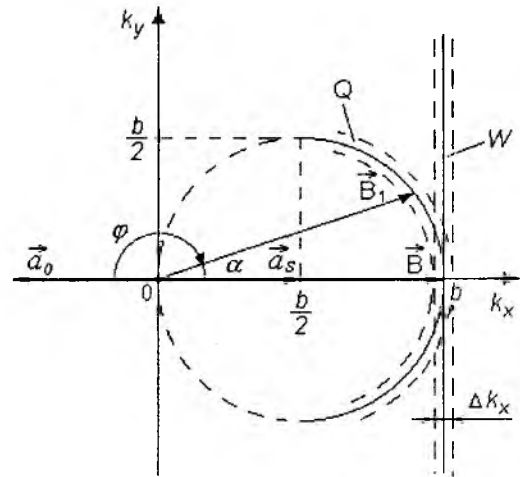


Рис.2

ды параметра ϵ_s в решетках значительно превышает амплитуду колебаний этого параметра в плоской волне. В порождаемых такой сложной структурой вторичных волнах, очевидно, можно выделить соответствующие составляющие, связанные с амплитудами и фазами колебаний ϵ_s . Относительное влияние структурных элементов в объеме $V(x, y, z)$ на свойства рассеянного поля зависит от поперечного радиуса корреляции «возмущений» или линейных решеток. В этом отношении задача анализа рассеянного поля близка к задачам статистической теории антенн [4], где важнейшим параметром является радиус корреляции возмущений на синфазной апертуре.

Средний поперечный размер решеток в одной реализации можно оценить по корреляционной функции процесса в плоскости y, z , полагая, что информационная емкость выборочной функции достаточно велика [5]. Будем считать, что турбулентная атмосфера статистически изотропна, и $\Phi(\vec{k}) = \Phi(|\vec{k}|)$.

Трехмерную пространственную спектральную плотность $\Phi(\vec{k}) = |G(\vec{k})|^2$ процесса $\epsilon(x, y, z)$ аппроксимируем функцией

$$\Phi(k) = Ak^{-n}, \quad k \neq 0, \quad n > 3, \quad (2)$$

где $k = |\vec{k}|$; A – постоянная.

Спектральная плотность в плоскости $k_x = b$

$$\Phi_b(\chi) = A(b^2 + \chi^2)^{-\frac{n}{2}},$$

где $\chi = (k^2 - b^2)^{1/2}$; $k = 2\pi/\lambda$; λ – длина волны.

Двумерную корреляционную функцию $R(y, z)$ найдем обратным преобразованием Фу-

рье от $\Phi_b(\chi)$, которое в силу сферической симметрии энергетического спектра $\Phi(\vec{k})$ сводится к преобразованию Ганкеля:

$$R(\rho) = 2\pi A \int_0^{\infty} (b^2 + \chi^2)^{\frac{-n}{2}} J_0(\chi\rho) \chi d\chi, \quad (3)$$

где $\rho = (x^2 + y^2)^{1/2}$; $J_0(\chi\rho)$ – функция Бесселя первого рода нулевого порядка. Интеграл (3) преобразуется к табличному [6], и после вычислений получаем

$$R(\rho) = 2\pi A \frac{b^{-\nu} \rho^{\nu}}{2^{\nu} \Gamma(\nu + 1)} \cdot K_{-\nu}(\rho b), \quad (4)$$

где $\nu = \frac{n}{2} - 1$; $K_{-\nu}(\rho b)$ – функция Макдональда; $\Gamma(\nu + 1)$ – гамма-функция.

При аппроксимации энергетического спектра атмосферной турбулентности функцией (2) полагают $n = 11/3$ [1]. Экспериментальные данные при разных атмосферных условиях указывают на значения $n < 4$. Будем считать, что скорость убывания $\Phi(k)$ максимальна и соответствует $n = 4$.

Поскольку $K_{-\nu}(\rho b) = K_{\nu}(\rho b)$, из выражения (4) получим

$$R(\rho) = \frac{A\pi\rho}{b} \cdot K_1(\rho b). \quad (5)$$

При $0 < \rho b \ll 1$ имеет место асимптотическая формула [7]: $K_1(\rho b) \approx 1/(\rho b)$.

Поэтому

$$R(0) = \lim_{\rho \rightarrow 0} R(\rho) = \frac{A\pi\rho}{b} \frac{1}{\rho b} = \frac{A\pi}{b^2}. \quad (6)$$

Радиус корреляции ρ_K можно найти из условия

$$\pi\rho_K^2 R(0) = \int_0^{2\pi} d\varphi_1 \int_0^{\infty} R(\rho) \rho d\rho = \frac{2\pi^2 A}{b} \int_0^{\infty} K_1(\rho b) \rho^2 d\rho, \quad (7)$$

где $\varphi_1 = \arctg \left(\frac{k_y}{k_z} \right)$.

Интеграл в выражении (7) табличный [6], и после вычислений получаем $\rho_K = 2/b$.

Поскольку модуль вектора рассеяния $|\vec{B}| = b$ связан с волновым вектором \vec{a}_0 соотношением (1), ρ_K можно выразить в единицах длины волны λ_0 . При обратном рассеянии $\varphi = \pi$, $b = 2|\vec{a}_0| = 4\pi/\lambda_0$, $\rho_K = \lambda_0/2\pi$.

Если для определения ρ_K воспользоваться другим условием с учетом характера убывания функции (5), например, найти такое значение ρ_K , при котором $[R(\rho_K)/R(0)] = 0,1$, то получим приближенно $\rho_K \approx \lambda_0/4$.

Таким образом, если поперечный радиус корреляции ρ_K линейных решеток определяется только скоростью убывания спектра турбулентности, то ρ_K оказывается меньше длины волны λ_0 . В этом случае, как показывает анализ [4], относительное влияние возмущений невелико, и это позволяет в первом приближении пренебречь высокочастотными составляющими спектра.

Используя тот же спектральный подход, можно найти эквивалентную структуру источников вторичных волн, исходя из общепринятой модели Татарского – рассеяния на «одной гармонике» пространственного спектра. При этом необходимо, однако, рассматривать рассеянное поле не в одной заданной точке пространства, а в пределах конечного телесного угла.

Пусть волновой вектор \vec{a}_0 основной волны направлен вдоль оси k_x (рис.2). При изменении угла рассеяния φ конец вектора \vec{B} перемещается по поверхности сферы радиуса $b/2$ с центром в точке $k_x = b/2, k_y = k_z = 0$.

Предположим, что телесный угол, в пределах которого рассматривается рассеяние, ограничен конусом с углом при вершине, равным 4α (см. рис.2). Тогда в рассеянии будут участвовать спектральные составляющие $G(\vec{k})$, волновые векторы которых удовлетворяют условию

$$|\vec{k}| = 2|\vec{a}_0| \cos \alpha = b \cos \alpha, \quad (8)$$

$$\text{где } \alpha = \frac{\varphi - \pi}{2}.$$

Эквивалентную структуру источников вторичных волн $\varepsilon_s(x, y, z)$ можно найти обратным преобразованием Фурье, интегрируя по области Q , включающей голограф волнового вектора \vec{B} и его окрестность, связанную с длиной когерентности источника:

$$\varepsilon_s(\vec{r}) = \iiint_Q G(\vec{k}) \exp(j\vec{k}\vec{r}) d^3k, \quad (9)$$

где \vec{r} – радиус-вектор точки с координатами x, y, z ; $d^3k \equiv dk_x dk_y dk_z$.

На рис.3 показана реализация случайного процесса $\varepsilon(x, y, z)$ в сечении объема $V(x, y, z)$ плоскостью $z = const$, а на рис.4 – вид эквивалентной структуры источников вторичных волн в том же сечении для этой реализации. На рис.5 приведены распределения амплитуд (а) и фаз (б) колебаний в линейных решетках в поперечной плоскости y, z при $x = const$. Структуры получены путем вычислений на ЭВМ в соответствии с выражением (9).



Рис.3

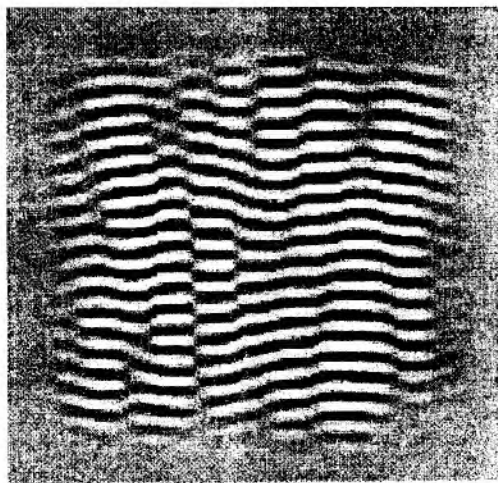


Рис.4

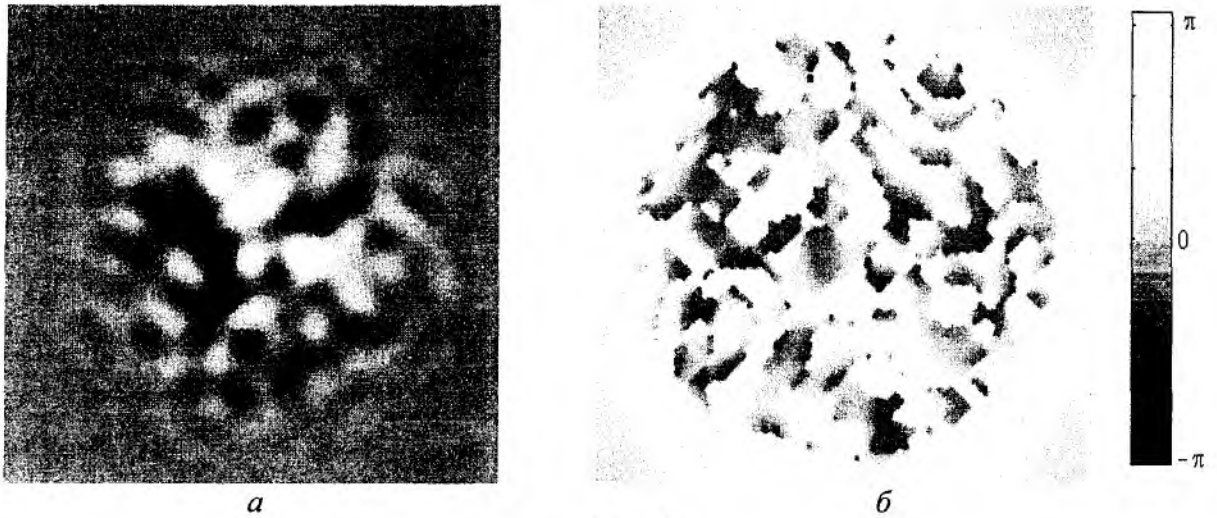


Рис.5

При моделировании на ЭВМ для выявления характерных особенностей структур и удобства отображения результатов принято $\alpha \leq 20^\circ$, $\lambda/L = 0,1$. В реальных условиях неравенство $\lambda/L \ll 1$ оказывается более сильным. Результаты анализа и моделирования показывают, что характерные особенности эквивалентной структуры сохраняются и в том случае, когда априорные условия не учитывают высшие гармоники. Существенно, что структура рассеивающего объема среды оказывается неоднородной, причем каждая из решеток обладает свойствами узкополосного случайного процесса [2,3].

Характерные особенности рассеянного поля существенно зависят от поперечного радиуса корреляции решеток, который можно приближенно оценить по эффективной ширине энергетического спектра $\Phi_b(\chi)$ в плоскости k_y, k_z .

Максимальные значения k_{ym} и k_{zm} получаются при $\alpha = \pm\pi/4$, что соответствует рассеянию в полусферу ($\varphi = \pm\pi/2$), обращенную к источнику основной волны. В этом случае радиус корреляции решеток с учетом роста $\Phi(k)$ при увеличении α имеет порядок $2\pi/k_{ym} = 2\pi/k_{zm} \approx \lambda$.

При малых значениях α несложно найти выражения для корреляционной функции с учетом условий наблюдения, поскольку $\Phi(k)$ остается практически постоянной при $|\alpha| \leq 15^\circ$. Рис.6 иллюстрирует, как изменяется $\Phi(k)$ вдоль годографа вектора \vec{B} при изменении α для разных значений показателя степени n в выражении $\Phi(k) = Ak^{-n}$.

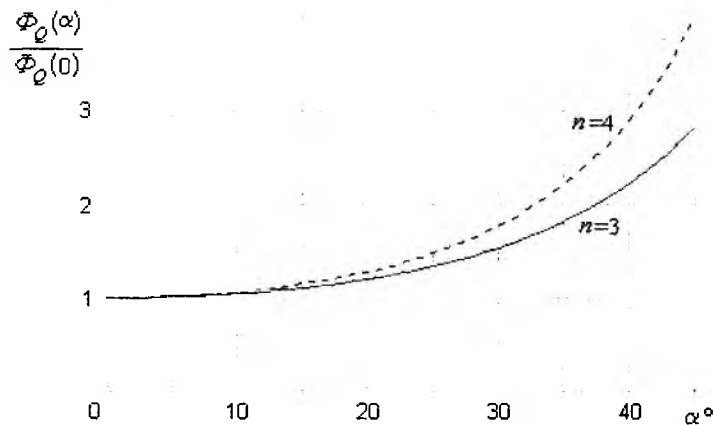


Рис.6

Полагая $\Phi(k) = const = \Phi(b)$ при $\alpha \leq 15^\circ$ и учитывая сферическую симметрию $\Phi(k)$, можно найти корреляционную функцию $R(y, z)$ в плоскости y, z :

$$R(y, z) = \iint_{Q_1} \Phi(b) \exp[j(k_y y + k_z z)] dk_y dk_z,$$

где область интегрирования Q_1 ограничена значениями $\alpha = \pm\alpha_1$, $\alpha_1 \leq 15^\circ$; α_1 – угол между образующей конуса и осью k_x .

$$R(\rho) = \int_0^{2\pi} d\varphi_1 \int_0^\infty \Phi(b) J_0(\chi\rho) \chi d\chi, \quad (10)$$

где $\chi = (k_y^2 + k_z^2)^{1/2}$; $\rho = (x^2 + y^2)^{1/2}$; $\varphi_1 = \arctg \frac{k_y}{k_z}$.

Преобразование Ганкеля (10) приводит к выражению

$$R(\rho) = E \frac{2J_1(\chi\rho)}{\chi\rho}, \quad (11)$$

где J_1 – функция Бесселя первого рода; E – постоянная, имеющая смысл «энергии» флуктуаций параметра ε .

Функция $J_1(\chi\rho)$ обращается в нуль при $\chi\rho = 3,83$. Так как $\chi \approx b \sin \alpha$, то с учетом (1) для $\alpha = 15^\circ$ получим радиус корреляции $\rho_k \approx 1,17\lambda$. Это соответствует рассеянию в телесный угол, ограниченный конусом с углом при вершине $4\alpha = 60^\circ$.

Условие $\alpha \rightarrow 0$ равносильно предположению, что рассеяние под углами $\varphi \neq \pi$ отсутствует. Лишь в этом случае можно считать, что весь рассеивающий объем $V(x, y, z)$ «заполнен» плоской (или сферической) волной. Подобный случай имеет место, например, в системах радиоакустического зондирования, когда в пределах элемента углового разрешения системы изменения ε обусловлены сферической звуковой волной.

Таким образом, при любых априорных предположениях относительно участия в рассеянии высших составляющих пространственного спектра рассеивающий объем турбулентной среды можно представить эквивалентной структурой в виде совокупности линейных решеток со случайными параметрами. Поперечный радиус корреляции ρ_k решеток как парциальных источников вторичного излучения значительно меньше характерного размера L элемента разрешения реальных систем и имеет порядок длины волны λ_0 .

Учет высших составляющих спектра атмосферной турбулентности приводит к эквивалентной структуре с малым радиусом корреляции ($\rho_k \approx \lambda/2\pi$), при котором следует ожидать заметной деполяризации рассеянных волн, что согласуется с результатами теоретических работ [8] и многочисленных измерений в условиях реальной атмосферы [9,10].

Список литературы: 1. Татарский В.И. Распространение волн в турбулентной атмосфере. М.: Наука, 1976. 548 с. 2. Петров В.А., Цветкова В.С. Физические модели обратного рассеяния волн в турбулентной атмосфере // Радиотехника. 1991. Вып. 97. С. 37–44. 3. Петров В.А., Карташов В.М. Анализ структурно-физической модели рассеяния волн в турбулентной атмосфере // Радиотехника. 2000. Вып. 114. 4. Шифрин Я.С. Вопросы статистической теории антенн. М.: Сов. радио, 1970. 384 с. 5. Левин Б.Р. Теоретические основы статистической радиотехники. Книга вторая. М.: Сов. радио, 1975. 342 с. 6. Градштейн Н.С., Рыжик Н.М. Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений. М.: Физматгиз. 1962. 1100 с. 7. Янке Е., Эмде Ф., Лёш Ф. Специальные функции. М.: Наука, 1964. 344 с. 8. Нефедов Е.И., Курушин Е.П. и др. Дифракция электромагнитных волн на анизотропных структурах. М.: Наука, 1975. 196 с. 9. Kashcheyev V., Oleynikov V., Solyanik O. and Karabanov A. Some results of the atmospheric wind profiler of Kharkov University of Radioelectronics // Meteorol. Zeitschrift. 1998. Dezember. 332–335. 10. Черников А.А., Шуляцкий А.Б. Исследование поляризационных характеристик эхо-сигналов от "ясного" неба // Труды третьего Всесоюзного совещания по радиолокационной метеорологии. М.: Гидрометеоздат, 1968. С. 141–147.

Харьковский национальный
университет радиоэлектроники

Поступила в редколлегию 18.10.2001

А. Б. ЕГОРОВ, канд. техн. наук, И. А. МОЩЕНКО

КОМПЬЮТЕРНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ИЗМЕРЕНИЯ МАЛЫХ КОЭФФИЦИЕНТОВ ОТРАЖЕНИЯ ДВУХПОЛЮСНИКОВ НА СВЧ ПРИ ИСПОЛЬЗОВАНИИ МЕТОДА РАЗДВИГАНИЯ ОТРАЖЕНИЙ

Все более актуальным в настоящее время становится вопрос повышения точности измерения малых коэффициентов отражений двухполосников на СВЧ, так как он тесно связан с точностью воспроизведения, хранения и передачи единицы мощности СВЧ. Для измерения параметров цепей СВЧ применяются следующие методы: измерительной линии, направленного ответвителя (НО), поляризационный, мостовой, двенадцатиполосника, импульсный и другие [1].

Стремление исключить из результата измерений погрешности, вызванные несовершенством первичного измерительного преобразователя (конечной направленностью и рассогласованием измерительного выхода), привело к появлению метода раздвигания отражений (МРО) [2]. Этот метод является дальнейшим развитием метода НО и применяется для точного измерения малых коэффициентов отражения двух- и четырехполосников на высоких частотах.

Структурная схема, иллюстрирующая МРО, представлена на рис. 1.

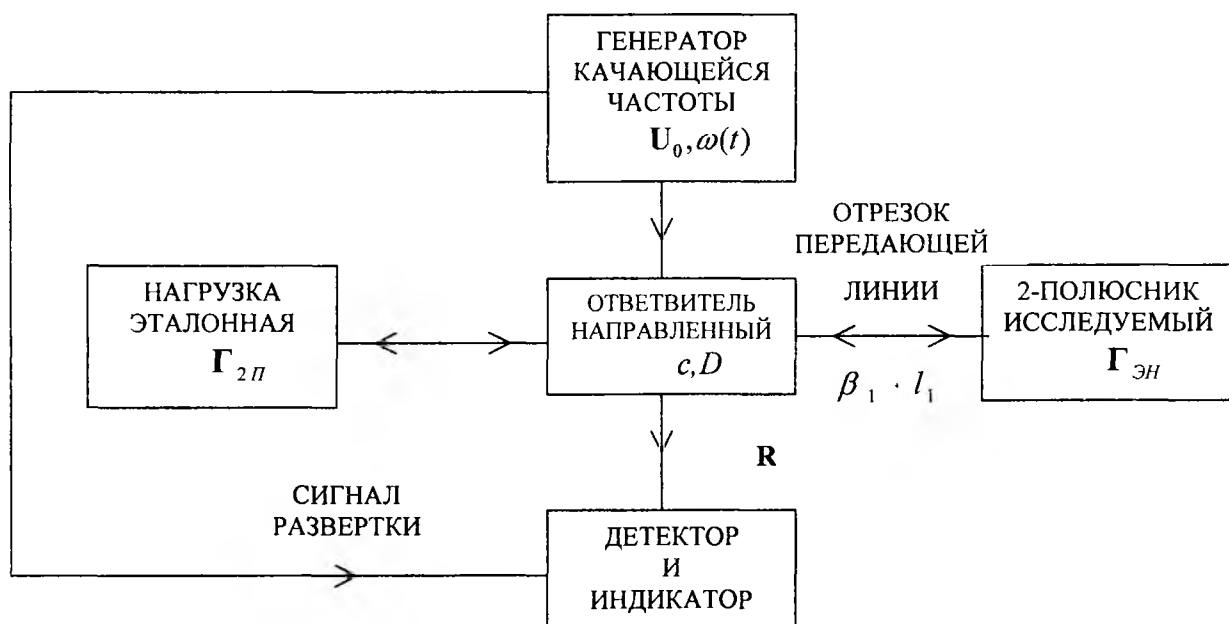


Рис. 1

Сущность МРО состоит в получении сигнала, который образуется в результате интерференции двух сигналов, один из которых отражен от исследуемого двухполосника с неизвестным малым коэффициентом отражения $\Gamma_{2П}$, а второй создается дополнительно вводимым источником отражения (эталонная нагрузка с известным коэффициентом отражения $\Gamma_{ЭН}$ ($\Gamma_{ЭН} > \Gamma_{2П}$)). Для формирования суммы и разности амплитуд интерферирующих сигналов используется быстрое изменение с частотой фазы сигнала, отраженного от исследуемого двухполосника, которое вызывается включением между двухполосником и НО отрезка передающей линии, имеющего электрическую длину $\beta_1 l_1$.

Частотно-модулированный сигнал с амплитудой U_0 и мгновенной частотой $\omega(t)$, выдаваемый генератором качающейся частоты, проходит через отрезок передающей линии, отражается от исследуемого двухполюсника, вновь проходит через отрезок передающей линии, ослабляется в НО, имеющем переходное ослабление c и направленность D , и проходит в рабочее плечо НО

$$X = \frac{U_0 \cdot \Gamma_{2n} \cdot (c-1)}{c^2} \text{EXP}(j(\omega(t) \cdot t - \beta \cdot l_2 + 2\beta_1 \cdot l_1)), \quad (1)$$

где U_0 – комплексная амплитуда падающей волны; Γ_{2n} – комплексный коэффициент отражения исследуемого двухполюсника; c – переходное ослабление НО; $\omega(t)$ – мгновенная частота; β – фазовая постоянная передающей линии; l_2 – длина передающей линии, соединяющей генератор и измерительное устройство; β_1 – фазовая постоянная длинного отрезка передающей линии; l_1 – длина длинного отрезка передающей линии.

Сигнал, ответвленный НО в нерабочее плечо вторичной линии, в котором находится эталонная нагрузка, ослабляется в НО, отражается от эталонной нагрузки и поступает на выход НО:

$$A = \frac{U_0 \cdot \Gamma_{ЭН}}{c} \text{EXP}(j(\omega(t) \cdot t - \beta \cdot l_2 + 2\beta \cdot l_a)), \quad (2)$$

где $\Gamma_{ЭН}$ – комплексный коэффициент отражения эталонной нагрузки; l_a – длина передающей линии между НО и эталонной нагрузкой.

В методе НО эталонная нагрузка в нерабочем плече вторичной линии ответвителя является согласованной, и отличие от нуля отраженного от нее сигнала вызывает погрешность рассогласования. В МРО сигнал A используется для компенсации погрешностей, вызываемых конечной направленностью НО и рассогласованием измерительного выхода.

Кроме этих сигналов на выход НО попадает еще одна составляющая, проникающая в рабочее плечо вторичного волновода из первичного тракта и обусловленная конечной направленностью НО. При наличии идеального ответвителя с $D=\infty$ на детектор поступали бы волны, отраженные от двухполюсника и эталонной нагрузки. Так как реальная направленность НО конечна, то на детектор проходит еще один небольшой по амплитуде сигнал непосредственно от генератора качающейся частоты:

$$B = \frac{U_0}{c \cdot D} \text{EXP}(j(\omega(t) \cdot t - \beta \cdot l_2)), \quad (3)$$

где D – величина направленности НО.

Результирующий сигнал представляет собой сумму этих трех составляющих, интерферирующих на выходе НО:

$$R = X + A + B = \frac{U_0 \cdot \Gamma_{2n} \cdot (c-1)}{c^2} \text{EXP}(j(\omega(t) \cdot t - \beta \cdot l_2 + 2\beta_1 \cdot l_1)) + \frac{U_0 \cdot \Gamma_{ЭН}}{c} \text{EXP}(j(\omega(t) \cdot t - \beta \cdot l_2 + 2\beta \cdot l_a)) + \frac{U_0}{c \cdot D} \text{EXP}(j(\omega(t) \cdot t - \beta \cdot l_2)). \quad (4)$$

Этот суммарный сигнал содержит информацию о коэффициентах отражения как исследуемого двухполюсника, так и эталонной нагрузки. Применяв моделирование на компьютере, несложно определить оба параметра. Возможность выделения сигнала, определяющего коэффициент отражения эталонной нагрузки, используется при калибровке измерительного преобразователя.

График, характеризующий суммарный сигнал, поступающий в аппарат детектирования представлен на рис. 2.

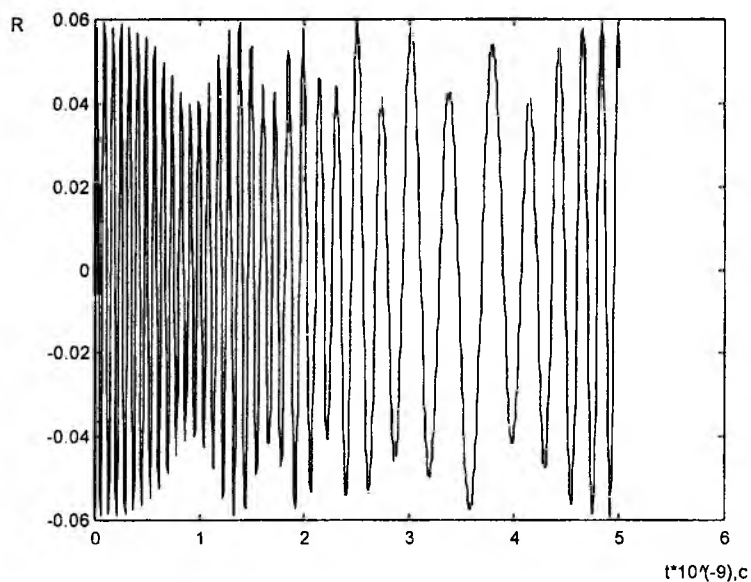


Рис. 2

Дальнейшая обработка сигнала осуществляется с помощью дискретного преобразования Фурье. Для выделения сигнала, характеризующего модуль коэффициента отражения исследуемого двухполосника, осуществляется выделение осцилляций с помощью полосно-пропускающего фильтра. Участок осциллирующей характеристики свертывается с весовой функцией Кайзера-Бесселя, у которой преобразование Фурье – характеристика полосно-пропускающего фильтра, а свертка эквивалентна выделению осцилляций. Огибающая сигнала выделяется с помощью преобразования Гильберта. Дальнейшее выделение амплитуды осцилляций эквивалентно пиковому детектированию.

Отфильтрованный сигнал представлен на рис. 3.

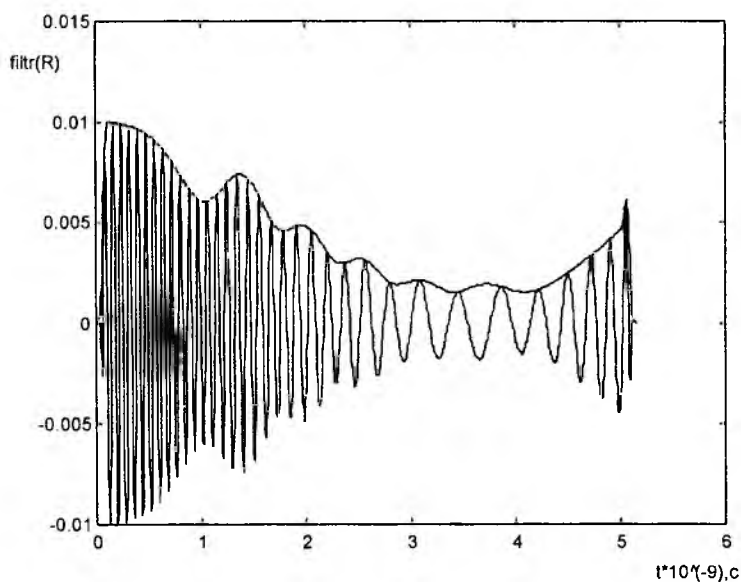


Рис. 3

Огибающая этого сигнала характеризует неизвестный коэффициент отражения двухполосника. Максимальное значение огибающей определяет модуль искомого коэффициента отражения $|\Gamma_{2л}|$.

Процесс фильтрации результирующего сигнала, выделения его огибающей и определения пиковых значений реализовано с помощью системы математических и инженерных вычислений MATLAB [3]. При составлении программы, позволяющей автоматизировать обработку сигнала, была использована версия 5.2 пакета MATLAB, а также пакеты расширения Symbolic Math Toolbox и Signal Processing Toolbox.

Получены графики, визуально представляющие эти сигналы при фиксированных параметрах. Применение компьютерного моделирования позволило проследить влияние, оказываемое на процесс измерения изменением электрической длины вводимого отрезка передающей линии; частотных параметров сигнала, выдаваемого генератором качающейся частоты – несущей частоты, модулирующей частоты, частоты девиации; параметров НО – переходного ослабления и направленности. Наблюдение и анализ графиков сигналов при фиксации одних параметров и изменении других позволяют определить оптимальные характеристики устройств, входящих в состав измерительной установки.

Применение компьютерной обработки данных в МРО позволяет устранить часть дорогостоящего СВЧ-оборудования, необходимого для аналоговой фильтрации сигнала, при одновременном повышении точности измерений.

Источниками погрешностей, возникающих при использовании МРО, являются: погрешности, вносимые генератором качающейся частоты (погрешность вследствие нестабильности уровня выходной мощности в широком диапазоне частот, погрешность измерения частоты с помощью встроенного частотомера); погрешность, вносимая использованием НО (неточность определения переходного ослабления ответвителя); погрешность, обусловленная неточностью измерения электрической длины вводимого отрезка передающей линии, а также отличие его волнового сопротивления от номинального значения; погрешность, обусловленная неточностью определения коэффициента отражения эталонной нагрузки; погрешность, вносимая применением дискретного преобразования Фурье; погрешность, вносимая при детектировании сигнала. Влияние погрешностей, которые являлись доминирующими в методе НО, – погрешности из-за конечной направленности ответвителя и погрешности из-за отличия волнового сопротивления измерительного выхода от номинального значения – в рассматриваемом методе значительно уменьшено за счет оптимизации структурной схемы и компьютерной обработки.

При анализе погрешностей, возникающих при использовании МРО, установлена достаточно высокая точность измерений по сравнению с другими методами. При использовании измерительных устройств примерно равных классов точности (разъемы, НО, зонды) уменьшение погрешности достигается применением в МРО структурно-алгоритмического метода коррекции погрешности в совокупности с компьютерной обработкой данных. Так при применении метода НО, на котором базируется МРО, погрешность измерения коэффициентов отражения двухполосников составляет $\pm 4 \div 5$ %. Использование МРО позволяет уменьшить погрешность измерения до $\pm 1 \div 2$ %.

Список литературы: 1. Альтман Дж. Л. Устройства сверхвысоких частот. М.: Мир, 1968. 487 с.
2. Рейзенкинд Я. А., Следков В. А. Состояние и перспективы развития методов измерения параметров двухполосников и четырехполосников на СВЧ // Зарубежная радиоэлектроника. 1989. № 4. С. 30-60.
3. Мартынов Н. Н., Иванов А. П. MATLAB 5.x. Вычисления, визуализация, программирование. М.: КУДИЦ-ОБРАЗ, 2000. 336 с.

Харьковский национальный
университет радиоэлектроники

Поступила в редколлегию 06.11.2001

ОБОБЩЕННАЯ МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ИЗМЕРИТЕЛЬНОГО МИКРОВОЛНОВОГО ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЯ КОММУТАЦИОННОГО ТИПА

Широкое применение для измерений комплексных параметров микроволновых узлов находит метод калибруемого многополюсника [1]. Этот метод основан на измерении мощностей на измерительных выходах многополюсника, к двум плечам которого подключен измеряемый объект и генератор. Метод обладает потенциально высокими метрологическими характеристиками, поскольку при обработке измерительной информации учитываются эквивалентные собственные параметры многополюсника, получаемые на стадии его калибровки по набору образцовых нагрузок. Однако в условиях встроенного контроля, когда на измерительный преобразователь воздействует широкий класс дестабилизирующих факторов, резко возрастает погрешность измерения, связанная с дисперсией характеристик датчиков мощности. Существенно улучшить метрологические характеристики позволяет коммутационный подход.

Реализация коммутационного подхода при решении задачи первичного преобразования заключается в использовании одного преобразовательного элемента для обработки сигналов, поступающих из различных измерительных каналов [2]. Переключение каналов при этом осуществляется с помощью коммутаторов. Наличие высококачественных быстродействующих электронных коммутаторов на основе полупроводниковых рпн-структур позволяет решить эту задачу и для измерительных преобразователей комплексных параметров СВЧ-трактов [3]. При этом возникает необходимость в разработке обобщенной математической модели такого преобразователя, на основе которой может решаться задача высокоточного измерения комплексных параметров узлов микроволнового тракта.

Независимо от конкретной реализации структурная схема СВЧ преобразователя коммутационного типа может быть представлена рис. 1. Амплитудно-фазовый преобразователь (АФП), включенный между генератором и нагрузкой, осуществляет анализ распределения поля в микроволновом канале. Будем считать, что АФП имеет n измерительных выходов, которые могут подключаться с помощью коммутатора (К) на вход единого датчика мощности (ДМ) в любой последовательности, определяемой функцией управления $f(t)$. В принципе возможно подключение как отдельных каналов АФП к ДМ, так и совместное подключение нескольких каналов.

При дальнейшем рассмотрении примем следующие допущения: в СВЧ тракте обеспечен одномодовый режим работы; процессы в тракте характеризуются квазистационарностью; АФП и коммутатор К линейны; датчик мощности ДМ имеет линейную зависимость между выходным сигналом и поступающей на его вход мощностью.

С точки зрения распространения СВЧ энергии АФП и коммутатор могут быть объединены в единое шестиполусное устройство, характеризующееся матрицей рассеяния, элементы которой являются функциями времени. Иначе говоря, обобщенный шестиполусник должен рассматриваться как параметрическое устройство. Это связано с тем, что при воздействии управляющего сигнала $f(t)$ на СВЧ коммутатор следует учитывать два фактора: возникновение переходного процесса, при котором параметры коммутатора непрерывно изме-

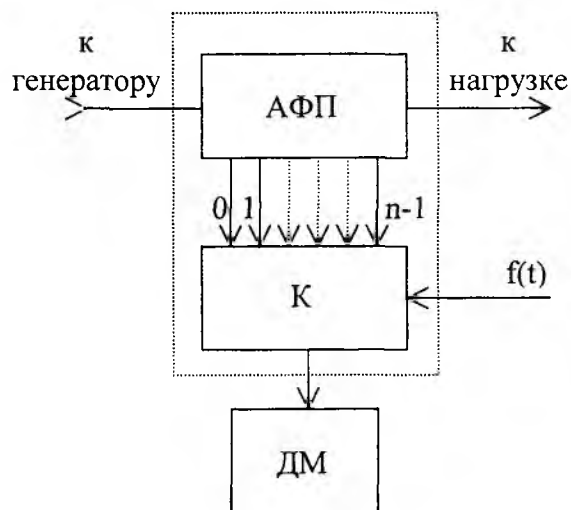


Рис.1

няются во времени от одного стационарного состояния до другого; различие значений коэффициентов отражения и передачи различных каналов коммутатора в стационарном состоянии, что приводит к дискретному изменению параметров коммутатора при переходе от одного канала к другому.

Первый из указанных факторов может быть исключен, если отсчеты сигнала на выходе датчика мощности ДМ осуществлять в моменты времени, соответствующие нахождению коммутатора в заведомо стационарном состоянии. В дальнейшем будем считать, что это условие выполняется. При этом остается влияние лишь второго фактора, т.е. при переключении коммутатора осуществляется дискретное изменение параметров обобщенного шестиполюсника во времени. Для упрощения записи i -му состоянию коммутатора поставим в соот-

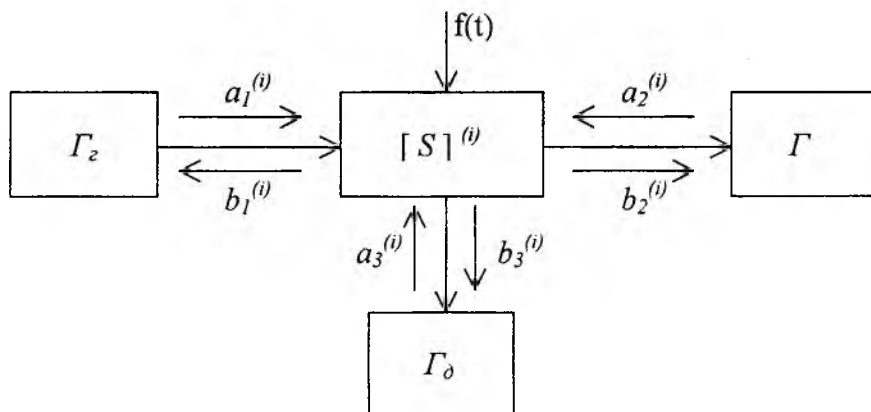


Рис.2

ветствие i -е значения параметров обобщенного шестиполюсника $S_{mn}^{(i)}$. С учетом приведенных соображений на рис.2 приведена обобщенная схема измерительного СВЧ-преобразователя коммутационного типа. На этой схеме через Γ_2 , Γ , Γ_δ обозначены комплексные коэффициенты отражения (ККО) генератора, нагрузки и датчика мощности соответственно.

Определим зависимость выходного сигнала СВЧ-преобразователя на i -ом шаге коммутации от параметров $S_{mn}^{(i)}$, Γ_2 и Γ . Для этого воспользуемся известной взаимосвязью падающих и отраженных волн на полюсах шестиполюсника:

$$\begin{cases} b_1^{(i)} = S_{11}^{(i)} a_1^{(i)} + S_{12}^{(i)} a_2^{(i)} + S_{13}^{(i)} a_3^{(i)} ; \\ b_2^{(i)} = S_{21}^{(i)} a_1^{(i)} + S_{22}^{(i)} a_2^{(i)} + S_{23}^{(i)} a_3^{(i)} ; \\ b_3^{(i)} = S_{31}^{(i)} a_1^{(i)} + S_{32}^{(i)} a_2^{(i)} + S_{33}^{(i)} a_3^{(i)} . \end{cases} \quad (1)$$

Граничные условия на полюсах в данном случае записываются следующим образом:

$$\begin{cases} a_1^{(i)} = E_2 + b_1^{(i)} \Gamma_2 ; \\ a_2^{(i)} = b_2^{(i)} \Gamma ; \\ a_3^{(i)} = b_3^{(i)} \Gamma_\delta . \end{cases} \quad (2)$$

Подставляя (2) в систему уравнений (1), преобразуем ее к виду

$$\begin{cases} -S_{11}^{(i)}E_z = b_1^{(i)}(S_{11}^{(i)}\Gamma_z - 1) + b_2^{(i)}S_{12}^{(i)}\Gamma + b_3^{(i)}S_{13}^{(i)}\Gamma_\partial; \\ -S_{21}^{(i)}E_z = b_1^{(i)}S_{21}^{(i)}\Gamma_z + b_2^{(i)}(S_{22}^{(i)}\Gamma - 1) + b_3^{(i)}S_{23}^{(i)}\Gamma_\partial; \\ -S_{31}^{(i)}E_z = b_1^{(i)}S_{31}^{(i)}\Gamma_z + b_2^{(i)}S_{32}^{(i)}\Gamma + b_3^{(i)}(S_{33}^{(i)}\Gamma_\partial - 1). \end{cases} \quad (3)$$

Решение системы уравнений (3) относительно волны $b_3^{(i)}$, падающей на датчик мощности ДМ в i -м стационарном состоянии, имеет вид

$$\begin{aligned} b_3^{(i)} = E_z S_{31}^{(i)} & \left(1 + \left(S_{32}^{(i)} S_{21}^{(i)} / S_{31}^{(i)} - S_{22}^{(i)} \right) \Gamma \right) / \left(1 - S_{33}^{(i)} \Gamma_\partial + \right. \\ & + \left(S_{11}^{(i)} S_{33}^{(i)} \Gamma_\partial + S_{22}^{(i)} S_{33}^{(i)} \Gamma_\partial - S_{32}^{(i)2} \Gamma_\partial - S_{22}^{(i)} \right) \Gamma + \left(S_{11}^{(i)} S_{33}^{(i)} \Gamma_\partial - S_{31}^{(i)2} \Gamma_\partial - S_{11}^{(i)} \right) \Gamma_z + \\ & + \left(S_{11}^{(i)} S_{22}^{(i)} - S_{21}^{(i)2} + \Gamma_\partial \left(S_{31}^{(i)2} S_{22}^{(i)} - S_{11}^{(i)} S_{22}^{(i)} S_{33}^{(i)} - S_{21}^{(i)} S_{32}^{(i)} S_{31}^{(i)} - S_{21}^{(i)} S_{32}^{(i)} S_{31}^{(i)} + \right. \right. \\ & \left. \left. + S_{32}^{(i)2} S_{11}^{(i)} + S_{21}^{(i)2} S_{33}^{(i)} \right) \right) \Gamma \Gamma_z \left. \right). \end{aligned} \quad (4)$$

После преобразований соотношение (4) можно записать в виде

$$b_3^{(i)} = E_z \nu_i \frac{1 + A_i \Gamma}{1 + B_i \Gamma + C_i \Gamma_z + D_i \Gamma \Gamma_z}, \quad (5)$$

где $\nu_i, A_i, B_i, C_i, D_i$ - обобщенные комплексные константы, характеризующие в целом параметрический шестиполосник в i -м стационарном состоянии.

Эти константы определяются следующими соотношениями:

$$\nu_i = S_{31}^{(i)} / (1 - S_{33}^{(i)} \Gamma_\partial); \quad (6)$$

$$A_i = S_{32}^{(i)} S_{21}^{(i)} / (S_{31}^{(i)} - S_{22}^{(i)}); \quad (7)$$

$$B_i = \left(\left(S_{11}^{(i)} S_{33}^{(i)} + S_{22}^{(i)} S_{33}^{(i)} - S_{32}^{(i)2} \right) \Gamma_\partial - S_{22}^{(i)} \right) / (1 - S_{33}^{(i)} \Gamma_\partial); \quad (8)$$

$$C_i = \left(S_{11}^{(i)} S_{33}^{(i)} \Gamma_\partial - S_{31}^{(i)2} \Gamma_\partial - S_{11}^{(i)} \right) / (1 - S_{33}^{(i)} \Gamma_\partial); \quad (9)$$

$$D_i = \frac{S_{11}^{(i)} S_{22}^{(i)} - S_{21}^{(i)2} + \Gamma_\partial \left(S_{31}^{(i)2} S_{22}^{(i)} - S_{11}^{(i)} S_{22}^{(i)} S_{33}^{(i)} - S_{21}^{(i)} S_{32}^{(i)} S_{31}^{(i)} - S_{21}^{(i)} S_{32}^{(i)} S_{31}^{(i)} + S_{32}^{(i)2} S_{11}^{(i)} + S_{21}^{(i)2} S_{33}^{(i)} \right)}{1 - S_{33}^{(i)} \Gamma_\partial}. \quad (10)$$

Представление эквивалентных констант через S-параметры обобщенного шестиполосника с помощью формул (6, ..., 10) позволяет оценить их значения расчетным путем на стадии проектирования либо по результатам измерений после изготовления микроволнового преобразователя. Эти значения могут быть использованы при реализации упрощенных алгоритмов обработки измерительной информации, а также в качестве первых приближений для точного определения этих констант при реализации процедуры калибровки измерительного преобразователя.

Сигналы P_i с выхода детекторного преобразователя в i -м стационарном состоянии, пропорциональные мощности волны b_3^i , определяются в виде

$$P_i = k_{\partial} |b_3^i|^2 = q_i E_2^2 \left| \frac{1 + A_i \Gamma}{1 + B_i \Gamma + C_i \Gamma_2 + D_i \Gamma \Gamma_2} \right|^2, \quad (11)$$

где k_{∂} - коэффициент преобразования датчика мощности ДМ; $q_i = k_{\partial} |v_i|^2$.

В соответствии с разработанной математической моделью каждое из стационарных состояний измерительного преобразователя характеризуется одной скалярной q_i и четырьмя векторными A_i, B_i, C_i, D_i эквивалентными константами. Модель представляет собой нелинейную систему уравнений (11), связывающую выходные сигналы датчика мощности с ККО нагрузки Γ и ККО генератора Γ_2 .

Таким образом, имеется принципиальная возможность разрешить данную систему относительно неизвестных комплексных параметров Γ, Γ_2 . При этом должны быть известны эквивалентные константы и измерены выходные сигналы датчика мощности ДМ в каждом стационарном состоянии.

Количество уравнений в системе (11) зависит от числа используемых стационарных состояний. Максимальное число стационарных состояний N (при заданном значении измерительных выходов n) определяется общим числом возможных сочетаний из n по 1, по 2, по 3, ... по n и может быть представлено в виде суммы:

$$N = C_n^1 + C_n^2 + \dots + C_n^n, \quad (12)$$

где C_n^1 - число стационарных состояний, соответствующих подключению отдельных каналов АФП к ДМ; C_n^2 - число стационарных состояний, соответствующих подключению двух каналов АФП к ДМ; C_n^n - число стационарных состояний, соответствующих подключению всех n каналов АФП к ДМ.

Сумма (12) содержит n членов и может быть записана в виде

$$N = n + \frac{(n-1)n}{2!} + \frac{(n-2)(n-1)n}{3!} + \dots + 1. \quad (13)$$

Так, для $n = 2, 3, 4, 5$ из (13) получаем следующие значения для N : 3, 7, 15, 31 соответственно. Таким образом, предложенная структура измерительного СВЧ-преобразователя обеспечивает при увеличении n значительную избыточность нелинейной системы уравнений (11), которая может быть использована для повышения точности измерения комплексных параметров.

Для точного решения системы уравнений (7) относительно Γ и Γ_2 потребуется определение на каждом шаге коммутации одной скалярной и четырех векторных констант, что потребует существенных вычислительных затрат. Это оправданно при проектировании средств измерения высокой точности.

Рассмотрим некоторые допущения, которые позволят существенно упростить процедуру определения искомых параметров. Пренебрегая членами третьего и более высокого порядков малости в формулах (8, ..., 10), получим следующие приближенные выражения:

$$B_i \approx -S_{22}^i; \quad (14)$$

$$C_i = -S_{11}^i; \quad (15)$$

$$D_i = \frac{S_{11}^{(i)} S_{22}^{(i)} + \Gamma_{\partial} S_{21}^i S_{33}^i}{1 - S_{33}^{(i)} \Gamma_{\partial}}. \quad (16)$$

При проектировании преобразователя не представляет затруднений достижение высокого уровня развязки между измерительными и рабочим каналами (не менее 30 дБ). Поэтому можно положить, что параметры $S_{11}^i, S_{22}^i, S_{21}^i, S_{12}^i$ эквивалентного шестиполосника не изменяются (индекс i исключается из записи). Из этого следует, что в соответствии с (14) и (15) параметры B_i и C_i при переключении также можно считать неизменными: $B_i = B; C_i = C$.

Полагая, что отличие в параметрах S_{31}^i и S_{33}^i на различных шагах коммутации может достигать $\pm 10\%$ (из-за влияния технологических факторов), оценим возможные изменения параметров q_i, D_i, A_i . Приняв $|S_{11}| = |S_{22}| = 0,1; |S_{21}| = 0,98; |\Gamma_{\partial}| = 0,2; |S_{33}| = 0,2$, проведем расчеты по формулам (6), (7), (16) для различных сочетаний фаз этих параметров. Результаты расчетов показывают, что при этом параметр $|D_i|$ изменяется не более, чем на $\pm 1\%$ от номинального значения, а параметры q_i и A_i - в пределах $\pm 10\%$. Таким образом, в первом приближении параметр D_i , также можно считать мало изменяющимся ($D_i = D$), а параметры q_i и A_i могут существенно изменяться при переключении коммутатора.

Исходя из изложенного упрощенная математическая модель коммутационного микроволнового преобразователя может быть представлена следующей системой уравнений:

$$P_i = q_i E_z^2 \left| \frac{1 + A_i \Gamma}{1 + B\Gamma + C\Gamma^2 + D\Gamma^2} \right|^2. \quad (17)$$

В данной модели каждый шаг коммутации характеризуется одной скалярной q_i и одной векторной A_i константами. Кроме того, в модели присутствуют три векторные константы B, C, D , которые одинаковы на всех шагах коммутации. Это резко сокращает вычислительные затраты при реализации измерительной и калибровочной процедур. Данная модель может использоваться при разработке средств измерения средней точности.

Еще более упростить модель можно, если обеспечить малые рассогласования выходов измерительного шестиполосника. Тогда, положив $S_{11}^i = S_{22}^i = S_{33}^i = 0$, получим систему уравнений:

$$P_i = \frac{q_i E_z^2 |1 + A_i \Gamma|^2}{1 + D\Gamma^2}. \quad (18)$$

Данная модель на каждом шаге коммутации характеризуется одной скалярной q_i и одной векторной A_i константами. Кроме того, в модели присутствует одна векторная константа, которая одинакова на всех шагах коммутации. Применение этой модели целесообразно при разработке быстродействующих средств измерения. Точность измерения при использовании этой модели будет определяться степенью выполнения оговоренных выше условий.

Список литературы: 1. Пат. №2022284, РФ. МКИ G01R 27/06. Способ определения комплексных параметров СВЧ устройств / Гимпилевич Ю.Б. Оpub. 30.10.94, бюл. № 20. 2. Скрыпник Ю.А. Повышение точности измерительных устройств. К.: Техніка, 1976. 264 с. 3. Бондаренко И.К., Гимпилевич Ю.Б. Некоторые тенденции в развитии автоматизированных измерительных средств СВЧ диапазона // Радиотехника: Всеукр.межвед.науч.-техн. сб. 1988. №86. С. 65-75.

МИКРОПРОЦЕССОРНЫЙ МОДУЛЬ ВЫДЕЛЕНИЯ ИНФОРМАТИВНЫХ ПРИЗНАКОВ И ПРИНЯТИЯ РЕШЕНИЯ

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 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 a_a огибающей спектра $a_{fNM} = \frac{\Delta f_N}{\Delta f_M}$, 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: $x_{1m} \in (f_m)$; $x_{2m} \in (\Delta f_n)$; $x_{3m} \in (a_{fNM})$.

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;

$x_{3m} \in (x_1; x_2 \dots x_i)$, где i - количество уровней, по которым вычисляется коэффициент прямоугольности a_{fNM} .

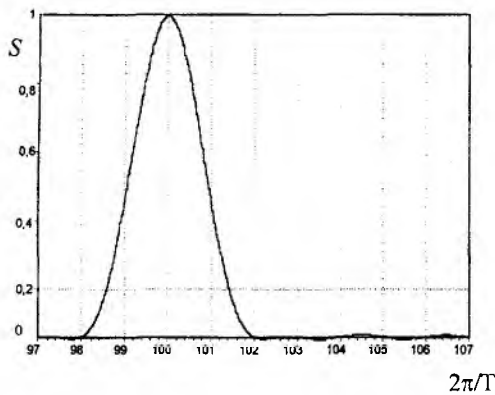


Рис. 1а

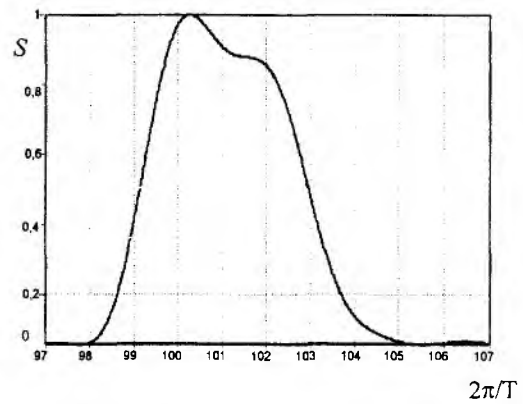


Рис. 1б

Вычисление конкретных значений информативных признаков по огибающей $S(\omega)$ начинается с выяснения вида сигнала (вид сигнала с полным перекрытием помехой приведен на рис. 1а, а с частичным перекрытием – на рис. 1б). Это программно реализуется как количество максимумов в объеме массивов данных. На основе их количества активизируется программа расчета параметров того или иного сигналов. Расчет положения центральной частоты сводится к отысканию порядкового номера максимального значения в массиве данных (схема алгоритма определения центральной частоты приведена на рис.2). Далее идет расчет уровней сигналов по значениям $0.7 U_{\max}$ и $0.1 U_{\max}$, и аналогичным образом отыскиваются их порядковые номера. Для сигнала на рис.1а уровни отыскиваются на двух скатах спектральной характеристики, и полоса будет равна разности между этими выборками. Для сигнала на рис.1б такой прием не применим, поэтому отыскиваются уровни на одном скате, рассчитывается полоса до положения центральной частоты и это значение умножается на 2 (рис. 3). Определение коэффициента прямоугольности производится вычислением отношения выборок на уровнях $0.7 U_{\max}$ и $0.1 U_{\max}$.

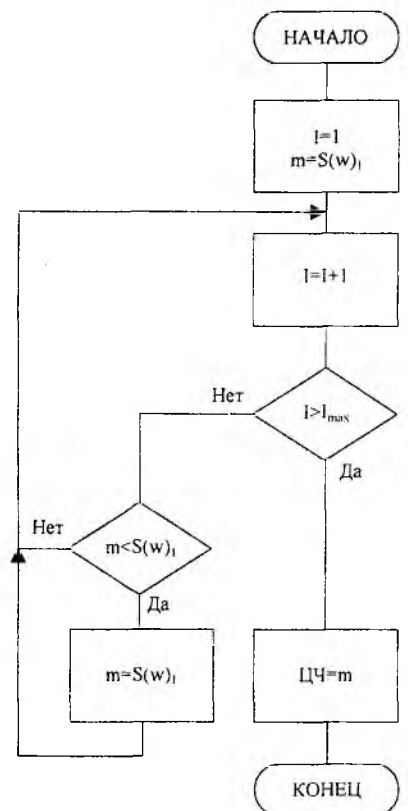


Рис. 2

Для реализации описанной процедуры вычисления информативных признаков необходимо с помощью АЦП преобразовать огибающую $S(\omega)$ в дискретные отсчеты с последующим квантованием по амплитуде с шагом Δ . Поскольку предполагается использовать 8-разрядный микроконтроллер, АЦП должен иметь соответствующее количество разрядов. С другой стороны необходимо обеспечить допустимое отношение сигнал/шум (ОСШ), дисперсию шумов квантования $\sigma_{ш}$ и перепад D амплитуд выборок. Если ОСШ=10,

$$\sigma_{ш} = \frac{q}{2\sqrt{3}},$$

где q – величина кванта.

При $D=20$ минимальная разрядность V_{\min} АЦП составит $V_{\min} \geq 5$. Исходя из этих расчетов, можно сделать вывод о том, что 8-разрядного АЦП будет вполне достаточно для преобразования временных выборок импульсных радиосигналов без потерь. Для большей точно-

сти вычислений необходимо брать большее количество выборок. Графики зависимостей необходимой разрядности B от диапазона амплитуд D для разного отношения сигнал/шум приведены на рис. 4.

Идентификация проводится на основе критерия Байеса. Стратегию, основанную на этом правиле, называют байесовской стратегией, а минимальный средний риск - байесовским риском.

При этом условная вероятность принадлежности объекта классу Ω_1 для признака x_n , где n - номер признака равна [2]:

$$P(\Omega_1 / x_n^0) = P(\Omega_1) f_1(x_n^0) / f(x_n^0),$$

а условная вероятность принадлежности объекта классу Ω_2 :

$$P(\Omega_2 / x_n^0) = P(\Omega_2) f_2(x_n^0) / f(x_n^0),$$

где $f(x_n^0) = P(\Omega_1) f_1(x_n^0) + P(\Omega_2) f_2(x_n^0)$ - совместная плотность распределения вероятностей значений признака x_n по классам,

$P(\Omega_1 / x_n^0)$ и $P(\Omega_2 / x_n^0)$ - апостериорные вероятности принадлежности распознаваемого объекта классам Ω_1 и Ω_2 соответственно.

Условные риски по признаку x_n , связанные с решениями $\omega \in \Omega_1$ и $\omega \in \Omega_2$, равны

$R(\Omega_1 / x_n^0) = c_2 P(\Omega_2 / x_n^0)$, $R(\Omega_2 / x_n^0) = c_1 P(\Omega_1 / x_n^0)$. Решение о принадлежности $\omega \in \Omega_1$ принимается при условии минимального среднего риска, когда $R(\Omega_1 / x_n^0) / R(\Omega_2 / x_n^0) < 1$.

С учетом изложенной методики определения информативных параметров и распознавания вида радиосигнала был разработан микропроцессорный модуль, структурная схема которого приведена на рис. 5. В качестве усилителя возможно использование специализированной микросхемы 848УР1, у которой для данного диапазона частот коэффициент усиления $K_u=20$. Такое усиление достаточно для преобразования аналогового сигнала в цифровую

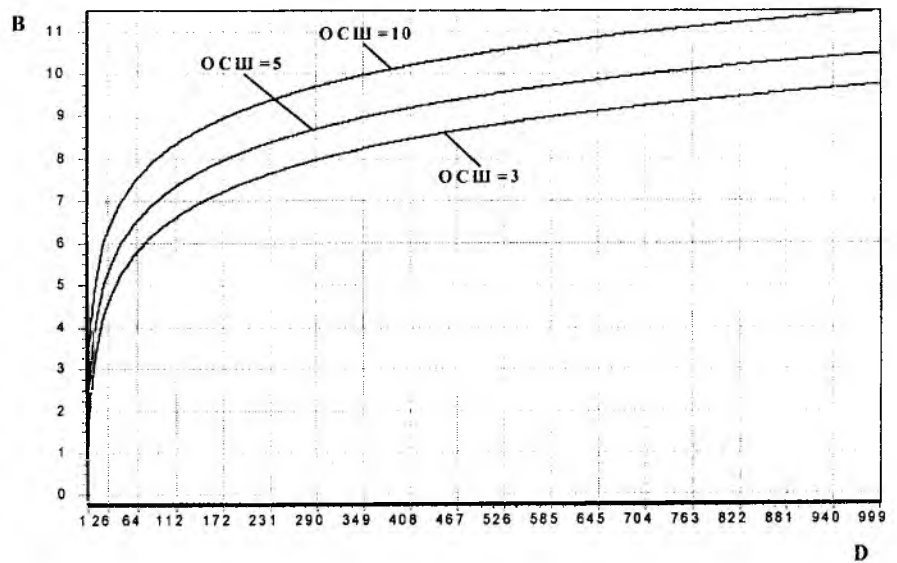


Рис. 4

форму с помощью микросхемы АЦП. АЦП построен таким образом, что он обеспечивает основные условия сопряжения с МП, а именно: длина цифрового слова (число разрядов) соответствует длине слова базовых типов отечественных БИС МП; управление его работой осуществляется непосредственно сигналами от МП с минимальными аппаратными и программными затратами; временные характеристики АЦП хорошо согласованы с временными характеристиками большинства типов БИС МП; цифровые выходы преобразователя допускают прямое подключение ко входным портам и шине данных МП.

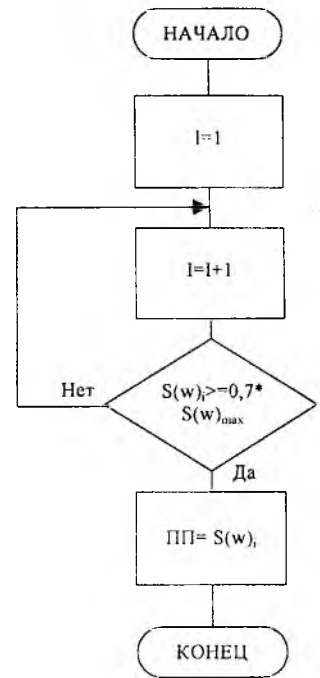


Рис. 3

Внутреннее ОЗУ контроллера составляет 128 байт, поэтому существует ограничение по количеству выборок. В качестве АЦП используется микросхема К572ПВЗ.

Сигнал с выхода АЦП поступает на соответствующий порт контроллера. Здесь необходимо уделить внимание согласованию частоты взятия выборок f_d и тактовой частоты f_t . Тактовая частота микропроцессорной системы определяется частотой кварцевого генератора. Для контроллера ATMEL C2051 максимальная частота кварцевого генератора составляет 24 МГц, а для КР580ВЕ51 12 МГц, следовательно, порты при максимальной частоте кварцевого генератора могут работать на частотах до 12 МГц для ATMEL C2051 и 1 МГц для КР580ВЕ51. Если $f_d > f_t$, то необходимо будет сконструировать соответствующий интерфейс для согласования.

После определения численных значений всех информативных признаков запускается программа статистической обработки данных. Изначально известно априорное распределение для этих параметров [1,2], которое хранится в ПЗУ микропроцессора. По вычисленным признакам с использованием критерия Байеса принимается решение о принадлежности сигнала к тому или иному классу распознаваемых сигналов, о чем будет выдана информация оператору через определенный порт контроллера.

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. Измерение несущей частоты наносекундных импульсов спектральным методом / В.А.Письменецкий, А.В. Бородин, П.И. Платонов . 1996. 10 с. Деп. в ГНТБ Украины.

Харьковский национальный университет радиозлектроники

Поступила в редколлегию 02.11.2001

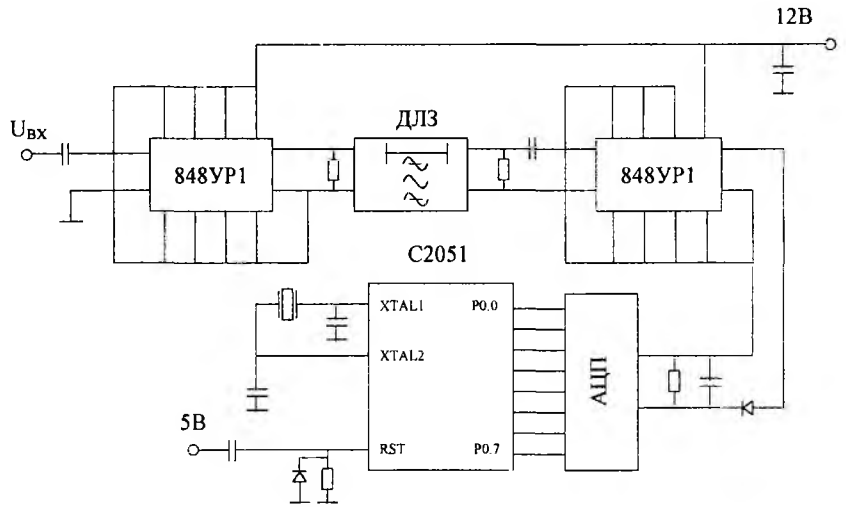


Рис. 5

ОБ УСТОЙЧИВОСТИ РЕШЕНИЯ ЗАДАЧ СТАТИСТИЧЕСКОГО СИНТЕЗА АНТЕНН ПО ЗАДАННОЙ ДИАГРАММЕ НАПРАВЛЕННОСТИ

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

Иная ситуация складывается при решении обратных задач в статистической постановке. Если вопрос об оценке чувствительности полученного решения стоит так же, как и в детерминированном синтезе (за исключением того, что речь должна идти о чувствительности к «чужим» флуктуациям [2]), то ответ на вопрос о необходимости и важности оценки устойчивости решения задач статистического синтеза не столь однозначен, что связано со спецификой задач синтеза в статистической постановке. Как правило, в задачах статистического синтеза используется значительно больший объем информации, играющей роль исходной. Так, при синтезе антенны с заданной диаграммой направленности (ДН) по полю (средней или номинальной), кроме требуемой ДН необходимо знать закон распределения, корреляционную функцию, дисперсию и радиус корреляции флуктуаций амплитудно-фазового распределения (АФР). При этом закон распределения и корреляционная функция могут быть выбраны на основании информации о механизме их происхождения (более детально этот вопрос обсуждается, например в [3]). Что касается дисперсии и радиуса корреляции то либо они определяются в результате решения самой задачи [4], либо их значения должны быть заданы в качестве исходных данных [5].

В первом случае ситуация с устойчивостью оказывается такой же, как в задачах детерминированного синтеза. Во втором случае, поскольку статистические параметры не подлежат определению в процессе решения, то они становятся исходными данными задачи. Следовательно, естественным образом возникает важный с практической точки зрения вопрос об устойчивости получаемого решения (самого АФР или некоторого функционала от него) к неточности задания соответствующей исходной величины. Как правило, получить точную информацию о статистике флуктуаций АФР при его реализации не удастся. Это касается как численных значений указанных статистических параметров АФР (дисперсии и радиуса корреляции), так и, например, вида корреляционной функции (коэффициента корреляции). Поэтому оптимальное АФР, найденное при неточных исходных статистических данных, не обеспечит в результате его реализации той максимальной близости (в определенной метрике) к требуемой ДН, которую можно было бы получить, если бы заданные статистические параметры флуктуаций АФР в точности равнялись тем, которые будут иметь место при реализации. Оценка степени устойчивости решения задачи синтеза в этом случае как раз и позволит судить о величине проигрыша в близости к заданной диаграмме направленности по сравнению с максимально возможной и более того, что весьма важно, также определить те исходные статистические данные, требования к точности задания которых должны быть наиболее жесткими.

Рассмотрим линейную антенну длиной L . С точностью до постоянного множителя диаграмма направленности её описывается известным выражением

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

где A – линейный интегральный оператор; $i(x)$ – функция, описывающая амплитудно-

фазовое распределение; $x = (2z/L)$ – безразмерная продольная координата; $u = (\pi L/\lambda)\sin\theta = a\sin\theta$ обобщенный угол; θ – угол, отсчитываемый от оси антенны; λ – длина волны в свободном пространстве.

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

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

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

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

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

со средним значением

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

где $i_0(x)$ – АФР в отсутствие флуктуаций, $p(x) = \langle e^{B(x) + j\varphi(x)} \rangle$, $B(x)$ и $\varphi(x)$ – случайные функции, описывающие флуктуации уровня амплитуды и фазы источников соответственно, $\langle \dots \rangle$ – знак математического ожидания.

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

$$\langle \varepsilon^2 \rangle = \left\langle \|F(u) - f(u)\|_{L^2_f}^2 \right\rangle = \|F - \langle f \rangle\|_{L^2_f}^2 + \langle (i), \mathbf{S}(i) \rangle_{L^2_i}. \quad (4)$$

Здесь \mathbf{S} – линейный интегральный оператор

$$\mathbf{S}i = \frac{1}{2\pi} \int_{-1}^1 i(x) R(x, x_1) K(x, x_1) dx_1, \quad (5)$$

где

$$R(x, x_1) = \left\langle [q(x)/p(x) - 1] [q^*(x_1)/p^*(x_1) - 1] \right\rangle, \quad K(x, x_1) = \int_{-a}^a g(u) e^{ju(x-x_1)} du. \quad (6)$$

Задача синтеза в статистической постановке [5], [6] наиболее часто формулируется следующим образом. Определить регулярное АФР $i_0(x)$, которое при флуктуациях с заданными статистическими параметрами обеспечит минимум МО квадратичного отклонения синтезируемой ДН от заданной. Аналитически эта задача сводится к минимизации функционала $\langle \varepsilon^2 \rangle$, определенного соотношением (4), по среднему АФР $\langle i \rangle$. Регулярное АФР $i_0(x)$ затем легко определяется с помощью (3)

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

где $\langle i(x) \rangle_0$ – оптимальное среднее АФР, на котором достигается минимум функционала (4), а оператор \mathbf{H} имеет вид

$$\mathbf{H}_{r,s} = (\mathbf{A}^* \mathbf{A} + \mathbf{S}_{r,s}). \quad (8)$$

Здесь и далее индекс r относится к случаю, когда оператор \mathbf{S} определяется через пара-

метры флуктуаций при реализации, а индекс s – когда в S входят параметры флуктуаций, задаваемые при постановке задачи синтеза, \mathbf{A}^* – оператор, сопряженный с оператором \mathbf{A} .

При этом минимальное матожидание КО

$$\langle \varepsilon^2 \rangle_{\min} = \|F\|_{L_f^2}^2 - (F, \mathbf{A}\mathbf{H}_s^{-1}\mathbf{A}^*F)_{L_f^2}. \quad (9)$$

Отметим, что неточность в задании исходных значений статистических параметров флуктуаций АФР фактически приводит к решению линейного операторного уравнения вида $\mathbf{H}i = f$ с неточно заданным оператором \mathbf{H} .

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

$$\langle \varepsilon^2 \rangle = \|F\|_{L_f^2}^2 + \langle (i_r, \mathbf{H}_r \langle i_r \rangle) \rangle_{L_i^2} - 2 \operatorname{Re}(\mathbf{A}^* F, \langle i_r \rangle)_{L_i^2}, \quad (10)$$

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

В качестве регулярного АФР в (9) взята его оптимальная величина $i_0(x)$, найденная при решении и определяемая по (7), со средним значением при реализации

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

Пусть флуктуации реализуемого АФР и найденного при синтезе имеют одинаковые закон распределения и вид коэффициента корреляции, а дисперсия α_s и радиус корреляции c_s отличаются от их значений при реализации α_r и c_r :

$$\alpha_s = \alpha_r + \Delta\alpha,$$

$$c_s = c_r + \Delta c.$$

Будем полагать, что отклонение α_s и c_s от α_r и c_r малы – $\Delta\alpha \ll 1$ и $\Delta c \ll 1$. В этом случае, отбрасывая члены третьего порядка малости и выше по $\Delta\alpha$ и Δc , получим

$$\langle \varepsilon^2 \rangle = \langle \varepsilon^2 \rangle_{\min} + (\Delta\alpha)^2 \cdot k_{y,\alpha}^{-1}(\alpha_s, c_s) + (\Delta c)^2 \cdot k_{y,c}^{-1}(\alpha_s, c_s) + \Delta\alpha \cdot \Delta c \cdot k_{y,\alpha c}^{-1}(\alpha_s, c_s), \quad (12)$$

где

$$k_{y,\alpha}(\alpha_s, c_s) = \left[(\beta_r \langle i_r \rangle + \mathbf{Q}_{\alpha r} \mathbf{A}^* F), \mathbf{H}_r (\beta_r \langle i_r \rangle + \mathbf{Q}_{\alpha r} \mathbf{A}^* F) \right]_{L_i^2}^{-1}, \quad (13)$$

$$k_{y,c}(\alpha_s, c_s) = \left[(\gamma_r \langle i_r \rangle + \mathbf{Q}_{c r} \mathbf{A}^* F), \mathbf{H}_r (\gamma_r \langle i_r \rangle + \mathbf{Q}_{c r} \mathbf{A}^* F) \right]_{L_i^2}^{-1}, \quad (14)$$

$$k_{y,\alpha c}(\alpha_s, c_s) = 0.5 \cdot \left[(\beta_r \langle i_r \rangle + \mathbf{Q}_{\alpha r} \mathbf{A}^* F), \mathbf{H}_r (\gamma_r \langle i_r \rangle + \mathbf{Q}_{c r} \mathbf{A}^* F) \right]_{L_i^2}^{-1} \quad (15)$$

и

$$\beta_r = \frac{\partial}{\partial \alpha_s} \left(\frac{p_r}{p_s} \right) \Bigg|_{\substack{\alpha_s = \alpha_r \\ c_s = c_r}}, \quad \gamma_r = \frac{\partial}{\partial c_s} \left(\frac{p_r}{p_s} \right) \Bigg|_{\substack{\alpha_s = \alpha_r \\ c_s = c_r}}, \quad \mathbf{Q}_{\alpha r} = \frac{\partial \mathbf{H}_s^{-1}}{\partial \alpha_s} \Bigg|_{\substack{\alpha_s = \alpha_r \\ c_s = c_r}}, \quad \mathbf{Q}_{c r} = \frac{\partial \mathbf{H}_s^{-1}}{\partial c_s} \Bigg|_{\substack{\alpha_s = \alpha_r \\ c_s = c_r}}.$$

Величины $k_{y,\alpha}$, $k_{y,c}$, $k_{y,\alpha c}$ характеризуют степень отклонения $\langle \varepsilon^2 \rangle$ от $\langle \varepsilon^2 \rangle_{\min}$ в зависимости от неточности задания исходных данных α_s и c_s . Коэффициенты $k_{y,\alpha}$ и $k_{y,c}$ естественно рассматривать как коэффициенты устойчивости по дисперсии и радиусу корреляции флуктуаций АФР соответственно. Величина $k_{y,\alpha}$ полностью определяет устойчивость $\langle \varepsilon^2 \rangle$, если $\Delta c = 0$, а $k_{y,c}$ полностью определяет устойчивость $\langle \varepsilon^2 \rangle$ при $\Delta \alpha = 0$.

Отметим, что отклонение $\langle \varepsilon^2 \rangle$ от оптимального $\langle \varepsilon^2 \rangle_{\min}$ пропорционально второй степени $\Delta \alpha$ и Δc . Это означает, что при неточно заданных значениях статистических параметров флуктуаций, независимо от знака $\Delta \alpha$ и Δc , найденное решение приведет к большему, по сравнению с минимально возможным, значению $\langle \varepsilon^2 \rangle$.

Для более детального анализа введенных величин рассмотрим важный с практической точки зрения случай, когда в антенне присутствуют только фазовые флуктуации. Будем полагать, что имеет место нормальный закон распределения, коэффициент корреляции примем в гауссовой форме. Оптимальное среднее АФР будем искать в виде разложения по системе собственных функций $\{\psi_n\}_{n=0}^{\infty}$ самосопряженного оператора $\mathbf{A}^* \mathbf{A}$ [7]

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

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

При малых α ($\alpha \ll 1$), а также малых или больших радиусах корреляции c , как показано в [8], для $\langle i_s \rangle_0$ имеет место выражение

$$\langle i_s \rangle_0 = \sum_{n=0}^N \frac{(F, \psi_n)_{L_f}^2}{\sqrt{\lambda_n(a)} [\lambda_n(a) + \alpha_s J_{nn}(a, c_s)]} \psi_n(a, ax), \quad (16)$$

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

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

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

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

Подставив (14) в (13), для $k_{y,\alpha}$ и $k_{y,c}$ получим:

$$k_{y,\alpha}(a) = \left\{ \sum_{n=0}^N \frac{|(F, \psi_n(a, u))_{L_f}^2|^2}{\lambda_n(a)} \cdot K_n^{(1)}(\alpha_r, c_r, a) \right\}^{-1}, \quad (17)$$

$$k_{y,c}(a) = \left\{ \sum_{n=0}^N \frac{|(F, \psi_n(a, u))_{L_f^2}|^2}{\lambda_n(a)} \cdot K_n^{(2)}(\alpha_r, c_r, a) \right\}^{-1}, \quad (18)$$

$$k_{y,\alpha c}(\alpha_r, c_r, a) = \left\{ \sum_{n=0}^N \frac{|(F, \psi_n(a, u))_{L_f^2}|^2}{\lambda_n(a)} \sqrt{K_n^{(1)}(\alpha_r, c_r, a) K_n^{(2)}(\alpha_r, c_r, a)} \right\}^{-1}, \quad (19)$$

где $K_n^{(1)}(\alpha, c, a) = \frac{[1 - (2 - \alpha)J_{nn}(a, c)/\lambda_n(a)]^2}{4[1 + \alpha_r J_{nn}(a, c)/\lambda_n(a)]^3}$, $K_n^{(2)}(\alpha, c, a) = \frac{\alpha_r^2 \cdot \left[\frac{\partial J_{nn}(a, c)}{\partial c} \lambda_n(a) \right]^2}{[1 + \alpha_r J_{nn}(a, c)/\lambda_n(a)]^3}$.

Видно, что слагаемые в суммах являются произведениями двух сомножителей. Один из них зависит только от вида синтезируемой ДН, а второй только от параметров флуктуаций АФР. Это означает, что характер влияния изменения этих параметров на устойчивость решения задачи синтеза одинаков для ДН различных типов.

Наибольшее влияние на устойчивость решения оказывают высшие (реактивные) гармоники с $n > 2a/\pi$. Действительно, множитель $K_n^{(1)}(a, \alpha_r, c_r)$ имеет малые значения при α_r , удовлетворяющих условию $[J_{nn}(a, c)/\lambda_n(a)] \approx 1/(2 - \alpha_r)$. Поскольку в рассматриваемом случае $0 \leq \alpha_r < 1$, то $0.5 \leq [J_{nn}(a, c)/\lambda_n(a)] < 1$. Из рис. 1

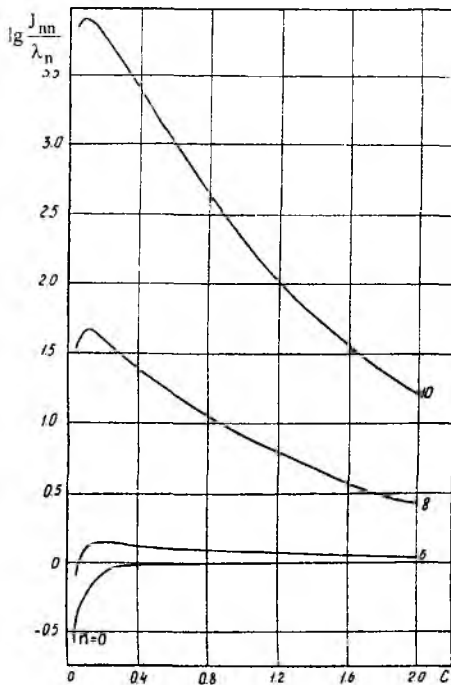


Рис. 1

Характер изменения $k_{y,c}$ - обратный: он уменьшается с ростом α_r и растет с увеличением c_r . Наименьшие значения $k_{y,c}$ принимает для значений c_r , при которых $[J_{nn}(a, c)]$ велика, то есть для c_r , удовлетворяющих условию $c_r < \sqrt{\pi}/(2N + 1)$, где N - максимальный номер гармоники, учитываемой в разложении АФР.

Поскольку на практике точная информация о значениях α_r обычно отсутствует, а из-

лучае $0 \leq \alpha_r < 1$, то $0.5 \leq [J_{nn}(a, c)/\lambda_n(a)] < 1$. Из рис. 1 видно, что такие значения $J_{nn}(a, c)/\lambda_n(a)$ наиболее характерны для активных ($n \leq 2a/\pi$) гармоник в разложении АФР и, следовательно, их вклад в сумму будет невелик. Значения множителя $K_n^{(2)}$ пропорциональны $\frac{\partial J_{nn}(a, c)}{\partial c} \lambda_n(a)$, которая для $c \ll 1$ равна величине $a/2\sqrt{\pi}\lambda_n(a)$. Так как для активных гармоник $\lambda_n(a) \approx 1$, а для реактивных $\lambda_n(a) \ll 1$, то очевидно, что влияние последних будет преобладающим.

При малых α_r и c_r коэффициент устойчивости $k_{y,\alpha}$ растет с увеличением α_r и уменьшается с ростом c_r , так как производные от $K_n^{(i)}$ по параметрам соответственно отрицательна и положительна при $1 > c_r < c_0$, где c_0 - есть корень уравнения $J_{nn}(a, c_0)/\lambda_n(a) = 1/(2 - \alpha_r)$.

вестна лишь область значений, которые может принимать дисперсия флуктуаций при реализации оптимального АФР, то установленная зависимость $k_{y,\alpha}$ от α_r позволяет сформулировать следующее полезное правило по выбору значения α_r при постановке задачи синтеза.

Чтобы при реализации оптимального АФР получить наименьшее отклонение реального значения $\langle \varepsilon^2 \rangle$ от $\langle \varepsilon^2 \rangle_{\min}$, следует при постановке задачи брать наибольшее α_r из области возможных значений этого параметра. В этом случае ожидаемое $\langle \varepsilon^2 \rangle_{\min}$ будет наименее отличаться от реально получаемого.

В случае больших радиусов корреляции ($c \gg 1$)

$$J_{nn}(a, c) = \lambda_n(a) \left[1 + O(1/c^2) \right]$$

и

$$\frac{\partial J_{nn}(a, c)}{\partial c} \sim \lambda_n(a) \frac{1}{c^3}.$$

Тогда для $k_{y,\alpha}$ и $k_{y,c}$ получим:

$$k_{y,\alpha} = \frac{(1 + \alpha_r)^3}{(1 - \alpha_r)^2} k_y^0(a), \quad k_{y,c} \sim \frac{(1 + \alpha_r)^3 c^6}{\alpha_r^2} k_y^0(a), \quad (20)$$

$$\text{где } k_y^{(0)}(a) = \left\{ \sum_{n=0}^N \left| (F, \psi_n)_{L_f} \right|^2 / \lambda_n(a) \right\}.$$

Из (20) и (21) следует, что с ростом α_r при $c \gg 1$ коэффициенты устойчивости увеличиваются, хотя эта зависимость весьма слабая и при этом $k_{y,c} \gg k_{y,\alpha}$.

Таким образом, в работе показано, что при решении задач синтеза антенн в статистической постановке, в отличие от задач детерминированного синтеза, наряду с вопросом о чувствительности приобретает важное значение вопрос об устойчивости получаемого решения. В конечном итоге он сводится к изучению устойчивости решения линейного операторного уравнения с неточно заданным оператором. В задачах статистического синтеза по критерию минимума среднеквадратичного отклонения синтезируемой ДН от заданной, устойчивость целесообразно определять как разность между средним значением квадратичного отклонения реально воспроизводимой ДН от заданной и минимально возможным его значением. Эта разность обусловлена отклонением статистических параметров флуктуаций АФР, заданных в качестве исходных данных, от значений их при реализации. Степень устойчивости может быть оценена с помощью двух коэффициентов – коэффициента устойчивости по дисперсии и коэффициента устойчивости по радиусу корреляции флуктуаций АФР. Значения этих коэффициентов могут существенно различаться по величине в зависимости от значений соответствующих статистических параметров флуктуаций АФР, обусловленных возможностями технологии или условиями функционирования.

Список литературы: 1. Gilbert E.M., Morgan S.P. Optimum Disign of Directive Antenna Arrays Subject to Random Variable // Bell Sestem Tech. J., 1955. Vol. 34. N 3. P 637 – 663. 2. Deshamps G.A., Cabayan H.S. Antenna Synthesis and Solution of Invers Problems by Regularization Methods // IEEE Trans., 1972. Vol. AP – 20. N 3. P. 269 – 274. 3. Шифрин Я.С. Вопросы статистической теории антенн. М.: Сов. Радио, 1970. 384 с. 4. Должиков В. В. О статистическом синтезе линейных антенн по заданной диаграмме направленности // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2001. Вып. 120. С. 76-80. 5. Шифрин Я.С., Должиков В.В. Статистический синтез линейной непрерывной антенны по заданной диаграмме направленности // Радиотехника и электроника. 1994. Т. 39, № 9. С. 1329-1335. 6. Справочник по антенной технике / Под ред. Я.Н. Фельда, Е.Г. Зелкина. М.:ИПРЖР, 1997. Т.1. 256 с. 7. Б.М. Минкович, В.П. Яковлев. Теория синтеза антенн. М.: Сов. радио, 1969. 296 с. 8. Шифрин Я.С., Должиков В.В., Радченко В.Ю. Сверхнаправленность в статистической теории антенн. Харьков. 1987. 140 с. Деп. В УкрНИИНТИ, 05.01.88, № 86-Ук. 88.

Харьковский национальный
университет радиозлектроники

Поступила в редколлегию 26. 12. 2001

ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКИЙ КРИТЕРИЙ ГЛАДКОСТИ

При изготовлении рефлекторов высокоэффективных параболических антенн миллиметрового диапазона волн особое внимание необходимо уделять технологии производства, от которой зависят параметры шероховатости отражающей поверхности. Грубую оценку высоты неровности можно получить из эмпирического критерия Рэлея. Более детально вопрос о допуске на изготовление рассмотрен в работе [1] в рамках статистической теории антенн. Однако до сих пор не учитывалось влияние материала рефлектора и радиуса корреляции шероховатости на величину допуска, которые связаны между собой технологией изготовления.

В настоящей работе получен электродинамический критерий гладкости на основе теории скин-эффекта. Произведена проверка полученных результатов с экспериментальными данными.

Постановка задачи

Реальная шероховатость чаще не имеет правильной геометрической формы, однако, в какой-то степени приближается к ней [2]. При этом целесообразно рассмотреть одну средне-статистическую неровность. В результате предварительной обработки поверхности металла возникают V-образные углубления [3]. Чистовая обработка поверхности, предварительно доведённой до нужного размера, приводит к срезанию вершук неровностей [4].

Необходимо вывести электродинамический критерий гладкости для поверхности, покрытой трапецеидальными гофрами.

Падение Н-волны на V-образную канавку

Рассмотрим падение Н-волны на апертуру V-образной канавки (рис. 1, а). Представим стороны канавки в виде пары проводников, образующих неоднородную двухпроводную линию. Погонные сопротивление, проводимость, индуктивность и ёмкость в сечении z определяются соответственно формулами $Z_1 = j\omega L_1$, $Y_1 = j\omega C_1$, $L_1 = L_0 D_z / D$, $C_1 = C_0 D / D_z$. Индекс "0" относится к $z=0$. Предположим, что потери в линии отсутствуют. Волновое число и волновое сопротивление определяются соответственно

формулами $\gamma = \sqrt{Z_1 \cdot Y_1} = j \frac{2\pi}{\lambda}$ и $\rho = \sqrt{\frac{Z_1}{Y_1}} = \rho_0 (1 - z/L)$. Для

длинной линии запишем телеграфное уравнение второго порядка [5]:

$$\begin{cases} \frac{d^2 I}{dz^2} + \frac{dI}{dz} \frac{d}{dz} \ln\left(\frac{\rho}{\gamma}\right) - I\gamma^2 = 0, \\ \frac{d^2 U}{dz^2} - \frac{dU}{dz} \frac{d \ln(\rho\gamma)}{dz} - U\gamma^2 = 0. \end{cases} \quad (1)$$

Уравнения (1) будем решать следующим образом. Разобьём весь объём внутри канавки на N элементарных объёмов плоскостями, параллельными плоскости xu , отстоящими друг от друга на расстоянии Δz (рис. 1, б). Между плоскостями $z=n\Delta z$ и $z=(n+1)\Delta z$ ($n=0, 1, \dots, N-1$) введем линейную координату ζ . Аппроксимируем плоские стенки канавки участками криволинейных поверхностей с экспоненциальным профилем так, что в каждом элементарном

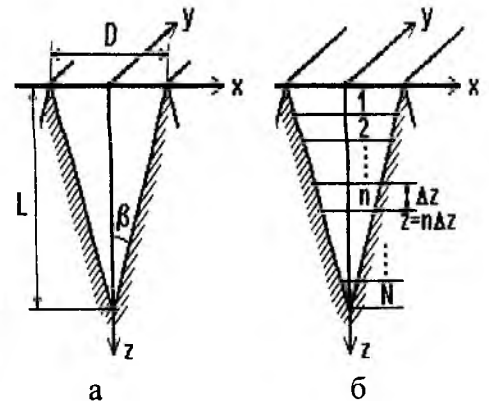


Рис.1

объёме для волны, распространяющейся вдоль оси z , волновое сопротивление определяется соотношением

$$\rho_n(\zeta) = \rho_n(\zeta = 0) \cdot e^{c\zeta}.$$

Вследствие малости интервала Δz внутри элементарного объема считаем продольное волновое число постоянным.

Тогда для V-образной канавки справедливы следующие равенства:

$$\frac{d}{dz} \ln\left(\frac{\rho}{\gamma}\right) = \frac{d \ln(\rho\gamma)}{dz} = \frac{d}{dz} \ln\left(Z_0\left(1 - \frac{z}{L}\right)\right) = -\frac{1}{L-z} = c.$$

Решения уравнений (1) найдём в виде суммы двух волн напряжения и тока, бегущих внутри интервала Δz в направлениях $+z, -z$:

$$\left. \begin{aligned} U &= U' \exp \Gamma' \zeta + U'' \exp \Gamma'' \zeta \\ I &= I' \exp G' \zeta - I'' \exp G'' \zeta \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

U', U'', I', I'' – амплитуды волн напряжения и тока внутри интервала Δz ,

$\Gamma', \Gamma'', G', G''$ – постоянные распространения, определяемые как корни характеристических уравнений

$$\Gamma^2 - \Gamma \cdot c - \gamma^2 = 0; \quad G^2 + G \cdot c - \gamma^2 = 0. \quad (3)$$

Решения уравнений (3) имеют вид

$$\Gamma' = c/2 + jp; \quad \Gamma'' = c/2 - jp; \quad G' = -c/2 + jp; \quad G'' = -c/2 - jp, \quad (4)$$

где

$$p = \sqrt{\left(\frac{2\pi}{\lambda}\right)^2 - \frac{c^2}{4}} = \sqrt{\left(\frac{2\pi}{\lambda}\right)^2 - \frac{1}{4(L - n\Delta z)^2}}. \quad (5)$$

Из условия $p=0$ получаем $z = n\Delta z = L - \lambda/4\pi$ – критическую глубину, начиная с которой при увеличении z в канавке отсутствует распространяющаяся волна.

Погонное сопротивление запишем в виде

$$Z_1 = \gamma\rho_0(1 - z/L)e^{c\zeta}. \quad (6)$$

В телеграфное уравнение первого порядка подставим выражения (2), (4), (6) и про дифференцируем его по ζ , считая z постоянной. Получим

$$\left[U' \left(\frac{c}{2} + jp \right) - I' \gamma \rho_0 \left(1 - \frac{z}{L} \right) \right] e^{\left(\frac{c}{2} + jp \right) \zeta} = \left[U'' \left(\frac{c}{2} - jp \right) + I'' \gamma \rho_0 \left(1 - \frac{z}{L} \right) \right] e^{\left(\frac{c}{2} - jp \right) \zeta}.$$

Это уравнение тождественно удовлетворяется при любых ζ , поэтому равняются нулю оба выражения в квадратных скобках. Таким образом, получаем два уравнения, из которых находим

$$I' = U' \left(\frac{c}{2} + jp \right) \cdot \left[\gamma \rho_0 \left(1 - \frac{z}{L} \right) \right]^{-1}, \quad I'' = -U'' \left(\frac{c}{2} - jp \right) \cdot \left[\gamma \rho_0 \left(1 - \frac{z}{L} \right) \right]^{-1}. \quad (7)$$

Для определения функций U', U'' воспользуемся граничными условиями. Амплитуды на-

пряжения в n -м объёме в плоскости $z=n\Delta z$ определяются как

$$U'_n = U'_0 \exp\left(\Delta z \sum_{k=0}^{n-1} \Gamma'_k\right), \quad U''_n = U''_0 \exp\left(\Delta z \sum_{k=0}^{n-1} \Gamma''_k\right). \quad (8)$$

Если число элементарных объёмов на длине L равно N , то в плоскости $z=L$ получаем $U'_N + U''_N = 0$. Отсюда получаем коэффициент отражения по напряжению

$$\frac{U''_0}{U'_0} = -\exp\left(2j\Delta z \sum_{k=0}^{N-1} p_k\right). \quad (9)$$

Подставив выражения (8) и (9) в (7), получим значения токов в плоскостях $z=n\Delta z$:

$$I'_n = U'_0 \exp\left(\Delta z \sum_{k=0}^{n-1} G'_k\right) \frac{c/2 + jp_0}{\gamma\rho_0}, \quad (10)$$

$$I''_n = U'_0 \exp\left(\Delta z \sum_{k=0}^{n-1} G''_k\right) \exp\left(2j\Delta z \sum_{k=0}^{N-1} p_k\right) \frac{c/2 - jp_0}{\gamma\rho_0}. \quad (11)$$

До сих пор использовалась эквивалентная линия передачи без потерь. Введём потери за счёт конечной проводимости стенок канавки. Рассмотрим n -й элементарный объём канавки как отрезок прямоугольного волновода сечением $a \times b$. Размер a лежит вдоль оси y , а размер b вдоль оси x (рис. 1). Согласно теории затухания волн в волноводах [6] коэффициент затухания волны H_{10} в прямоугольном волноводе с сечением $a \times b$ при $a \gg \lambda$, $a \gg b$ можно записать в виде

$$\chi_H = \frac{\sqrt{\pi f \mu \sigma^{-1}}}{bW_0},$$

где f – частота, Гц; μ – абсолютная магнитная проницаемость, Гн/м; σ – удельная проводимость металла, См/м; W_0 – сопротивление свободного пространства, Ом.

Изменение среднего за период потока энергии вдоль оси z характеризуется формулой

$$P = P_0 e^{-2\chi_H z}.$$

Для учёта затухания волн в материале стенок канавки вместо формул (6) в уравнениях (8) – (11) сделаем следующие замены:

$$\Gamma' \rightarrow \Gamma' - \chi_H; \quad \Gamma'' \rightarrow \Gamma'' + \chi_H; \quad G' \rightarrow G' - \chi_H; \quad G'' \rightarrow G'' + \chi_H.$$

В n -м элементарном объёме внутри канавки изменение потока энергии в направлении оси $+z$ от сечения $z=m\Delta z$ до сечения $z=n\Delta z$ запишем в виде

$$\frac{P_n}{U'_m I'_m} = \exp\left(2\Delta z \sum_{k=m}^{n-1} (jp_k - \chi_H k)\right). \quad (12)$$

Найдём глубину, на которой стенки канавки эффективно отражают. Рассмотрим канавки различной глубины.

1. **Глубина канавки $L=L_{кН}=\lambda/4\pi$ ("критическая" глубина).** Из формулы (5) видно, что внутри канавки отсутствует распространяющаяся волна, причём в апертуре канавки $p=0$. С ростом глубины z мощность поля падает в соответствии с формулой (12). Приравняв левую часть равенства (12) величине $\exp(-2)$, получаем уравнение для нахождения глубины $z=L_{eН}$, на которой плотность тока падает в e раз. По аналогии с теорией скин-эффекта полагаем, что

вся электромагнитная энергия, попавшая снаружи в канавку, эффективно действует в объёме, заключённом между плоскостями $z=0$ ($m=0$) и $z=L_{eH}$.

Для количественной оценки введём коэффициент гладкости

$$A=s/S,$$

где s – площадь апертуры шероховатости; S – площадь эффективной отражающей внутренней поверхности шероховатости.

Тогда коэффициент гладкости канавки с "критической" глубиной равен:

$$A_{kH} = \frac{L \sin(\beta)}{L \sin(\beta) + L_{eH} (1 - \sin(\beta))}. \quad (13)$$

2. **Глубина канавки $L=L_{\uparrow H} > \lambda/4\pi$ (больше "критической" глубины).** Критическое сечение находится на глубине $L_{0H}=L_{\uparrow H}-\lambda/4\pi$. Подставив в формулу (12) $L=L_{\uparrow H}-L_{0H}$, вычислим глубину $z=L_{eH}$, на которой амплитуда тока, текущего в направлении $+z$, падает в e раз по сравнению с амплитудой того же тока в критическом сечении ($m=m_k$). Эффективная глубина канавки равна $L_{0H}+L_{eH}$. Коэффициент гладкости получаем как

$$A_{\uparrow H} = \frac{L \sin(\beta)}{L \sin(\beta) + (L_{0H} + L_{eH})(1 - \sin(\beta))}. \quad (14)$$

3. **Глубина канавки $L=L_{\downarrow H} < \lambda/4\pi$ ("закритическая" глубина).** Находим размер контура апертуры канавки с "критической" глубиной D_{kH} . Определяем коэффициент $k=D/D_{kH}$, который определяет, во сколько раз уменьшается уровень энергии, которая падает на апертуру канавки при уменьшении глубины от "критической" к "закритической". Находим эффективную глубину L_{eH} "закритической" канавки из равенства (12), умножив правую часть на k ($m=0$). Если $k \leq e^{-2}$, то поверхность считается гладкой. Эффективная глубина канавки равна L_{eH} . Коэффициент гладкости получаем в виде

$$A_{\downarrow H} = \frac{L \sin(\beta)}{L - (L_{kH} - L_{eH})(1 - \sin(\beta))}. \quad (15)$$

Падение Е-волны на V-образную канавку

Рассмотрим падение волны с вектором поляризации E_y (Е-волна) на апертуру V-образной канавки (рис. 1, а). Разобьём весь объём внутри канавки на N элементарных объёмов плоскостями, параллельными плоскости xu , отстоящими друг от друга на расстояние Δz (рис.1, б). Каждый элементарный объём, например, с номером n будем представлять в виде отрезка прямоугольного волновода длиной Δz и шириной $a=D_n=D-2(n-1)\Delta z \operatorname{tg}\beta$. Падающая Е-волна возбуждает в отрезках прямоугольного волновода, начиная с первого, волну типа H_{10} . В случае $D=m\lambda$, $m > 1/2$ в направлении $+z$ распространяется волна H_{10} с постоянной распространения

$$\gamma_n = j \sqrt{\left(\frac{2\pi}{\lambda}\right)^2 - \left[\frac{\pi L}{D[L - (n-1)\Delta z]}\right]^2} - \chi_E,$$

где

$$\chi_E = \frac{\sqrt{\pi \cdot f \cdot \mu \cdot \sigma^{-1}}}{W_0} \cdot \frac{\lambda^2}{D_n^2 \sqrt{(2D_n/\lambda)^2 - 1}}. \quad (16)$$

Формула (16) определяет затухание волны H_{10} в отрезках прямоугольного волновода с поперечным сечением $a \times b$ (a вдоль оси x , b вдоль оси y) при $b \gg \lambda$, $b \gg a = D_n$.

С ростом глубины z ширина канавки и параметр γ уменьшаются, при $\gamma = 0$ (в "критиче-

ском" сечении) волна перестает распространяться. Из уравнения $\gamma=0$ получаем глубину критического сечения $z=L_{0E}=L-\lambda/4tg\beta$ и ширину канавки в критическом сечении $D_{0E}=\lambda/2$. В области $z>L_{0E}$ постоянная распространения γ становится мнимой величиной, электромагнитное поле затухает с ростом z .

1. Пусть I – амплитуда тока в сечении $z=L_{0E}$. При $z=L_{0E}+v$, $v>0$ амплитуда тока

$$I(v) = Ie^{-\varphi(v)}, \text{ где } \varphi(v) = j \int_0^v \gamma_v dv. \quad (17)$$

Глубину, на которой амплитуда тока уменьшается в e раз ($\varphi(v)=1$) обозначим как $v=L_{eE}$. Полагаем, что эффективная глубина канавки в этом случае равна $L_{0E}+L_{eE}$. По аналогии с формулой (14) получаем коэффициент гладкости

$$A_{\uparrow E} = \frac{L \sin(\beta)}{L \sin(\beta) + (L_{0E} + L_{eE})(1 - \sin(\beta))}.$$

2. В случае $D=\lambda/2$ глубину L_{eE} , на которой амплитуда тока уменьшается в e раз, также найдём из условия $\varphi(v)=1$. По аналогии с (13) получаем коэффициент гладкости в виде

$$A_{kE} = \frac{L \sin(\beta)}{L \sin(\beta) + L_{eE}(1 - \sin(\beta))}.$$

3. В случае $D=m\lambda/2$, $m<1$ внутри канавки существует только затухающее поле. Мощность, падающая на апертуру канавки, оказывается в k раз меньше, чем в случае $D=\lambda/2$. Полагая, что мощность пропорциональна квадрату тока, с учётом (17) можно записать величину тока в апертуре в виде

$$I \cdot \exp\left(-j \int_0^{v=\Delta L} \gamma_v dv\right) = I \cdot \sqrt{k}, \text{ где } \Delta L = L_{0E} - L_{eE}. \quad (18)$$

Из соотношений (18) найдем эффективную глубину канавки L_{eE} и по аналогии с (15) запишем соотношение для коэффициента гладкости:

$$A_{\downarrow E} = \frac{L \sin(\beta)}{L - (L_{kE} - L_{eE})(1 - \sin(\beta))}.$$

Падение Н- и Е-волн на трапециевидные гофры

Трапециевидный профиль (рис. 2) можно получить, если между апертурами соседних V-образных канавок ввести плоские участки поверхности с профилем $s_1=tD$, где t – коэффициент пропорциональности. Если в результате чистовой обработки поверхности металла для рассматриваемой длины волны образовались трапециевидные гофры, то коэффициенты гладкости поверхности для Н (Е) волны можно определить по формулам

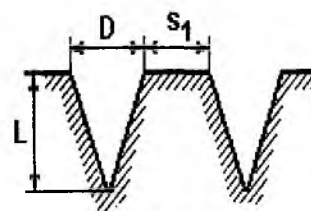


Рис. 2

$$A_t \uparrow H(E) = \frac{(1+t)L \sin \beta}{L(1+t \cdot \sin(\beta)) - L_{eH(E)}(1 - \sin \beta)},$$

$$A_t \downarrow H(E) = \frac{(1+t)L \sin \beta}{L \cdot t \cdot \sin(\beta) + L_{eH(E)}(1 + \sin \beta)}.$$

Падение хаотически поляризованной волны на шероховатую поверхность

Неполяризованную волну можно разложить на пару некоррелированных волн с ортогональными поляризациями и одинаковой среднестатистической амплитудой. Суммарная мощность неполяризованной волны равна сумме мощностей составляющих ее поляризованных волн.

В теории излучения черного тела используется представление о гармоническом осцилляторе – фотоне, создающем дискретное поляризованное излучение. Дискрет излучения фотона характеризуется спектральной мощностью и эффективной поверхностью излучения. Для создания хаотически поляризованного излучения необходимо как минимум два осциллятора, некоррелированных между собой. При этом в два раза возрастают мощность излучения и эффективная поверхность излучения. Поэтому эффективная площадь поверхности, отражающей волну хаотической поляризации, оказывается в два раза больше своего геометрического размера [7].

Указанные соображения позволяют записать аналитическую зависимость коэффициента гладкости для неполяризованного излучения по известным коэффициентам гладкости двух ортогонально поляризованных волн:

$$A = (A_H + A_E) / 2.$$

Сравнение теоретически полученных данных с результатами экспериментов

Для подтверждения достоверности полученных выражений произведём сравнение результатов расчёта с измеренными данными. В качестве сравниваемой величины целесообразно взять интегральный полусферический коэффициент отражения

$$R_u = \int_0^\infty R_\lambda U_\lambda d\lambda \cdot \left(\int_0^\infty U_\lambda d\lambda \right)^{-1}, \quad (19)$$

где R_λ - спектральный полусферический коэффициент отражения; U_λ - кривая Планка. Величина R_λ определяется выражением [2]

$$R_\lambda = rA / (1 - r(1 - A)),$$

где r – отражательная способность гладких металлических поверхностей. Для тугоплавких металлов значение r можно определить при $\lambda > 1$ мкм по формуле [8]:

$$r = 1 - 5.8 \cdot 10^{-5} \sqrt{\frac{T}{\lambda \cdot \delta}}, \quad (20)$$

где T – температура, К, δ – коэффициент теплопроводности, Вт/м·К.

В качестве экспериментальных данных используем результаты измерений интегральной полусферической излучательной способности молибдена. Исследования производились калориметрическим методом с электронным нагревом образца в интервале температур 1200-2000 К. Поверхности двух образцов обрабатывались наждачной бумагой, контрольный образец полировался.

В таблице приведены результаты расчётов величины R_H по формуле (19) и экспериментальные данные из работы [9]:

Класс шероховатости	R_u									
	T=1200 К		T=1400 К		T=1600 К		T=1800 К		T=2000 К	
	Эксп.	Расч.	Эксп.	Расч.	Эксп.	Расч.	Эксп.	Расч.	Эксп.	Расч.
10 в	0,885	0,885	0,86	0,862	0,835	0,84	0,81	0,818	0,786	0,798
9 а	0,882	0,882	0,858	0,862	0,833	0,844	0,808	0,827	0,784	0,811
6 а	0,874	0,874	0,85	0,855	0,824	0,836	0,799	0,819	0,775	0,803

Расчёты производились для исходных данных: $\lambda=1-13$ мкм; падение Н волны на V-образную канавку с параметрами: класс шероховатости 6а и 9а, $\beta=45.5^\circ$; на трапецидальную канавку с параметрами: класс шероховатости 10в, $t=0.25$, $\beta=26^\circ$.

Из таблицы видно, что с увеличением температуры результаты расчётов и эксперимента несколько расходятся, что объясняется смещением максимума кривой Планка в область более коротких длин волн, границей применения формулы (20) и особенностями калориметрического метода измерений. При этом отношение измеренной интегральной полусферической излучательной способности к рассчитанной отличается менее, чем на 5% от отношения полной интегральной поверхностной плотности излучения абсолютно чёрного тела к интегральной поверхностной плотности излучения, рассчитанной в диапазоне длин волн 1-13 мкм.

Поверхность, удовлетворяющая полученному критерию гладкости, имеет отражательную способность, равную отражательной способности, рассчитанной по формуле (20). С укорочением длины волны значение отражательной способности шероховатой поверхности уменьшается по сравнению с отражательной способностью гладкой поверхности. Расчёты показали, что для гладкой по критерию Рэлея ($L \leq \lambda/16$) поверхности молибдена с классом шероховатости 9а при $T=1200$ К отражательная способность уменьшается на 17 % по сравнению с рассчитанной по формуле (20). Исходя из полученного критерия гладкости отражательная способность рассматриваемой поверхности равна отражательной способности гладкой поверхности при $L \leq \lambda/39$.

Таким образом, из электродинамического критерия гладкости следует, что поверхность является гладкой, если энергия падающего поля в верхнем бесконечно малом слое канавки уменьшается более чем в e^{-2} раза.

Список литературы: 1. Шифрин Я.С. Вопросы статистической теории антенн. М.: Сов. радио, 1970. 384 с. 2. Агабабов С.Г. Влияние шероховатости поверхности твердого тела на его радиационные свойства и методы их экспериментального определения // Теплофизика высоких температур. 1968. Т.6, №1. С. 78-88. 3. Попова О.Р. Излучение шероховатой поверхности и его поляризационные свойства. 1. Метод расчёта // Теплофизика высоких температур. 1983. Т.21, №1. С. 66-72. 4. Ruze J. Antenna tolerance theory – A review // Proc. IEEE. 1966. Vol. 54, №4. P. 633-642. 5. Айзенберг Г.З. Коротковолновые антенны. М.: Связьиздат, 1962. 815 с. 6. Айзенберг Г.З., Ямпольский В.Г., Терёшин О.Н. Антенны УКВ: В 2 ч. М.: Связь, 1977. Ч. 1. 384 с. 7. Бутакова С.В. Апертурные шумовые излучатели в микроволновой радиометрии // Зарубежная радиоэлектроника. Успехи современной радиоэлектроники. 1997. №4. С. 3-26. 8. Мучник Г.Ф., Рубашов И.Б. Методы теории теплообмена. Тепловое излучение. М: Высш. шк., 1974. 272 с. 9. Пелецкий В.Э., Дружинин В.П. Экспериментальное исследование интегральной полусферической степени черноты молибдена // Теплофизика высоких температур. 1969. Т.7, №1. С. 74-79.

Харьковский институт ВВС

Поступила в редколлегию 12. 11. 2001

О ПРИНЦИПАХ РАСЧЕТА ИЗЛУЧАЮЩИХ УСТРОЙСТВ С ИМПЕДАНСНЫМИ ЭЛЕМЕНТАМИ

Известно, что включение в излучающие ветви штыревых, петлевых и спиральных антенных устройств (АУ) индуктивных, емкостных, резистивных элементов или LC -контуров, а также нелинейных элементов позволяет уменьшать электрические размеры АУ, расширять полосу пропускания или управлять их диаграммами направленности [1–4]. Однако имеющихся литературных источников недостаточно для практических расчетов разнообразных линейных АУ с импедансными элементами (ИЭ). В известных публикациях рассеянных в журналах и сборниках, в основном рассматриваются частные случаи такие, как электрически малые антенны с индуктивными элементами [5], широкополосные антенны с емкостными элементами [6] или антенны с управляемыми диаграммами направленности (ДН) с импедансными элементами. В одних работах рассматриваются только вопросы анализа АУ, например [7], в других – основное внимание уделяется оптимизации АУ с реактивными элементами [8], в третьих – решаются вопросы синтеза антенн с нагрузками [9]. В работе [6] изложен метод расчета широкополосных линейных антенн с реактивными элементами с применением методов эквивалентной длинной линии (ЭДЛ) и интегрального уравнения (ИУ) в сочетании с методом нелинейного математического программирования.

В данной работе предлагается обобщенный алгоритм расчета АУ с ИЭ, объединяющий операции синтеза, анализа и оптимизации, как показано на рис.1. Одновременно с рассмотрением этого алгоритма приводится пример расчета малогабаритной спиральной конической логопериодической антенны осевого излучения с импедансными нагрузками в конечных ветвях.

На первом этапе (см. рис.1) формулируем технические требования (ТТ) к выходным радиотехническим (РТ) и электродинамическим (ЭД) параметрам АУ. К этим характеристикам в основном относятся распределение тока на АУ, полное входное сопротивление (импеданс) коэффициент стоячей волны, сопротивление излучения, добротность, коэффициент полезного действия (КПД), коэффициент усиления, диаграмма направленности (ДН) и др. Кроме того, задаем внешние параметры такие, как волновое сопротивление нагрузки на входе АУ, параметры окружающей среды и др.

Для упрощения рассматриваемого примера ограничиваемся требованиями к ДН и КПД антенны, а именно – ДН должна быть однонаправленной с раскрытием главного лепестка $\pm 60^\circ$, поляризация излучаемого поля – круговая (эллиптическая). По конструктивным соображениям не рекомендуется применять отражатель (экран) большого диаметра для формирования однонаправленного излучения. Уровень заднего лепестка ДН должен быть не хуже -10 ДБ относительно уровня главного лепестка, КПД антенны – не менее 90%. Рабочий частотный диапазон антенны 300...400 МГц. Габариты и масса антенны должны быть минимально возможными, например, высота антенны не более $0,4 \lambda_{\max}$, диаметр ее основания – не более $0,3 \lambda_{\max}$, где λ_{\max} – наибольшая длина волны заданного частотного диапазона.

На втором этапе выполняем синтез структуры АУ, который заключается в определении типа АУ, его конфигурации, материала, из которого АУ изготавливается, перечня и типа ИЭ, включаемых в АУ и способа связи между собой излучающих и импедансных элементов АУ.

В случае рассматриваемого примера, с учетом ТТ можно предложить, например, две разновидности спиральных антенн обратного излучения: цилиндрическую квадрифилярную [10] или коническую логопериодическую [11].

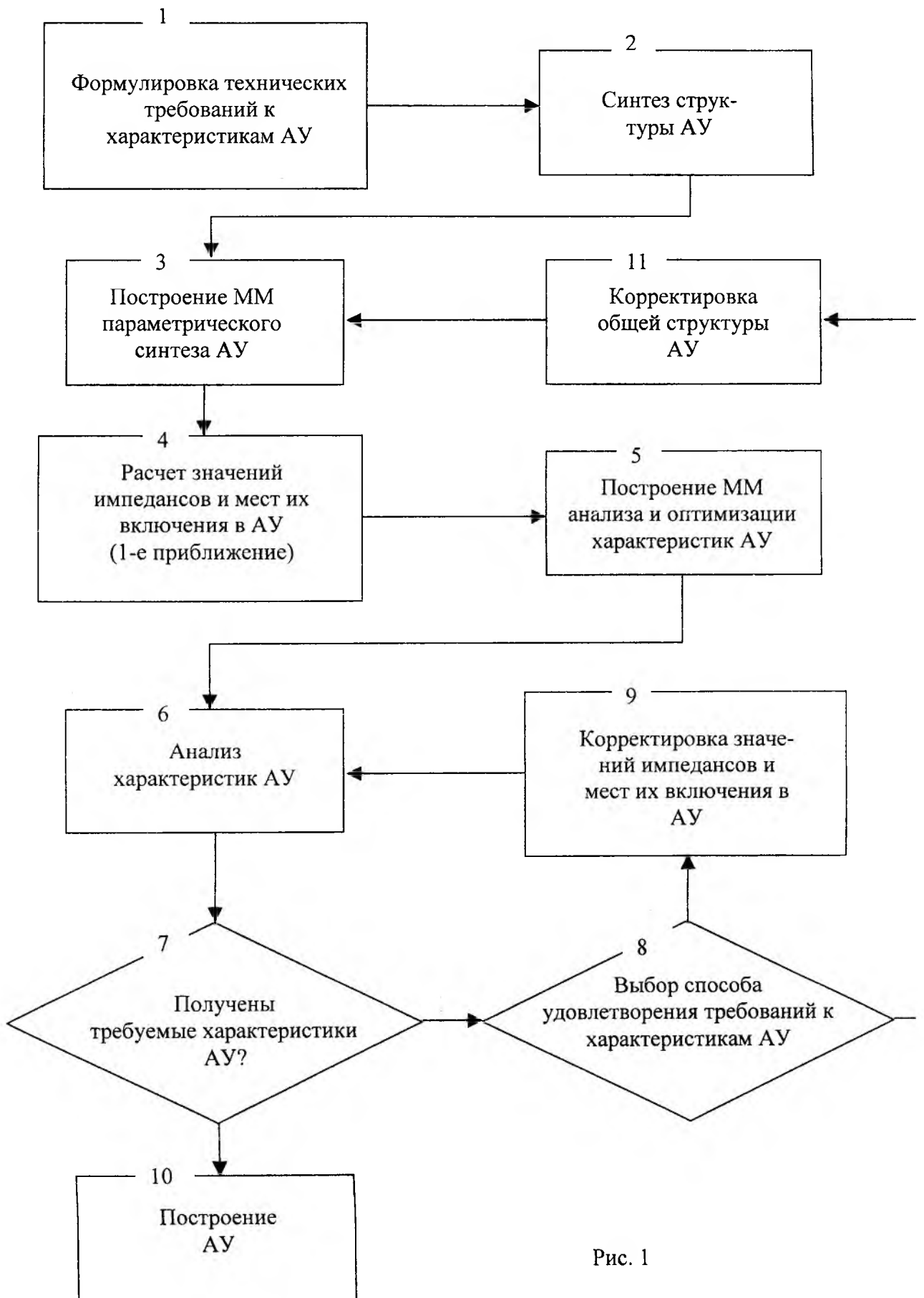


Рис. 1

Учитывая, что второй тип антенны проще по конструкции и меньше по высоте, выбираем коническую спиральную антенну, схематическое изображение которой приведено на рис.2. Материал излучающих ветвей – латунь или алюминий, распределенные импедансные нагрузки Z , предназначенные для ослабления уровня заднего лепестка, подключены к концам излучающих ветвей в точках $S_1 - S_1$ и представляют собой плоскую двухзаходную спираль Архимеда, выполненную печатным способом на подложке из диэлектрика с потерями и размещенную на металлическом диске в основании антенны.

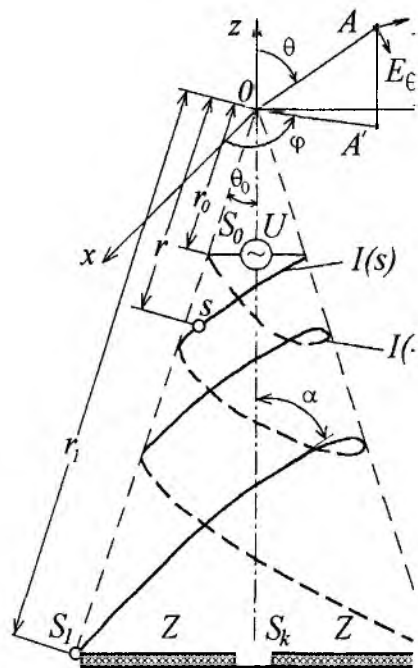


Рис.2

На третьем и четвертом этапах разрабатываем математическую модель (ММ) параметрического синтеза АУ и выполняем расчет с помощью этой ММ значений импедансов и мест их включения в первом приближении, как правило, методами ЭДЛ или суперпозиции токов [1, 3, 6, 13].

Для рассматриваемого примера спиральной антенны, учитывая, что место включения импедансной нагрузки уже выбрано на втором этапе, процедуры этапов 3 и 4 сводятся к расчету полосковой спиральной линии с потерями.

На пятом этапе создаем ММ анализа и оптимизации выходных ЭД и РТ характеристик АУ в зависимости от заданных внутренних и внешних

характеристик (см. 1-й и 2-й этапы).

Для исследуемого примера применяем принцип математического программирования [6, 12] в сочетании с расчетом ДН в дальней зоне и расчетом КПД антенны методом ЭДЛ.

В соответствии с этим принципом ищем вектор параметров X , обращающий в минимум целевую функцию $F(X)$ при наложенных ограничениях. В данном случае регулируемые параметрами являются: толщина подложки X_1 ; шаг спирали нагрузки X_2 ; ширина проводника полосковой линии X_3 при заданных частотном диапазоне и конфигурации антенны. В данном случае целевая функция представляет собой сумму парциальных функционалов $F_j(X)$ с весовыми коэффициентами p_j :

$$F(X) = \sum_{j=1}^2 p_j \cdot F_j(X). \quad (1)$$

Для построения парциальных функционалов $F_j(X)$ используем, например, среднеквадратичекый критерий:

$$F_j(X) = \frac{1}{MNK} \sum_{m=1}^M \sum_{n=1}^N \sum_{k=1}^K (f_j - f_{jo})^2, \quad (2)$$

где M, N, K – число вариаций толщины подложки, шага спирали нагрузки и ширины проводника полосковой линии, соответственно; f_1 – расчетный уровень обратного излучения; f_2 – КПД антенны за счет потерь в нагрузках Z ; f_{jo} – заданные значения соответствующих параметров.

При расчете ДН антенны в дальней зоне применяем выражения для векторов излучения в декартовой системе координат для 1-й и 2-й ветвей спирали [13], которые с учетом геометрии антенны имеют вид:

$$N_{x_{1,2}} = \int_s I_{1,2}(s) \cdot e^{jkr_{1,2} \cos \alpha} \cos \alpha \cos \theta ds, \quad N_{y_{1,2}} = \int_s I_{1,2}(s) \cdot e^{jkr_{1,2} \cos \alpha} \sin \varphi \sin \alpha ds, \quad (3)$$

$$N_{z_{1,2}} = \int_s I_{1,2}(s) \cdot e^{jkr_{1,2} \cos \alpha} \cos \varphi \sin \alpha ds,$$

где $I_{1,2}(s)$ – функции распределения тока на 1-й и 2-й ветвях спирали; $r_1 = r_0 e^{a\varphi}$, $r_2 = r_0 e^{a(\varphi - \pi)}$ – радиусы-векторы ветвей спирали (рис.2); $a = \sin \theta_0 \cdot tg \alpha$ – постоянная спирали; θ_0 – половина угла при вершине конуса; α – угол подъема ветви спирали. Распределение тока на ветвях задаем по формуле

$$I(s) = I_0 \exp(-\gamma s) + Z \cdot I_0 \exp[-\gamma(2l - s)], \quad (4)$$

где: I_0 – амплитуда тока возбуждения; γ – постоянная распространения вдоль ветви антенны; Z – коэффициент отражения от конца ветви антенны; l – длина ветви антенны; s – текущая координата точки на ветви антенны.

В обычной спиральной антенне без оконечных нагрузок [14] имеет место эффект отражения тока от концов ветвей S_1 , что приводит к увеличению уровня обратного излучения f_1 . Подключение к концам ветвей S_1 поглощающих нагрузок Z позволяет уменьшить величину отраженной волны тока от концов спирали [15] и снизить этот уровень. Это дает возможность при некотором снижении эффективности антенны уменьшить ее физические размеры при сохранении характеристик направленности, присущих обычным спиральным антеннам осевого излучения.

Электромагнитное поле спиральной антенны рассчитываем, подставляя значения для векторов излучения (3) и тока (4) в известные выражение для поля [13].

При расчете КПД антенны предполагаем, что джоулевы потери энергии в конической части антенны и потери энергии на излучение в нагрузочной микрополосковой линии очень малы. Потери мощности в нагрузочной части антенны оцениваем, варьируя параметрами $X_1, X_2 \text{ и } X_3$ при фиксированных углах θ_0, α и длине плеча спирали L с учетом значения тока в точках соединения (S_1) излучающей и нагрузочной частей антенны.

На 6-м – 9-м этапах проводим анализ и оптимизацию характеристик АУ в соответствии с математической моделью, разработанной на 5-м этапе (см. (1)– (4)). Для удовлетворения ТТ на этапе 9 корректируем при необходимости регулируемые параметры X в заданных пределах. Если не удастся удовлетворить ТТ на этапах 9, 6 и 7, то на этапе 8 принимаем решение по переходу к процедуре 11 с целью корректировки общей структуры АУ, например, путем изменения параметров θ_0, α и L и повторения цикла расчета, начиная с этапа 3.

На рис. 3 приведены результаты расчетов ДН для составляющей поля E_θ в случае максимальной эффективности нагрузок ($Z = 0$) и разных длин ветвей спирали L/λ . При этом, $\theta_0 = 19^\circ, \alpha = 52^\circ$: а) $L/\lambda = 0,39$; б) $L/\lambda = 0,26$. На этом же рисунке для сравнения пунктирными линиями нанесены ДН при отсутствии нагрузок в антенне ($Z \rightarrow \infty, Z = -1$). Как следует из рис. 3, даже при малых длинах ветвей спирали ($L/\lambda = 0,26$) наличие нагрузок в антенне способствует повышению ее направленных свойств.

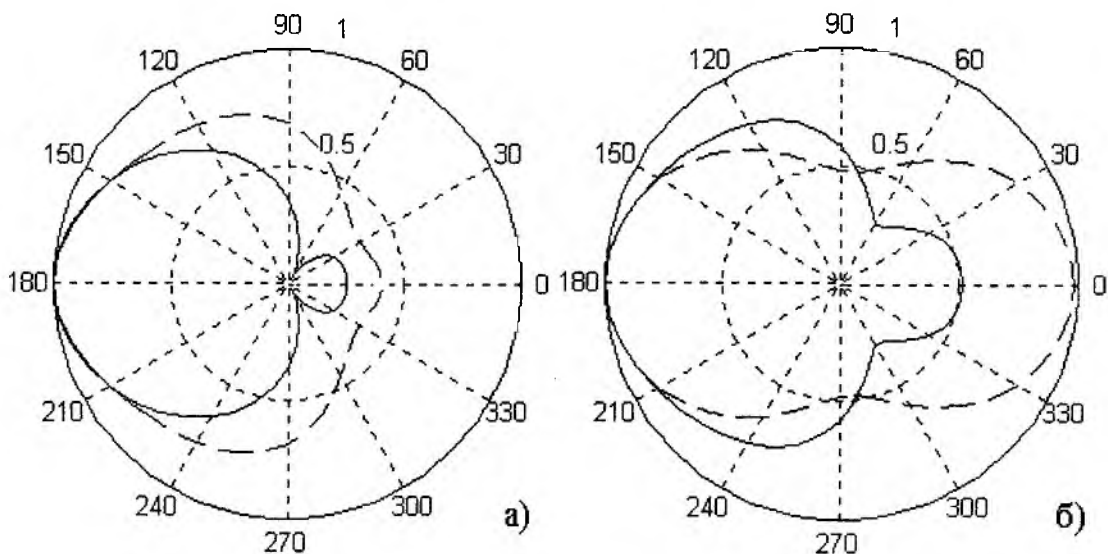


Рис.3

Промежуточные значения ДН соответствуют коэффициентам отражения $0 < |Z| < 1$, которые определяются параметрами нагрузок Z , определяемыми выражениями (1)–(4).

Заключение

Применение предложенного научного принципа и обобщенного алгоритма расчета АУ с ИЭ позволяет в полной мере оценить внутренние, внешние и выходные параметры АУ для удовлетворения ТТ и получения оптимального варианта.

Список литературы: 1. Пистолькорс А. А. Антенны. М.: Связьиздат, 1947. 480 с. 2. Ротхаммель К. Антенны. Пер. с нем. М.: Энергия, 1969. 312 с. 3. Овсяников В. В. Вибраторные антенны с реактивными нагрузками. М.: Радио и связь, 1985. 120 с. 4. Лучанинов А. И., Шифрин Я. С. Антенны с нелинейными элементами // Справочник по антенной технике, Т.1. Гл.Х. / Под ред. Л.Д.Бахраха и Е.Г.Зелкина. М.: ИПРЖР, 1997. С. 205 – 235. 5. Hansen R. C. Optimum inductive loading of short whip antennas // IEEE Trans. Veh. Technol., Vol. 24, № 2, 1975. P.21–29. 6. Левин Б.М., Фрадин А.З., Яковлев А.Д. Использование нагрузок в проволочных антеннах для получения заданных характеристик // Труды междунар. симп. по электром. совместим. Сб.науч. докл., Ч.1. Санкт–Петербург: Госуд. электротехн.ин-т. 1993. С.319–322. 7. Fourie A., Nitch D. Super NEC: Antenna and Indoor– Propagation Simulation // IEEE Ant. and Prop. Magaz., 2000 42, № 3., P.31–48. 8. Егоров А.Н., Малакишинов Н.П. Оптимизация диапазонных свойств нагруженного вибратора // Тр. Моск. физ.-техн. ин-та. Сер. Радиотехника и электроника. 1976 (1977). С.112–116. 9. Терешин О.Н., Седов В.М., Чаплин А.Ф. Синтез антенн на замедляющих структурах. М.: Связь, 1980. 136 с. 10. Пат. 5920292 США, МКИ Н01Q 1/36. Квадрифилярная спиральная антенна / G .O' Neill; Заявл.20.12.96; Опубли.16.08.99. 11. Сверхширокополосные антенны. Пер. с англ. под ред. Л.С. Бененсона. М.: Мир, 1964, -416 с. 12. Моисеев Н.Н., Иванов Ю.П., Столярова Е.М. Методы оптимизации. М.: Наука, 1978. 352 с. 13. Драбкин А.Л., Зуенко В.Л. Антенно-фидерные устройства. М.: Сов. радио, 1961. 816 с. 14. Yeh Y.S., Mei K.K. Theory of Conical Equiangular-Spiral Antennas Part II – Current Distribution and Input Impedances // IEEE Trans. V. AP-16, No.1, 1968, P.14-21. 15. Пат. 3825933 США, МКИ Н01Q 1/36. Полосковая нагрузка для спиральной антенны / T.R.Debski, J.Gaudio; Заявл. 18.07.73; Опубли. 23.07.74.

Днепропетровский национальный университет

Поступила в редколлегию 16.11.2001

ТРЕХУРОВНЕВАЯ СИСТЕМА РАСПОЗНАВАНИЯ СИГНАЛОВ, ИСТОЧНИКОВ РАДИОИЗЛУЧЕНИЙ И ВОЗДУШНЫХ ЦЕЛЕЙ ДЛЯ РАЗНЕСЕННЫХ СИСТЕМ ПАССИВНОЙ ЛОКАЦИИ

Одной из основных задач современных базово-корреляционных комплексов пассивной локации является распознавание классов (типов) радиоизлучающих воздушных объектов (ВО) и входящих в их состав радиоэлектронных средств (РЭС) и выдача соответствующей информации разным органам управления (потребителям) различной ведомственной принадлежности в масштабе времени, близком к реальному. Анализ показывает, что разные органы управления решают разные по объему и содержанию задачи, связанные с оценкой воздушной и/или радиоэлектронной обстановки, и нуждаются в информации о классах (типах) источников радиоизлучений (ИРИ) и видах излучаемых сигналов и помех, максимально соответствующей этим задачам. В связи с этим целью данной статьи является обоснование структуры и принципов построения системы, обеспечивающей распознавание разных по составу и содержанию алфавитов классов сигналов, бортовых РЭС и/или воздушных объектов (целей) в базово-корреляционных комплексах пассивной локации в интересах различных типов потребителей.

Сложность решения задачи распознавания ВО и их бортовых радиоэлектронных средств (БРЭС) по параметрам излучаемых сигналов обусловлена:

большим многообразием типов и классов современных летательных аппаратов (ЛА) военного и гражданского назначения и их бортовых радиоэлектронных комплексов (БРЭК);

использованием в современных БРЭС большого числа различных режимов работы, а также сложных видов излучений с быстрой перестройкой всех или части параметров излучаемых сигналов по детерминированным или случайным законам;

отсутствием в доступных для анализа источниках информации необходимых сведений о способах применения, режимах работы и параметрах излучений бортовых РЭС, входящих в состав бортовых радиоизлучающих комплексов ЛА различного назначения.

Анализ параметров реальных сигналов многофункциональных БРЭС показывает, что диапазоны перестройки их рабочих частот могут составлять несколько десятков МГц. В связи с этим одним из важных практических вопросов реализации алгоритмов анализа и распознавания вида сигналов является определение критериев отнесения ("сборки") отдельных импульсов с разными несущими частотами к одному источнику излучения.

Кроме того, стремление воздушного противника к максимальному сокращению времени работы БРЭС на излучение, с одной стороны, и необходимость выдачи потребителям информации о классе (типе) цели в масштабе времени, близком к реальному, с другой, обуславливают использование в системе распознавания (СР) ограниченного словаря сигнальных признаков.

В связи с этим наиболее важными этапами процесса разработки сложных СР в перспективных многобазовых комплексах пассивной локации являются:

разработка априорных и рабочих алфавитов распознаваемых видов или классов сигналов, классов (типов) ВО и/или бортовых РЭС для разных типов потенциальных потребителей;

выбор наиболее информативного словаря сигнальных признаков и составление достоверных априорных описаний алфавитов распознаваемых излучений, объектов и/или БРЭС на выбранном языке сигнальных признаков.

оценка информативности сигнальных признаков и составление на этой основе рабочих словарей сигнальных признаков для разных алфавитов распознаваемых объектов и БРЭС;

формирование измеренного вектора сигнальных признаков по результатам обработки первичных измерений параметров принятого сигнала (излучения);

выбор и разработка оптимальных алгоритмов формирования решения о принадлежности наблюдаемого источника радиоизлучения (ИРИ) и/или объекта по измеренному вектору признаков к одному из классов (типов) заданного алфавита;

оценка эффективности системы распознавания и разработка технических путей ее программной и аппаратной реализации.

Эффективным и наиболее доступным способом получения и формирования априорных описаний распознаваемых классов (типов) радиоизлучающих ВО является информационный поиск, основанный на тщательном и детальном анализе различного рода информационных источников и выявлении в них данных, которые могут послужить основой для разработки сигнальных и других признаков ВО и их БРЭС.

Результатом этой работы является формирование базы данных, содержащей связанные записи априорных данных о распознаваемых классах (типах) ВО, классах (типах) их бортовых РЭС, режимах работы и параметрах излучений БРЭС в каждом режиме работы и другие сведения.

При составлении базы данных необходимо учитывать, что сигнальные признаки радиоизлучающих ВО в зависимости от характера их проявления подразделяются на "точечные", описываемые нормальным законом распределения, и "интервальные", описываемые законами распределения, отличными от нормального. "Точечные" признаки на интервале наблюдения (измерения) остаются постоянными, но могут изменяться от одного интервала к другому при смене режима работы БРЭС. При этом разные типы БРЭС воздушных целей имеют разное количество "точечных" и перестраиваемых параметров, значения и диапазоны перестройки которых могут изменяться при смене режима работы (излучения).

Исходной информацией для построения априорных описаний распознаваемых целей на языке интервальных признаков являются минимальная α_{ν}^{\min} и максимальная α_{ν}^{\max} границы диапазона возможных значений (ДВЗ) ν -го параметра (признака) ($\nu = 1, 2, \dots, N$) сигнала, излучаемого БРЭС в том или ином режиме работы.

Особое место среди параметров (признаков) интервального типа занимает рабочая частота, априорный ДВЗ, который может быть достаточно большим. В процессе эксплуатации комплекса (станции) пассивной локации в конкретном районе дислокации ДВЗ несущих частот БРЭС, базирующихся или появляющихся в зоне интересов пассивной локации, могут быть сужены до величин их перестройки от импульса к импульсу либо заменены "точечными" значениями. При этом необходимо учитывать, что рабочая частота (в отличие от других признаков) подвержена значительному волевому влиянию противоположной стороны, которое выражается в смене рабочих частот всех или части БРЭС перед началом и/или в ходе боевых действий. Последнее обстоятельство создает, вместе с тем, реальные предпосылки для распознавания ситуаций складывающейся РЭО, таких, например, как:

- а) наличие в зоне разведки известных типов БРЭС и их носителей;
- б) появление в зоне разведки известных типов РЭС с новыми (неизвестными) значениями несущих частот;
- в) появление в зоне разведки новых типов БРЭС, априорная информация о которых имеется в базе данных (БД);
- г) появление в зоне разведки новых типов БРЭС, априорная информация о которых в БД отсутствует и другие.

Если на языке интервальных признаков описать не только классы (типы) бортовых РЭС, но и режимы их работы, то с помощью рассматриваемой СР может быть решена задача их совместного распознавания по одной и той же выборке измеренных параметров принятого сигнала. На основе аналогичного подхода может быть решена также задача совместного распознавания состояний и классов (типов) ВО. Для решения этой задачи должен быть задан

алфавит из m классов (типов) распознаваемых БРЭС (или ВО) и алфавит из n режимов работы (или состояний) для каждого распознаваемого класса БРЭС (ВО).

Под состоянием ВО принято понимать результаты действий, предпринимаемых экипажем ЛА для достижения поставленных целей и задач на разных этапах полета. Каждый класс ВО может быть охарактеризован несколькими разными состояниями, признаком смены которых являются смена режимов работы бортовых РЭС, изменение числа излучающих РЭС, моменты их включения и другие.

Анализ задач, решаемых ударными ЛА, показывает, что в ходе полета к назначенным объектам они могут находиться в состояниях "навигации", "маловысотного полета", "поиска", "прицеливания", "пуска оружия", "ведения воздушного боя" и других. Каждое из этих состояний характеризует разную степень опасности воздушных целей для обороняемых объектов и средств ПВО и должно учитываться при расстановке их в ряд приоритетности.

Если сигнальные признаки в априорных описаниях распознаваемых классов БРЭС (воздушных целей) заданы в виде "точечных" значений $A_i = \{\alpha_{iv}\}, v = 1, 2, \dots, N$, то для их распознавания могут быть использованы детерминированные алгоритмы, основанные на критерии минимума расстояния [1, 2]:

$$j_{onm}(A) = \arg \min_{i=1 \dots m} (A_{uzm} - A_i)^m K_a^{-1} (A_{uzm} - A_i). \quad (1)$$

Если составляющие вектора A_{uzm} являются взаимно независимыми, то данный алгоритм может быть представлен в виде

$$j_{onm}(A) = \arg \min_{i=1 \dots m} \sum_{v=1}^N \frac{(\alpha_{uzm} - \alpha_{iv})^2}{\sigma_v^2}, \quad (2)$$

где σ_v^2 - дисперсия ошибки измерения v -го параметра, α_{iv} - эталонное значение v -го параметра, хранящееся в БД.

Недостатком этого алгоритма является необходимость оценки (в каждом цикле распознавания) матрицы точностей измерения сигнальных признаков, элементы которой существенно зависят не только от потенциальных характеристик реализованных в станции пассивной локации методов измерения, но и от величины отношения сигнал/шум (или от условий приема сигналов и наблюдения неизвестных радиоизлучающих объектов).

Процедура отыскания оптимального решения по этим алгоритмам заключается в вычислении совокупности взвешенных расстояний $(A_{uzm} - A_{ij})$ и отнесения вектора измеренных признаков к тому классу, для которого это расстояние является минимальным.

К детерминированным алгоритмам относится также корреляционный алгоритм, основанный на критерии максимума коэффициента взаимной корреляции измеренного вектора параметров принятого сигнала с одним из эталонных векторов признаков, входящих в априорные описания заданных для распознавания классов (типов) БРЭС (ВО):

$$j_{onm}(A) = \arg \max_{i=1 \dots m} \frac{\sum_{v=1}^N \alpha_v^{uzm} \cdot \alpha_{iv}}{\sqrt{\sum_{v=1}^N \alpha_v^{uzm 2}} \cdot \sqrt{\sum_{v=1}^N \alpha_{iv}^2}}. \quad (3)$$

Из анализа выражений (1)-(3) следует, что основными элементами данных алгоритмов распознавания являются:

процедура обращения к БД и последовательного считывания записей эталонных описаний классов (типов) БРЭС или воздушных целей;

процедура вычисления и запоминания совокупности достаточных статистик соответствующего вида для всех считанных эталонов распознаваемых классов заданного алфавита;

процедура сравнения вычисленных статистик и формирования (принятия) решения о принадлежности наблюдаемого БРЭС или объекта к тому классу, которому соответствует наибольшее (или наименьшее) значение достаточной статистики.

Из анализа состава потенциальных потребителей и решаемых ими задач следует, что система распознавания (СР) современного разнесенного комплекса пассивной локации должна строиться по иерархическому принципу. Первый уровень этой системы должен обеспечивать измерение параметров, определение структуры и различение видов и/или классов принимаемых сигналов и помех, второй - распознавание классов и/или типов бортовых РЭС, а третий - распознавание классов и/или типов ВО. При этом решения, принимаемые на нижних уровнях, могут выдаваться потребителям, а также использоваться в качестве признаков для подсистем распознавания более высокого уровня. Отсюда следует, что основными элементами структурной схемы предлагаемой СР являются последовательно соединенные блок (алгоритм) анализа и различения сигналов (БАРС), блок (алгоритм) распознавания бортовых РЭС (БР РЭС) и блок (алгоритм) распознавания воздушных объектов (БРВО), а также рабочие БД (РБД), содержащих эталонные описания распознаваемых классов БРЭС и классов ВО соответственно (рис.1). Вспомогательными элементами этой системы являются коммутатор режимов работы и блоки документирования, отображения и выдачи информации потребителям, а также графический интерфейс.

Задачей блока анализа и различения является определение вида излучения или класса сигнала на основе анализа его структуры и формирование вектора измеренных параметров принятого сигнала:

$$A_{изм} = \{B_c(K_c), P_{нрч}, P_{вм}, P_{вчп}, f_{0cp}, \Delta f_0, \tau_{ucp}, T_{ucp}, \Delta T_u, F_{Дcp}, \Delta F_{Д}\}, \quad (4)$$

где $B_c(K_c)$ - вид (класс) сигнала, $P_{нрч}, P_{вм}, P_{вчп}$ - признаки наличия и вида закона перестройки рабочей частоты, внутрисигнальной модуляции и вобуляции периода повторения. Остальные компоненты этого вектора характеризуют средние значения несущей частоты, длительности, периода повторения и внутримпульсной модуляции и диапазоны изменения этих параметров в принятом сигнале.

В качестве отдельных классов сигналов могут быть выделены:

- зондирующие сигналы бортовых РЛС различного назначения;
- сигналы бортовых систем активного запроса и ответа (САЗО);
- сигналы бортовых радионавигационных систем (РНС);
- сигналы бортовых средств активных имитирующих помех (АИП);
- сигналы бортовых командных радиолиний управления (КРУ);
- сигналы бортовых средств радиосвязи и передачи данных и другие.

Введение признаков вида и структуры сигналов позволит не только повысить эффективность распознавания БРЭС и воздушных целей, но и улучшить информационные возможности станции пассивной локации по оценке и анализу складывающейся РЭО. Для использования этих признаков необходимо, во-первых, разработать процедуру их определения в принимаемых сигналах на основе анализа их частотно-временной структуры, во-вторых, ввести их соответствующие значения в априорные описания распознаваемых классов (типов) БРЭС, что требует большого объема дополнительной информации о режимах их работы, структуре и параметрах излучений, а в третьих, изменить логику принятия решения о классе (типе) наблюдаемого объекта или РЭС по измеренному вектору параметров принятого сигнала с учетом этих признаков.

Измеренный вектор сигнальных признаков поступает на вход блока распознавания БРЭС, задачей которого является формирование оптимального решения о принадлежности принятого сигнала к одному из типов и/или классов БРЭС заданного алфавита. При этом признаки $P_{нрч}, P_{вм}, P_{вчп}$ должны выдаваться в РБД БРЭС для локализации области поиска

оптимального решения, ограничивая ее эталонами тех типов или классов БРЭС, в априорных описаниях которых содержатся эти (отличные от нуля) признаки.

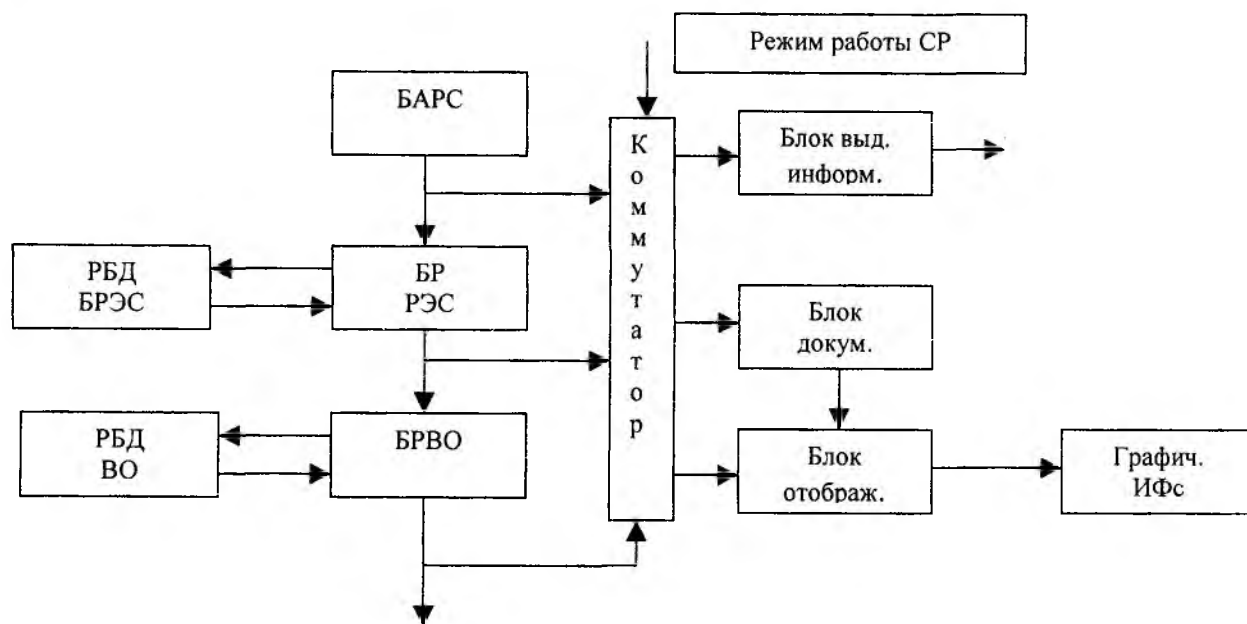


Рис. 1

При использовании в станции пассивной локации последовательного метода поиска по частоте на вход системы распознавания будут поступать измеренные векторы параметров принятых сигналов только из того частотного канала, на который в данный момент времени настроено приемное устройство. Учет этого обстоятельства позволяет существенно сузить область поиска оптимального решения, ограничив ее эталонными описаниями БРЭС или объектов, относящихся к просматриваемому частотному каналу.

Задачей блока распознавания ВО является формирование решения о классе цели по классу (классам) БРЭС и параметрам ее полета, а также определение состава групповой цели по количеству отождествленных по направлению и разрешаемых по параметрам однотипных бортовых РЭС и формирование решения о принадлежности отождествленных по направлению нескольких бортовых РЭС, работающих в различных частотных диапазонах, к одному ВО.

Для решения этих задач на вход блока распознавания объектов должен поступать вектор признаков, компонентами которого являются решения о классах $K_{i(\beta, \epsilon)}$, $i = 1, 2, \dots, q$ (или типах $T_{i(\beta, \epsilon)}$) бортовых РЭС, а также параметры движения наблюдаемой цели:

$$Y_{BO} = \{K_{1(\beta, \epsilon)} T_{1(\beta, \epsilon)}, K_{2(\beta, \epsilon)} T_{2(\beta, \epsilon)}, \dots, H_y, V_y\}, \quad (5)$$

где (β, ϵ) - угловые координаты; H_y, V_y - высота и скорость полета объекта (цели) соответственно.

Формирование этого вектора должно осуществляться с помощью специальной процедуры отождествления БРЭС, имеющих одинаковые угловые координаты, к одному ВО по результатам анализа РЭО в течение нескольких циклов обзора по частоте или направлению. При этом для определения класса цели целесообразно использовать логические процедуры вида:

$$j_{opt}(Y) = \arg \left(K_{vo} = K_i, V_y \in [V_i^{мин}, V_i^{макс}], H_y \in [H_i^{мин}, H_i^{макс}] \right)_{i=1 \dots m} \quad (6)$$

где K_i - эталонный вектор признаков ВО i -го класса (типа), компонентами которого являются условные обозначения (наименования) классов (типов) бортовых РЭС, входящих в БРЭК ВО i -го класса (типа), $(V_i^{\min} - V_i^{\max})$ и $(H_i^{\min} - H_i^{\max})$ - ДВЗ скорости и высоты полета.

Диапазоны изменения высоты $H_{\text{ц}}$ и скорости полета $V_{\text{ц}}$ характеризуют аэродинамические свойства различных типов летательных аппаратов и могут рассматриваться как траекторные признаки целей. Многопозиционный комплекс пассивной локации позволяет достаточно точно измерять угловые координаты излучающих объектов и тем самым обеспечивает в процессе траекторной обработки определение этих траекторных признаков с точностью, необходимой для решения задачи распознавания.

Одной из основных особенностей распознавания ВО является их множественная наблюдаемость, обусловленная, во-первых, изменением количества и типов излучающих РЭС на разных этапах полета, а во-вторых, кратковременным (эпизодическим) характером их функционирования. При этом интервалы времени функционирования отдельных РЭС не обязательно будут перекрываться, вследствие чего возможны разрывы в сопровождении ВО.

Множественная наблюдаемость ВО комплексом пассивной локации приводит к необходимости объединения измерений, полученных по отдельным РЭС, к траектории одного ВО. Для решения этой задачи могут использоваться:

а) проверка близости значений координатных и траекторных параметров отождествляемых траекторий РЭС;

б) проверка непротиворечивости (согласованности) результатов предварительного распознавания типов РЭС, траектории которых отождествляются по принадлежности по одному ВО.

Таким образом, с помощью предлагаемой СР при наличии соответствующих априорных описаний могут быть решены разные виды задач распознавания в интересах разных потребителей, а именно:

- распознавание классов (типов) ВО;
- распознавание классов (типов) бортовых РЭС;
- распознавание видов и/или классов сигналов;
- совместное распознавание сигналов, классов (типов) ВО и бортовых РЭС;
- совместное распознавание режимов и классов (типов) бортовых РЭС;
- совместное распознавание состояний и классов (типов) ВО и т. д.

Разработка и внедрение в перспективные базово-корреляционные комплексы пассивной локации и пассивной локации подобных многофункциональных систем распознавания позволит существенно расширить их возможности по информационному обеспечению различных органов управления различной ведомственной принадлежности.

Список литературы: 1. Горелик А. Л., Скрипкин В. А. Методы распознавания. М.: Высш. шк., 1984. 208с.
2. Горелик А. Л., Гуревич И. Б., Скрипкин В. А. Современное состояние проблемы распознавания. М.: Радио и связь, 1985. 160с.

Харьковский военный университет

Поступила в редколлегию 30.10.2001

ПРИНЦИПЫ АДАПТИВНОЙ ВЕСОВОЙ ОБРАБОТКИ СПЕКТРА СИГНАЛА В ОБЗОРНЫХ РЛС С СИСТЕМОЙ ДИСКРЕТНОГО ПРЕОБРАЗОВАНИЯ ФУРЬЕ

Предлагается процедура радиолокационного обнаружения отметок подвижных объектов в когерентных импульсных РЛС с системой дискретного преобразования Фурье (ДПФ) на фоне дискретных мешающих отражений типа «ангел-эхо» на основе адаптивной весовой обработки спектра сигнала, где весовые коэффициенты определяются и постоянно корректируются путем многообзорного анализа и накопления информации о дискретном спектре огибающей пачки (группы) импульсов мешающих отражений.

Одной из основных причин низкой эффективности радиолокационного обнаружения подвижных объектов на фоне мешающих отражений (МО) от объектов типа «ангел-объект» (АО) является необходимость выделения их при малых отношениях сигнал/помеха [1]. Эти трудности усиливаются в РЛС с автоматическим съемом информации, в которой с целью исключения перегрузки системы обработки вынужденно устанавливается высокий порог обнаружения. При этом резко снижается вероятность обнаружения подвижных объектов и увеличивается вероятность их пропуска системами автоматического обнаружения и слежения.

Применяемые в когерентных РЛС обзора пространства алгоритмы обработки на основе дискретного преобразования Фурье позволяют осуществить когерентное накопление энергии группы (пачек) импульсов отраженных сигналов и распределить ее по частотным (доплеровским) каналам, то есть разделить на полезные и помеховые сигналы при наличии между ними спектральных различий.

Когерентное накопление N отраженных импульсов осуществляется в системе ДПФ путем взвешенного суммирования амплитуд сигналов с учетом межпериодного изменения фаз принимаемых импульсов. Эта накапливаемая информация содержится как в величине амплитуд, так и в полярности импульсов на выходе фазовых детекторов квадратурных каналов. Система обработки обеспечивает когерентное накопление пачки импульсов с любым межпериодным изменением фазы в пределах от 0 до 2π , то есть многоканальна по скорости (F_D). Максимальное число таких каналов N_Φ равно числу накапливаемых импульсов пачки N . При этом, если нумеровать фильтры от 0 до $N-1$, в нулевом фильтре будут накапливаться сигналы, не имеющие межпериодного сдвига фазы (от объектов с нулевой радиальной скоростью или неподвижных). В каждом k -м из последующих фильтров будут накапливаться сигналы с межпериодным изменением фазы

$$\Delta\Phi_k = k \cdot \frac{2\pi}{N}, \quad k = 1, 2, \dots, N-1.$$

Процедуру когерентного накопления в k -м фильтре, заключающейся в компенсации межпериодного фазового сдвига сигналов, их суммировании и взятии модуля, можно представить в виде

$$F_k = \left| \sum_{i=1}^M k_i Y_i e^{j[(i-1)\varphi_c + \varphi_0]} e^{-j(i-1)\varphi_k} \right|, \quad (1)$$

где $i = 1, 2, \dots, M$ - i -й импульс в пачке; M - количество импульсов в пачке; φ_0 - начальная фаза первого импульса в пачке; Y_i - амплитуда i -го импульса пачки; $\varphi_c = 2\pi F_D T$ - регулярное изменение фазы импульсов за период T вследствие доплеровского набег частоты F_D ; $\varphi_k = k2\pi/N$ - компенсирующий межпериодный сдвиг фазы сигналов в k -м фильтре при $k = 0, 1, \dots, N-1$; k_i - коэффициент взвешенного суммирования для уменьшения боковых лепестков амплитудно-фазовой характеристики фильтра; F_k - интенсивность сигнала в k -м фильтре.

Спектральный анализ осуществляется на видеочастоте. Поэтому выражение (1) может быть преобразовано к виду, позволяющему операции над комплексными величинами заменить эквивалентными операциями над действительными числами (величинами квадратурных

составляющих сигнала после фазовых детекторов). Полагая, что предложения разрабатываются для РЛС с внутренней когерентностью, то есть $\varphi_0=0$, получаем

$$F_k = \left| \sum_{i=1}^M [k_i \cdot x_i \cdot \cos(i-1) \cdot \Phi_k + k_i \cdot y_i \cdot \sin(i-1) \cdot \Phi_k] - \right. \\ \left. - j \cdot \sum_{i=1}^M [k_i \cdot x_i \cdot \sin(i-1) \cdot \Phi_k - k_i \cdot y_i \cdot \cos(i-1) \cdot \Phi_k] \right| = |x_k - j \cdot y_k|, \quad (3)$$

где $x_i = Y_i \cos(i-1) \cdot \varphi_c$, $y_i = Y_i \sin(i-1) \cdot \varphi_c$ - входные значения сигналов квадратурных фазовых детекторов приемной системы; x_k , y_k - реальная и мнимая части накопленной суммы комплексных сигналов.

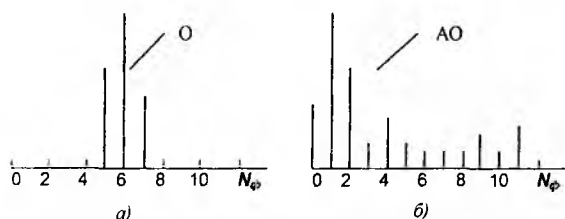


Рис. 1

На выходе системы ДПФ может быть получен дискретный спектр как всей пачки видеоимпульсов, так и части пачки (F-пакета). На рис.1 показаны характерные спектры F-пакетов пачек отраженных сигналов от подвижного объекта(а) и пачек мешающих отражений от АО (б) для процедуры ДПФ с 12-ю доплеровскими фильтровыми каналами.

Анализ дискретных спектров пачек сигналов подвижных объектов и АО [1, 2] выявил следующие особенности внутренней структуры F-

пакетов и пространственных характеристик их совокупности:

- основная часть энергии F-пакета эхо-сигнала лоцируемого подвижного объекта содержится в основной моде, положение которой на частотной оси номеров каналов доплеровского фильтра отлично от 0 и часть энергии при этом может находиться в 1...2 боковых каналах. У большинства отметок АО 60...70% энергии содержится в нескольких модах (3, 4), наблюдаемых в фильтрах, близких к нулевому, а остальная часть энергии в более высокочастотных каналах (старших) как шумоподобный фон (рис.3);

- для спектров отметок лоцируемых объектов существует корреляционная связь между F-пакетами соседних азимутальных элементов в пределах пачки импульсов, а также корреляционная связь между огибающей совокупности F-пакетов и диаграммой направленности антенны при одинаковых значениях частоты зондирования РЛС F_i . Для отметок АО и малоскоростных воздушных объектов корреляционная связь между F-пакетами соседних азимутальных элементов существует независимо от значения частоты F_i ;

- F-пакет отметки воздушного объекта может содержать кроме основной спектральной составляющей (моды) одну две дополнительную моды (на 3...6 дБ меньше основной). При этом каждому значению соответствует вполне определенное положение мод на частотной оси. Моды F-пакетов отметок АО при возбуждении частоты посылок F_i занимают квазиустойчивое, квазислучайное положение на оси частот, близкое к нулевому фильтру;

- отметка спектра объекта занимает до 2-х элементов разрешения по дальности, а отметка спектра АО – до 10-и более элементов разрешения;

- существует межобзорная корреляционная связь между спектральными F-пакетами «медленных» АО, составляющих в совокупности большую часть АО, что важно при организации процедур многообзорной обработки сигналов и информации.

Рассмотренные выше объективные различительные признаки дискретных спектров лоцируемых объектов и мешающих отражений от АО предлагается использовать для решения задачи обнаружения и выделения отметок подвижных объектов.

Когерентные импульсные РЛС обзора пространства, в которых реализована система ДПФ, преимущественно используются для обнаружения и измерения координат маловысотных объектов, предметов на фоне подстилающей поверхности. В таких РЛС с целью ослабления эффекта «слепых» скоростей и расширения полосы однозначности определения доп-

леровской частоты, как правило, применяется процедура модуляции (вобуляция) частоты посылок зондирующих сигналов F_1 . Динамический диапазон линейного тракта составляет не менее 60дБ. В зависимости от скорости вращения антенны и вида запуска число импульсов в пачке может быть от 50 до 150.

Основным недостатком алгоритмов обработки сигналов в названных РЛС является то, что накопленная в ряде обзоров статистическая информация о дискретных спектрах сигналов локационных целей и АО не используется. Это обстоятельство и было учтено при разработке процедур адаптивной весовой обработки.

Известно, что линейный фильтр, оптимальный для обнаружения сигнала на фоне помех, должен иметь коэффициент передачи

$$K(j\omega) = C \cdot \frac{G^*(j\omega) \cdot \exp(-j\omega t_0)}{G_0 + G_{\text{ш}}(j\omega) + G_{\text{п}}(j\omega)},$$

где $G^*(j\omega)$ – комплексно-сопряженный частотный спектр сигнала; $e^{-j\omega t_0}$ – множитель, учитывающий время задержки сигнала в фильтре; G_0 – энергетический спектр “белого” шума тракта РЛС; $G_{\text{п}}(j\omega)$ – энергетический спектр пассивной помехи, в том числе и АО; $G_{\text{а}}(j\omega)$ – энергетический спектр активной помехи; C – постоянный множитель.

С учетом вышесказанного основными принципами адаптивной весовой обработки дискретного спектра сигнала являются:

- адаптация весовых коэффициентов передачи каналов фильтра вводится с учетом особенностей расположения, взаимного влияния и поведения во времени спектров полезных сигналов подвижных объектов и мешающих отражений;

- адаптация их при обработке осуществляется с использованием априорной информации, получаемой путем достаточно долгого (в течение ряда обзоров) наблюдения за спектром сигнала в низкочастотных (НЧ) каналах фильтра ДПФ. Основанием для такого подхода является доказанный факт [1] наличия широкого спектра сигналов (рис.1,3), мешающих отражений типа АО, охватывающего «хвостом» высокочастотную часть спектра, в которой преимущественно появляется отклик полезного сигнала подвижного объекта.

Так как осуществляется адаптация каждого канала фильтра, то коэффициент передачи адаптивного фильтра (АФ) может быть представлен в виде весовой функции, один из возможных вариантов которой изображен на рис. 2.

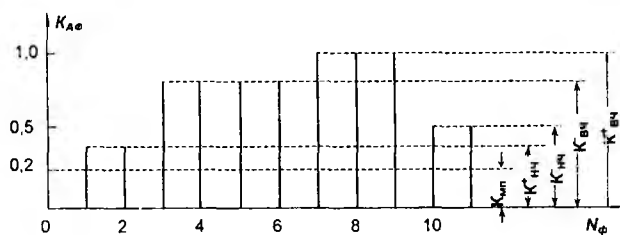


Рис. 2

Весовая функция АФ может иметь несколько характерных подканалов, определенным образом связанных со статистическими характеристиками мешающих отражений и полезных сигналов объектов. Подканал местных предметов (МП) включает нулевой канал, в котором могут накапливаться сигналы, отраженные от местных предметов, АО, а также

от малоскоростных объектов. Весовой коэффициент подканала $K_{\text{МП}}$ определяется программой формирования карты местных предметов (ПФ КМП) с учетом межобзорной обработки сигналов. Алгоритм работы программы рассматривается ниже.

Поскольку основная энергия сигналов от мешающих отражений типа АО будет накапливаться в каналах фильтра, близких к нулевому, то выделены подканалы НЧ^+ и НЧ^- . На рис.2 подканал НЧ^+ образован 1-м и 2-м каналами доплеровского фильтра, а подканал НЧ^- – 10-м и 11-м каналами. При N каналах доплеровского фильтра, пронумерованных $0, 1 \dots N-1$, подканал НЧ^+ может быть образован каналами от 1 до $(N/4)-1$, а подканал НЧ^- – от 1 до $+N-1$. Такая организация подканалов АФ приведена в качестве примера. Полосы режекции сигналов, отраженных от АО, могут быть расширены или сужены за счет иной организации подканалов НЧ^+ , НЧ^- при более глубоком анализе статистических характеристик от мешающих отражений от АО.

Весовые коэффициенты для составляющих этих подканалов $K^+_{нч}$, $K^-_{нч}$ определяются на основе анализа структуры F-пакета в каждом обзоре для каждого разрешаемого элемента. При этом возможно определение весовых коэффициентов $K^+_{нч}$, $K^-_{нч}$ с учетом соотношения оценочных значений интенсивности сигналов, накопленных в каналах, образующих подканалы и значения суммарной интенсивности F-пакета:

$$a^+_{\tilde{O}\tilde{e}} = 1 - \frac{\tilde{F}^+_{\tilde{O}\tilde{e}}}{F_{\Sigma}}; \quad a^-_{\tilde{O}\tilde{e}} = 1 - \frac{\tilde{F}^-_{\tilde{O}\tilde{e}}}{F_{\Sigma}}, \quad (2)$$

где $F^+_{нч}$, $F^-_{нч}$ - оценочные значения интенсивности в низкочастотных фильтровых каналах; F_{Σ} - суммарная интенсивность F-пакета.

Поскольку АО имеет достаточно длительное время существования и малые скорости перемещения, то за время одного обзора не выходят за пределы разрешаемого элемента и оценочные значения $F^+_{нч}$, $F^-_{нч}$ в (2) определяются при многообзорной обработке в программе формирования карты мешающих отражений (ПФ КМО), алгоритмы которой будут рассмотрены ниже.

Выделяются также в фильтре высокочастотные (скоростные) подканалы обработки ВЧ⁺ и ВЧ⁻. На рис. 2 подканал ВЧ⁺ -обработки образован 3...6 каналами доплеровского фильтра, а подканал ВЧ⁻ - 7...9 каналами. При N каналах ДПФ подканал ВЧ⁺ может быть образован (N/4)+1... N/2 каналами фильтра, а подканал ВЧ⁻ - (N/2)+1...3N/4 каналами. Так как вероятность накопления сигналов, отраженных от АО, в ВЧ-фильтрах меньше, чем вероятность накопления сигналов целей в этих же каналах, то коэффициенты $K^+_{вч}$ и $K^-_{вч}$ определяются следующим образом:

$$a^+_{\tilde{O}\tilde{e}} = 1 - \frac{\tilde{F}^+_{\tilde{O}\tilde{e}}}{F_{\Sigma}} \cdot a_w, \quad a^-_{\tilde{O}\tilde{e}} = 1 - \frac{\tilde{F}^-_{\tilde{O}\tilde{e}}}{F_{\Sigma}} \cdot a_w$$

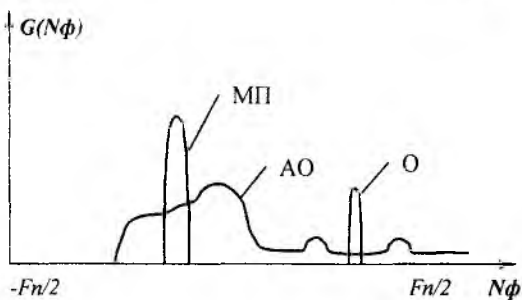


Рис.3

от соотношения оценочных значений интенсивности сигналов, накопленных в НЧ⁺ и НЧ⁻ - подканалах и суммарной интенсивности F-пакета. В этом заключается адаптивность обработки в подканалах фильтра. Кроме того, адаптивный фильтр выделения отметок подвижных объектов (АФДО) адаптивно реагирует на накопленный сигнал от МП в нулевом канале фильтра ДПФ.

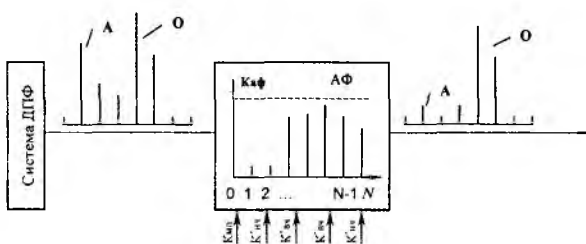


Рис. 4

Здесь коэффициент K_a ($K_a < 1$) учитывает возможность накопления сигнала от АО в высокочастотных каналах фильтра (рис.3) и может быть вычислен на основе реальных спектров, полученных в ходе экспериментальных исследований.

Таким образом, при отсутствии мешающих отражений от АО, коэффициенты $K^+_{нч}$, $K^-_{нч}$, $K^+_{вч}$, $K^-_{вч}$ принимают значение, равное единице, а при их наличии - коэффициенты уменьшаются на определенную величину, зависящую

Принцип и эффективность адаптивной весовой обработки дискретного спектра на выходе системы ДПФ когерентной импульсной РЛС поясняется на рис.4.

При прохождении сигналов через адаптивный фильтр происходит искажение дискретного спектра таким образом, чтобы сигналы, отраженные от АО и накопленные преимущественно в низкочастотных подканалах, существенно подавлялись, а амплитуды сигналов, накоплен-

ных в ВЧ-фильтрах ДПФ и отраженных от реальных подвижных объектов, изменялись не-
существенно.

Таким образом, адаптивная весовая обработка сигналов, основанная на использовании результатов многообзорного накопления информации о дискретном спектре пачки (группы) импульсов в ПФ КМП и ПФ КМО и позволяющая существенно повысить возможности выделения полезных сигналов от подвижных объектов на фоне мешающих отражений от местных предметов и от АО, может быть успешно применена в когерентной импульсной РЛС, в том числе для обнаружения малоразмерных малозаметных подвижных объектов.

Литература: 1. *Дохов А.И., Жирнов В.В., Сахновская Л.З.* Возможные причины и источники радиолокационных мешающих отражений типа «ангел-эхо» // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 1997. Вып. 104. С. 102-111. 2. *Дохов А.И., Жирнов В.В., Комисарук В.С. Сахновская Л.З.* Совершенствование процедур обработки сигналов и информации при радиолокационном обнаружении и сопровождении малозаметных объектов // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2000. Вып. 113. С. 91-102.

*Харьковский национальный
университет радиоэлектроники*

Поступила в редколлегию 27.07.2001

*В.И. АНТЮФЕЕВ, д-р техн. наук, И.Е. БАКУЛИН, В.Н. БЫКОВ, канд. техн. наук,
А.М. ГРИЧАНЮК, Т.В. МИРОШНИК-БЫКОВА*

ПОВЫШЕНИЕ ТОЧНОСТИ МЕСТООПРЕДЕЛЕНИЯ РАДИОМЕТРИЧЕСКИХ КОРРЕЛЯЦИОННО-ЭКСТРЕМАЛЬНЫХ СИСТЕМ НАВИГАЦИИ ПУТЕМ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ МЕТОДОВ ПРИБЛИЖЕНИЯ РЕШАЮЩЕЙ ФУНКЦИИ (Сообщение 1)

В радиометрических корреляционно-экстремальных системах навигации (КЭСН) летательных аппаратов (ЛА) определение координат ЛА осуществляется в процессе корреляционной обработки текущего и эталонного изображений (ТИ и ЭИ) наземных ориентиров навигации и нахождения экстремума решающей функции (РФ) корреляционного алгоритма. Погрешность измерения координат ЛА определяется размерами проекции луча диаграммы направленности антенны (ДНА) на земную поверхность и погрешностью, возникающей вследствие взаимного сдвига ЭИ и ТИ. Существующие в радиодиапазоне (в частности, в миллиметровом диапазоне волн) ограничения на размеры бортовых антенн не позволяют обеспечить ширину ДНА менее нескольких градусов, поэтому погрешность сдвига изображений составляет на различных высотах полета ЛА десятки - сотни метров.

Наличие указанного вида погрешности объясняется дискретным характером изображений и тем фактом, что координатная сетка ЭИ (рис.1.а) жестко привязана к земному эллипсоиду, а геодезические координаты ТИ (рис.1.в) являются стохастическими величинами. Сдвиг координатных сеток ЭИ и ТИ (рис.1.б) также является непрерывной стохастической величиной. В результате смещения сеток ТИ и ЭИ возникают искажения конфигурации объектов на ТИ.

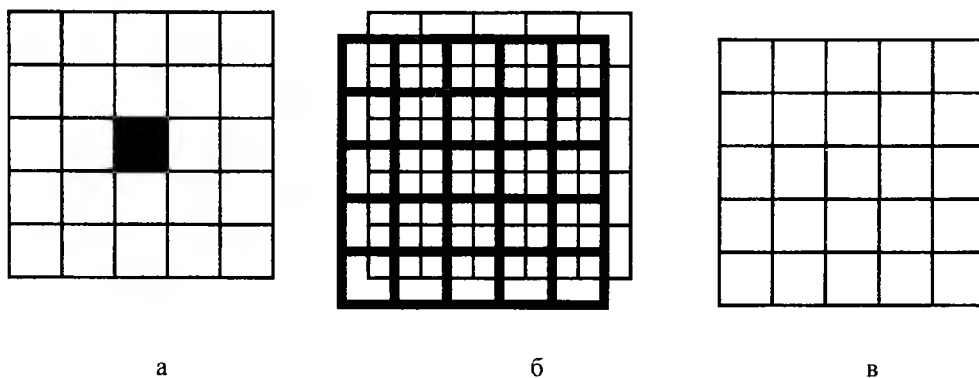


Рис. 1

Поскольку координаты экстремума в КЭСН оцениваются с точностью до шага координатной сетки ЭИ, возникает нецелочисленная погрешность оценки координат экстремума РФ, реализуемая тем или иным алгоритмом сравнения ЭИ и ТИ.

Одним из путей решения этой задачи является уменьшение погрешности оценки сдвига ЭИ и ТИ за счет восстановления значений обрабатываемых изображений в междискретных зонах. Физический смысл восстановления состоит в имитации привязки непрерывного ЭИ к непрерывному ТИ, которая может быть реализована путем построения ТИ с более мелким интервалом дискретизации с помощью аппроксимации значений ТИ в недостающих точках по его значениям в соседних узлах первоначальной грубой сетки. На рис. 2а показано исходное ТИ площадного объекта, на рис. 2б – результат его представления на более мелкой сетке.

Однако такой подход при решении задачи повышения точности оценки сдвига ЭИ и ТИ сопряжен со значительным увеличением вычислительных затрат как при построении ТИ, так и при нахождении значений РФ, реализующей тот или иной алгоритм обработки.

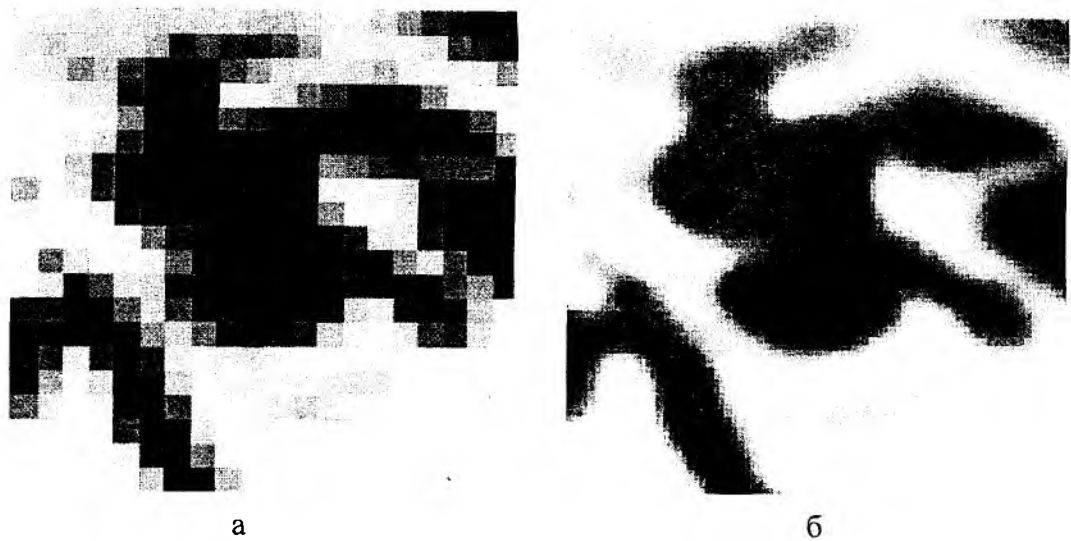


Рис. 2

Целью работы является повышение точности оценки сдвига ЭИ и ТИ при одновременном снижении вычислительных затрат путем приближения РФ в окрестности ее минимума непрерывной функцией с последующим определением координат экстремума этой функции.

Реализация данного метода состоит в построении двумерной непрерывной поверхности (рис. 3а), значение которой в каждой точке вычисляется по отсчетам РФ в примыкающих к этой точке узлах (рис. 3б).

Для конкретного описания требуемой поверхности необходимо задать ее аналитическое описание и выбрать подходящий критерий качества аппроксимации в промежуточных точках по реализованным значениям РФ в узлах эталонной сетки (например, критерий наименьших квадратов) [1].

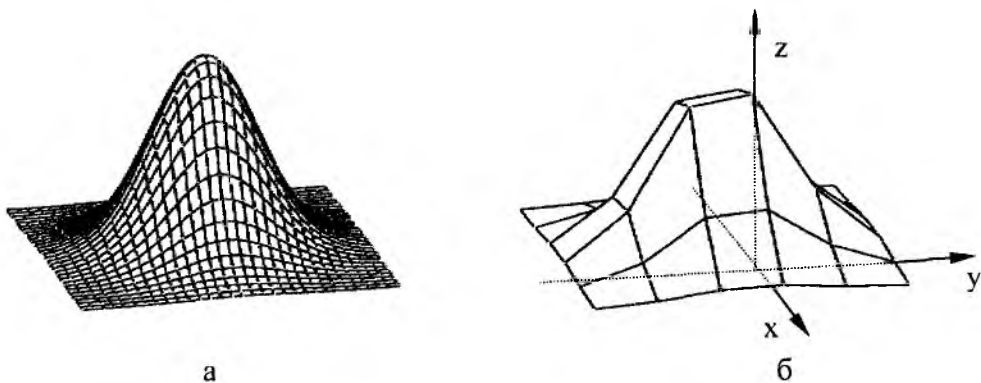


Рис 3

Аппроксимируем РФ поверхностью второго порядка, определяемой шестью коэффициентами b_i :

$$\pi(x, y) = b_1 + b_2x + b_3x^2 + b_4y + b_5y^2 + b_6xy. \quad (1)$$

Пусть (k, r) - координаты глобального экстремума РФ (см. рис. 3б), $[z_{ij}]$ - матрица решающей функции. Тогда, если использовать для аппроксимации только те отсчеты РФ $z_{k+i, r+j}$, $i, j \in \{-1, 1\}$, которые непосредственно примыкают к точке глобального экстремума, то принцип наименьших квадратов можно записать в виде

$$\sum_{i=-1}^1 \sum_{j=-1}^1 [\pi(k+i, r+j) - z_{k+i, r+j}]^2 = \min, \quad (2)$$

а необходимым условием экстремума функции (2) является выражение

$$\frac{d}{db_k} \left\{ \sum_{i=-1}^1 \sum_{j=-1}^1 [\pi(k+i, r+j) - z_{k+i, r+j}]^2 \right\} = 0, \quad k \in \overline{1, 6}. \quad (3)$$

Решение системы (3) имеет вид

$$\begin{aligned} b_2 &= \frac{1}{6} \sum_{i=k-1}^{k+1} [z_{i, r+1} - z_{i, r-1}], \quad b_4 = \frac{1}{6} \sum_{j=r-1}^{r+1} [z_{k-1, j} - z_{k+1, j}], \\ b_6 &= \frac{1}{4} [z_{k+1, r-1} - z_{k-1, r-1} - z_{k+1, r+1} + z_{k-1, r+1}], \\ b_1 &= \frac{5a_1}{9} - \frac{a_2 + a_3}{3}, \quad b_3 = \frac{a_2}{2} - \frac{a_1}{3}, \quad b_5 = \frac{a_3}{2} - \frac{a_1}{3}, \end{aligned} \quad (4)$$

где

$$a_1 = \sum_{i=k-1}^{k+1} \sum_{j=r-1}^{r+1} z_{ij}; \quad a_2 = \sum_{i=k-1}^{k+1} [z_{i, r+1} + z_{i, r-1}]; \quad a_3 = \sum_{j=r-1}^{r+1} [z_{k-1, j} + z_{k+1, j}].$$

Поверхность, описываемая выражением (1) в случае

$$\Delta = 4b_3b_5 - b_6^2 > 0, \quad (5)$$

представляет собой эллиптический параболоид, в противном случае – гиперболический параболоид. В первом случае координаты экстремума функции (1) определяются выражениями

$$\tilde{y} = k - \frac{b_4b_6 - 2b_2b_5}{4b_3b_5 - b_6^2}, \quad \tilde{x} = r + \frac{b_2b_6 - 2b_3b_4}{4b_3b_5 - b_6^2}. \quad (6)$$

Возможна также интерполяция РФ по шести значениям $z_{kr}, z_{k-1, r}, z_{k+1, r}, z_{k, r-1}, z_{k, r+1}, z_{k-1, r+1}$ [1]. При этом коэффициенты b_i вычисляются по формулам:

$$\begin{aligned} b_1 &= z_{kr}, \quad b_2 = (z_{k-1, r} - z_{k+1, r})/2, \quad b_3 = z_{k, r-1} + z_{k+1, r} - 2z_{kr}, \quad b_4 = (z_{k, r+1} - z_{k, r-1})/2, \\ b_5 &= z_{k+1, r} + z_{k-1, r} - 2z_{kr}, \quad b_6 = z_{kr} + z_{k-1, r+1} - z_{k, r+1} - z_{k-1, r}. \end{aligned} \quad (7)$$

Рассмотрим зависимости среднего значения и СКО оценок местоопределения от отношения сигнал-шум, возможных искажений ТИ (угла поворота, масштаба) и размеров изображений.

Формирование ТИ по ЭИ осуществлялось следующим образом. Задавались его размеры N_1, N_2 , положение центральной точки ТИ на ЭИ (x_0, y_0) , коэффициент масштаба q и угол поворота ТИ φ относительно ЭИ вокруг точки (x_0, y_0) . Предполагая, что ось y направлена вниз, вычисляются координаты (x_{ij}, y_{ij}) элементов ТИ по формулам:

$$\begin{aligned} x_{ij} &= x_0 + (x' - x_0) \cos \varphi - (y' - y_0) \sin \varphi, \\ y_{ij} &= y_0 + (x' - x_0) \sin \varphi + (y' - y_0) \cos \varphi, \end{aligned} \quad i \in \overline{1, N_1}, \quad j \in \overline{1, N_2},$$

где

$$x'_{ij} = x_0 + q(j + \kappa_x); \quad i \in \overline{1, N_1}; \quad j \in \overline{-\lfloor N_2/2 \rfloor, N_2}; \quad y'_{ij} = y_0 + q(i + \kappa_y); \quad i \in \overline{-\lfloor N_1/2 \rfloor, N_1}; \quad j \in \overline{1, N_2};$$

$$N_x = \begin{cases} \lfloor N_2/2 \rfloor - 1; & N_2 = 2p, \\ \lfloor N_2/2 \rfloor; & N_2 = 2p - 1, \end{cases} \quad N_y = \begin{cases} \lfloor N_1/2 \rfloor - 1; & N_1 = 2p, \\ \lfloor N_1/2 \rfloor; & N_1 = 2p - 1; \end{cases}$$

$$\kappa_x = \begin{cases} 1/2; & N_2 = 2p, \\ 0; & N_2 = 2p - 1, \end{cases} \quad \kappa_y = \begin{cases} 1/2; & N_1 = 2p, \\ 0; & N_1 = 2p - 1. \end{cases}$$

$[x]$ - операция определения целой части числа x ; $p = 1, 2, \dots$

Затем для каждой точки (x_{ij}, y_{ij}) выбирается ближайшая целочисленная точка $(k = [x_{ij}], l = [y_{ij}])$ и находится сдвиг $(\Delta x_{ij} = x_{ij} - l, \Delta y_{ij} = y_{ij} - k)$, для которого путем интерполяции по шести соседним отсчетам ЭИ с номерами (k, l) , $(k-1, l)$, $(k+1, l)$, $(k, l+1)$, $(k+1, l+1)$, $(k, l-1)$ находится яркость t_{ij} элемента ТИ по формуле

$$t_{ij} = e_{k-1,l} \Delta y (\Delta y - 1) / 2 + e_{k,l-1} \Delta x (\Delta x - 1) / 2 + e_{kl} [1 + \Delta x \Delta y - (\Delta x)^2 - (\Delta y)^2] + e_{k,l+1} \Delta x (\Delta x - 2 \Delta y + 1) / 2 + e_{k+1,l} \Delta y (\Delta y - 2 \Delta x + 1) / 2 + e_{k+1,l+1} \Delta x \Delta y,$$

которая следует из выражений (1), (7).

После формирования матрицы ТИ $[t_{ij}]$ изображение зашумляется путем добавления к каждому отсчету значения нормально распределенной случайной величины $n \in N(0, \sigma^2)$.

Испытаниям подвергался корреляционный алгоритм с решающей функцией [2]

$$b_{kl} = \sum_{i=1}^{N_1} \sum_{j=1}^{N_2} \tilde{e}_{ij}^{kl} \tilde{t}_{ij}, \quad (8)$$

причем перед сравнением фрагмент ЭИ с номером (k, l) и ТИ центрировался и нормировался, т.е.

$$\tilde{e}_{ij}^{kl} = (e_{ij}^{kl} - \bar{e}^{kl}) / \left(\sum_{i=1}^{N_1} \sum_{j=1}^{N_2} (e_{ij}^{kl} - \bar{e}^{kl})^2 \right)^{1/2}, \quad \bar{e} = \frac{1}{N_1 N_2} \sum_{i=1}^{N_1} \sum_{j=1}^{N_2} e_{ij}^{kl}, \quad (9)$$

$$\tilde{t}_{ij} = (t_{ij} - \bar{t}) / \left(\sum_{i=1}^{N_1} \sum_{j=1}^{N_2} (t_{ij} - \bar{t})^2 \right)^{1/2}, \quad \bar{t} = \frac{1}{N_1 N_2} \sum_{i=1}^{N_1} \sum_{j=1}^{N_2} t_{ij}. \quad (10)$$

Проводились статистические испытания алгоритма [3] путем многократного запуска с различными реализациями шумовых компонент ТИ. При каждом запуске после построения матрицы РФ $[b_{kl}]$ определялись координаты (k_0, l_0) фрагмента, на котором РФ достигает минимума, и путем выполнения аппроксимации РФ в окрестности точки (k_0, l_0) по формулам (7) находились уточненные координаты (\tilde{x}, \tilde{y}) . Предполагалось, что i -я реализация ТИ локализована, если при i -м запуске алгоритма выполнялось условие

$$|x_0 - \tilde{x}_i| < \alpha_x, \quad |y_0 - \tilde{y}_i| < \alpha_y. \quad (11)$$

В процессе многократного запуска алгоритма определялись следующие параметры:

- оценка \tilde{P} вероятности локализации ТИ как отношение количества Q исходов, удовлетворяющих условиям (11), к общему количеству запусков N ;
- выборочные значения среднеквадратических отклонений и средних значений координат ТИ

$$\sigma_x = \left(\frac{1}{Q} \sum_{i=1}^Q (\tilde{x}_i - \bar{\tilde{x}})^2 \right)^{1/2}, \quad \bar{\tilde{x}} = \frac{1}{Q} \sum_{i=1}^Q \tilde{x}_i, \quad (12)$$

$$\sigma_y = \left(\frac{1}{Q} \sum_{i=1}^Q (\tilde{y}_i - \bar{\tilde{y}})^2 \right)^{1/2}, \quad \bar{\tilde{y}} = \frac{1}{Q} \sum_{i=1}^Q \tilde{y}_i. \quad (13)$$

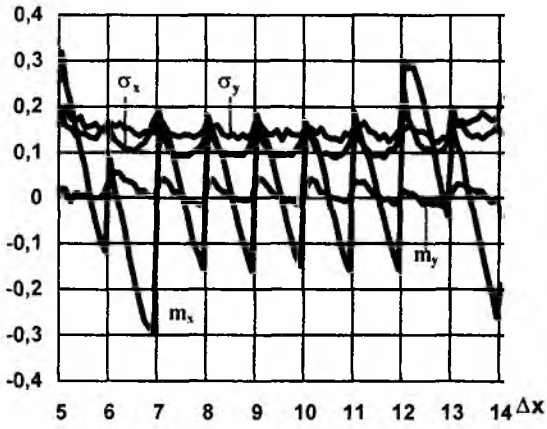


Рис. 4

совпадают в тех случаях, когда центр ТИ попадает точно посередине между отсчетами ЭИ. Из графиков на рис. 4 следует, что в этих случаях смещение оценки m_x близко к нулю и точность оценивания σ_x является наивысшей. Когда центр ТИ совпадает с отсчетом ЭИ, то смещение оценки, т.е. систематическая погрешность оценивания, максимально и точность является наихудшей.

Рис. 5, 6 иллюстрируют зависимости P, σ_x, σ_y от масштаба q и угла поворота φ при фиксированных $x_0 = y_0 = 9,5; \sigma = 255$.

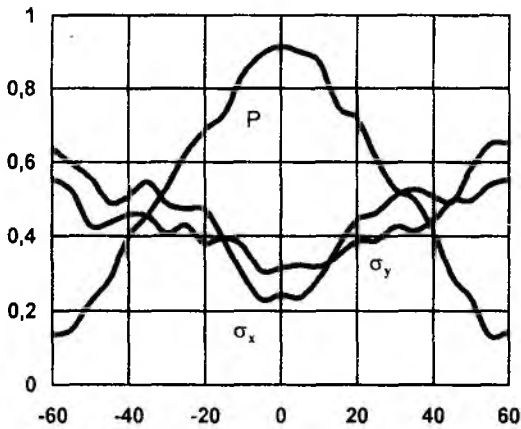


Рис. 5

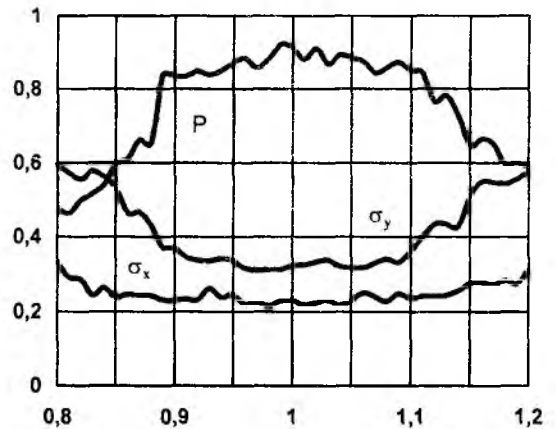


Рис. 6

При испытаниях алгоритмов на изображениях большой размерности размеры ЭИ и объекта на нем увеличивались в 10 раз, как и размеры ТИ. Для сокращения времени вычислений в корреляционном алгоритме использовалась двухэтапная процедура. При сравнении ТИ с фрагментами ЭИ эти изображения разбивались на подизображения размерами $r \times r$ элементов и формировались изображения $\frac{N_1}{r} \times \frac{N_2}{r}$ элементов путем усреднения каждого из подизображений. Эти изображения центрировались и нормировались в соответствии с формулами (9), (10) и, после определения положения грубого максимума (x', y') РФ (8), оно уточнялось по формулам (7) с помощью аппроксимации поверхности РФ по соседним отсчетам. На ЭИ выделялась окрестность $U = [x' - \beta r, x' + \beta r] \times [y' - \beta r, y' + \beta r]$, и для первоначальных изображений определялись координаты минимума РФ по ее отсчетам, попавшим в эту окрестность. Положение минимума уточнялось с помощью вышеописанной процедуры аппроксимации. Значение коэффициента β определялось экспериментально таким образом, чтобы оценка ве-

На рис. 4 представлены зависимости $\sigma_x, \sigma_y, m_x, m_y$ от смещения Δx центра ТИ относительно левого края ЭИ по оси x при следующих значениях параметров: $y_0 = 9,5$; размеры ЭИ $M_1 = M_2 = 20$; размеры ТИ $N_1 = N_2 = 10$; $N = 1000$; $q = 1; \varphi = 0, \alpha_x = \alpha_y = 1$.

ЭИ представлялось состоящим из двух зон с яркостями $T_1 = 0; T_2 = 255$. СКО шума ТИ составляло $\sigma = 122,5$, т.е. отношение сигнал-шум $a = (T_2 - T_1) / \sigma = 2$. Вероятность P при этих испытаниях составила $P = 1$. Поскольку N_2 четное число, то сетки ЭИ и ТИ

роятности локализации ТИ в результате двухэтапной процедуры практически не отличалось от его значения, полученного с помощью одноэтапного алгоритма. При испытаниях использовалось значение $\beta = 1,2$. Выбор большого значения числа r приводит не только к сокращению времени вычислений на первом этапе, но и к увеличению окрестности U и увеличению времени вычислений на втором этапе. Для ЭИ 200×200 элементов оптимальное по суммарному времени счета значение r составило $4 \dots 5$.

На рис. 7, 8 приведены зависимости P, σ_x, σ_y от масштаба q и угла поворота φ при следующих значениях остальных параметров: $x_0 = y_0 = 99,5$; размеры ЭИ $M_1 = M_2 = 200$; размеры ТИ $N_1 = N_2 = 100$; $N=400$; $\sigma = 600$; $\beta = 1,2$; $r = 4$; $\alpha_x = \alpha_y = 1$.

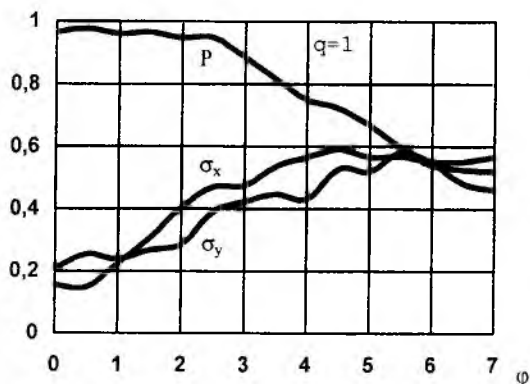


Рис. 7

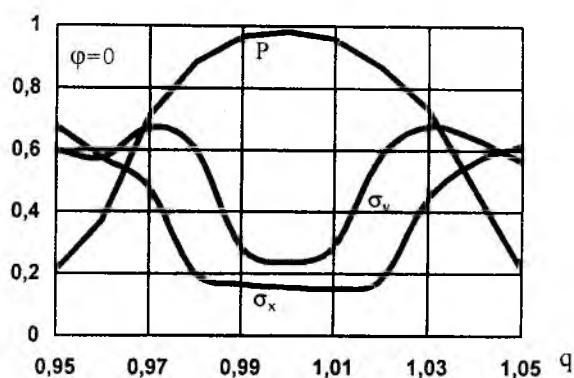


Рис. 8

Анализ графиков на рис. 5-8 показывает, что при использовании изображений больших размеров алгоритмы оказываются в большей степени чувствительными к искажениям ТИ (масштаб и угол поворота), но, однако, более устойчивыми по отношению к шумовой компоненте в изображении.

РФ (8) с точностью до постоянного слагаемого совпадает с решающей функцией

$$b_{kl} = \sum_{i=1}^{N_1} \sum_{j=1}^{N_2} (\tilde{e}_{ij}^{kl} - \tilde{t}_{ij})^2 \quad (14)$$

квадратичного разностного алгоритма, однако, вычисления по формуле (14) выполняется компьютером быстрее. В этом случае решение принимается по минимуму РФ.

Выводы. Полученные аналитические соотношения позволяют представить решающую функцию корреляционного алгоритма обработки текущего и эталонного изображений непрерывной поверхностью второго порядка, восстановленной в результате аппроксимации (интерполяции) в окрестности точки глобального экстремума РФ. В результате статистических испытаний корреляционного алгоритма с аппроксимированной таким образом РФ установлено, что оценки координат ТИ являются смещенными. Полученные результаты позволяют обосновать требования к точности определения координат, допустимым масштабным искажениям и углам взаимного поворота текущего и эталонного изображений корреляционно-экстремальных систем навигации.

Список литературы: 1. Бахвалов Н.С. Численные методы (анализ, алгебра, обыкновенные дифференциальные уравнения). М.: Наука, 1975. 632 с. 2. Баклицкий В.К., Бочкарев А.М., Мусьяков М.П.. Методы фильтрации сигналов в корреляционно-экстремальных системах навигации. М.: Сов. радио, 1986. 216 с. 3. Бусленко Н. П., Голленко Д.И., Соболев И.М.. Метод статистических испытаний (метод Монте-Карло). М.: Наука, 1962. 331 с.

СИНТЕЗ УСТРОЙСТВА КОМПЕНСАЦИИ НЕПРЕРЫВНОЙ СЛОЖНОЙ ПОМЕХИ ДЛЯ РАДИОИЗМЕРИТЕЛЬНЫХ СИСТЕМ УПРАВЛЕНИЯ КОСМИЧЕСКИМИ АППАРАТАМИ

Работа радиотехнических систем слежения и управления космическим аппаратом "Сич-1", как показывает опыт их эксплуатации, происходит в условиях непреднамеренных помех от работающей в перекрывающихся частотных диапазонах телерадиокомпании "Черноморская" (9 канал). Как известно, телевещание этого канала ведется в полосе частот $\Delta F=198...206$ МГц с несущей частотой изображения $f_{из}=199,25$ МГц, а звука - $f_{зв}=205,75$ МГц. Вследствие этого возникает проблема обеспечения электромагнитной совместимости радиотехнических систем различного назначения.

Наличие одного источника помех с фиксированным положением (другими словами, имеем одно направление прихода помехового сигнала) позволяет предположить возможность использования пространственных различий между сигналом и помехой для решения задачи повышения помехозащищенности приемных каналов. Вместе с тем необходим более глубокий анализ пространственного положения космического аппарата в сеансе связи на предмет возможности пересечения им азимутальных (и угломестных) направлений на телепередатчик. Его можно провести, используя баллистический расчет (форма № 10 обмена данными между лабораториями Центра управления полетом г. Евпатория) за длительный период.

С учетом этого был проанализирован период времени с 19.05.98 г. по 22.06.98 г. (витки 4612...5111), причем на каждом рабочем витке производится формирование массива из 128 измерений с темпом 4 секунды симметрично параметра.

Проведенный анализ показал, что одновременного пересечения азимутальных и угломестных направлений не происходит. При совпадении азимутальных направлений на космический аппарат и телерадиокомпанию "Черноморская" минимальная разность угломестных направлений составляет $\Delta\epsilon = 16^\circ$. Следовательно, воздействие помехи будет в худшем случае по первому боковому лепестку диаграммы направленности антенн рассматриваемых средств, что, очевидно, можно использовать для ее компенсации.

Характеристики полного телевизионного сигнала достаточно полно рассмотрены в литературе, например [1,2], поэтому подробно на их описании останавливаться не будем.

Напомним только, что телевизионный сигнал состоит из трех жестко связанных между собой по частоте колебаний, группирующихся возле трех несущих частот: изображения, звука и цветности. Его непрерывность обусловлена последовательной во времени передачей синхронизирующих и гасящих импульсов строк и кадров, а также непосредственно изображения - "картинки", модуляция - амплитудная негативная. Второе и третье колебание - частотно-модулированные.

Полный спектр сигнала яркости имеет вид, показанный на рис.1, из которого следует, что вклад цветового компонента весьма мал: спектральная плотность модулирующего сигнала уже на 13 dB меньше. Поэтому в дальнейшем этот компонент из рассмотрения можно исключить.

В интересующем нас плане оставим по энергетическим показателям лишь две составляющие: изображения и звука, отметив при этом, что в случае необходимости учета цветового компонента понадобится еще один канал компенсации со структурой, полностью соответствующей структуре канала подавления звукового сопровождения, поскольку в обоих случаях используется частотная модуляция.

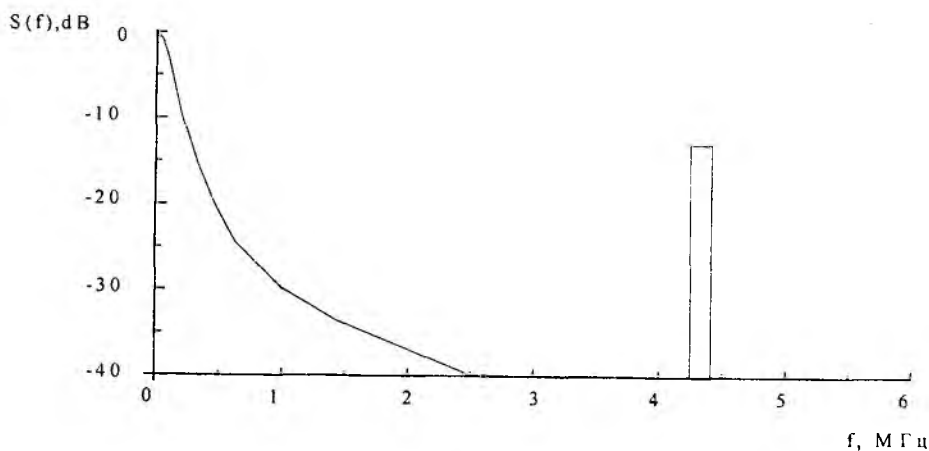


Рис.1

Принятый на передающей стороне принцип генерирования несущих частот изображения и звукового сопровождения, разнесенных на 6,5 МГц, с помощью системы многопетлевой ФАПЧ с высокой точностью поддерживает упомянутый разнос. Указанное обстоятельство, как будет показано ниже, позволяет несколько нетрадиционно построить каналы компенсации, чтобы в меньшей мере сказывалась нестационарность обрабатываемых сигналов.

Отметим, что, с точки зрения телевизионного сигнала как помехового, необходимо принимать во внимание следующую частотную структуру: на частоте несущей изображения имеется энергетический сгусток шириной примерно 200 кГц, ниже в соответствии с принятой моделью пустой промежуток в 6,5 МГц, затем расположен спектр сигнала звукового сопровождения максимальной ширины 150 кГц. Компенсация такого, крайне неравномерного по спектру, сигнала может осуществляться различными по структуре устройствами.

Общие принципы использования методов автокомпенсации хорошо известны и достаточно подробно рассмотрены в литературе [3,4]. Вместе с тем, специфика телевизионного сигнала, его частотно-временных характеристик предопределяет необходимость более внимательного подхода к разработке рациональных путей построения компенсационной аппаратуры.

Синтез необходимых структур приводит, в зависимости от постановки задачи, к известным на сегодняшний день вариантам. Новые появляются при учете различной степени нестационарности компонентов телевизионного сигнала.

Задачу синтеза устройства компенсации помеховых сигналов с выделенным каналом обработки будем решать при следующих исходных данных.

1. Полезный сигнал, представляющий собой гармоническое колебание с комплексной амплитудой $\dot{U}_{\dot{a}} = U_c \exp(j\omega_{\dot{a}} t)$ на частоте $\omega_{\dot{a}}$, а также с учетом движения космического аппарата (эффект Доплера), запишем следующим образом:

$$\dot{S}(t) = \dot{U}_c \exp[j(\omega_{\dot{O}} + \Omega_f) \cdot t], \quad (1)$$

где $\omega_{\dot{O}}$ - несущая частота; Ω_f - частота Доплера; $\omega_{\dot{a}} = \omega_{\dot{O}} + \Omega_f$ - мгновенное значение частоты сигнала.

2. Помеховый сигнал $\dot{N}(t)$, представляющий собой полный телевизионный сигнал, можно записать в виде суммы двух слагаемых:

- периодической последовательности строчных синхронизирующих импульсов с комплексной амплитудой $\dot{U}_{\dot{a}}$ на несущей частоте $\omega_{\dot{A}}$ с периодом $i_{\dot{a}\dot{a}}$;

- частотномодулированного колебания звука с комплексной амплитудой $a \cdot \dot{U}_{\dot{a}}$, на несущей частоте $\omega_{\dot{y}}$, где a - весовой коэффициент, характеризующий уровень несущей звука

относительно уровня строчных синхронизирующих импульсов ($a \geq 0,1$ по ГОСТ и $a \cong 0,3$ на практике).

Таким образом, имеем:

$$\dot{N}(t) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} U_{\dot{a}} \exp[j\omega_{\dot{A}}(t+n \cdot i_{cc})] \exp[j\varphi_{cc0}] + a \cdot U_{\dot{a}} \exp[j(\omega_{\sim y} + \Delta\omega_{\sim y}) \cdot t] \exp[j\varphi_{\sim y0}] \quad (2)$$

где $\Delta\omega_{\sim y}$ -величина, характеризующая закон частотной модуляции несущей звука; $\varphi_{\sim y0}$ - начальная фаза частотномодулированного колебания звука; $\varphi_{\dot{a}\dot{q}_0}$ - начальная фаза строчных синхронизирующих импульсов ($\varphi_{\dot{a}\dot{q}_0}$ от n не зависит, так как период $i_{\dot{a}\dot{q}}$ кратен периоду несущей изображения $\omega_{\dot{A}}$: $\frac{i_{\dot{a}\dot{q}}}{i_{\dot{O}}} = 12752$, где $i_{\dot{O}} = \frac{1}{f_{\dot{A}}}$, а $f_{\dot{A}} = \frac{\omega_{\dot{A}}}{2\pi} = 199,25$ МГц).

3. Источник полезного сигнала (космический аппарат) совершает движение в угломестной и азимутальной плоскостях, то есть угол места $\epsilon_{\dot{a}}$ и азимут $\beta_{\dot{a}}$ являются функциями времени: $\epsilon_c = \epsilon_c(t)$, $\beta_{\dot{a}} = \beta_{\dot{a}}(t)$. В этом направлении ориентируется главный лепесток основной антенны. Источник же помехового сигнала (телерадиокомпания "Черноморская") имеет фиксированное угломестное и азимутальное положение: $\epsilon_{\dot{a}} = const$, $\beta_{\dot{a}} = const$. Строго в этом направлении фиксируется положение дополнительной антенны (антенны компенсационного канала).

4. Основная антенна принимает смесь полезного сигнала $\dot{S}\dot{U}(t)$ и помехи $\dot{N}\dot{U}(t)$, при этом $\dot{S}\dot{U}(t)$ определяется в соответствии с выражением (1), а $\dot{N}\dot{U}(t)$, как

$$\dot{N}\dot{U}(t) = F\dot{U}(\epsilon_{\dot{a}} - \epsilon_{\dot{a}}, \beta_{\dot{a}} - \beta_{\dot{a}}) \cdot \dot{N}(t) \quad (3)$$

где $F\dot{U}(\epsilon, \beta)$ - амплитудная диаграмма направленности основной антенны (она необходима для учета ослабления принимаемой помехи в силу направленных свойств антенны).

5. Дополнительная антенна принимает смесь помехи $\dot{N}\dot{C}(t)$ и полезного сигнала $\dot{S}\dot{C}(t)$, при этом $\dot{N}\dot{C}(t)$ определяется в соответствии с выражением (2), а $\dot{S}\dot{C}(t)$, как

$$\dot{S}\dot{C}(t) = F\dot{C}(\epsilon_{\dot{a}} - \epsilon_{\dot{a}}, \beta_{\dot{a}} - \beta_{\dot{a}}) \cdot \dot{S}(t) \quad (4)$$

где $F\dot{C}(\epsilon, \beta)$ - амплитудная диаграмма направленности компенсационной антенны (она необходима для учета ослабления принимаемого сигнала в силу направленных свойств антенны).

Наличие полезного сигнала в компенсационном канале может привести к ухудшению качества его последующей обработки. Поэтому на первом этапе, как следует из общего подхода построения автокомпенсационных устройств [3,4], необходимо исключить полезный сигнал из вспомогательного канала.

Особенностью обработки является то, что в случае гетеродинной реализации компенсатора фактически не нужен гетеродин сдвига, так как сигналы уже имеют частотный разнос между каналами приема, на который и настраивается фильтр-интегратор.

Декорреляцию сигналов в каналах защищаемых систем $\dot{S}(t)_{f_X}$ и $\dot{S}(t)_{f_A}$ будет определять разность доплеровских частот. Опустив промежуточные выкладки, приведем лишь результаты расчета и начальные условия (см. рис.2). Из рисунка видно, что максимально возможное значение разности доплеровских частот в каналах приема составляет $F\{\dot{a}\}_{\dot{N}\dot{w}_c} = \pm 12$ (Зé). При такой разности в частотах Доплера компенсируемые колебания

должны попасть в полосу пропускания интегратора, что позволит практически избавиться от полезного сигнала в компенсационном канале.

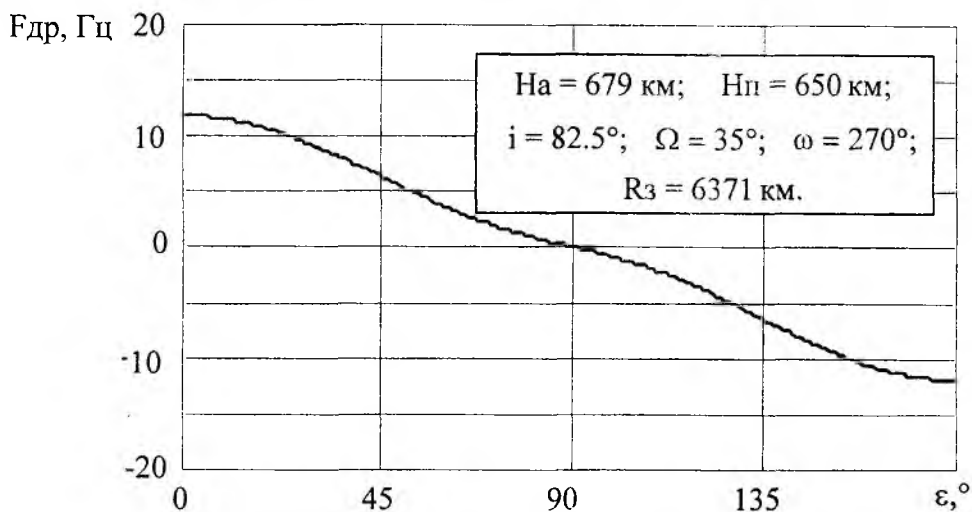


Рис.2

Найдем теперь корреляционную матрицу помех. Представим источник помехового колебания в виде двух источников (один из них излучает помеховое колебание $\dot{N}_A(t)$ на частоте несущей изображения телевизионного сигнала ω_A , второй - $\dot{N}_Y(t)$ на частоте несущей звукового сопровождения ω_Y), находящихся в одной точке. На основании такого предположения комплексный вектор помехи можно представить следующим образом:

$$\vec{N}(t) = \begin{pmatrix} \dot{N}_A(t) \\ \dot{N}_Y(t) \end{pmatrix},$$

составляющие которого определяются выражениями (см. 2):

$$\begin{aligned} \dot{N}_A(t) &= \sum_{n=-\infty}^{\infty} U_A \exp[j\omega_A(t + n \cdot T_{cc})] \exp[j\varphi_{cc0}], \\ \dot{N}_Y(t) &= K \cdot U_A \exp[j(\omega_Y + \Delta\omega_Y) \cdot t] \exp[j\varphi_{Y0}]. \end{aligned}$$

С учетом исключения полезного сигнала из вспомогательного канала приема получим:

$$k(t) = \frac{1}{2} \overline{\vec{N}(t) \cdot \vec{N}(t)^*}^T. \quad (5)$$

Подставляя в (9) соответствующие выражения для помехи в каналах приема (см. 2 и 3), определим выражения, описывающие элементы корреляционной матрицы помехи:

$$k_{11}(t) = \frac{1}{2} \overline{\dot{N}_A(t) \cdot \dot{N}_A^*(t)}, \quad (6)$$

$$k_{12}(t) = \frac{1}{2} \overline{\dot{N}_A(t) \cdot \dot{N}_Y^*(t)}, \quad (7)$$

$$k_{21}(t) = \frac{1}{2} \overline{\dot{N}_Y(t) \cdot \dot{N}_A^*(t)}, \quad (8)$$

$$k_{22}(t) = \frac{1}{2} \overline{\dot{N}_Y(t) \cdot \dot{N}_Y^*(t)}. \quad (9)$$

Подставив в элементы корреляционной матрицы соответствующие выражения для помех в основном и компенсационном каналах приема и проведя соответствующие операции упрощения и усреднения, получим матрицу:

$$k(t) = \frac{1}{2} \begin{vmatrix} FU(\varepsilon_c(t) - \varepsilon_{\dot{a}}, \beta_{\dot{a}}(t) - \beta_{\dot{a}}) \cdot U_{\dot{a}}^2 & 0 \\ 0 & FU(\varepsilon_c(t) - \varepsilon_{\dot{a}}, \beta_{\dot{a}}(t) - \beta_{\dot{a}}) \cdot a^2 \cdot U_{\dot{a}}^2 \end{vmatrix}. \quad (10)$$

Тут необходимо отметить, что элементы матрицы (6) и (9), расположенные на главной диагонали, действительно представляют собой медленно меняющиеся постоянные составляющие (на частоте $f = 0$). Элементы матрицы (7) и (8) представляют собой комбинационные (изображения и звука) быстро меняющиеся составляющие (на частоте $f = 6,5$ МГц), которые после усреднения (прохождения фильтра нижних частот) можно считать равными нулю.

Для определения весового вектора необходимо найти обратную корреляционную матрицу $k^{-1}(t)$. Введем обозначения: $\varepsilon_{\dot{a}}(t) = \varepsilon_c(t) - \varepsilon_{\dot{a}}$ и $\beta_{\dot{a}}(t) = \beta_{\dot{a}}(t) - \beta_{\dot{a}}$. Тогда:

$$k^{-1}(t) = \begin{vmatrix} \frac{4}{FU(\varepsilon_p(t), \beta_p(t)) \cdot U_{\dot{a}}^2} & 0 \\ 0 & \frac{4}{FU(\varepsilon_p(t), \beta_p(t)) \cdot a^2 \cdot U_{\dot{a}}^2} \end{vmatrix}. \quad (11)$$

Получив обратную корреляционную матрицу, можно определить комплексный весовой вектор:

$$\bar{R}(t) = k^{-1}(t) \cdot \dot{S}(t). \quad (12)$$

Следовательно, элементы весового вектора будут определяться выражениями:

$$\dot{R}_1(t) = \frac{4}{FU(\varepsilon_p(t), \beta_p(t)) \cdot U_{\dot{a}}^2} U_c \exp[j(\omega_{\dot{O}} + \Omega_f) t] \exp(j\varphi_{0c}), \quad (13)$$

$$\dot{R}_2(t) = \frac{4}{FU(\varepsilon_p(t), \beta_p(t)) \cdot a^2 \cdot U_{\dot{a}}^2} U_c \exp[j(\omega_{\dot{O}} + \Omega_f) t] \exp(j\varphi_{0c}). \quad (14)$$

Таким образом, приходим к двухкаскадной структуре: первый каскад устраняет влияние полезного сигнала на работу второго каскада, который, в свою очередь, строится по двухканальной (на каждую помеховую составляющую телевизионного сигнала) схеме, где "изображение" и "звук" компенсируются порознь, а прием помехового сигнала ведется на одну дополнительную антенну.

Список литературы: 1. Варбанский А. М. Передающие телевизионные станции. М.: Связь, 1980. 2. Виноградов В. А. Обслуживание и ремонт стационарных цветных телевизоров. С.-Петербург: Кристалл, 1996. 3. Теоретические основы радиолокации / Под ред. Я. Д. Ширмана. Учеб. пособие для вузов. М.: Сов. радио, 1970. 4. Ширман Я. Д., Манжос В. Н. Теория и техника обработки радиолокационной информации на фоне помех. М.: Радио и связь, 1981.

АНАЛИЗ ЗОНДИРУЮЩИХ РАДИОАКУСТИЧЕСКИХ СИГНАЛОВ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ТЕЛ РАССЕЯНИЯ

Известные методы анализа радиолокационных сигналов, основанные на использовании функций неопределенности [1], не могут быть применены для исследования свойств зондирующих сигналов акустических и радиоакустических систем зондирования атмосферы в силу специфики последних. Разработана методика анализа свойств акустических и электромагнитных сигналов данных систем, основанная на использовании функций и тел рассеяния.

Функцией рассеяния называется [2] двумерная пространственно-частотная функция взаимной корреляции зондирующих электромагнитного $E(r')$ и акустического $S(r')$ сигналов, которая записывается в следующих видах:

$$Z(r, q) = |F(r, q)| = \left| \int_0^{\infty} E(2r' - r) S^*(r') e^{jqr'} dr' \right|, \quad (1)$$

$$Z(r, q) = |F(r, q)| = \frac{1}{4\pi} \left| \int_{-\infty}^{\infty} S_E \left(\frac{k}{2} \right) S_S^*(k - q) e^{-j\frac{r}{2}k} dk \right|, \quad (2)$$

где r' - пространственная координата вдоль направления зондирования; $k = 2\pi/\lambda$ - пространственная частота; r, q - расстройки сигналов соответственно по координате r' и в области волновых частот; $S_S(k)$, $S_E(k)$ - пространственные спектры соответствующих сигналов. Второе уравнение, где функция записана через пространственные спектры, получается из первого на основании теоремы Парсеваля, при этом используются следующие представления:

$$\int_{-\infty}^{+\infty} S(r') e^{-jkr'} dr' = S_S(k), \quad \int_0^{\infty} E(2r' - r) e^{-jkr'} dr' = e^{-j\frac{r}{2}k} \int_0^{\infty} E(2r') e^{-jkr'} dr' = \frac{1}{2} e^{-j\frac{r}{2}k} S_E \left(\frac{k}{2} \right).$$

Особенностью функции $Z(r, q)$ является то, что она характеризует зондирующие и рассеянный сигналы в пространстве. Функции $Z(r, q)$ и $Z^2(r, q)$ удобно изображать в прямоугольной системе координат в виде поверхностей. Объем, заключенный между поверхностью функции $Z(r, q)$ и плоскостью r, q , будем называть телом рассеяния. На рис.1 представлено тело рассеяния акустического импульса с гауссовской огибающей и электромагнитного импульса, имеющего огибающую прямоугольной формы (оба сигнала относятся к классу простых).

Тело рассеяния позволяет определять основные характеристики системы зондирования, использующей анализируемые сигналы. Оно содержит в себе информацию о пространственной протяженности рассеянного радиосигнала, о диапазоне возможных значений параметра расстройки условия Брэгга, в котором амплитуда рассеянной волны не выходит за определенные рамки, и ряд других важных показателей.

Тело рассеяния можно характеризовать с помощью сечений вертикальными плоскостями $q = \text{const} = q_0$, $r = \text{const} = r_0$. Форма сечения тела плоскостью $q = q_0$ совпадает с огибающей рассеянного сигнала, когда несущие частоты электромагнитного и акустического сигналов расстроены на величину q_0 . Анализ этих сечений позволяет установить влияние расстройки на степень уменьшения амплитуды рассеянного сигнала и, соответственно, на основные характеристики системы зондирования, зависящие от амплитуды. Протяженность

сечения на уровне $Z = 0,5$ определяет разрешающую способность по дальности. Причем, следует заметить, что термин «разрешающая способность по дальности» применительно к радиоакустическим системам понимается несколько иначе, чем в радиолокации, поскольку определяется для двух используемых сигналов – электромагнитного и акустического. Сечения тела рассеяния, изображенного на рис.1, вертикальными плоскостями при различных значениях параметра q представлены на рис.2.

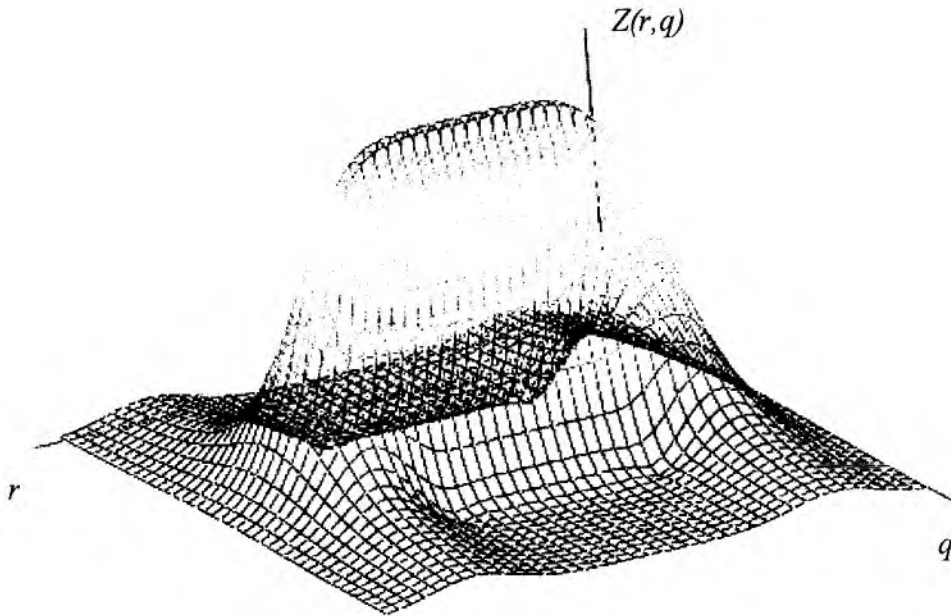


Рис. 1

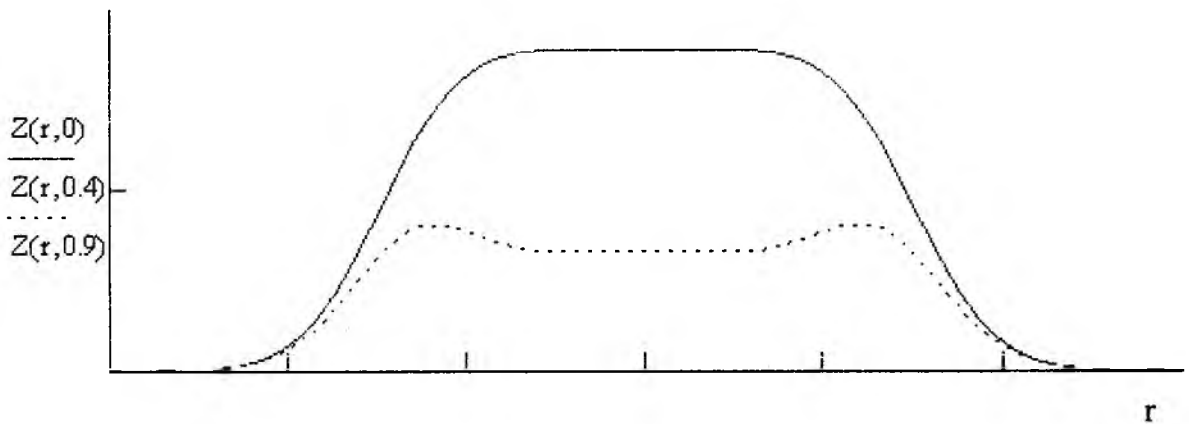


Рис. 2

Сечение тела рассеяния плоскостью $r = 0$ характеризует область волновых чисел (диапазон расстроек), при которых происходит рассеяние. Оно показывает, как изменяется амплитуда рассеянного сигнала в зависимости от значения параметра q . Соответствующее сечение тела, изображенного на рис.1, показано на рис.3. Из (2) при $r = 0$ получим

$$Z(0, q) = \frac{1}{2\pi} \left| \int_{-\infty}^{\infty} S_E \left(\frac{k}{2} \right) S_s^*(k - q) dk \right| \quad (3)$$

- корреляционную функцию спектров сигналов по пространственной частоте.

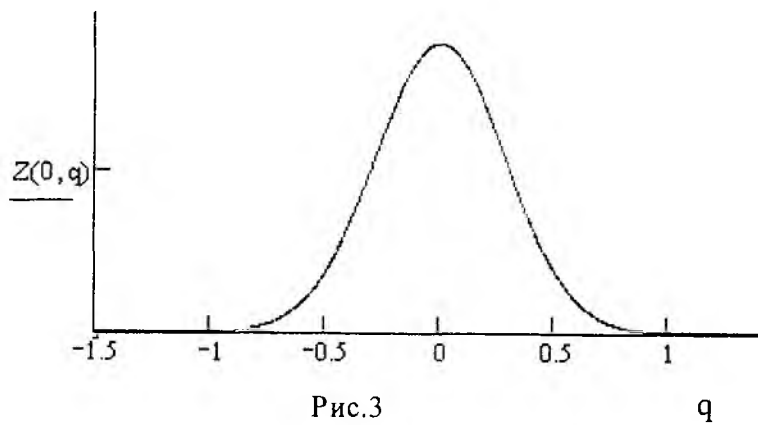


Рис.3

q

Определяющее значение на формирование области волновых чисел рассеяния имеет более короткий по пространству сигнал (при условии, что оба зондирующих сигнала относятся к классу простых). Так, если используется простой акустический импульс и непрерывное электромагнитное излучение, то, как следует из (3), функция $Z(0, q)$ представляет собой пространственный спектр огибающей звукового пакета. Заметим, что аналогичные зависимости, характеризующие уменьшение интенсивности рассеянного сигнала в зависимости от расстройки, в различных видах достаточно часто приводятся в публикациях по РАЗ, но физическая интерпретация их далеко не всегда правильная. При этом также не уточняются характеристики сигналов, в качестве параметра расстройки используется отношение длин волн и т.д.

Рельеф тела рассеяния можно также характеризовать с помощью линий, получающихся при сечении тела рассеяния горизонтальными плоскостями на определенном уровне $Z(r, q) = const = Z_c$, эти линии будем называть диаграммами рассеяния. Например, целесообразно использовать сечения на уровне $Z_c = 0,5(0,7)$ и $Z_c = 0,1$. Тогда область $Z \geq 0,5$ будет представлять собой область высокой корреляции акустического и радиосигнала, область $Z < 0,5$ - область низкой корреляции, а зона $Z < 0,1$ - область нулевой корреляции. Число используемых градаций при необходимости может быть увеличено, как это показано на рис. 4.

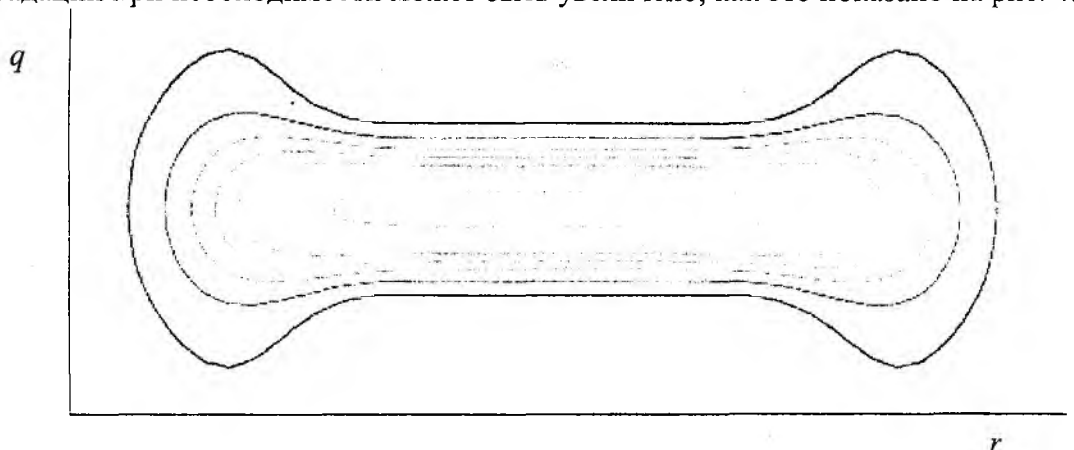


Рис. 4

Тело рассеяния простых акустического и электромагнитного импульсов с прямоугольными огибающими представлено на рис.5, а на рис.6 – соответствующее тело для импульсных сигналов, имеющих гауссовские огибающие.

Значительный интерес представляет исследование деформации тел рассеяния простых сигналов при изменении пространственной частоты в пределах акустического импульса, например, по линейному закону. Это изменение может быть вызвано как непостоянством метеопараметров по трассе зондирования, так и введением частотной модуляции в излучаемый

сигнал. На рис.7 представлено тело рассеяния линейно частотно модулированного акустического пакета и радиоимпульса, имеющего прямоугольную огибающую. С увеличением девиации частоты Δk главный лепесток тела расширяется вдоль оси q и становится «изрезанным», что объясняется появлением в пространственном спектре звуковых колебаний френелевских пульсаций. Происходит также поворот тела на угол, который растет с увеличением Δk .

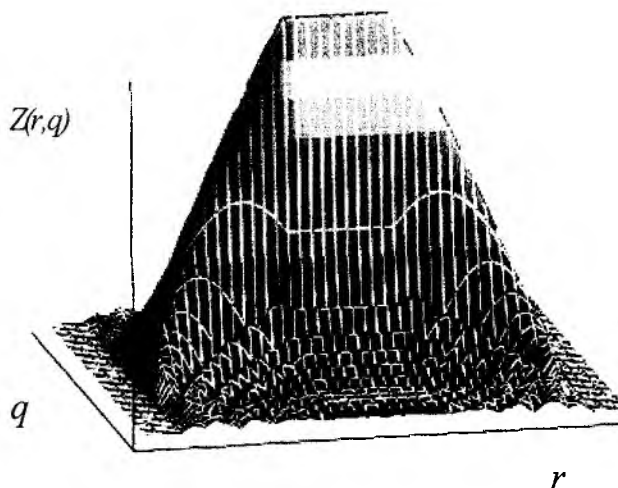


Рис. 5

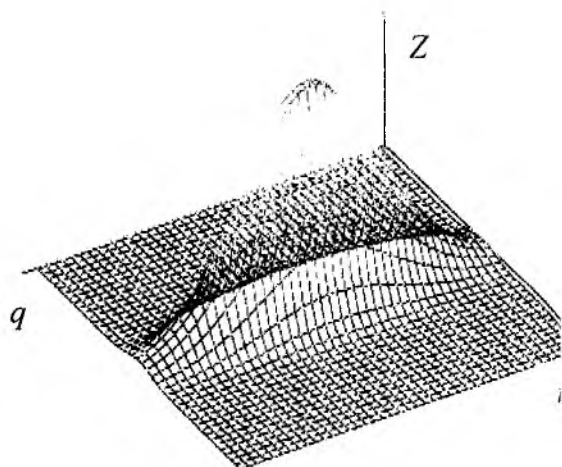


Рис. 6

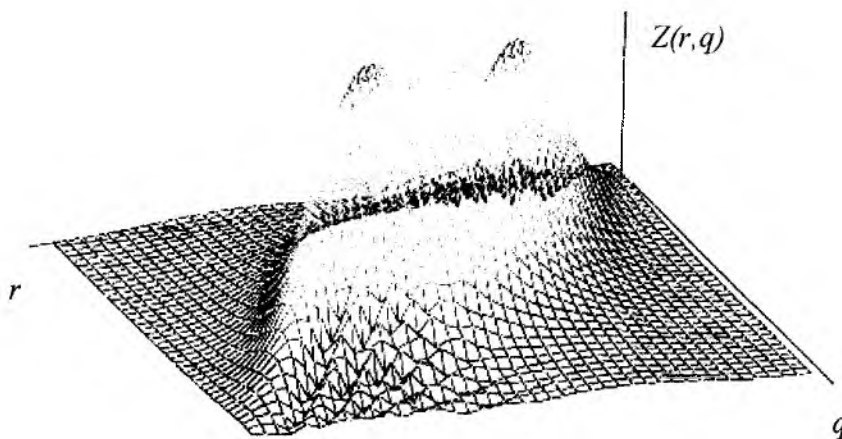


Рис.7

Аналогичный поворот имеет место и в теле неопределенности ЛЧМ радиоимпульса, однако сжатия рассеянного сигнала в данном случае не наблюдается. При наличии расстройки $q \neq 0$ поворот тела проявляется как смещение максимума рассеянного сигнала во времени, определяющее ошибку измерения времени запаздывания или дальности до цели. Подобные ошибки расстройки свойственны процедурам, сводящимся к вычислению корреляционного интеграла [1].

Понятно, что рассматриваемая ошибка дальности по абсолютной величине не выходит за пределы пространственной протяженности акустического пакета l_s и возрастает с увеличением l_s , Δk и q .

Характерные особенности формирования огибающей рассеянного сигнала в радиоакустических системах, длительностей фронтов получаемых импульсов удобно проанализиро-

вать, используя сечение тела рассеяния простых электромагнитного и акустического импульсов с прямоугольными огибающими (рис. 5) плоскостью $q = 0$, которое представлено на рис. 8.

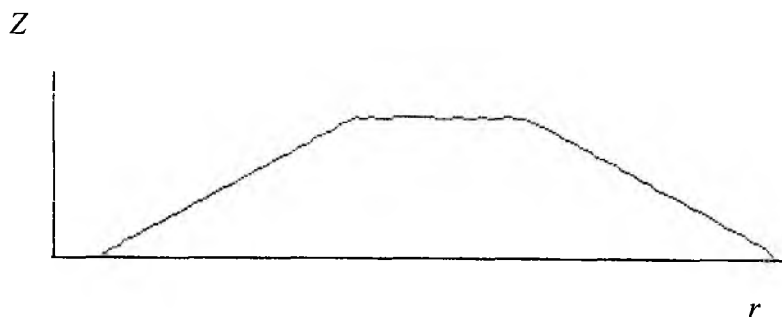


Рис. 8

Сечение, как видно, имеет трапециевидную форму. Протяженность плоской части трапеции l_p определяется соотношением $l_p = |2l_s - l_e|$, где l_e - пространственная протяженность радиоимпульса, а длительности переднего и заднего фронтов рассеянного сигнала равны и в зависимости от имеющихся условий составляют $l_f = l_e$, если $l_e < 2l_s$, либо $l_f = 2l_s$, если $l_e > 2l_s$. При $l_e = 2l_s$ трапеция превращается в треугольник. В этом случае на акустическом волновом пакете реализуется согласованный с излучаемым радиосигналом оптимальный согласованный фильтр, соответствующее тело рассеяния совпадает с телом неопределенности излучаемого радиоимпульса, а сечение тела рассеяния плоскостью $q = 0$ представляет собой автокорреляционную функцию такого сигнала.

Список литературы: 1. Кук Ч., Бернфельд М. Радиолокационные сигналы: Пер. с англ. М.: Сов. радио, 1971. 367 с. 2. Карташов В.М. Функции рассеяния сигналов систем зондирования атмосферы // Радиотехника. 2001. №118. С. 61 – 65.

Харьковский национальный
университет радиозлектроники

Поступила в редколлегию 24.12.2001

НЕКОТОРЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ ФАЗОВЫХ ХАРАКТЕРИСТИК АКУСТИЧЕСКИХ ЭХО-СИГНАЛОВ ПРИ ЗОНДИРОВАНИИ АТМОСФЕРЫ ОДНОВРЕМЕННО В ДВУХ РАЗЛИЧНЫХ ПО УГЛУ МЕСТА НАПРАВЛЕНИЯХ

1. Введение

В работе [1] на основании статистического анализа данных радионаблюдений ионизированных метеорных следов было показано, что параметры ионизированного метеорного следа, такие как коэффициент амбиполярной диффузии (D_a) и начальный радиус ионизированного метеорного следа (r_0), анизотропны. Величина этих параметров в горизонтальном направлении оказалась значительно больше, чем в вертикальном направлении. Экспериментальные данные [1] относятся в основном к высоте 90-95 км, где, как известно [2], наблюдается резкий рост температуры с высотой. Кроме того, экспериментальные данные [1] были получены в основном для ночного времени суток и для утренних часов, когда, согласно [2], на этих высотах можно ожидать устойчивую температурную стратификацию атмосферы. К этому времени относится основная численность полученных экспериментальных данных [1]. Все это дает основание экспериментальные данные [1] отнести к устойчиво стратифицированной атмосфере.

На основании всего этого, поскольку величина D_a связана с хаотической скоростью молекул, а начальный радиус r_0 связан с длиной свободного пробега молекул, в [1] была высказана гипотеза о возможности существования в атмосфере Земли анизотропии молекулярных процессов (хаотической скорости молекул и длины свободного пробега молекул), связанной определенным образом с температурной стратификацией атмосферы, подобно тому, как это имеет место для пульсаций скорости ветра, пульсаций температуры и других параметров атмосферы.

Согласно гипотезе Моница [3], в температурно-стратифицированной атмосфере все флуктуации плотности как крупномасштабные, так и мелкомасштабные, должны испытывать воздействие архимедовых сил и потому вертикальное направление будет выделенным для компонент турбулентности любых масштабов.

Если, согласно [3], архимедовы силы в температурно-стратифицированной атмосфере действуют на все флуктуации плотности вплоть до мельчайших, то почему не допустить, что действие архимедовых сил может определенным образом проявляться и на отдельных молекулах, которые являются составляющими мельчайших флуктуаций плотности атмосферы.

В [1] данные получены по радионаблюдениям ионизированных метеорных следов, на которых могло как-то сказаться действие электрических или магнитных полей различного происхождения. Поэтому представляет интерес оценить анизотропию молекулярных процессов в температурно-стратифицированной атмосфере для нейтрального состояния атмосферы. В частности, в данной статье мы представляем экспериментальные данные оценки анизотропии молекулярных процессов атмосферы (в частности температуры атмосферы) в пограничном атмосферном слое (ПАС), где, как известно, атмосфера считается электрически нейтральной.

2. Методика

Для оценки анизотропии молекулярных процессов атмосферы в ПАС использовался специально разработанный способ измерения относительных изменений температуры при одновременном акустическом зондировании атмосферы в двух различных по углу места направлениях [4].

Суть способа состоит в измерении начальной фазы временных колебаний принятых звуковых эхо-сигналов при одновременном акустическом зондировании атмосферы в двух различных по углу места направлениях. Причем начальная фаза временных колебаний для каж-

дого направления измерялась в один и тот же момент времени спустя после излучения звуковой волны ($t=\Delta t_{cmp}$) и на одинаковом расстоянии от источника излучения ($R_1=R_2$).

Для понимания сути способа обратимся к рис.1, где представлены две звуковые волны, имеющие одинаковый период временных колебаний T , но разные длины волн (на рис.1 $\lambda_1=2\lambda_2$). Эти звуковые волны начали распространяться от поверхности Земли в одно и то же время и на рис.1 зафиксированы в момент времени $t=T$ спустя после их излучения. В момент времени $t=T$ звуковая волна, имеющая длину волны λ_1 , достигла высоты h_1 , а звуковая волна, имеющая длину волны λ_2 , достигла высоты h_2 . Сравним фазы волн на одной и той же высоте h_0 . Так, для звуковой волны с λ_2 фаза волны на высоте h_0 имеет величину 180° , тогда как фаза звуковой волны с длиной λ_1 на этой высоте h_0 имеет величину 90° . Если с этой высоты h_0 в момент времени $t=T$ мы начнем принимать рассеянную звуковую волну, то начальная фаза временных колебаний звуковой волны для λ_2 будет иметь величину 180° , а для звуковой волны, имеющей длину волны λ_1 , она будет равна 90° .

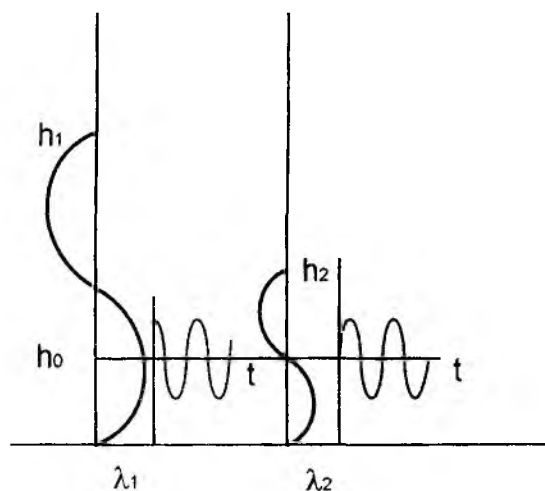


Рис. 1

Разность фаз между фазой временных колебаний излучаемой звуковой волны, которую она имела в данный фиксированный момент времени t (в нашем случае, представленном на рис.1, она равна 360°) и фазой волны на фиксированной высоте h_0 (в нашем случае для λ_1 она равна 90° , а для λ_2 она равна 180°) с ростом величины λ растет. Так, на рис.1 для λ_1 эта разность равна $360^\circ-90^\circ=270^\circ$, а для λ_2 она равна $360^\circ-180^\circ=180^\circ$. По сути эта разность фаз представляет собой фазу звуковой волны, которую она имела на момент времени $t=\Delta t_{cmp}$ на фиксированной высоте h_0 . Это следует из выражения (1), где представлено известное [5] выражение для фазы звуковой волны:

$$\varphi_{\text{в}} = \frac{2\pi}{T} \Delta t - \frac{2\pi}{\lambda} \Delta R. \quad (1)$$

Здесь $\frac{2\pi}{T} \Delta t$ – фаза временных колебаний звуковой волны в момент времени Δt , спустя после ее излучения, $\frac{2\pi}{\lambda} \Delta R$ – фаза пространственных колебаний звуковой волны на расстоянии ΔR от источника излучения на этот момент времени.

Из рис.1 и выражения (1) следует, что: 1) пространственная фаза звуковой волны, определяемая выражением $\frac{2\pi}{\lambda} \Delta R$, на каждой высоте в данный фиксированный момент времени зависит только от величины λ ; 2) начальная фаза временных колебаний рассеянной с каждой

фиксированной высоты звуковой волны определяется только пространственной фазой звуковой волны, которую она имела на этой высоте h в данный фиксированный момент времени Δt_{cmp} .

Следовательно, измеряя начальную фазу временных колебаний принятой с фиксированного расстояния R звуковой волны в фиксированный момент времени $t = \Delta t_{cmp}$ после излучения звуковой волны и измеряя фазу временных колебаний излученной звуковой волны, которую она имела на момент времени $t = \Delta t_{cmp}$, мы сможем затем из выражения (1) вычислить значение λ . А так как величина λ связана со скоростью звуковой волны c известным соотношением $c = \frac{\lambda}{T}$, а скорость звуковой волны связана, в свою очередь, с температурой атмосферы T соотношением $c = 20\sqrt{T}$, то, в конечном счете, по измеряемой начальной фазе временных колебаний принятой звуковой волны мы сможем определять таким образом для каждого направления зондирования температуру атмосферы вдоль пути распространения звуковой волны для фиксированных и одинаковых для обоих направлений величин Δt и ΔR .

Используя описанную выше методику, нами была предпринята попытка экспериментально оценить анизотропию температуры атмосферы в ПАС с помощью акустического зондирования. В эксперименте использовался специально разработанный акустический локаатор [6], предназначенный для измерения фазовых характеристик акустических эхо-сигналов. В состав акустического локаатора входит: излучатель пакетов акустических волн на частоте ~ 1 кГц, приемное устройство, умножитель частоты принятых сигналов в 32 раза, импульсный цифровой фазометр, имеющий на выходе ЭВМ и стрелочный индикатор. На этом акустическом локааторе в течение ряда лет с 1995 г. по 2001г. эпизодически в различное время года и при различных погодных условиях, в основном в дневное время суток, проводились измерения фазы акустических эхо-сигналов одновременно в двух различных по углу места направлениях: $\beta_1 = 90^\circ$ и $\beta_2 = 70^\circ$. Применялась следующая методика измерений. Поочередно в двух различных по углу места направлениях (см. рис. 2) по 6 минут в каждом направлении (при

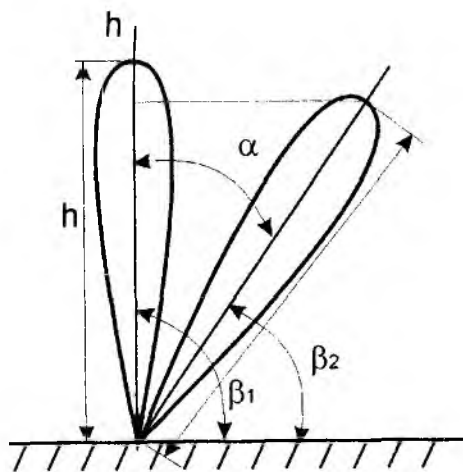


Рис. 2

частоте звуковых посылок $\frac{1}{2c}$) через каждые 0,3с спустя после каждого излучения пакета акустических волн, что соответствовало высоте ~ 50 м или дальности, проходимой звуковой волной до рассеивающего объема туда и обратно $R \sim 100$ м, производилось измерение фазы принятой звуковой волны для каждого направления. Измерение фазы принятой звуковой волны производилось путем измерения фазового сдвига между фазой временных колебаний излучаемой звуковой волны, которую они имели на момент времени $t = \Delta t_{cmp}$, и начальной фазой временных колебаний принятой на этот момент времени звуковой волны. Достигалось это тем, что на фазометр одновременно на два входа его подавались электрические колеба-

ния, полученные в результате преобразования принятых с расстояния R колебаний звуковой волны в электрические колебания, и электрические колебания, из которых формируются излучаемые звуковые волны. Таким образом, фазометр измерял фазовый сдвиг между фазой электрических колебаний, полученных в результате преобразования принятой с расстояния R звуковой волны в электрические колебания, и фазой электрических колебаний, из которых формируются излучаемые звуковые колебания, которую они имели на момент времени $t = \Delta t_{cmp}$.

Измеренный таким образом фазовый сдвиг и есть фаза звуковой волны $\varphi_{зв}$ в момент времени Δt на расстоянии R от источника излучения. Отметим, что электрические колебания как для принятой звуковой волны, так и для излученной, прежде чем их подать на фазометр, умножались в 32 раза. В результате этого фазометр, для каждого направления измерял умноженную в 32 раза фазу принятой звуковой волны, что повышало чувствительность локатора к фазовым изменениям соответственно в 32 раза.

При измерениях фиксирование дальности для каждого направления производилось за счет стробирования по времени Δt_{cmp} . Дальность в этом случае фиксировалась как $R_1 = c_1 \Delta t_{cmp}$ и $R_2 = c_2 \Delta t_{cmp}$. Естественно, при сравнении звуковых волн с разными скоростями, т.к. $c_1 \neq c_2$, равенство величин R_1 и R_2 не выполнялось. Это приводило к ошибке в оценке относительной величины Δc между значениями c_1 и c_2 за счет того, что измерительный строб фазометра не полностью совпадал по дальности для двух величин c_1 и c_2 .

При измерении фазы фазометром использовался измерительный строб, равный 0,033 с; в течение этого времени фазометр измерял фазу для каждого колебания умноженной частоты, а затем усреднял ее величину для всего измерительного строба, равного 0,033 с. Естественно, измерительный строб фазометра не полностью совпадал по дальности для различных скоростей звуковых волн. Все это могло приводить к ошибке в оценке разности фаз, а следовательно, и в оценке разности температур для двух различных величин c . В [4] рассмотрены ошибки, связанные с заменой стробирования по дальности на стробирование по времени. В [4] показано, что такая замена приводит к систематической ошибке измеряемых относительных температур для двух направлений, причем в сторону занижения разности температур. Эта ошибка с уменьшением разности измеряемых скоростей звуковых волн Δc уменьшается, причем ее можно учесть для измеренных значений разностей фаз двух величин c . Согласно [4], при разности измеряемых скоростей звуковых волн $\Delta c \leq 0,015$ м/с, что соответствует разности начальных фаз $\varphi \leq 10^\circ$, ее можно не учитывать, т.к. она близка нулю.

В [4] проанализированы другие возможные факторы, способные повлиять на точность и достоверность полученных данных с помощью рассмотренного здесь способа. Это и влияние доплеровских сдвигов частоты на фазовые характеристики принятых эхо-сигналов, и влияние высотных градиентов температуры на измеряемую разность температур для двух углов места.

Как следует из выполненного в [4] графического анализа, анализа на лабораторном макете и анализа на реальных эхо-сигналах, влияние эффекта Доплера на измеренные относительные изменения фаз звуковых волн (φ_s) для двух направлений практически не сказывается и может не учитываться в экспериментах при измерении относительных изменений температур фазовым способом. Как отмечается в [4], эффект Доплера может приводить лишь к незначительному завышению измеряемой величины начальных фаз звуковых волн, однако эта величина практически не зависит от частоты Доплера, по крайней мере, для реально наблюдаемого на практике диапазона частот Доплера и не влияет на величину разницы фаз, измеренных для двух направлений.

Что касается влияния высотных градиентов температуры на измеряемую для двух углов места температур, то в [4] показано, что это влияние проявляется так, что при положительном градиенте температуры (когда температура с высотой падает) влияние высотного градиента на измеряемую в наклонном направлении температуру проявляется таким образом, что

она под влиянием высотного градиента температуры завышается, а при отрицательном высотном градиенте температуры (когда температура с высотой растет) она занижается.

Следовательно, для учета влияния высотных градиентов температуры на измеренную таким способом разность температур необходимо одновременно с такими измерениями вести измерения высотного градиента температуры на этих высотах.

Оценка относительного различия температур для двух направлений зондирования по величине измеренных фаз звуковых волн $\varphi_{1\beta}$ и $\varphi_{2\beta}$ производилась из соотношения (2):

$$\varphi_{3\beta_1} - \varphi_{3\beta_2} = \frac{2\pi R}{T} \left(\frac{1}{c_{\beta_1}} - \frac{1}{c_{\beta_2}} \right). \quad (2)$$

При этом одна из величин c_{β_1} или c_{β_2} принималась известной.

2. Результаты

На рис. 3-9 представлены временные зависимости измеренных по рассмотренной выше методике одновременно фаз акустических эхо-сигналов для двух различных по углу места направлений: $\beta_1 = 90^\circ$ и $\beta_2 = 70^\circ$. Поскольку, как было показано при описании методики измерений, представленные на графиках величины измеренных фаз пропорциональны средней температуре атмосферы вдоль пути распространения звуковых волн, то по сути на представленных графиках мы наблюдаем временные зависимости температуры, измеренной одновременно для двух углов зондирования. Здесь представлены не все полученные нами результаты измерений, а лишь отдельные наиболее характерные зависимости.

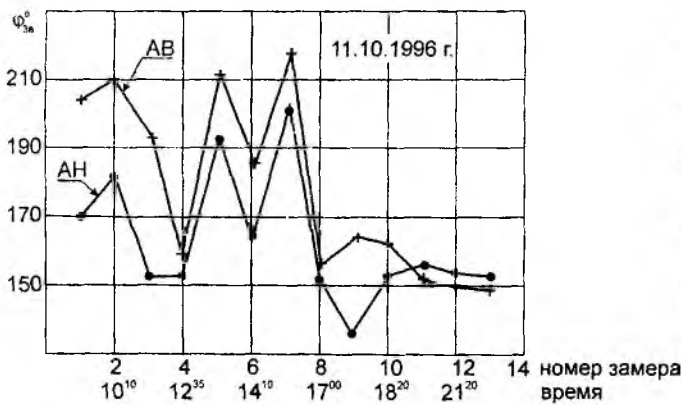


Рис. 3

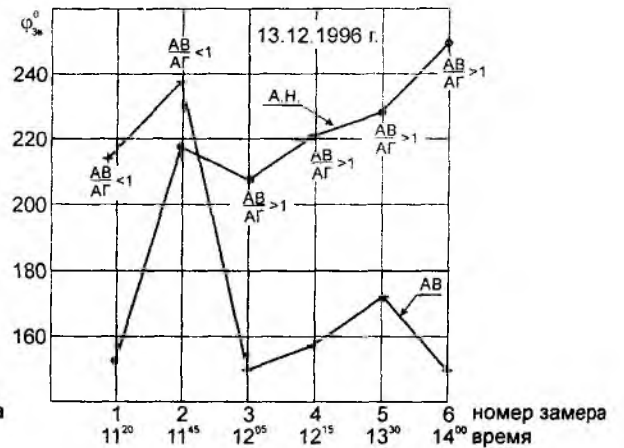


Рис. 4

На некоторых графиках, например рис. 4 и рис. 9, представлены величины отношений амплитуды акустического эхо-сигнала для вертикального направления (AB) к амплитуде акустического эхо-сигнала для наклонного направления (AH), которые измерялись одновременно при измерении фаз акустических эхо-сигналов. Обращает на себя внимание факт хорошей корреляции между знаком отношений $\frac{AB}{AH}$ и знаком отношений фаз, измеренных одновременно для двух направлений. Всегда величине $\frac{AB}{AH} > 1$ соответствует большее значение фазы, измеренной для наклонного зондирования, а величине $\frac{AB}{AH} < 1$ соответствует меньшее значение фазы, измеренной для наклонного зондирования.

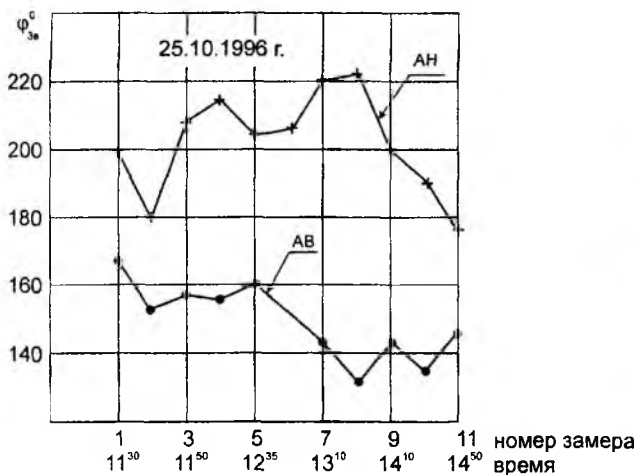


Рис. 5

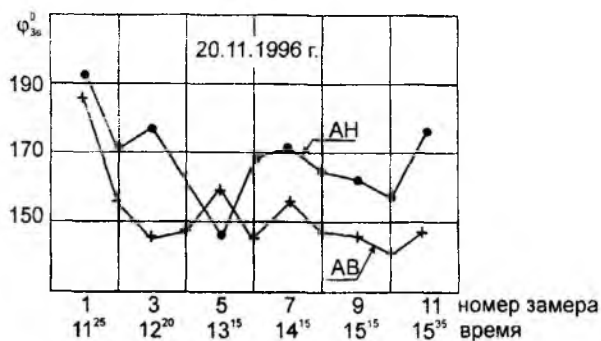


Рис. 6

Анализ полученных нами результатов показал, что почти для всех временных зависимостей полученных таким образом фаз акустических эхо-сигналов одновременно для двух углов зондирования наблюдается их устойчивое различие, максимальная величина которого составляет $\sim 90^\circ$ для умноженной в 32 раза частоты сигнала или $\sim 3^\circ$ для неумноженной частоты. Для большинства полученных таким образом временных зависимостей одновременно для двух направлений эти зависимости носят плавный характер. Причем наблюдаются как синфазные (рис.3), так и противофазные изменения (рис.4, 7). Также наблюдаются случаи,

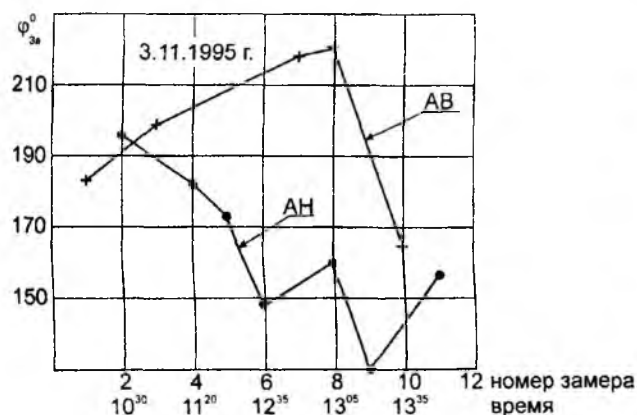


Рис. 7

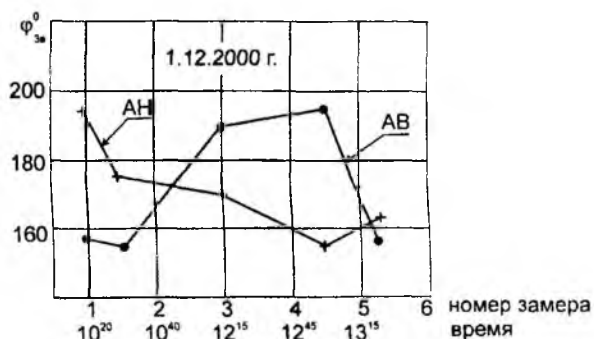


Рис. 8

когда величина φ_3 , измеренная для вертикального направления, бывает больше, чем для наклонного направления (например, рис. 7-9), а бывает и наоборот, когда величина φ_3 оказывается меньше для вертикального направления по сравнению с наклонным (например, рис. 4, 5). Все это позволяет заключить, что наблюдаемые различия величин фаз φ_3 , измеренных одновременно для двух углов зондирования, а также их временные зависимости, носят не случайный характер, а обусловлены какой-то общей причиной.

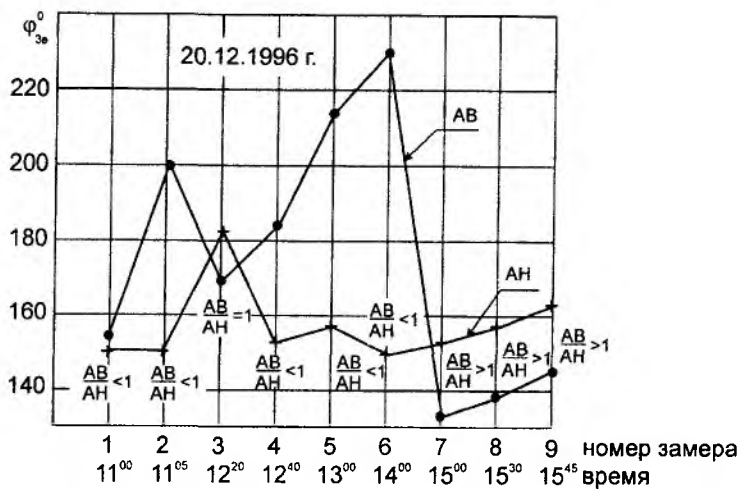


Рис. 9

Как правило, временные изменения измеренных фаз для двух направлений взаимно связаны, т.е. если, например, для одного направления величина φ_3 со временем растет, то для другого направления обычно величина φ_3 в это время падает, или бывает наоборот. Обращает на себя внимание еще и такой факт в полученных данных – это изменение знака во временных зависимостях величин φ_3 , измеренных одновременно для двух углов места, в течение суток и от суток к суткам, которое определенным образом привязано либо к погодным условиям, либо ко времени суток.

3. Обсуждение результатов

Итак, полученные нами экспериментальные данные свидетельствуют о факте существования устойчивого различия фаз звуковых волн (φ_3), измеренных одновременно в двух различных по углу места направлениях для фиксированного расстояния $\Delta R \approx 100$ м и для фиксированного времени после излучения пакета звуковых волн $\Delta t = 0,3$ с.

Попытаемся оценить, с чем связано наблюдаемое явление: с методическим эффектом или анизотропией температуры в ПАС.

Рассмотрим возможные причины методического характера, которые могли бы привести к наблюдаемому эффекту различия фаз акустических эхо-сигналов, измеренных одновременно для двух различных по углу места направлений.

Одной из таких причин могла явиться замена стробирования по высоте на стробирование по времени, что могло привести за счет неполного совпадения измерительных стробов по дальности к наблюдаемому эффекту. Однако, как показано в [4], этот фактор, во-первых, приводит к занижению наблюдаемого различия фаз для двух направлений, во-вторых, этот фактор проявляется в виде систематической ошибки и притом с уменьшением разницы скоростей для сравниваемых двух звуковых волн уменьшается. В [4] показано, что разницу скоростей $\Delta c \leq 0,015$ м/с, что соответствует разности начальных фаз $\varphi \leq 10^\circ$, можно не учитывать, т.к. она близка нулю. Напомним, что у нас разность измеренных в экспериментах фаз для двух направлений не превышает $\sim 3^\circ$, так что наблюдаемый эффект различия скоростей не может быть вызван этим фактором.

Следующим фактором, способным вызвать каким-то образом наблюдаемый эффект, может быть эффект Доплера. Дело в том, что при акустическом зондировании атмосферы рассеивающие звук температурные неоднородности атмосферы перемещаются под действием ветра, что неизбежно приведет к доплеровским сдвигам частоты и, естественно, к изменению фазовых характеристик эхо-сигналов и, в конечном счете, к изменению относительных температур, измеренных в зависимости от угла места. Однако выполненный в [4] графический

анализ, анализы на лабораторном макете и на реальных сигналах показали, что влияние эффекта Доплера на измеренных относительных разностях фаз звуковых волн φ_3 для двух направлений практически не сказывается и не может привести к наблюдаемому эффекту. Как отмечается в [4], эффект Доплера может привести лишь к незначительному завышению измеряемых величин фаз эхо-сигналов для каждого направления, не влияя на разность фаз между ними.

И, наконец, рассмотрим последний фактор, способный повлиять на измеренные относительные изменения температуры в зависимости от угла места (β). Это высотный градиент температуры.

В [4] показано, что наличие высотного градиента температуры сказывается на результатах измеренных фазовым способом относительных изменений температуры в зависимости от угла места (β) таким образом, что уменьшает ожидаемый эффект анизотропии температуры атмосферы и не может явиться причиной наблюдаемого эффекта различия в зависимости от угла места. Дело в том, что при наклонном зондировании, как это следует из рис.2, высота зондирования по сравнению с вертикальным направлением уменьшается в $\cos\alpha$ раз (см. рис. 2). Это, естественно, приведет при наличии высотного градиента температуры к тому, что среднее значение температуры для всей дальности R для двух направлений будет различным. Так, при уменьшении температуры с высотой среднее значение температуры для наклонного зондирования всегда будет больше, чем для вертикального, так как при одинаковой дальности при вертикальном направлении на конце пути зондирования всегда при таком высотном градиенте температуры температура будет меньше (поскольку температура при таком градиенте падает с высотой), чем на конце пути (R) при наклонном зондировании (так как при наклонном зондировании высота конца точки отражения (R) понижается при сохранении неизменной величины R , то это приведет к тому, что средняя для всего пути R температура при наклонном зондировании в этом случае будет больше, чем при вертикальном.)

Таким образом, при сравнении температур, полученных данным способом для двух углов места (β), нужно иметь в виду, что измеренная для наклонного направления температура при положительных градиентах (т.е. когда температура падает с высотой) за счет влияния высотного градиента температуры всегда будет завышена, а для отрицательных градиентов температуры (когда температура растет с высотой) измеренная величина температуры для наклонного направления (зондирования) всегда будет занижена.

Таким образом, при сравнении температур, измеренных одновременно в двух различных по углу места направлениях, наличие высотного градиента температуры неизбежно приводит к тому, что измеренное различие температур будет занижено и, следовательно, этот фактор не может явиться причиной наблюдаемого у нас эффекта различия температур, измеренных при одновременном зондировании в двух различных по углу места направлениях.

Итак, рассмотренные здесь факторы, способные вызвать наблюдаемый в наших экспериментах эффект, не являются причиной его и, следовательно, причиной наблюдаемого в наших экспериментах эффекта различия фаз φ_3 звуковых волн, измеренных одновременно в двух различных по углу места направлениях, может быть анизотропия температуры (хаотической скорости молекул), связанная с температурной стратификацией атмосферы. Если принять такое предположение, то можно попытаться оценить на основании полученных нами данных разницу температур для вертикального и горизонтального направлений. Для этого сначала учтем влияние высотного градиента температуры на полученные нами данные хотя бы в общем оценочно, поскольку в период измерений по техническим причинам высотный градиент температуры не измерялся.

Рассмотрим сначала влияние высотного градиента температуры на измеренную нами разность температур в двух направлениях для случая неустойчивой и конвективной стратификации, ибо этот тип стратификации в наших экспериментах определялся наиболее достоверно. Согласно [2], высотный градиент температуры для такого случая стратификации характеризуется падением температуры с высотой от 1° до 6° на 100 м. Оценим для среднего

значения величины таких градиентов $\sim 3^{\circ}/100\text{м}$. Поскольку наши экспериментальные данные получены для углов зондирования $\beta_1=90^{\circ}$ и $\beta_2=70^{\circ}$, то при зондировании в направлении $\beta_2=70^{\circ}$ высота зондирования уменьшится в $\cos 20^{\circ}$ раз и станет вместо ~ 50 м, которую она имела для углов $\beta=90^{\circ}$, ~ 47 м. В этом случае при вертикальном градиенте температуры $3^{\circ}/100\text{м}$ для вертикального направления на высоте $h=50$ м температура уменьшится по сравнению с температурой у поверхности Земли на $1,5^{\circ}$ (так, например, если у поверхности Земли температура была 8°C , то на высоте $h=50$ м она будет $8^{\circ}-1,5^{\circ}=6,5^{\circ}$, а ее среднее значение для всей дальности (высоты) $=50$ м будет равно $(8^{\circ}+6,5^{\circ})/2=7,25^{\circ}\text{C}$. Для наклонного зондирования среднее значение температуры увеличится за счет того, что высота уменьшится на 3м и станет вместо $6,5^{\circ}$ на высоте 50 м $\sim 6,6^{\circ}$ на высоте 47 м. Среднее значение температуры в этом случае вдоль пути зондирования увеличится и станет $(8^{\circ}+6,6^{\circ})/2=7,3^{\circ}$ вместо $7,25^{\circ}$ для высоты $h=50$ м. Следовательно, измеренное значение температуры для наклонного зондирования в данном случае будет завышено на $\sim 0,05^{\circ}$ по сравнению с вертикальным направлением и поэтому истинное значение разности температур для двух углов зондирования β_1 и β_2 будет занижено соответственно на $0,05^{\circ}$.

Выполненная нами оценка с помощью выражения (2) разности температур для максимально наблюдаемого в экспериментах различия фаз при зондировании в двух различных по углу места направлениях $\beta_1=90^{\circ}$ и $\beta_2=70^{\circ}$ $\Delta\varphi \approx 3^{\circ}$ дает величину различия температур для этого значения $\Delta\varphi = 3^{\circ} \quad T \approx 0,01^{\circ}$. (Заметим, что контроль однозначности фаз для каждого направления при измерениях не производился). С учетом влияния высотного градиента температуры эта величина должна быть увеличена на $0,05^{\circ}$ и истинное ее значение должно составить $\sim 0,06^{\circ}$ при различии углов зондирования в $\sim 20^{\circ}$.

Для устойчивой стратификации картина будет выглядеть наоборот (так как температура атмосферы в этом случае растет с высотой, то это приведет к тому, что в наклонном направлении измеренное значение температуры будет занижено).

Таким образом, найденная нами максимальная разница температур по представленным на рисунках временным зависимостям φ_z , полученным для двух углов зондирования, отличающихся на $\sim 20^{\circ}$, будет составлять $\sim 0,06^{\circ}$.

Оценив разницу температур для двух углов зондирования (в вертикальном направлении и отличном от вертикального направления всего на $\sim 20^{\circ}$), попытаемся теперь оценить разницу температур между вертикальным и горизонтальным направлениями, используя методику [7]. Выполненная с помощью методики [7] оценка показала, что для неустойчивой стратификации в вертикальном направлении температура в ПАС больше, чем в горизонтальном, всего лишь на $\sim 0,5^{\circ}$. Однако это весьма приблизительная оценка, позволяющая судить лишь о порядке величины этого эффекта. Дело в том, что в период почти всех наших экспериментов тип температурной стратификации определялся по соотношению амплитуд акустических эхо-сигналов, принятых для каждого направления зондирования, и лишь в одном эксперименте 2.06.1999 г. одновременно с амплитудным методом применялся известный метод [8] оценки типа температурной стратификации по величине пульсационной скорости. Таким образом, в период этого эксперимента оценка типа стратификации была наиболее надежной. По соотношению величин пульсационной скорости ветра, измеренных в двух направлениях, согласно [8], на этот момент измерений температурную стратификацию можно было отнести к неустойчивой стратификации. На этот момент измерений амплитуда эхо-сигналов для вертикального направления оказалась значительно меньше, чем для наклонного. Таким образом, на основании этого эксперимента мы могли отнести те измерения, для которых выполнялось такое соотношение амплитуд акустических эхо-сигналов, к неустойчивому типу температурной стратификации. Таким образом, представленные здесь оценки для неустойчивого типа стратификации атмосферы и сделанные выводы на основании их являются в определенной степени достоверными, хотя количественные оценки являются весьма приближенными, по-

сколькo на период измерений не проводилось измерений высотных градиентов температуры.

Сравним представленные нами здесь экспериментальные данные относительно оценки анизотропии температуры атмосферы в ПАС с данными, полученными ранее в [1] для высот (~95 км).

Оценку анизотропии температуры по представленным здесь экспериментальным данным мы произвели для неустойчивой стратификации и для высот ~50 м. В этом случае оказалось, что температура для двух направлений (вертикального и горизонтального) отличается всего лишь на $0,5^{\circ}$. Для вертикального направления она оказалась больше. Оценка анизотропии температуры в [1] выполнена по данным радионаблюдения метеорных следов для высот ~95 км. Эти данные, как отмечалось выше, можно отнести к устойчивому типу стратификации, поскольку, во-первых, основная численность наблюдаемых метеоров относятся к высоте 95 км, где, согласно [2], наблюдается быстрый рост температуры с высотой, во-вторых, основная численность радиометеоров, использованных при анализе в [1], приходится на ночные и утренние часы, т.е. на то время, когда, согласно [2], на этих высотах можно ожидать устойчивую стратификацию. Поэтому и температура атмосферы, согласно оценкам [1], в горизонтальном направлении оказалась больше, чем в вертикальном.

Таким образом, полученные нами данные для высот ~50 м и данные [1] для высот 95 км качественно находятся в удовлетворительном согласии с гипотезой [1] о возможности существования анизотропии молекулярных процессов в атмосфере Земли, связанной с температурной стратификацией атмосферы.

Что касается количественного различия эффекта анизотропии температуры, полученной для двух существенно отличающихся высот, то оно не лишено здравого смысла, если учесть существенное различие плотностей атмосферы на этих высотах.

5. Выводы

На основании полученных с помощью акустического зондирования ПАС экспериментальных данных по одновременному измерению фазы звуковой волны в двух различных по углу места направлениях можно сделать следующие выводы:

1. Измеренные одновременно в двух различных по углу места направлениях (в вертикальном и под углом $\sim 20^{\circ}$ от вертикали) начальные фазы временных колебаний принятой звуковой волны для фиксированного времени и фиксированной высоты существенно отличаются, причем это различие фаз по величине и по знаку меняется в течение суток, а также от погодных условий.

2. Анализ возможных причин наблюдаемого различия фаз принятых звуковых волн одновременно в двух различных по углу места направлениях позволяет допустить, что наблюдаемое различие фаз звуковых волн может быть связано с анизотропией температуры атмосферы (хаотической скоростью молекул), обусловленной температурной стратификацией атмосферы.

3. Полученные данные оценки анизотропии температуры атмосферы для ПАС качественно находятся в удовлетворительном согласии с полученной ранее [1] оценкой анизотропии хаотической скорости молекул и длины свободного пробега молекул для высот ~95 км, выполненной с помощью радионаблюдения метеорных следов.

Однако полученные данные и сделанные здесь на основании их выводы являются предварительными, поскольку не все наблюдаемые в экспериментах факты до конца осознаны и требуют дополнительных тонких исследований. К тому же, имеющиеся в настоящее время в литературе некоторые результаты экспериментальных исследований связи между фазой акустического эхо-сигнала и температурой атмосферы [9-11] весьма противоречивы, что вызывает необходимость, в свою очередь, разностороннего исследования этого вопроса с тем, чтобы отследить истину до конца.

Список литературы: 1. Делов И.А. Анизотропия параметров ионизованного метеорного следа, связанных с молекулярными процессами в атмосфере. Изв. АН СССР. Геомагнетизм и аэрономия. 1966, Т.26, №2. С.265-268. 2. Матвеев Л.Т. Основы общей метеорологии. Физика атмосферы. Л.: Гидрометеорол. изд-во, 1965. 876 с. 3. Монин А.С. О влиянии температурной стратификации среды на турбулентность // Труды междунар. коллоквиума "Атмосферная турбулентность и распространение радиоволн". М: Наука, 1967.С. 113-119. 4. Делов И.А., Сліпченко М.І. Спосіб дистанційного вимірювання відносних змін типу температури повітря за допомогою акустичного зондування атмосфери. Заявка №2001085538 від 03.08.2001. 5. Савельев И.В. Курс общей физики. М. Наука, 1973. 511 с. 6. Бабкин С.И., Груша Т.В., Делов И.А. К использованию акустической релаксации для измерения влажности воздуха // Тезисы доклада 2-й Междунар. конф. «Теория и техника передачи, приема и обработки информации» (17-19 сентября 1996 г.). Часть II. 1996. Харьков-Туапсе, С. 56-58. 7. Делов И.А.. Результаты оценки анизотропии параметров атмосферы дистанционным зондированием. Харьков: Харьк. ин-т радиоэлектроники, 1987. 18 с. Деп. в Укр НИИНТИ 04.05.87, № 1354-УК-87. 8. Hand H. Acoustic sounder data as meteorological input in dispersion estimates. "Airpollut Modeling and Appl". Pra 13th Int Techn. Meet., He des Embilz., 14-17 Sept., 1982, NewYork, London, 1984, 425-437. Dvecuss, 438 (anri). 9. Closs R. Land Surridge A.D. The temperature profile in the lower atmosphere obtained by acoustic sounding. J.Phys E: Sci Intr., 7, P. 369-371, 1974. 10. Surridge A.D. On a phase sensitive acoustic sounder. J. Atmos. Terres. Phys., 49, P.105-110, 1978. 11. Braoley S.G., Hipkin V.J. and Underwood K. The relationship between the phase of a sodar signal and atmospheric temperature //Proc. 10th Intern. Sympos. On Acoustic Remote Sensing and Associated Techniques of the Atmosphere and Oceans Auckland 2000, New Zealand, P.13-18.

Харьковский национальный
университет радиоэлектроники

Поступила в редколлегию 04.12.2001

ОПТИМИЗАЦИЯ ДИНАМИЧЕСКОГО ПОЛЯРИМЕТРА ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ НЕПОЛНЫХ МАТРИЦ МЮЛЛЕРА

Введение

Поляриметрические методы основываются на использовании матричного формализма Мюллера [1,2]. В рамках этого формализма электромагнитное излучение описывается 4×1 -вектором – вектором Стокса, каждая из компонент которого имеет размерность интенсивности. Линейное взаимодействие, то есть, такое взаимодействие, при котором частота излучения не изменяется после его взаимодействия с объектом, описывается матрицей Мюллера – матрицей 4×4 с вещественными элементами. При заданных направлениях зондирования и наблюдения и длине волны зондирующего излучения эта матрица содержит в себе всю возможную информацию об анизотропных свойствах объекта.

Для измерения матрицы Мюллера, в общем случае, необходимо знать отклик исследуемого объекта на зондирование его излучением с несколькими разными состояниями поляризации. Это дает возможность построить систему линейных уравнений относительно элементов матрицы Мюллера объекта, из которой последние и определяются. Данная схема измерения ориентирована на предположение о том, что все 16 элементов матрицы Мюллера независимы. Однако, подобная ситуация имеет место весьма редко и, как правило, матрица Мюллера содержит заметно меньшее число независимых элементов [1]. Это обстоятельство может быть использовано для совершенствования методов измерения элементов матриц Мюллера [3].

Известен достаточно широкий набор вариантов схем поляриметров, которые в одном базовом измерительном цикле позволяют измерять лишь ту или иную часть матрицы Мюллера исследуемого объекта, то есть, так называемую неполную матрицу Мюллера того или иного вида [4-7]. Полная матрица Мюллера измеряется в данном случае путем многократного повторения базового измерительного цикла с соответствующим изменением параметров зондирующего и приемного каналов поляриметра. Данная процедура для классов объектов, которые характеризуются меньшим, чем 16 числом независимых элементов матрицы Мюллера, является, очевидно, избыточной. В то же время, как показывает анализ [3], проведенный для поляриметра с последовательным зондированием объекта излучением с разными поляризациями, измерение неполной матрицы Мюллера имеет то неоспоримое достоинство, что при этом возрастает точность определения соответствующих элементов матрицы Мюллера и заметно уменьшается время измерения. Последнее особенно важно при построении систем так называемой изображения формирующей поляриметрии [8,9].

Основная цель настоящей работы – исследование возможности использования динамического поляриметра [10-12] для измерения неполных матриц Мюллера, установление видов неполных матриц Мюллера, которые могут быть измерены, и оценка точностных характеристик данных режимов работы динамического поляриметра.

Динамический Мюллер-поляриметр

Динамический Мюллер-поляриметр является одной из широко распространенных и весьма перспективных, с точки зрения быстродействия, схем поляриметров. Его схема приведена на рис.1. Данная схема была впервые предложена в [10].

Схема динамического Мюллер-поляриметра, таким образом, содержит: источник электромагнитного излучения 1; поляризатор 2; фазовая пластинка 3; исследуемый объект 4; фазовая пластинка 5; анализатор 6; детектор 7. Оси пропускания поляризатора 2 и анализатора 6 ориентированы ортогонально друг другу. Фазовые пластинки 3 и 5 непрерывно вращаются

с частотами ω_1 и ω_2 , соответственно, и, тем самым, осуществляется двойная модуляция поляризации в зондирующем и приемном каналах поляриметра, что позволяет проводить одновременное измерение всех шестнадцати элементов матрицы Мюллера.

Оптимизация параметров динамического Мюллер-поляриметра (выбор параметров элементов схемы и соотношения частот вращения фазовых пластинок 3 и 5 в зондирующем и приемном каналах) для измерения всех шестнадцати элементов матрицы Мюллера была проведена в работах [12,13].

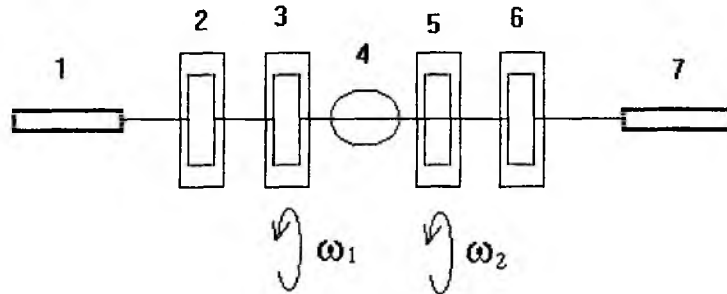


Рис. 1

Для расчета сигнала на детекторе применяется матричный подход, в котором каждый поляризационный элемент схемы представляется соответствующей матрицей Мюллера [1,2]. Поэтому общий вид матрицы поляриметра может быть записан в виде

$$H = P_2 \cdot F_2 \cdot M \cdot F_1 \cdot P_1, \quad (1)$$

здесь P_1 и P_2 - матрицы Мюллера поляризатора 2 и анализатора 6; F_1 и F_2 - матрицы Мюллера фазовых пластинок 3 и 5, соответственно; M - матрица Мюллера исследуемого объекта.

Тогда сигнал на детекторе 7 может быть представлен в виде ряда Фурье:

$$I = \sum_{i=0}^2 \sum_{j=-2}^2 [A_{i,j} \cdot \cos(2 \cdot i \cdot \omega_1 + 2 \cdot j \cdot \omega_2) + B_{i,j} \cdot \sin(2 \cdot i \cdot \omega_1 + 2 \cdot j \cdot \omega_2)], \quad (2)$$

где величины амплитуд гармоник ряда связаны с элементами матрицы Мюллера объекта, M_{ij} , следующим образом:

$$A_{2,2} = -\frac{1}{8} \cdot (1 - \cos \psi) \cdot (1 - \cos \phi) \cdot [(M_{32} + M_{23}) \cdot \sin \theta - (M_{22} - M_{33}) \cdot \cos \theta],$$

$$B_{2,2} = \frac{1}{8} \cdot (1 - \cos \psi) \cdot (1 - \cos \phi) \cdot [(M_{22} - M_{33}) \cdot \sin \theta + (M_{22} + M_{23}) \cdot \cos \theta],$$

$$A_{2,-2} = -\frac{1}{8} \cdot (1 - \cos \psi) \cdot (1 - \cos \phi) \cdot [(M_{32} - M_{23}) \cdot \sin \theta - (M_{22} + M_{33}) \cdot \cos \theta],$$

$$B_{2,-2} = -\frac{1}{8} \cdot (1 - \cos \psi) \cdot (1 - \cos \phi) \cdot [(M_{22} + M_{33}) \cdot \sin \theta + (M_{32} - M_{23}) \cdot \cos \theta],$$

$$A_{2,0} = \frac{1}{4} \cdot (1 - \cos \phi) \cdot [(1 + \cos \psi) \cdot (M_{32} \cdot \sin \theta + M_{22} \cdot \cos \theta) + 2 \cdot M_{12}],$$

$$B_{2,0} = \frac{1}{4} \cdot (1 - \cos \phi) \cdot [(1 + \cos \psi) \cdot (M_{33} \cdot \sin \theta + M_{23} \cdot \cos \theta) + 2 \cdot M_{13}],$$

$$A_{0,2} = -\frac{1}{4} \cdot (1 - \cos \psi) \cdot [(1 + \cos \phi) \cdot (M_{32} \cdot \sin \theta - M_{22} \cdot \cos \theta) + 2 \cdot (M_{31} \cdot \sin \theta - M_{21} \cdot \cos \theta)],$$

$$B_{0,2} = \frac{1}{4} \cdot (1 - \cos \psi) \cdot [(1 + \cos \phi) \cdot (M_{22} \cdot \sin \theta + M_{32} \cdot \cos \theta) + 2 \cdot (M_{21} \cdot \sin \theta + M_{31} \cdot \cos \theta)],$$

$$A_{0,0} = M_{11} + \frac{1}{2} \cdot M_{12} \cdot (1 + \cos \phi) + \frac{1}{2} \cdot (1 + \cos \psi) \cdot (M_{31} \cdot \sin \theta + M_{21} \cdot \cos \theta) +$$

$$+ \frac{1}{4} \cdot (1 + \cos \psi) \cdot (1 + \cos \phi) \cdot (M_{32} \cdot \sin \theta + M_{22} \cdot \cos \theta)$$

$$\begin{aligned}
A_{2,1} &= \frac{1}{4} \cdot \sin \psi \cdot (1 - \cos \phi) \cdot (M_{42} \cdot \sin \theta + M_{43} \cdot \cos \theta) , \\
B_{2,1} &= -\frac{1}{4} \cdot \sin \psi \cdot (1 - \cos \phi) \cdot (M_{42} \cdot \cos \theta - M_{43} \cdot \sin \theta) , \\
A_{2,-1} &= -\frac{1}{4} \cdot \sin \psi \cdot (1 - \cos \phi) \cdot (M_{43} \cdot \cos \theta - M_{42} \cdot \sin \theta) , \\
B_{2,-1} &= \frac{1}{4} \cdot \sin \psi \cdot (1 - \cos \phi) \cdot (M_{42} \cdot \cos \theta + M_{43} \cdot \sin \theta) , \\
A_{1,2} &= -\frac{1}{4} \cdot \sin \phi \cdot (1 - \cos \psi) \cdot (M_{24} \cdot \sin \theta + M_{34} \cdot \cos \theta) , \\
B_{1,2} &= -\frac{1}{4} \cdot \sin \phi \cdot (1 - \cos \psi) \cdot (M_{34} \cdot \sin \theta - M_{24} \cdot \cos \theta) , \\
A_{1,1} &= \frac{1}{2} \cdot M_{44} \cdot \sin \psi \cdot \sin \phi \cdot \cos \theta , \\
B_{1,1} &= \frac{1}{2} \cdot M_{44} \cdot \sin \psi \cdot \sin \phi \cdot \sin \theta , \\
A_{1,-1} &= -\frac{1}{2} \cdot M_{44} \cdot \sin \psi \cdot \sin \phi \cdot \cos \theta , \\
B_{1,-1} &= \frac{1}{2} \cdot M_{44} \cdot \sin \psi \cdot \sin \phi \cdot \sin \theta , \\
A_{1,-2} &= \frac{1}{4} \cdot \sin \phi \cdot (1 - \cos \psi) \cdot (M_{24} \cdot \sin \theta + M_{34} \cdot \cos \theta) , \\
B_{1,-2} &= -\frac{1}{4} \cdot \sin \phi \cdot (1 - \cos \psi) \cdot (M_{34} \cdot \sin \theta - M_{24} \cdot \cos \theta) , \\
B_{1,0} &= \frac{1}{2} \cdot \sin \phi \cdot [(1 + \cos \psi) \cdot (M_{34} \cdot \sin \theta + M_{24} \cdot \cos \theta) + 2 \cdot M_{14}] , \\
A_{0,1} &= \frac{1}{2} \cdot \sin \psi \cdot \sin \theta \cdot [2 \cdot M_{41} + M_{42} \cdot (1 + \cos \phi)] ,
\end{aligned} \tag{3}$$

где θ - угол между осями пропускания поляризатора 2 и анализатора 6; ϕ, ψ - фазовые сдвиги, вносимые фазовыми пластинками 3 и 5.

Так как при получении выражений (3) никаких уточнений относительно частот вращения фазовых пластинок 3 и 5 не делалось, то полученная система содержит максимально возможное число гармоник. Таким образом, характеристическая матрица данного поляриметра представляет собой матрицу размером 25×16 . В работе [13] показано, что минимальное соотношение частот вращения фазовых пластинок, ω_1 и ω_2 , для измерения полной матрицы Мюллера является 1:5. В этом случае наложения гармоник не происходит и их число также равно 25. В случае иных соотношений частот вращения число гармоник может быть меньше 25. Мы начнем анализ возможных вариантов структуризации характеристической матрицы поляриметра с данного соотношения частот.

Анализ структуры характеристической матрицы поляриметра при соотношении частот $\omega_1/\omega_2 = 1/5$ для измерения неполных матриц Мюллера

Содержание процесса оптимизации предполагает проведение анализа параметров поляриметра с целью отыскания условий, при которых измерение матрицы Мюллера исследуемого объекта осуществляется с максимально возможной для данного типа поляриметра точностью.

В [12,13] анализ погрешности измерений проводился на основе исследования устойчивости системы уравнений, из которой определяются элементы матрицы Мюллера. Устойчивость системы уравнений характеризуется числом обусловленности характеристической матрицы поляриметра [14]. При этом минимальная погрешность измерения соответствует минимальному числу обусловленности, которое в случае измерения полной матрицы Мюллера [13] с соотношением частот $\omega_1/\omega_2 = 1/5$ составляет 22,6, при этом угол между осями пропускания поляризатора 2 и анализатора 6 составляет $\theta = 90^0$, величины фазового сдвига фазовых пластинок в зондирующем и приемном каналах одинаковые и равны $\phi = \psi = 125^0$.

Число обусловленности характеристической матрицы поляриметра находится следующим образом:

$$\nu_A = \|A\| \cdot \|A^{-1}\|, \quad (4)$$

где A - характеристическая матрица поляриметра; $\| \cdot \|$ - евклидова норма матрицы A [14].

Можно видеть, что система уравнений (3) позволяет выделить в ней ряд подсистем, из которых соответствующие группы элементов матрицы Мюллера могут быть найдены независимо друг от друга. Группы элементов матрицы Мюллера, которые из системы уравнений (3) могут быть найдены независимо друг от друга, представлены на рис.2.

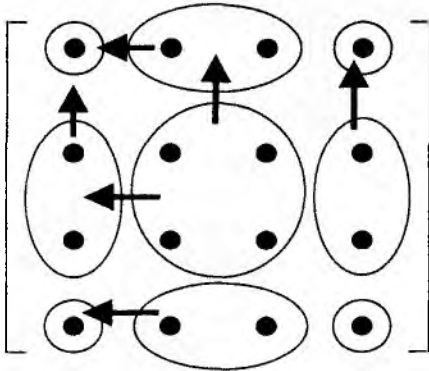


Рис. 2

Подобное структурирование системы уравнений (3), как будет показано ниже, открывает существенные перспективы оптимизации процесса измерения поляризационных характеристик объектов, опирающейся на учет числа независимых элементов их матриц Мюллера. В частности, могут быть определены структуры неполных матриц Мюллера, элементы которых измеряются поляриметром данного типа с наибольшей точностью.

Начнем анализ точностных характеристик динамического поляриметра для измерения неполных матриц Мюллера со структуры, представленной на рис.3. Классы объектов, поляризационные свойства которых описываются неполными матрицами Мюллера данной

структуры, весьма обширны: классы объектов, характеризующиеся фазовой анизотропией [15,16], фазовой анизотропией и изотропной деполаризацией [17], ряд классов медико-биологических объектов [18,19] и т.д.

Таким образом, построение поляриметра, ориентированного на максимально точное измерение элементов неполной матрицы Мюллера вида рис.3, представляется чрезвычайно актуальной задачей.

Анализ выражения для числа обусловленности, которое тут не приводится ввиду его громоздкости, показывает, что минимальное значение числа обусловленности для модифицированной в соответствии со структурой рис.3 системы уравнений (3) $\nu_A = 9,0$ и достигается при величине фазовых сдвигов пластинок в приемном 5 и зондирующем 3 каналах $\phi = \psi = 116,5^0$ и величине угла между осями пропускания поляризатора 2 и анализатора 6 $\theta = 90^0$.

Таким образом, учитывая, что минимально достижимое значение числа обусловленности для данного типа поляриметра при соотношении частот $\omega_1/\omega_2 = 1/5$ и при измерении полной матрицы Мюллера составляет [13] $\nu_A = 22,6$, можем утверждать, что элементы неполной матрицы Мюллера со структурой рис.3 могут быть измерены с использованием предложенного метода при прочих равных условиях практически в 2,5 раза точнее.

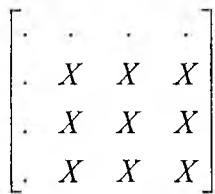


Рис. 3

Следующей структурой неполной матрицы Мюллера, элементы которой, исходя из рис.2, могут быть измерены динамическим поляриметром, является матрица размером 3×3 , приведенная на рис.4. Неполная матрица Мюллера данной структуры, как указывалось в работе [10], достаточна для полного описания, быть может за исключением случая сингулярных матриц, поляризационных свойств детерминированного класса объектов. Модифицируя систему (3) для данной структуры неполной матрицы Мюллера и выписывая аналитический вид

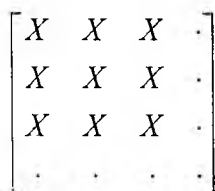


Рис. 4

$$\begin{array}{c}
 \left[\begin{array}{cccc} X & X & X & \cdot \\ X & X & X & \cdot \\ X & X & X & \cdot \\ X & X & X & \cdot \end{array} \right] \\
 a
 \end{array}
 \quad
 \begin{array}{c}
 \left[\begin{array}{cccc} \cdot & X & X & X \\ \cdot & X & X & X \\ \cdot & X & X & X \\ \cdot & X & X & X \end{array} \right] \\
 б
 \end{array}$$

Рис. 5

поляризация модулированного по амплитуде излучения, которое попадает на фотодетектор, имеет фиксированный азимут. Следовательно, динамический поляриметр в этом режиме свободен от одного из основных недостатков, характерных для поляриметра, предложенного в [10], а именно, влияния на процесс измерения поляризационной чувствительности фотодетектора. Выигрыш в точности измерения элементов структуры рис.4 по сравнению с режимом измерения полной матрицы Мюллера составляет 2,3 раза.

Динамическим поляриметром могут быть также измерены неполные матрицы Мюллера структуры рис.5(а,б). Находя для этих структур аналитические выражения для числа обусловленности, для минимальных величин числа обусловленности имеем следующие значения и условия: рис.5(а) - $\nu_A = 14.75$ при $\phi = 180^0$ и $\psi = 123.22^0$; рис.5(б) - $\nu_A = 15.52$ при $\phi = 125.17^0$ и $\psi = 119.93^0$. Соответственно может быть оценено снижение погрешности измерения элементов данных структур неполных матриц Мюллера в сравнении с режимом измерения полной матрицы: для обеих структур оно составит приблизительно 1,5 раза. При этом отметим, что число обусловленности характеристической матрицы поляриметра для измерения неполной матрицы Мюллера рис.5(а) не зависит от угла θ между осями пропускания поляризатора и анализатора поляриметра, а минимальное значение числа обусловленности для случая рис.5(б) достигается при строго фиксированном его значении $\theta = 90^0$. Для измерения неполной матрицы Мюллера вида рис.5(а) может также быть использован метод, предложенный в [3], то есть метод измерения поляризационных характеристик объектов, основанный на последовательном зондировании исследуемого объекта излучением с разными поляризациями (в данном случае с тремя линейными поляризациями).

Следующие две структуры рис.6(а,б) неполных матриц Мюллера, как это непосредственно следует из рис.2, также могут быть независимо измерены с помощью динамического поляриметра.

$$\begin{array}{c}
 \left[\begin{array}{cccc} \cdot & X & X & \cdot \\ \cdot & X & X & \cdot \\ \cdot & X & X & \cdot \\ \cdot & X & X & \cdot \end{array} \right] \\
 а
 \end{array}
 \quad
 \begin{array}{c}
 \left[\begin{array}{cccc} \cdot & \cdot & \cdot & X \\ \cdot & \cdot & \cdot & X \\ \cdot & \cdot & \cdot & X \\ \cdot & \cdot & \cdot & X \end{array} \right] \\
 б
 \end{array}$$

Рис. 6

ей – круговым дихроизмом.

Выполняя действия, аналогичные тем, что были осуществлены по отношению к рассмотренным выше неполным матрицам Мюллера, получаем для данных структур следующие минимальные значения чисел обусловленности и условий их достижения: рис.6(а) - $\nu_A = 9.95$ при $\phi = 121.8^0$, при этом число обусловленности для данной структуры не зависит от величин ψ и θ ; рис.6(б) - $\nu_A = 5.46$ при $\theta = 45^0$ и $\phi = 131.14^0$, от величины ψ зависимости нет. Соответствующие оценки снижения погрешности измерения элементов неполных матриц Мюллера рис.6 составляют: рис.6(а) – 2,3 раза; рис.6(б) – не менее 4 раз.

числа обусловленности, находим, что минимальное значение числа обусловленности в этом случае $\nu_A = 9.54$. Реализуется оно при условии: $\phi = \psi = 180^0$.

Таким образом, динамический поляриметр при измерении неполной матрицы Мюллера рис.4 работает фактически так же, как поляриметр, предложенный в [10], с тем отличием только, что линейная

Структура рис.6(а), по крайней мере формально, то есть, по числу измеряемых элементов исходной матрицы Мюллера, достаточна для формулирования на ее основе обратной задачи поляриметрии для детерминированного класса объектов. Однако, данный вопрос выходит за рамки настоящей работы. Структура рис.6(б) является достаточной для исследования поляризационных свойств объектов с круговой амплитудной анизотропией – круговым дихроизмом.

$$\begin{bmatrix} \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \\ \cdot & X & X & \cdot \\ \cdot & X & X & \cdot \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \end{bmatrix}$$

Рис.7

Интересной и практически важной структурой неполной матрицы Мюллера, которая является частью неполной матрицы рис.6(а) и может быть измерена независимо, является структура рис.7. Данная неполная матрица Мюллера может быть использована для измерения поляризационных характеристик объектов, характеризующихся круговой фазовой анизотропией - оптической активностью. Таким образом, измеряя данную структуру, динамический поляриметр будет работать как сахариметр. Важно отметить, что при этом, в принципе, объект вполне может

также характеризоваться и изотропной деполяризацией [17]. Аналитический вид числа обусловленности в данном случае очень прост:

$$\nu_A = \sqrt{\frac{11 - 4 \cdot \cos(2 \cdot \theta) + \cos(4 \cdot \theta)}{\sin^4(\theta)}} \quad (5)$$

и, как можно видеть, не зависит от величин фазовых сдвигов в зондирующем и приемном каналах поляриметра. Минимальное значение числа обусловленности $\nu_A = 4$ (снижение величины погрешности при этом составляет 5,6 раза) достигается при значении угла между осями наибольшего пропускания поляризаторов в приемном и зондирующем каналах поляриметра $\theta = 90^0$.

$$\begin{bmatrix} \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \\ \cdot & X & X & \cdot \\ \cdot & X & X & \cdot \\ \cdot & \cdot & \cdot & X \end{bmatrix}$$

Рис.8

Наконец, может быть измерена неполная матрица Мюллера вида рис.8. Данная структура неполной матрицы Мюллера может быть использована при измерении поляризационных свойств классов объектов, характеризующихся фазовой анизотропией (круговой и линейной) с изотропной деполяризацией [17]. Анализ характеристической матрицы системы (3) в данном случае дает значение минимальной величины числа обусловленности: $\nu_A = 5$ (снижение величины погрешности при этом составляет 4,5 раза). Оно достигается при следующих параметрах поляриметра: угол между осями наибольшего пропускания поляризаторов в приемном и зондирующем каналах $\theta = 80,5^0$, величины фазовых сдвигов в приемном и зондирующем каналах поляриметра составляют $\phi = \psi = 87,5^0$.

Анализ структуры характеристической матрицы поляриметра при других соотношениях частот ω_1/ω_2 для измерения неполных матриц Мюллера

Рассмотрим класс объектов, поляризационные свойства которого характеризуются фазовой анизотропией и изотропной деполяризацией [17]. Обобщенная матрица Мюллера данного класса объектов содержит четыре независимых элемента - степеней свободы (3 параметра фазовой анизотропии и величина деполяризации). Параметры анизотропии и деполяризации, вообще говоря, могут быть рассчитаны по элементам неполной матрицы Мюллера рис.8, но сделать это можно тогда, когда объект не обладает изотропным поглощением. В противном случае необходимо знание еще и величины элемента M_{11} .

Для подобного и целого ряда других случаев важно рассмотреть также задачу структурирования характеристической матрицы динамического поляриметра и для других соотношений частот ω_1/ω_2 . Интерес в данном случае, очевидно, представляют соотношения частот, меньшие 5. Состав системы уравнений (3) при разных соотношениях частот ω_1/ω_2 и, следовательно, группы элементов матрицы Мюллера, которые при этом могут быть измерены, сведены в таблицу:

ω_1	ω_2	Главная						Дополнительная						
		$M_{11}, M_{12}, M_{13}, M_{21}, M_{22},$ $M_{23}, M_{31}, M_{32}, M_{33}$					M_{41}	M_{14}	M_{42}, M_{43}		M_{34}, M_{24}		M_{44}	
Общий случай		0	2,+2	2,-2	2,0	0,2	0,1	1,0	2,1	2,-1	1,2	1,-2	1,1	1,-1
1	1	0	4	0	2	2	1	1	3	1	3	1	2	0
1	2	0	6	2	2	4	2	1	4	0	5	3	3	1
1	3	0	8	4	2	6	3	1	5	1	7	5	4	2
1	4	0	10	6	2	8	4	1	6	2	9	7	5	3
2	3	0	10	2	4	6	3	2	7	1	8	4	5	1

Из таблицы можно видеть, что:

1. Для соотношения частот 1:1 не удается выделить совместную систему уравнений ни для каких элементов матрицы Мюллера.
2. Для соотношения частот 1:2 можно выделить совместную систему для 4-х элементов: $M_{14}, M_{34}, M_{24}, M_{44}$.
3. Для соотношения частот 1:3 можно выделить совместную систему для 6 элементов: $M_{14}, M_{41}, M_{42}, M_{43}, M_{24}, M_{34}$.
4. Для соотношения частот 1:4 можно выделить совместную систему для 4 элементов: $M_{14}, M_{34}, M_{24}, M_{44}$.
5. Для соотношения частот 2:3 можно выделить совместную систему для 6 элементов: $M_{44}, M_{41}, M_{42}, M_{43}, M_{24}, M_{34}$.

Таким образом, установлены основные структуры неполных матриц Мюллера для ряда соотношений частот ω_1/ω_2 модуляции поляризации, которые могут быть измерены динамическим поляриметром на основе структурирования его характеристической матрицы. Главный вывод, который может быть сделан, исходя из результатов проделанного анализа, следующий. Оптимизация работы поляриметра, учитывающая при организации измерений поляризационных свойств объектов число независимых элементов их матриц Мюллера, то есть конкретные виды анизотропии, присущие исследуемым объектам, позволяет достичь существенного снижения величины погрешностей измерений.

Отметим еще одно важное обстоятельство. В принципе, для измерения каждой из структур неполных матриц Мюллера, представленных на рисунках 3-8 и в таблице, может вполне быть реализован отдельный поляриметр. Однако, наибольший интерес представляла бы возможность реализации всех перечисленных режимов работы на одном поляриметре. Решение этой задачи возможно только с использованием так называемых активных преобразователей поляризации [3], при этом переход от одного режима работы к другому осуществляется программно. Это тем более актуально, что для ряда режимов оптимальной работы нами получены несимметричные параметры схемы поляриметра (различные фазовые сдвиги пластинок в зондирующем и приемном каналах и разные ориентации осей пропускания поляризатора 2 и анализатора 6). Поэтому было бы интересно проследить, как изменятся точностные характеристики (минимальные значения числа обусловленности характеристической матрицы) динамического поляриметра в каждом из режимов работы рис.3-8 при сохранении симметрии параметров в приемном и зондирующем каналах. Значения фазовых сдвигов пластинок 3 и 5 возьмем соответствующие оптимальным при измерении полной матрицы Мюллера, то есть $\phi = \psi = 125^\circ$ и $\theta = 90^\circ$. В результате для указанных условий получаются следующие значения чисел обусловленности: рис.3 - $\nu_A = 9,45$; рис.4 - $\nu_A = 11,37$; рис.5(а) - $\nu_A = 16,42$; рис.5(б) - $\nu_A = 15,61$; рис.6(а) - $\nu_A = 9,98$; рис.6(б) - $\nu_A = 5,53$; рис.8 - $\nu_A = 5,14$.

обусловленности: рис.3 - $v_A = 9,45$; рис.4 - $v_A = 11,37$; рис.5(a) - $v_A = 16,42$; рис.5(б) - $v_A = 15,61$; рис.6(a) - $v_A = 9,98$; рис.6(б) - $v_A = 5,53$; рис.8 - $v_A = 5,14$.

Таким образом, "симметрирование" параметров зондирующего и приемного каналов динамического поляриметра не приводит к существенному (максимальное увеличение числа обусловленности составляет 16% для структуры рис.4) увеличению погрешности измерения элементов неполных матриц Мюллера, приведенных на рис.3-8. Это позволяет сделать вывод о том, что все установленные выше режимы работы могут быть реализованы с незначительным ухудшением точности измерения на одном динамическом поляриметре с применением для модуляции поляризации пассивных преобразователей поляризации – механически вращающихся фазовых пластинок. Переход от одного режима работы к другому, как и в случае применения активных преобразователей, при этом будет осуществляться программно.

Список литературы: 1. *Azzam P.A., Bashara H.* Эллипсометрия и поляризованный свет. М.: Мир, 1981. 640 с. 2. *Gerrard A., J.M. Burch.* Introduction to matrix methods in optics. Ed. John Wiley and Sons, 1975. 380 p. 3. *Savenkov S.N.* Mueller polarimeter with sequential partition of probing polarizations: analysis and optimization // SPIE Proc. 2000. Vol.4133. P. 150-157. 4. *Azzam R.M.A.* A simple Fourier photopolarimeter with rotating polarizer and analyser for measuring Jones and Mueller matrices // Opt.Comm. 1978. Vol.25. P. 137-140. 5. *Azzam R.M.A.* Mueller-matrix ellipsometry: a review // SPIE Proc. 1997. Vol.3121. P. 396-405. 6. *Hauge P.S.* 1980. Recent developments in instrumentation in ellipsometry // Surface Sci. 1980. Vol.96. P. 108-140. 7. *Jellison, Jr., G.E., Modine F.A.* Two-modulator generalized ellipsometry: theory // Appl.Opt. 1997. Vol.36.№31, P. 8190-8198. 8. *Tyo J.S.* Noise equalization in Stokes parameter images obtained by use of variable-retardance polarimeters // Opt.Lett. 2000. Vol.25.№16. P. 1198-1200. 9. *Tyo J.S.* Considerations in polarimeter design // SPIE Proc. 2000. Vol.4133. P. 65-74. 10. *Azzam R.M.A.* Photopolarimetric measurement of the Mueller matrix by Fourier analysis of a single detected signal // Opt.Lett. 1978. Vol.2. P. 148-150. 11. *Hauge P.S.* Mueller matrix ellipsometry with imperfect compensators // J.Opt.Soc.Am. 1978. Vol.68. P. 1519-1528. 12. *Goldstein D., Chipman R.A.* Error analysis of a Mueller matrix polarimeter // J.Opt.Soc.Am. A. 1990. Vol.7.№4, P. 693-700. 13. *Savenkov S.N., Kolisnychenko B.M., Yushin K.E., Skoblyu Yu.A.* Dynamic Mueller-polarimeter parameter optimization // SPIE Proc. 1997. Vol.3199. P. 289-298. 14. *Horn R.A., Johnson C.R.* Matrix analysis. Cambridge Univ. Press. 1986. 620 p. 15. *Hurwitz H., Jones C.R.* 1941. A new calculus for the treatment of optical systems II. Proof of three general equivalence theorems // J.Opt.Soc.Am. 1941. Vol. 31. P. 493-499. 16. *Tang S.T., Kwok H.S.* 3x3 matrix for unitary optical systems // J.Opt.Soc.Am. A. 2001. Vol.18. №9. P. 2138-2145. 17. *Савенков С.М.* Мюллер-поляриметрия недихроїчних об'єктів при наявності деполаризації // Вісник Київ. ун-ту, серія фіз.-мат. науки. 1999. № 2. С. 403-406. 18. *Ангельский О.В., Ушенко А.Г., Архелюк А.Д., Ермоленко С.Б., Бурковец Д.Н.* О структуре матриц преобразования лазерного излучения биофракталами // Квантовая электроника. 1999. № 29. С. 235-238. 19. *Ушенко А.Г.* Лазерная диагностика биофракталов // Квантовая электроника. 1999. № 29. С. 239-245.

Київський національний університет
ім. Т.Г. Шевченка

Поступила в редколлегию 05.11.2001

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ДВУХРОТОРНОГО СФЕРИЧЕСКОГО КОРРЕКТИРУЕМОГО ГИРОСКОПА С ГАЗОГИДРОДИНАМИЧЕСКИМ ПОДВЕСОМ ЧУВСТВИТЕЛЬНОГО ЭЛЕМЕНТА

В настоящее время системы навигации (СН) применяются во многих областях науки и техники, начиная с автомобилей и заканчивая навигацией космических объектов. Системой навигации объектов, не зависящей от погодных условий и наличия элементов СН, находящихся вне объекта (радиопередатчики, искусственные спутники Земли), являются инерциальные навигационные системы (ИНС). Точность ИНС определяется практически только соответствующими характеристиками элементов аппаратуры. Такие системы используют инерциальную систему координат, которая создается на борту объекта. Благодаря этому они автономны и не требуют информации извне, кроме начальной выставки. Однако, данному типу СН присуще свойство накапливать ошибки во время работы. В связи с этим ИНС необходимо комплексировать с другой СН, с помощью которой возможно было бы уточнять необходимые данные о положении объекта в определенные моменты времени. В качестве такой системы целесообразно использовать спутниковую систему навигации.

Приоритетными направлениями в развитии ИНС является повышение точности приборов, которые входят в систему. Одним из основных элементов системы является датчик первичной информации (ДПИ) об угловом движении объекта. На настоящий момент существует много типов ДПИ, но все они имеют недостатки, которые делают нежелательным их применение в ИНС. В связи с этим ведутся активные поиски новых принципов построения ДПИ.

Ниже предлагается один из вариантов построения такого устройства, которое представляет собой корректируемый двухроторный сферический гироскоп с газогидродинамическим подвесом чувствительного элемента (ЧЭ) (рис. 1).

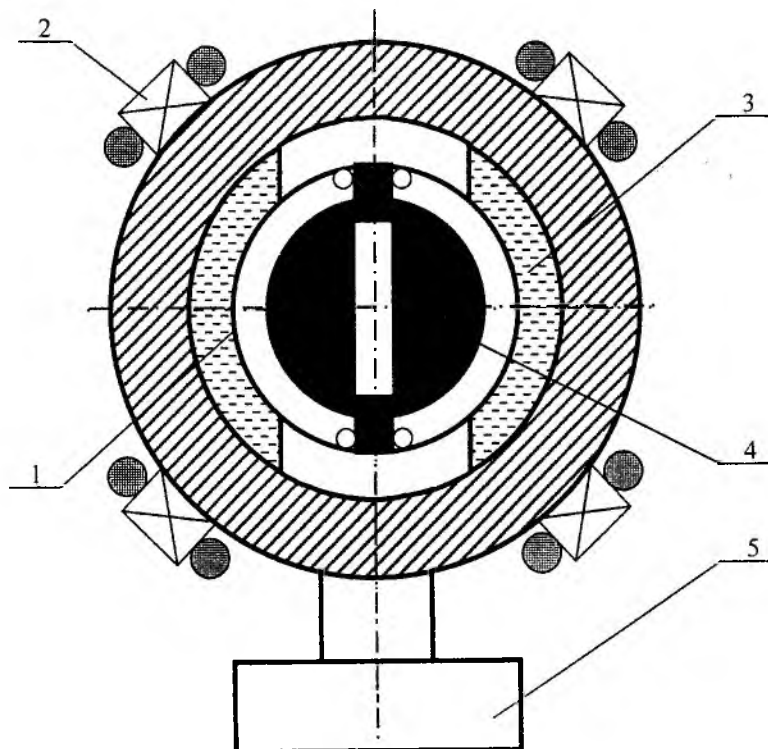


Рис. 1

Данная схема имеет повышенную чувствительность к угловой скорости вынужденного вращения основания благодаря компенсации гидродинамического коррекционного момента

электромагнитным моментом. Это возможно благодаря тому, что дополнительный носитель кинетического момента (ДНКМ) 5 вращается в сторону, противоположную направлению вращения гирокамеры (ГК) 1, а соответственно жидкости 3 и пустотелой сферы 4. Еще одной отличительной особенностью данной схемы является система коррекции, не имеющая движущихся частей. Данная система представляет собой многостаторный асинхронный электродвигатель со статорами дугового типа 2 при симметричном их расположении вокруг ротора, что обеспечивает непараллельность векторов вращающих моментов.

С целью подтверждения свойств устройства возникла необходимость создания его математической модели. Для создания такой модели был использован метод Эйлера, использующий уравнения движения Эйлера, как наиболее приемлемый в данном случае. Для упрощения математического моделирования в качестве статора асинхронного электродвигателя был принят кольцевой статор, расположенный в экваториальном поясе ГК.

Основными результатами математического моделирования должны были стать дифференциальные уравнения движения ЧЭ прибора и графики зависимостей чувствительности от параметров прибора (скоростей вращения ГК, ДНКМ, радиуса ЧЭ и электромагнитных коэффициентов взаимодействия статора асинхронного электродвигателя с ротором). Также необходимо было исследовать переходные процессы при работе в разных режимах и получить графики зависимостей достижения ЧЭ установившегося положения от скоростей движения ГК и ДНКМ, плотности материала ДНКМ, в том числе при разных его радиусах. В качестве исходных данных было принято, что в качестве жидкости в приборе используется касторовое масло, широта местонахождения объекта соответствует 56° северной широты, пустотелая сфера и ДНКМ выполнены из прочной пластмассы плотностью 1030 кг/м^3 . Радиус сферы ЧЭ равен $0,06 \text{ м}$.

При выводе уравнений движения ЧЭ были приняты следующие допущения:

- в установившемся движении жидкость движется как единое целое;
- положение центра ГК и сферической поверхности ротора по оси вращения совпадают;
- учитывается трение только в приграничных областях жидкости;
- ЧЭ отбалансирован.

В результате были выведены дифференциальные уравнения движения ЧЭ, из которых получены выражения для установившихся углов отклонения оси вращения ЧЭ от первоначального положения. На их основе с помощью математической системы Maple V R5 были получены график зависимостей чувствительности прибора от скорости вращения ГК (рис.2а), от скорости вращения ДНКМ (рис.2б) и от радиуса ЧЭ (рис. 2в). В связи с тем, что отклонение по азимуту определяет угол α , графики чувствительности по углу β , который определяет отклонение по тангажу, не показаны.

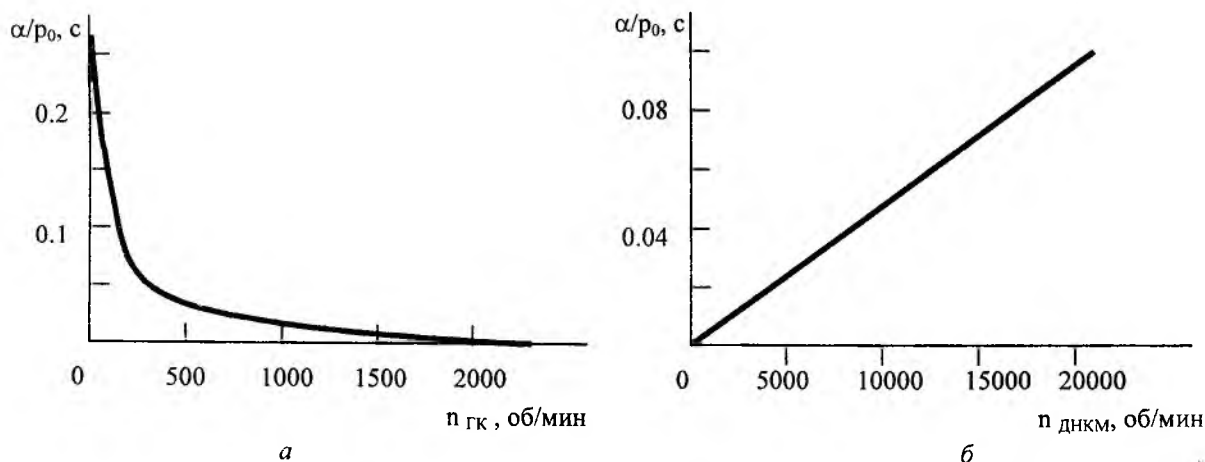


Рис. 2

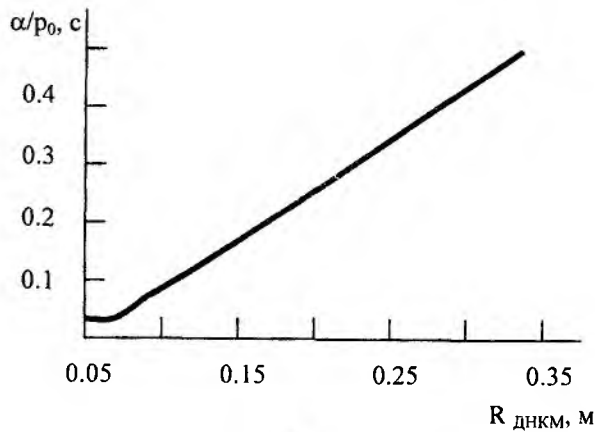


Рис. 2 (продолжение)

На основе дифференциальных уравнений движения ЧЭ были получены выражения для времени приведения ЧЭ в установившееся положение, на основе которых построены графики зависимости этого параметра от скоростей вращения ГК (рис.3а) и ДНКМ (рис. 3б). При этом графики построены для трех разных значений радиуса ДНКМ.

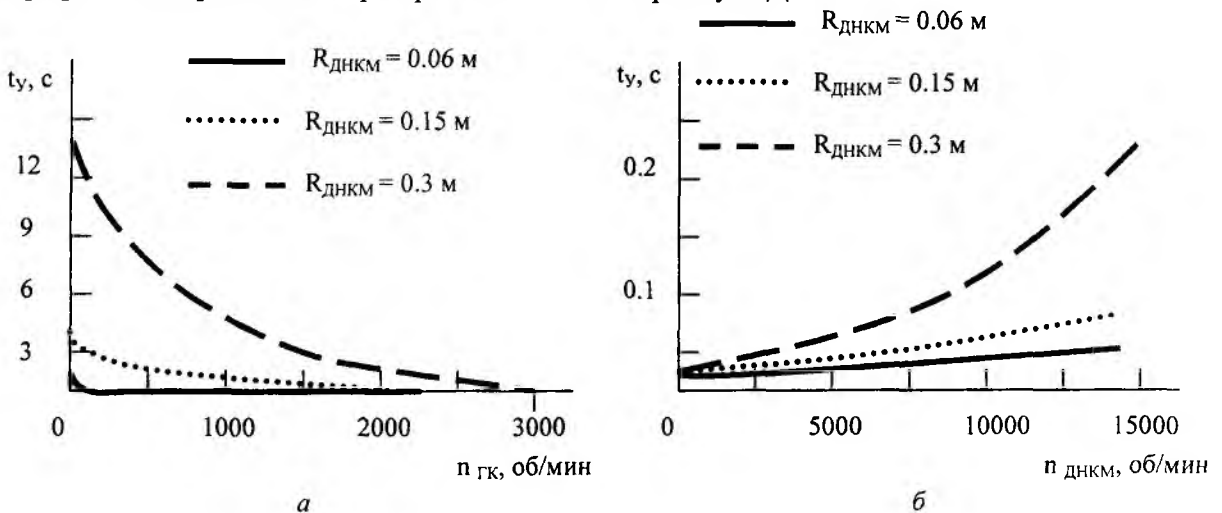


Рис. 3

При рассмотрении полученных графиков стало очевидным, что чувствительность прибора увеличивается при увеличении скорости вращения и радиуса ДНКМ, а также при уменьшении скорости вращения ГК.

При рассмотрении графиков зависимостей времени приведения ЧЭ в установившееся положение становится очевидно, что быстродействие прибора увеличивается с увеличением скорости вращения ГК и уменьшается с увеличением скорости вращения. Кроме того, в обоих рассмотренных случаях увеличение радиуса ДНКМ ведет к снижению быстродействия прибора.

Проанализировав полученные результаты, можно сделать выводы о том, что данный прибор возможно использовать в СН в качестве гирокомпы и гирокурсоуказателя. Для того при работе в режиме гирокомпы целесообразно иметь малую скорость вращения ГК и большую скорость вращения ДНКМ, так как в этом случае больше важна точность измерений, чем время их снятия. И напротив, в связи с тем, что для работы в режиме гирокурсоуказателя нам необходимо иметь быстродействующий прибор, в этом режиме целесообразно иметь высокую скорость вращения ГК и малую скорость ДНКМ.

Такой параметр прибора, как радиус ДНКМ (а соответственно и габариты всего прибора), необходимо выбирать в соответствии с предположительной областью применения прибора, а также требований к нему по точности и быстродействию.

В результате проведенной работы на основе анализа существующих схем построения ДПИ была предложена новая схема построения такого прибора и получены дифференциальные уравнения движения его ЧЭ, на основе которых возможно проведение дальнейших исследований данной схемы. На основе анализа полученных зависимостей чувствительности и быстродействия от параметров прибора оказалось возможным заменить два отдельных прибора, входящих в СН, а именно гироскоп и гироскопуказатель, одним. Для этого необходимо путем вариации скоростей вращения ГК и ДНКМ изменять характеристики прибора и приводить эти характеристики к значениям, которые целесообразно иметь для работы в данных режимах.

314 Представительство заказчика

Поступила в редколлегию 01.10.2001

**ОПРЕДЕЛЕНИЕ КРИТЕРИЕВ ПОДОБИЯ ПРИ ПАЗОННОМ МОДЕЛИРОВАНИИ
СОСТОЯНИЯ ЧАСТИЦЫ В ПОТЕНЦИАЛЬНОМ ПОЛЕ**

В настоящее время наблюдается интенсивное освоение нанодиапазона на молекулярном и атомном уровнях (наномир и нанотехнология). При разработке электронных схем и наномашин существуют определенные трудности, связанные с применением известных теоретических подходов и технических средств, что вызывает необходимость разработки как математического аппарата, так и экспериментальных методов исследования характеристик активных элементов и явлений наномира.

Известны исследования интенсивных резонансных взаимодействий в квантовой электронике [1], параметрического воздействия мощных излучений на твердое тело [2], оптических генераторов на 4-х волновом смещении [3]. Предложена реляционная теория физических взаимодействий в микро- и макромире [4]. Ведутся исследования логических одноэлектронных параметронов [5] и создаются полупроводниковые приборы, в основе которых лежит волновая природа [6]. Однако известные подходы не используют возможности теории подобия и моделирования состояния квантовой системы путем применения соответствующих моделей электрических схем, которые описываются хорошо изученными дифференциальными уравнениями.

Целью работы является определение зависимостей между параметрами физических процессов в квантовой и классической системах, при которых эти процессы будут подобны и воспроизводимы параметрической зонной системой.

В работе [7] показано, что имеется аналогия между уравнениями Матье и Шредингера, и при определенных условиях решение линейного уравнения Шредингера приводится к классическому результату, полученному для решения уравнения Матье. Воспользуемся основным уравнением квантовой теории – амплитудным уравнением Шредингера:

$$\frac{d^2\Psi}{dx^2} + (E - P)\Psi = 0, \quad E = \frac{8\pi^2 m E'}{h^2}, \quad P = \frac{8\pi^2 m P'}{h^2} \quad (1)$$

с граничными условиями:

$$\text{при } x=0, \quad \Psi = \Psi_0, \quad \frac{d\Psi}{dx} = 0, \quad x = [-x_0, x_0], \quad \Psi = 0, \quad \Psi' \neq 0, \quad (2)$$

где Ψ и Ψ_0 – волновая функция системы и ее начальное значение; E' и P' – полная и потенциальные энергии системы; m – масса микрочастицы; h – постоянная Планка.

В работе [8] установлена возможность моделирования квантовых явлений физическими процессами, происходящими в параметрической зонной (пазонной) системе (PZnS), представляющей собой два магнитных сердечника с обмотками накачки (w_1), соединенными последовательно и согласно, а также резонансными (w_2) обмотками, соединенными последовательно и встречно (принимается $w_1 = w_2 = w$). Модулируется индуктивность системы контуром накачки, подключенным к выходу генератора накачки. Последовательно с резонансными обмотками включены резистор (активные потери) и линейный конденсатор (рис. 1).

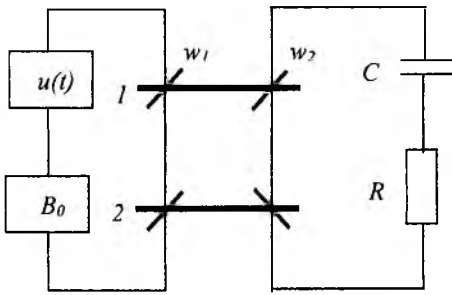


Рис. 1

Процессы в резонансном контуре PZnS без учета потерь на гистерезис и токи Фуко в магнитных сердечниках на основе закона Кирхгофа описываются уравнением [9]:

$$\frac{d^2 i}{dt^2} + 2\delta(t) \frac{di}{dt} + \omega_0^2(t) i = 0, \quad (3)$$

$$\delta(t) = \frac{L'}{L} - \frac{R}{2L}, \quad \omega_0(t) = \sqrt{\frac{1}{LC} + \frac{L''}{L}}, \quad (4)$$

где i и $\delta(t)$ – соответственно ток и потери в контуре; $\omega_0(t)$ – мгновенная частота контура; L, L', L'' – соответственно динамическая индуктивность, ее первая и вторая производные; t – время.

Нелинейную зависимость напряженности H и индукции B магнитного поля в сердечниках аппроксимируем функцией гиперболического синуса $H = \alpha \cdot sh \beta \cdot B$, где α и β – постоянные коэффициенты. Пусть напряжение накачки $u = U_m \cos \omega t$ создает в сердечниках индукцию $B = B_0 + B_n \sin \omega t$, $B_n = \frac{\beta U_m}{s w}$, где U_m и ω – амплитудное значение и частота напряжения накачки; B_0 и B_n – постоянная интегрирования и приведенное амплитудное значение магнитной индукции. Используя законы Кирхгофа и полного тока, получим выражение для динамической индуктивности:

$$L = L_g + \frac{L_0}{ch(B_0 + B_n \sin \omega t)}, \quad L_0 = \frac{s w^2}{\alpha \beta l}, \quad (5)$$

где L_g – индуктивность воздушной обмотки при $B_0 = B_n = 0$; s – сечение магнитного сердечника; w – число витков обмотки накачки; l – средняя линия магнитного поля сердечника.

Зависимости $L = f(\omega t)$, рассчитанные по выражению (5) для значения индукции $B_0 = B_H = 0$; $B_H = 2, 4, 6$, приведены на рис. 2а (соответственно кривые 1, 2, 3, 4). Видно, что с увеличением индукции накачки B_H кривая L приближается к прямоугольной форме и при $B_H > 4$ ее уже можно представить в виде прямоугольных импульсов (как приведено на рис. 2б).

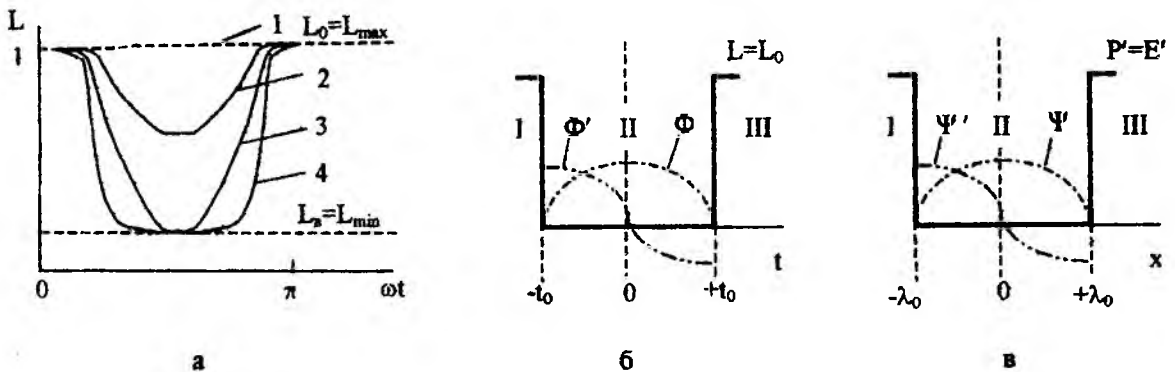


Рис. 2

С помощью преобразования $i = \Phi_0 \exp\left(-\int_0^t \delta(t) dt\right)$ уравнение (3) приводим к уравнению Хилла:

$$\Phi'' + F(t)\Phi = 0, \quad (6)$$

$$F(t) = \omega_0(t) - \delta^2(t) - \delta'(t). \quad (7)$$

Если в выражении (7) принять $\delta(t) = \text{const}$, тогда оно примет более простой вид: $F(t) = \omega_0(t) - \delta^2(t)$, причем, при $u = U_m \cos 2\omega t$ уравнение Хилла сводится к уравнению Матье:

$$\Phi'' + (W - U)\Phi = 0. \quad (8)$$

$$\text{Введем граничные условия в виде: при } t=0, \Phi = \Phi_0, \frac{d\Phi}{dt} = 0, t = [-t_0, t_0] \Phi = 0, \frac{d\Phi}{dt} \neq 0, \quad (9)$$

где Φ_0 – начальное значение новой переменной.

Принимаем, что в полученном уравнении (8) величины Φ , W , U соответственно волновая функция Ψ , полная энергии E' , потенциальной энергии P' , а время t – координата x . Приведем уравнения (1) и (8) к безразмерному виду с учетом следующих преобразований $\Psi = \bar{\Psi}\Psi_0$, $\Phi = \bar{\Phi}\Phi_0$, где $\bar{\Psi}$, $\bar{\Phi}$ – безразмерные переменные. На рис. 2в приведено грубое приближение потенциальной энергии электрона в атоме в функции координаты x . Считаем, что “стенки ямы” круты и высоки, но конечны. Базисные постоянные координаты x и времени t определены соответственно как расстояние λ_0 и время t_0 , в течение которых собственные значения величин были бы постоянными. Для уравнения (1) это соответствует расстоянию x , для уравнения (8) – t , т.е. время, равное половине периода изменения динамической индуктивности (рис. 2а, б). В конечных областях $x = [-\lambda_0, \lambda_0]$ и $t = [-t_0, t_0]$ переменные Ψ и Φ и их производные гладкие, непрерывные, дифференцируемые, при этом принимаем $x = \bar{x}\lambda_0$, $t = \bar{t}t_0$, где \bar{x}, \bar{t} – безразмерные координаты и время.

После нормализации и соответствующих преобразований уравнений (1) и (8) получим:

$$\begin{aligned} \frac{d^2\bar{\Psi}}{d\bar{x}^2} + [\lambda_0^2(E - P)]\bar{\Psi} &= 0, \\ \frac{d^2\bar{\Phi}}{d\bar{t}^2} + [t_0^2(W - U)]\bar{\Phi} &= 0. \end{aligned} \quad (10)$$

Эти уравнения содержат безразмерные переменные и безразмерные параметры, заключенные в квадратные скобки, которые называют комплексами (инвариантами или критериями подобия) соответственно:

$$\pi_\Psi = [\lambda_0^2(E - P)], \quad \pi_\Phi = [t_0^2(W - U)]. \quad (11)$$

В критерии подобия входят физические параметры (свойства системы), масштабы и граничные условия рассматриваемых систем. Проведенные преобразования не изменяют физического смысла уравнений (10) и граничных условий. Функциональная форма решений уравнений (10) зависит от π -комплексов (11), т.е. тождественные решения имеют место в фиксированных (сходственных) точках. Сходственные точки двух систем данного класса задач будут характеризоваться одинаковыми безразмерными переменными.

Отсюда следует, что в сходственных точках двух систем одного класса задач явления развиваются подобным образом при условии равенства π -комплексов (11) $\pi_\Psi = \pi_\Phi$ или

$$[\lambda_0^2(E - P)] = [t_0^2(W - U)] = idem. \quad (12)$$

Учитывая, что величина $(E - P)$ имеет размерность волнового числа k , а величина $(W - U)$ размерностью частоты ω , выражение (12) преобразуем к виду:

$$[k\lambda_0] = [\omega t_0] = idem \text{ или } ch = \left[\frac{k\lambda_0}{\omega t_0} \right] = 1.$$

Полученный критерий по параметрам оригинала квантовой системы k и λ_0 позволяет определить частоту накачки ω и четверть периода модуляции $t_0/2$ параметра параметрической модели. Кроме того, этот критерий показывает, что существует формальная аналогия исследуемых квантовых и электрических процессов соответственно в пространстве и времени. Если обозначить угловую частоту колебаний в контуре через $\omega_n = \frac{1}{\sqrt{LC}}$ и перейти от времени t_0 , в течение которого параметры системы остаются неизменными к частоте накачки ω_m , т.е. $t_0 = \frac{T_n}{2} = \frac{\pi}{\omega_n}$, то из правила квантования $\sqrt{\varepsilon} = \frac{1}{\sqrt{LC}} = \frac{\pi_n}{2t_0}, n \in Z$, получим известное соотношение для параметрических зонных систем:

$$\omega_n = \frac{n}{2} \omega_m,$$

где $n=1, 2, 3, \dots$ - номер зоны неустойчивости.

Определим связь между условиями квантования в микро- и макросистемах. Из квантовой теории известно, что условия квантования в микросистеме можно записать в виде:

$$n' \lambda_{n'} = 2\pi r = 2\lambda_r, \quad \lambda_r = \pi_r, \quad (13)$$

где n' -главное квантовое число; $\lambda_{n'}$ -стационарная длина волны частицы; r -радиус орбиты; λ_r -длина волны, равная половине длины орбиты с радиусом r . Переходя в выражении (14) от частоты к периодам соответствующих колебаний, получим $nt_n = 2t_m$, где t_n и t_m - период пазонных колебаний накачки.

Введем масштабные преобразования:

$$\lambda_{n'} = \lambda_{n'_0} \lambda'_{n'}, \quad t_n = t_{n_0} \bar{t}_n, \quad \lambda_r = \lambda_0 \lambda_r, \quad t_m = t_0 t_m, \quad (14)$$

где $\lambda_{n'_0}$ -длина волны, соответствующая частоте с боровским радиусом орбиты; t_{n_0} - период пазонных колебаний синхронного режима; λ_0 и t_0 -длина волны и время, в течение которых собственные значения величин E' и W были бы постоянными (рис. 2б,в); $\bar{\lambda}_n, \bar{\lambda}_m, \bar{t}_n, \bar{t}_m$ безразмерные величины соответствующих переменных параметров.

С учетом преобразований (13) нормализуем уравнения (14):

$$[n' \lambda_{n'_0}] \bar{\lambda}_{n'} - [2\lambda_0] \bar{\lambda}_r = 0, \quad [V_{\lambda'} n t_{n_0}] \bar{t}_n - [2V_{\lambda'} t_0] t_m = 0, \quad (15)$$

где $V_{\lambda'}$ - функция преобразования.

Эти уравнения подобны, если равны соответствующие масштабные коэффициенты:

$$[n' \lambda_{n'_0}] = [V_{\lambda'} n t_{n_0}], \quad [\lambda_0] = [V_{\lambda'} t_0].$$

Полученные индикаторы позволяют найти коэффициенты преобразования, определяющие связи микро- и макросистем:

$$V_{\lambda t} = \left[\frac{n' \lambda_{n_0}'}{n t_{n_0}} \right] = \left[\frac{\lambda_0}{t_0} \right] = idem. \quad (16)$$

Выражение $V_{\lambda t} = \left[\frac{\lambda_0}{t_0} \right]$ было получено при анализе уравнений (1) и (11).

После нормализации и соответствующих преобразований приведем уравнения (15) к безразмерному виду

$$\bar{\lambda}_{n'} - \left[\frac{2\lambda_0}{n' \lambda_{n_0}'} \right] = 0, \quad \bar{t}_n - \left[\frac{2t_0}{n t_{n_0}} \right] t_m = 0$$

и получим критерии подобия систем:

$$\pi_{\lambda'} = \left[\frac{2\lambda_0}{n' \lambda_{n_0}'} \right], \quad \pi_{t'} = \left[\frac{2t_0}{n t_{n_0}} \right],$$

которые связывают соответствующие масштабные коэффициенты и параметры систем. Условия подобия определяются равенством полученных критериев:

$$\left[\frac{\lambda_0}{n' \lambda_{n_0}'} \right] = \left[\frac{t_0}{n t_{n_0}} \right] = idem \quad \text{или} \quad \left[\frac{\lambda_0}{t_0} \frac{n t_{n_0}}{n' \lambda_{n_0}'} \right] = 1. \quad (17)$$

Выражения (16) и (17) позволяют установить связь условий квантования микро- и макросистем, которая заключается в том, что для подобных систем главное квантовое число n' и номер зоны неустойчивости n совпадают. Кроме того, полученный критерий подобия (17) после преобразования легко приводится к критерию подобия (16), полученному при эквивалентности уравнений (1) и (8).

Для установления характера энергетического спектра коллективизированных электронов в кристалле методом слабой связи используют метод Кронига-Пенни. В основу этой модели положена правильная цепочка прямоугольных потенциальных ям (рис. 3а), рассмотренных выше (рис. 2в). Ширина ям равна a' (область II). Ямы отделены друг от друга потенциальными барьерами толщиной b' (области I, III) и высотой P . Постоянная решетки $c' = a' + b'$.

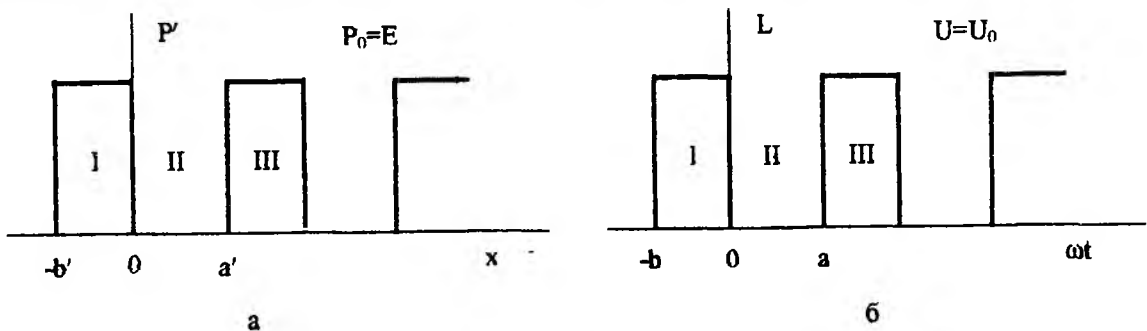


Рис. 3

На рис. 3б приведено прямоугольное приближение изменения динамической индуктивности, рассчитанное по зависимости (5). Участок, соответствующий $U = 0$ (дно ямы), обозначим через a (область II), $U \neq 0$ - аналог потенциальной энергии, будет наблюдаться на участке b (области I, III), тогда период изменения L равен $c = a + b$.

Опуская простые, но довольно громоздкие преобразования путем «сшивания» решений в областях I, II, III, получим критерий подобия для модели Кронига-Пенни и PZnS в виде

$$ch_{ab} = \left[\frac{8\pi^2 m a' b' U'}{ab U h^2} \right] = 1.$$

Таким образом, процессы в рассмотренных PZnS могут также описываться уравнением (1), если в качестве независимой переменной x взять время t . На основе аналогии определена связь между условиями квантования в микро- и макросистемах, заключающаяся в том, что для подобных систем главное квантовое число n' и номер зоны неустойчивости n совпадают. Полученные критерии подобия квантовых микросистем и электрических пазонных систем позволили уточнить условие квантования параметров в классической PZnS, обусловленное интегральной модуляцией реактивного параметра непрерывной накачкой.

Экспериментально подтверждено, что совпадает не только теоретическое описание процессов в PZnS и квантово-механических системах, но и экспериментальные кривые $L(t)$ или $\bar{U}(t)$ и $\Phi(t)$ с большей точностью совпадают с видом кривых $P'(x)$ и $\Psi(x)$. Полученная аналогия дает возможность изучать поведение квантовых частиц в сложных потенциальных полях, математическое описание которых в настоящее время является затруднительным или невозможным.

Полученные результаты можно обобщить следующим образом. Применение методов формализации с одной стороны позволило уточнить свойства и состояние квантовой системы посредством изучения процессов и явлений, происходящих в классической PZnS. С другой стороны устойчивые закономерности, полученные для квантовых систем, можно связать с поведением и состоянием классической PZnS. Это означает, что уравнения Шредингера и Матье играют не только роль языка, описывающего соответствующие процессы, но и подтверждающие их формальную аналогию.

Список литературы: 1. Акулин В.Н., Карпов И.В. Интенсивные резонансные взаимодействия в квантовой электронике. М.: Наука, 1987. 312с. 2. Во Хонг Ань. Теория параметрического воздействия электромагнитного излучения большой мощности на твердое тело. М.: Наука, 1985. 200с. 3. Одулов С.Г. и др. Лазеры на динамических решетках. М.: Наука, 1990. 272с. 4. Владимиров Ю.С. Реляционная теория пространства-времени и взаимодействий. Часть. Теория физических взаимодействий. М.: МГУ, 1998. 448с. 5. Коротков А.А., Лихарев К.К. Логический одноэлектронный параметрон // J.Appl.Phys. 1998. 84. P.6114. 6. Транзисторы будущего: использование волновых свойств электронов // Electronics & Wireless World. 1989. V.95. N 1641. P.645. 7. Бриллюэн Л., Пароди Н. Распространение волн в периодических структурах: Пер. с франц.; Под ред. П.Я.Резина. М.: ИИЛ, 1959. 450с. 8. А.с. №1457657 СССР. G 09 B 23/20. Устройство для моделирования состояния микрочастицы в силовом поле. / П.И.Чередников. Оpubл. 06.02.85. 9. Чередников П.И. Расчет и проектирование параметрических систем на высших гармониках: Учеб.пос. Харьков: ХПИ. 1980. 98с.

Харьковский национальный
университет радиоэлектроники

Поступила в редколлегию 11.11.2001

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ АКСИАЛЬНЫХ И ЦИКЛОТРОННЫХ КОЛЕБАНИЙ ЭЛЕКТРОНОВ В ПРИБОРАХ М-ТИПА

Введение

Собственные колебания облака пространственного заряда (ПЗ) в магнетронном диоде (МД) изучаются давно. Интерес к ним вызван, прежде всего, тем, что с их существованием связывают нарушение отсечки анодного тока в закритическом режиме, а также сопутствующие явления: аномальная бомбардировка катода, избыточный шум и высокая температура электронов в МД [1].

В ходе экспериментальных исследований был установлен факт взаимодействия колебательных движений в облаке ПЗ вдоль азимутального, аксиального и радиального направлений между собой [2].

Само же возникновение колебаний чаще всего связывают либо со случайными флуктуациями распределения ПЗ, либо с неизбежной неоднородностью электростатического поля вдоль аксиального направления прибора [3].

В настоящей работе предлагается модель, описывающая процесс зарождения аксиальных колебаний электрона и их взаимодействие с его азимутальным и радиальным движениями, приводящее к нарушению отсечки анодного тока МД в закритическом режиме.

1. Исходные уравнения и предположения

Анализ проводится применительно к схеме на рис. 1а (— - эквипотенциали электростатического поля; --- - силовые линии статического магнитного поля; I - анод; II - катод; III - катодный экран), где приведён эскиз осевого сечения прибора М-типа с характерными формами эквипотенциальных линий статического электрического поля и силовых линий статического магнитного поля. Рисунок позаимствован из работы [4].

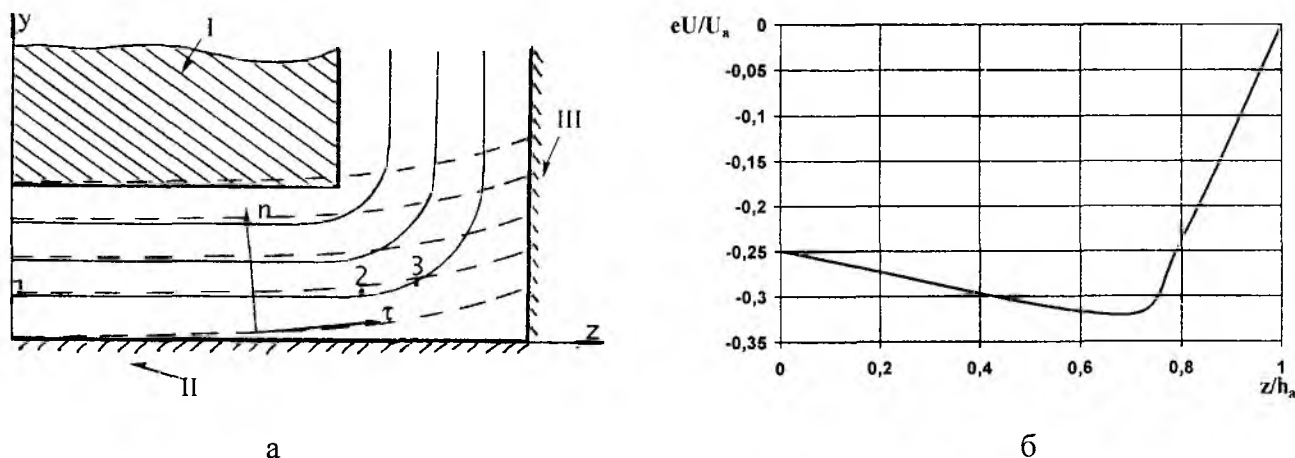


Рис. 1

В соответствии с рис. 1а можно принять:

1. Векторы электрического и магнитного полей определяются компонентами: $E_y(y,z)$, $E_z(y,z)$, $B_y(y,z)$, $B_z(y,z)$ и $B_x = E_x = 0$;
2. Модуль вектора \vec{B} составляет не больше 10% от $B_{кр}$ и не зависит от координат y и z ;

3. Кривизна магнитных силовых линий мала – $B_y/B_z = \operatorname{tg}\beta$, где $\beta = \beta(y, z)$ – угол наклона магнитных силовых линий к оси \vec{OZ} ;
4. Угол β не зависит от координат (y, z) , т.е. $\beta = \text{const}$ в рассматриваемых пределах пространства взаимодействия.

Исходя из уравнения движения электронов в скрещенных полях

$$\frac{d\vec{V}}{dt} = \eta \vec{E} + \eta [\vec{V} \times \vec{B}] \quad (1)$$

применительно к рис. 1а в координатах (x, y, z) , можно записать:

$$\begin{cases} \dot{x} = \omega_c (y \cdot \cos\beta - z \cdot \sin\beta), \\ \ddot{y} + \omega_c^2 \cos\beta (y \cdot \cos\beta - z \cdot \sin\beta) = \eta E \sin\alpha, \\ \ddot{z} + \omega_c^2 \sin\beta (z \cdot \sin\beta - y \cdot \cos\beta) = \eta E \cos\alpha, \end{cases}$$

где $\eta = -e/m$, $\omega_c^2 = (\eta B)^2$.

В дальнейшем удобно перейти к новой ортогональной системе координат XTN , ось \vec{MT} которой совпадает с направлением магнитной силовой линии, а $\vec{ON} \perp \vec{OT}$ в любой точке плоскости TON , ортогональной оси \vec{OX} . Для этого перейдем от координат (x, y, z) к (x, n, τ) с помощью замены:

$$\begin{cases} n = y \cdot \cos\beta - z \cdot \sin\beta, \\ \tau = y \cdot \sin\beta + z \cdot \cos\beta + \tau_0. \end{cases} \quad (2)$$

Такая замена означает поворот исходной системы координат на угол равный β . В новой системе координат уравнения движения примут вид:

$$\begin{cases} \dot{x} = \omega_c n, \\ \ddot{n} + \omega_c^2 n = \eta E \sin(\alpha - \beta), \\ \ddot{\tau} = \eta E \cos(\alpha - \beta), \end{cases} \quad (3)$$

где $\alpha = -\operatorname{arctg} E_y/E_z = \alpha(x, y)$ – угол наклона силовых линий электрического поля к оси \vec{OZ} ;
 $E \sin(\alpha - \beta) = E_n$ – проекция вектора \vec{E} на ось \vec{ON} (нормальная составляющая вектора \vec{E});
 $E \cos(\alpha - \beta) = E_\tau$ – проекция вектора \vec{E} на ось \vec{MT} (тангенциальная составляющая вектора \vec{E}).

Система уравнений (3) описывает движение электрона в скрещенных электрическом и магнитном полях как суперпозицию циклотронного движения в плоскости, перпендикулярной магнитной силовой линии, и движения вдоль магнитной силовой линии (аксиальное движение).

2. Анализ полей в аксиальном сечении МД и решение уравнений движения

Задача о движении электрона в неортогональных электрическом и магнитном полях уже решалась как в общем виде [5], так и применительно к МД [6]. Тем не менее, в этих работах не рассматривались неоднородности электрического поля, характерные для краевых областей приборов магнетронного типа.

Для математического описания электрического поля в рассматриваемом сечении воспользуемся известным решением уравнения Лапласа в приближении: радиус катодных экра-

нов больше радиуса анода и поле между экраном и анодом меняется по линейному закону (рис. 2) [7]:

$$U(z, y) = U_a \frac{4}{\pi} \sum_{k=1}^{\infty} \frac{(-1)^{k+1}}{2k-1} \frac{\sin([2k-1][\pi/2][c/L_0])}{[2k-1][\pi/2][c/L_0]} \cos([2k-1][\pi/2][z/L_0]) \frac{\operatorname{sh}([2k-1][\pi/2][y/L_0])}{\operatorname{sh}([2k-1][\pi/2][d/L_0])}. \quad (4)$$

Формула (4) описывает электростатические поля для конструкции МД, приведенной на рис. 2 (1 – катод; 2 – анод; 3 – катодный экран; 4 – полюс магнитной системы).

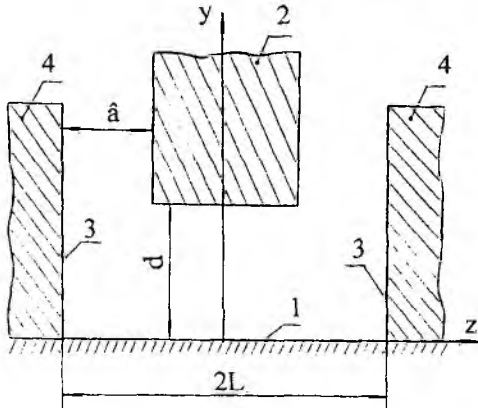


Рис. 2

Строгое решение уравнений (3) с учётом (4) не представляется возможным. Для получения приближенного решения введем следующие дополнительные допущения:

1. При анализе системы (3) ограничимся первым членом ряда (4);
2. Будем рассматривать малые движения электрона по z и y относительно линейного размера L_0 (вытекает из исходных предположений).

Тогда имеем: $U(z, y) = U_0 \cos([\pi/2][z/L_0]) \operatorname{sh}([\pi/2][y/L_0])$,

где $U_0 = U_a \frac{8}{\pi^2} \frac{\sin([\pi/2][c/L_0])}{[c/L_0] \operatorname{sh}([\pi/2][d/L_0])} = \text{const}$.

С учетом сделанных предположений, используя известное соотношение

$$E_{\tau} = - \frac{\partial U(x, y)}{\partial y} \frac{\partial y}{\partial \tau} - \frac{\partial U(x, y)}{\partial z} \frac{\partial z}{\partial \tau},$$

получаем выражение для E_{τ} и по аналогии для E_n :

$$\begin{cases} E_{\tau} = \frac{U_0 \pi^3}{8L_0^3} \tau_0 \cos \beta \cdot [\tau \sin 2\beta + n \cos 2\beta] + E_{\tau 0}, \\ E_n = - \frac{U_0 \pi^3}{8L_0^3} \tau_0 \sin \beta \cdot [\tau \sin 2\beta + n \cos 2\beta] + E_{n0}, \end{cases} \quad (5)$$

где

$$\begin{cases} E_{\tau 0} = \frac{U_0 \pi}{2L_0} \left(\frac{1}{8} \left[\frac{\pi \tau_0}{L_0} \right]^2 \cos \beta \cdot \sin 2\beta - \sin \beta \right) = \text{const}, \\ E_{n0} = \frac{U_0 \pi}{2L_0} \left(\frac{1}{8} \left[\frac{\pi \tau_0}{L_0} \right]^2 \sin \beta \cdot \cos 2\beta + \cos \beta \right) = \text{const}. \end{cases}$$

Система (3) с учетом (5) и исходного предположения о малости угла β принимает вид

$$\begin{cases} \dot{x} = \omega_c n, \\ \ddot{n} + \omega_n^2 n = \eta E_{n0} + k_{\tau} \tau, \\ \ddot{\tau} + \omega_{\tau}^2 \tau = \eta E_{\tau 0} + k_n n, \end{cases} \quad (6)$$

где

$$\begin{cases} \omega_n^2 = \omega_-^2 + \eta \frac{U_1 \pi^3}{8L_0^3} \beta = \omega_c^2 - \frac{\omega_\tau^2}{2}, \\ \omega_\tau^2 = -2\eta \frac{U_1 \pi^3}{8L_0^3} \beta, \\ k = \eta \frac{U_1 \pi^3}{8L_0^3} \tau_0. \end{cases}$$

Воспользовавшись стандартной методикой решения систем линейных дифференциальных уравнений, описанной, например, в [8], получаем решение системы (6) в виде:

$$\begin{cases} n = -A(1 - \cos(\omega_1 t + \varphi_1)) - B(1 - \cos(\omega_2 t + \varphi_2)), \\ \tau = -\frac{A(\omega_n^2 - \omega_1^2)}{k}(1 - \cos(\omega_1 t + \varphi_1)) - \frac{B(\omega_n^2 - \omega_2^2)}{k}(1 - \cos(\omega_2 t + \varphi_2)), \end{cases} \quad (7)$$

где

$$\begin{cases} \varphi_1 = \arccos \frac{n_n - n_2 - B \cos \varphi_2}{A}, \\ \varphi_2 = \arccos \frac{\tau_n - a(n_n - n_2) - \tau_2}{B(b - a)}, \\ A = -\frac{\dot{n}_n + B\omega_2 \sin \varphi_2}{\omega_1 \sin \varphi_1}, \\ B = \frac{\dot{\tau}_n - a\dot{n}_n}{\omega_2(a - b) \sin \varphi_2}. \end{cases}$$

3. Обсуждение расчетных траекторий движения электрона

На рис. 3 представлены траектории движения электрона в координатах (x, y) – рис. 3а и (z, y) – рис. 3б, полученные на основе решения (7) с учётом обратного перехода от координат (n, τ) по соотношениям (2) к координатам (y, z).

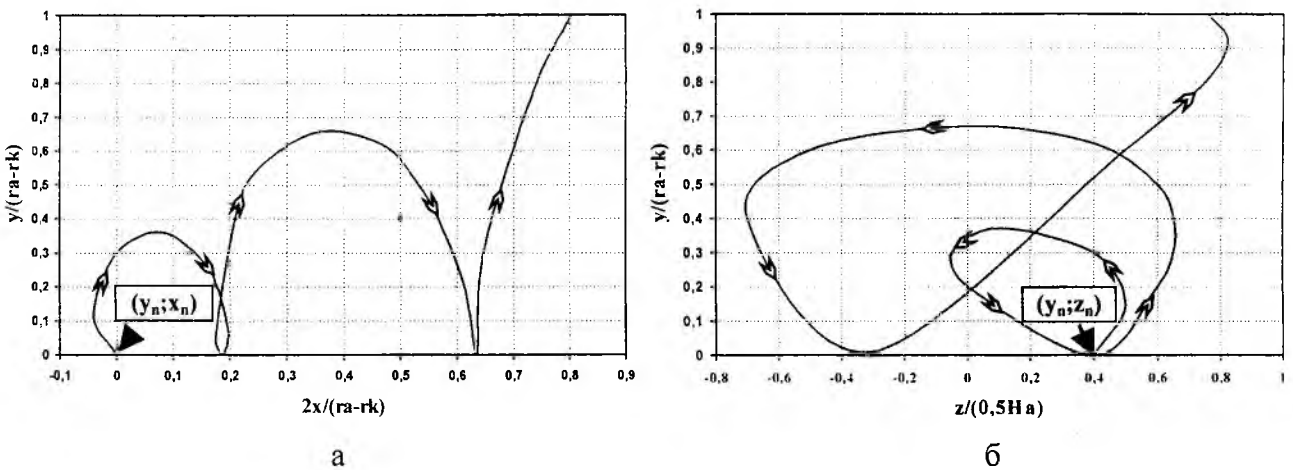


Рис. 3

Из рис. 1а видно, что электрон при движении вдоль магнитной силовой линии проходит точки 1 и 3 равного потенциала. Между этими точками потенциал достигает своего максимума (точка 2). Следовательно, распределение потенциальной энергии вдоль магнитной силовой линии носит характер потенциальной ямы [4] (рис. 1б). При таком распределении

электрического поля можно считать, что электрон будет совершать аксиальные колебания, частота и амплитуда которых определяется параметрами потенциальной ямы и условиями влета в нее электрона.

При колебании электрона в аксиальной потенциальной яме он периодически меняет свое положение в пространстве, и, следовательно, периодически меняется действующая на него составляющая электрического поля E_r . Составляющая электрического поля E_n , действующая на электрон, будет также периодически меняться со временем. Это обусловлено тем, что E_n и E_r являются составляющими единого вектора статического поля \vec{E} . Это подтверждают траектории, из которых видно, что наряду с колебаниями вдоль координаты y электрон совершает колебательное движение вдоль координаты z .

Это же обстоятельство обуславливает наличие связи между аксиальными и циклотронными колебаниями, что в свою очередь делает возможным реализацию в системе режима биений.

При расчёте траекторий в качестве начальной аксиальной координаты электрона на катоде взята точка, соответствующая положению на "левом склоне" потенциальной ямы (рис. 1б, рис. 3а, рис. 3б), поскольку "правый склон" соответствует катодному экрану. Как видно из рис. 3а, через циклотронный период происходит столкновение электрона с катодом. При этом, как показывает расчёт, электрон имеет ненулевую скорость.

Далее возможны два варианта продолжения этого процесса: поглощение электрона катодом с последующим вылетом вторично-эмиссионных электронов или отражение катодом электрона с частичным поглощением его энергии. В дальнейшем будем рассматривать именно такое поведение электронов. Из рис. 3а видно, что циклотронный радиус этого электрона возрастает. Кроме того, увеличивается скорость, с которой электрон возвращается на катод. Это связано с тем, что согласно данным, собранным и обобщенным в работе [9], вероятность неупругого отражения электронов в среднем для различных металлов составляет от 0,1 до 0,4. При этом скорость, с которой они покидают катод, составляет в среднем около 70% от скорости падения, то есть скорость вылета электрона с катода также увеличивается.

Рис. 3б показывает колебательное движение рассматриваемого электрона в аксиальном направлении с монотонным возрастанием радиуса циклоиды. Последовательность его движения от начальной точки (y_n, z_n) указана стрелками на траекториях.

Таким образом, можно предположить, что будут иметь место размывание электронной втулки вплоть до уровня анода и, как следствие, протекание анодного тока в закритическом режиме.

Описанные выше явления, как представляется, могут служить обоснованием возможного механизма нарушения отсечки анодного тока МД в закритическом режиме и сопутствующих этому явлений.

Список литературы: 1. Левин Г.Я. О новых аспектах проблемы "Теория магнетронного диода". Харьков: Издание ИРЭ АН УССР, 1978. 45 с. 2. Соминский Г.Г. О взаимодействии различных видов колебаний пространственного заряда в системах со скрещенными полями // Письма в ЖТФ. 1977. Т. 3, вып. 4. С. 181 – 183. 3. Кузнецов М. М., Железнова И. И., Степанов С. В. Собственные колебания электронного облака в цилиндрическом магнетроне // Изв. вузов СССР. Радиофизика. 1972. Т. 15, № 5. С. 787 – 791. 4. Беляченко В.П., Сысоев В.А. Анализ движения электронов в магнетроне с неоднородными статистическими полями // Электронная техника. Сер.1. Электроника СВЧ. 1982. Вып.7. С. 3 – 9. 5. Боголюбов Н. Н., Митропольский Ю.А. Асимптотические методы в теории нелинейных колебаний. М.: Сов. радио, 1973. 400 с. 6. Дворянкин В.В. Цилиндрический магнетрон с наклоном магнитного поля // Радиотехника. Респ. межвед. науч.-техн. сб. Харьков: Изд-во ХГУ, 1969. Вып. 9. Ч. 1. С. 40 – 50. Ч. 2. С. 51 – 60. 7. Капица П. Л. Электроника больших мощностей. М.: АН СССР, 1962. 196 с. 8. Рабинович М. И., Трубецков Д. И. Введение в теорию колебаний и волн. М.: Наука, 1984. 432 с. 9. Бронштейн И.М., Фрайман Б.С. Вторичная электронная эмиссия. М.: Наука, 1969. 407 с. 10. Беляченко В. П., Сысоев В. А., Некрасов Л. Г. Пространственный заряд в магнетроне с заданным краевым полем // Электронная техника. Сер. 1. Электроника СВЧ. 1985. Вып. 2. С. 3

ОБ УТОЧНЕННОМ ОПРЕДЕЛЕНИИ ПОЛЯ ПРОСТРАНСТВЕННОГО ЗАРЯДА В РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЭЛЕКТРОННЫХ ПРИБОРАХ

Моделирование электронных приборов в последнее десятилетие характеризуется все большим уровнем физичности самих моделей, т.е. учетом все большего числа принципиальных важных факторов, а также все более совершенным набором используемых вычислительных методов и алгоритмов. В электронике СВЧ, в частности, в релятивистской очевидна тенденция к анализу трехмерных эффектов в пространстве взаимодействия при учете реальных сложных конфигураций приборов. К указанным эффектам в релятивистской электронике относятся, в первую очередь, учёт собственного магнитного поля частиц, ВЧ-магнитного поля, плазменных образований, особенностей эмиссии и т.д.

Подобное усложнение задачи по сравнению с ранее применявшейся методикой целесообразно, хотя и трудоемко. Прежде такие модели не получили широкого распространения в связи с высокими требованиями к объему памяти и быстродействию ЭВМ. Сейчас большинство задач микро-, опто- и СВЧ-электроники можно строго решить напрямую с помощью уравнений Максвелла в обход ограничений приближенных методов.

Практически во всех известных моделях приборов магнетронного типа [1-5], основанных на методе крупных частиц, в связи со сложностью расчёта потенциала для реальной конфигурации электродов в приборе, используется приближение цилиндрической конструкции магнетрона, где поле пространственного заряда при решении уравнения Пуассона рассчитывается в цилиндрической области, ограниченной торцевыми электродами, находящимися под катодным потенциалом. Влияние разрезанности анода на электрическое поле учитывается лишь в некоторых моделях, а именно: по приближенным формулам – в моделях [5], структурным методом (решение уравнения Лапласа) – в работе [6] или подбором аналитической функции – в работе [7]. Согласно данным [8] неоднородность электростатического поля (у разрезанного анода) в реальном приборе оказывает сильное возмущающее действие на траектории электронов, что говорит о важности расчёта этого явления. Кроме того, важен расчёт эффекта от попадания частиц в резонаторы, а значит и вторичной эмиссией с резонаторов (согласно [9] этот эффект оказывает ощутимое влияние на характеристики прибора). Более того, из-за конструктивных особенностей обычных магнетронов, во всех упомянутых моделях отсутствует расчет в приосевой области (для релятивистских приборов примерами таких областей могут служить труба дрейфа, часть пространства взаимодействия для случая магнетрона с шайбовым или коротким катодом, либо коаксиальный резонатор в обращенном магнетроне – конструкцию см. [10]).

Значит, для адекватности электродинамической трехмерной модели реальному прибору при решении уравнения Пуассона необходимо максимально учитывать конфигурацию пространства взаимодействия, что говорит о недостаточности использовавшегося ранее цилиндрического приближения.

Для расчёта в областях сложной формы существует принципиальная возможность применения метода Хокни [1, 2, 4, 11], но этот метод налагает трудноразрешимые требования к граничным условиям (применим только в прямоугольных областях), хотя и имеет в десятки раз большее быстродействие. Поэтому для полноценного учёта всех конструктивных особенностей прибора выбран трёхмерный метод конечных разностей, позволяющий проводить расчёты в областях произвольной формы.

Оценим способы, которыми может быть реализован фактически выбранный метод конечных разностей в цилиндрической конструкции, характерной для микроволновых приборов магнетронного типа.

1. Решение уравнения Пуассона в цилиндрической системе координат при $r=0$

Трёхмерный метод конечных разностей связан с аппроксимацией исходной области электрического поля трёхмерной сеточной областью и заменой дифференциального уравнения соответствующим ему уравнением в конечных разностях, которое получается заменой частных производных их приближенными выражениями через конечные разности, использующими лишь значения функции в выбранных узлах.

Рассмотрим уравнение Пуассона в цилиндрических координатах:

$$\frac{1}{r^2} \cdot \frac{\partial^2 U}{\partial \varphi^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial U}{\partial r} + \frac{\partial^2 U}{\partial z^2} = -\frac{\rho}{\varepsilon_0}. \quad (1)$$

Видно, что для расчёта на оси оно не применимо в связи с наличием членов, пропорциональных $1/r$, а, значит, и разностный аналог так же неприменим. Решение проблемы лежит либо в переходе на оси в декартову систему координат (СК), либо в применении теоремы Гаусса.

1.1. Применение декартовой СК. Уравнение Пуассона в конечных разностях для декартовой СК имеет вид

$$\frac{U_{i+1,k,l} - 2 \cdot U_{i,k,l} + U_{i-1,k,l}}{\Delta x^2} + \frac{U_{i,k+1,l} - 2 \cdot U_{i,k,l} + U_{i,k-1,l}}{\Delta y^2} + \frac{U_{i,k,l+1} - 2 \cdot U_{i,k,l} + U_{i,k,l-1}}{\Delta z^2} = -\frac{\rho_{i,k,l}}{\varepsilon_0}, \quad (2)$$

где i, k, l – индексы, соответствующие координатам x, y и z .

Рассмотрим пространственную решётку в цилиндрической СК с индексацией узлов $U_{i,k,l}$, где индексы i, k, l соответствуют координатам φ, r и z . Для перехода в декартову СК необходимо на ближайшем к оси радиусе выбрать четыре узла с угловой мерой, отвечающей условию:

$$\varphi_i = \varphi_{0w\dot{e}} + \frac{\pi}{2} \cdot p, \quad (3)$$

где $\varphi_{0w\dot{e}}$ – произвольный угол;

$p = 0, 1, 2, 3$ – номер выбранного узла,

или, что то же самое, эти узлы должны попарно лежать на взаимно перпендикулярных прямых (см. рис. 1 а). Иначе, формально необходимо выбрать оси ОХ, ОУ декартовой СК. Из рис.1 ясно, что $\Delta x = \Delta r$ и $\Delta y = \Delta r$. Точное соответствие реальных узлов решетки условию (3) возможно лишь для случая, когда количество узлов решётки по φ кратно 4 (т.е. $N_\varphi = 4m$, где $m = 1, 2, \dots$), иначе подобный перенос значений из цилиндрической СК в декартову будет связан с определённой погрешностью. Если принять, что индексы $i_0, i_{90}, i_{180}, i_{270}$ отвечают узлам с угловыми мерами $\varphi_0^\circ = \varphi_{0w\dot{e}}^\circ + 0^\circ$, $\varphi_{90}^\circ = \varphi_{0w\dot{e}}^\circ + 90^\circ$, $\varphi_{180}^\circ = \varphi_{0w\dot{e}}^\circ + 180^\circ$ и $\varphi_{270}^\circ = \varphi_{0w\dot{e}}^\circ + 270^\circ$, то для выбранных узлов, на оси, можно применить уравнение в конечных разностях для декартовой СК:

$$\frac{U_{i_0,1,l} - 2 \cdot U_{0,0,l} + U_{i_{180},1,l}}{\Delta r^2} + \frac{U_{i_{90},1,l} - 2 \cdot U_{0,0,l} + U_{i_{270},1,l}}{\Delta r^2} + \frac{U_{0,0,l+1} - 2 \cdot U_{0,0,l} + U_{0,0,l-1}}{\Delta z^2} = -\frac{\rho_{i,k,l}}{\varepsilon_0}. \quad (4)$$

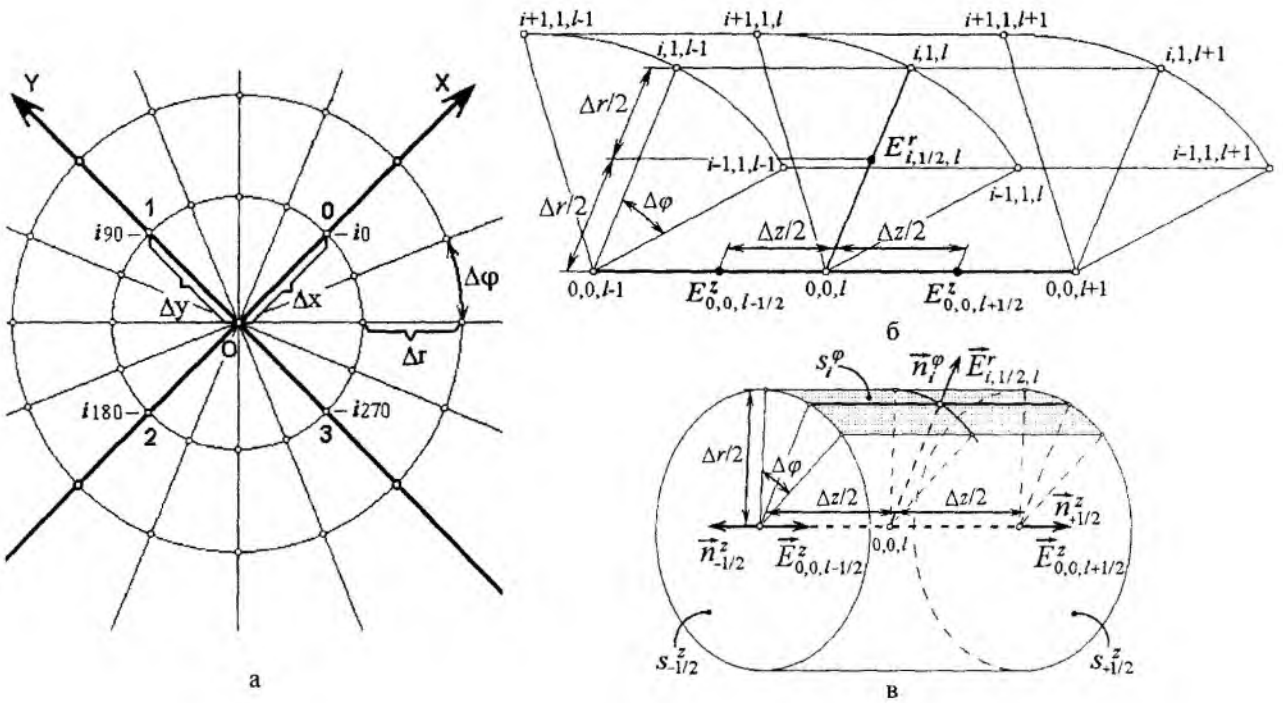


Рис. 1

1.2. Применение теоремы Гаусса. Применим методику, описанную в [12], с обобщением на трёхмерный случай. Теорема Гаусса связывает поток электрического поля \vec{E} через замкнутую поверхность σ , ограничивающую объём V , содержащий заряд Q , с объёмной плотностью заряда ρ :

$$\oint_S \vec{E} ds = \frac{1}{\epsilon \cdot \epsilon_0} \iiint_V \rho \cdot dV = \frac{Q}{\epsilon \cdot \epsilon_0}. \quad (5)$$

Так как рассматривается решение уравнения Пуассона для вакуума, то $\epsilon = 1$, и по определению поверхностного интеграла имеем:

$$\oint_S \vec{E} ds = \lim_{diam \Delta s_j \rightarrow 0} \sum_j \vec{E}_j \vec{n}_j \Delta s_j, \quad (6)$$

где \vec{n}_j - единичный вектор нормали к элементу поверхности Δs_j .

Аппроксимируя левую часть (5) по формуле (6), получим:

$$\sum_j \vec{E}_j \vec{n}_j \Delta s_j \approx \frac{Q}{\epsilon_0}. \quad (7)$$

Для пространственной решетки потенциала (см. рис.1 б) (индексация узлов аналогична описанной выше) компоненты электрического поля E^φ и E^z рассчитываются на полуцелых шагах решетки по формулам:

$$E_{i, l/2, l}^\varphi = -\frac{U_{i, l, l} - U_{0, 0, l}}{\Delta r}, \quad E_{0, 0, l-1/2}^z = -\frac{U_{0, 0, l-1} - U_{0, 0, l}}{\Delta z}, \quad E_{0, 0, l+1/2}^z = -\frac{U_{0, 0, l+1} - U_{0, 0, l}}{\Delta z}. \quad (8)$$

Объём $V_{0, 0, l}$ и площади элементов поверхности Δs_i^φ , $\Delta s_{\pm 1/2}^z$ рассчитываются по следующим формулам (см. рис. 1 в):

$$V_{0, 0, l} = \pi \cdot \left(\frac{\Delta r}{2}\right)^2 \cdot \Delta z, \quad S_i^\varphi = \frac{\Delta r}{2} \cdot \Delta \varphi \cdot \Delta z, \quad S_{\pm 1/2}^z = \pi \cdot \left(\frac{\Delta r}{2}\right)^2. \quad (9)$$

Применяя (7), (8) и (9) к осевой цилиндрической ячейке (см. рис. 1 в), находим, что

$$\frac{Q_{0,0,l}}{\varepsilon_0} \approx -S_{-1/2}^z \cdot E_{0,0,l-1/2}^z + S_{+1/2}^z \cdot E_{0,0,l+1/2}^z + \sum_i^{N_\varphi} S_i^\varphi \cdot E_{i,1/2,l}^\varphi =$$

$$\pi \cdot \left(\frac{\Delta r}{2}\right)^2 \cdot \frac{U_{0,0,l} - U_{0,0,l-1}}{\Delta z} - \pi \cdot \left(\frac{\Delta r}{2}\right)^2 \cdot \frac{U_{0,0,l+1} - U_{0,0,l}}{\Delta z} - \sum_i^{N_\varphi} \frac{\Delta r}{2} \cdot \Delta \varphi \cdot \Delta z \cdot \frac{U_{i,1,l} - U_{0,0,l}}{\Delta r} \quad (10)$$

Учитывая, что $\Delta \varphi = 2\pi / N_\varphi$, объёмный заряд в рассчитываемой цилиндрической ячейке равен

$$\frac{\rho_{0,0,l}}{\varepsilon_0} = \frac{Q_{0,0,l}}{\varepsilon_0} \cdot \frac{1}{V_{0,0,l}} = -\frac{U_{0,0,l+1} - 2 \cdot U_{0,0,l} + U_{0,0,l-1}}{(\Delta z)^2} + \frac{4}{(\Delta r)^2} \cdot U_{0,0,l} - \frac{4}{(\Delta r)^2 N_\varphi} \cdot \sum_i^{N_\varphi} U_{i,1,l} \quad (11)$$

1.3. Сравнение методик. Для сравнения эффективности формул (4) и (11) при итерационном процессе были проведены тестовые расчёты для уравнения Лапласа во внутренней области бесконечного цилиндра, находящегося под определённым потенциалом, и для уравнения Пуассона во внутренней области бесконечного цилиндра, равномерно заряженного по объёму. Результаты сравнивались с аналитическими решениями. Для сравнения скорости сходимости методов в качестве параметра выбрана относительная погрешность (ОП), рассчитываемая по формуле:

$$\delta_j = (U_j - U_{a|Ua}) / U_{a|Ua} \quad (12)$$

где j – номер итерации;

U_j – значение потенциала, рассчитанное на j итерации;

$U_{теор}$ – значение потенциала рассчитанное, по аналитической формуле.

Решения для упомянутых случаев известны и даются следующими формулами:

$$U_{a|Ua}^{aa \sim wa}(r) = \pi \cdot \rho \cdot (R_{eAe}^2 - r^2), \quad U_{a|Ua}^{xl \sim da \sim wa}(r) = U_{eAe} \quad (13)$$

где ρ – объёмная плотность пространственного заряда;

R_{eAe} – радиус цилиндра;

U_{eAe} – потенциал цилиндра;

$U_{a|Ua}$ – значение потенциала, рассчитанное по аналитической формуле.

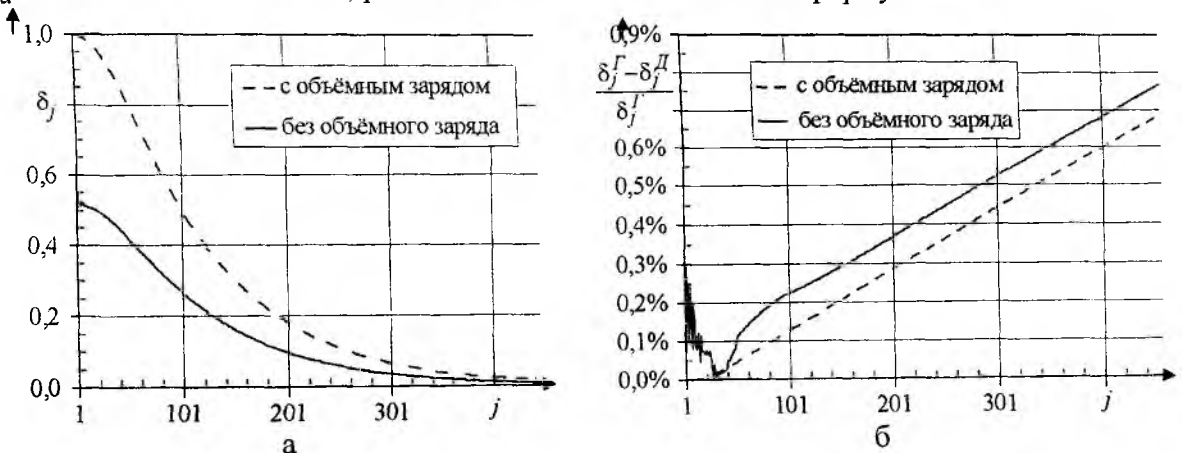


Рис. 2

На рис. 2 а показано изменение ОП δ_j в зависимости от номера итерации j , на рис. 2 б – изменение относительной разницы между ОП, рассчитанных методом теоремы Гаусса (δ_j^I) и методом декартовой СК (δ_j^I) в зависимости от номера итерации j . По данным расчётов

видно, что метод декартовой СК имеет меньшую ОП для любого номера итерации, т.е. он имеет более быструю сходимость к точному результату, но это преимущество не велико и составляет $0,01+0,85\%$. По вычислительным затратам (судя по времени счёта) метод декартовой СК имеет выигрыш в $1,2\%$.

Как более оптимальный для дальнейших расчётов выбран метод декартовой СК.

2. Исследование неоднородности электростатического поля

Как уже упоминалось выше, учет разрезанности анода является крайне важным, особенно в приборах, где конфигурация поля вблизи анода существенно влияет на эффективность электронно-волнового взаимодействия. В этой связи в работе проделан анализ влияния геометрических размеров пространства на характер электрического поля, для этого при решении уравнения Пуассона используем трактовку, изложенную в п.1.1.

Расчеты прямой конструкции релятивистского магнетрона с шестью резонаторами лопаточной формы [10] показали, что зависимости глубины провала поля в резонатор от радиальной (см. рис. 3 а-в) и угловой мер резонатора неоднозначны (см. рис. 4 а-в). В качестве параметра, характеризующего глубину провала поля в резонатор, взята радиальная координата точки эквипотенциали, ближайшей ко дну резонатора (для рис.3 а - $R_{\max}=40$ мм; 3 б - $R_{\max}=31$ мм; 3 в - $R_{\max}=22$ мм; для рис.4 а - $\Delta\varphi_{\text{рез}}=55^\circ$; 4 б - $\Delta\varphi_{\text{рез}}=31^\circ$; 4 в - $\Delta\varphi_{\text{рез}}=20^\circ$). Зависимость глубины провала поля в резонатор от его глубины показана на рис. 3 г (угловая мера $\Delta\varphi_{\text{рез}}$ постоянна и равна 20°). Глубина резонаторов варьировалась путём изменения максимального радиуса анода R_{\max} . Зависимость глубины провала поля в резонатор от его угловой меры $\Delta\varphi_{\text{рез}}$ показана на рис. 4 г (радиальные размеры анода постоянны и составляют $R_{\max}=43$ мм и $R_{\text{анода}}=21,5$ мм). Для этих и последующих расчётов следующие величины были постоянны: радиальный размер анода $R_{\text{анода}}=21,5$ мм, длина анода $h_{\text{анода}}=72$ мм, длина трубы дрейфа $h_{\text{т.д.}}=50$ мм, сдвиг анода от нуля по оси z $h_{z0}=20$ мм.

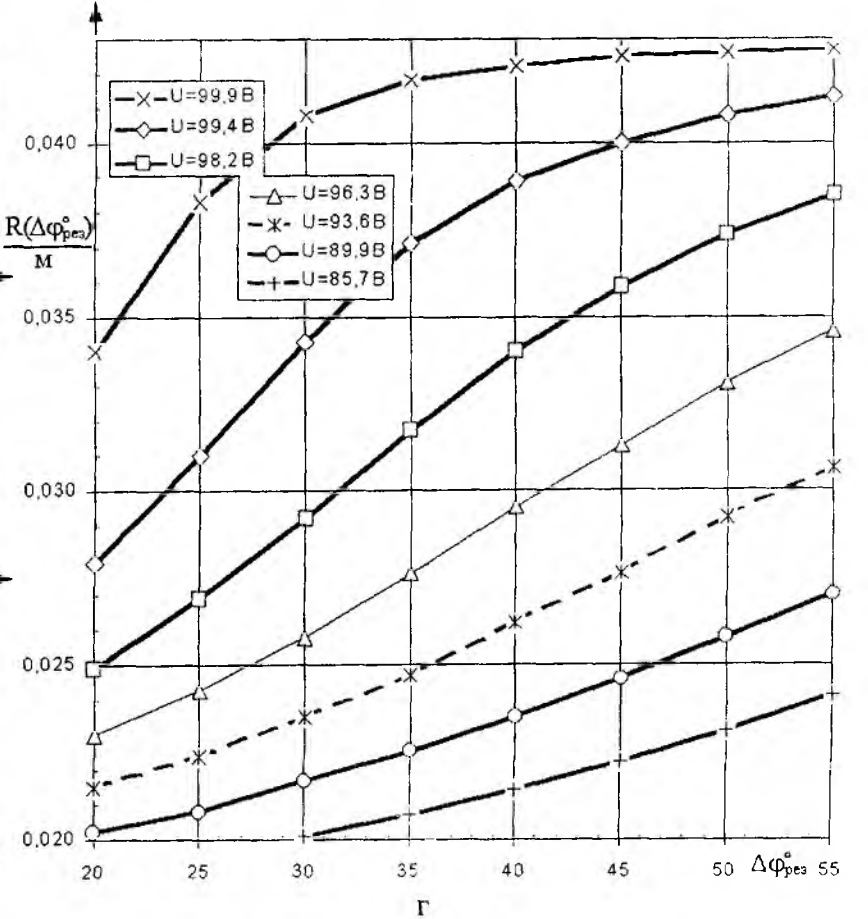
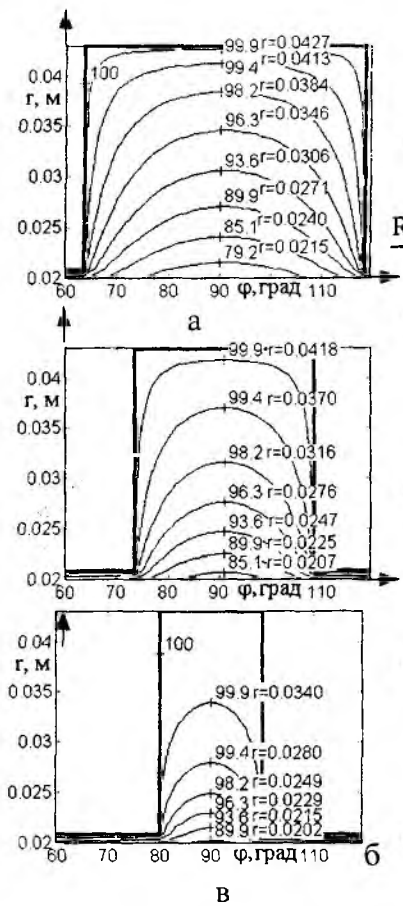
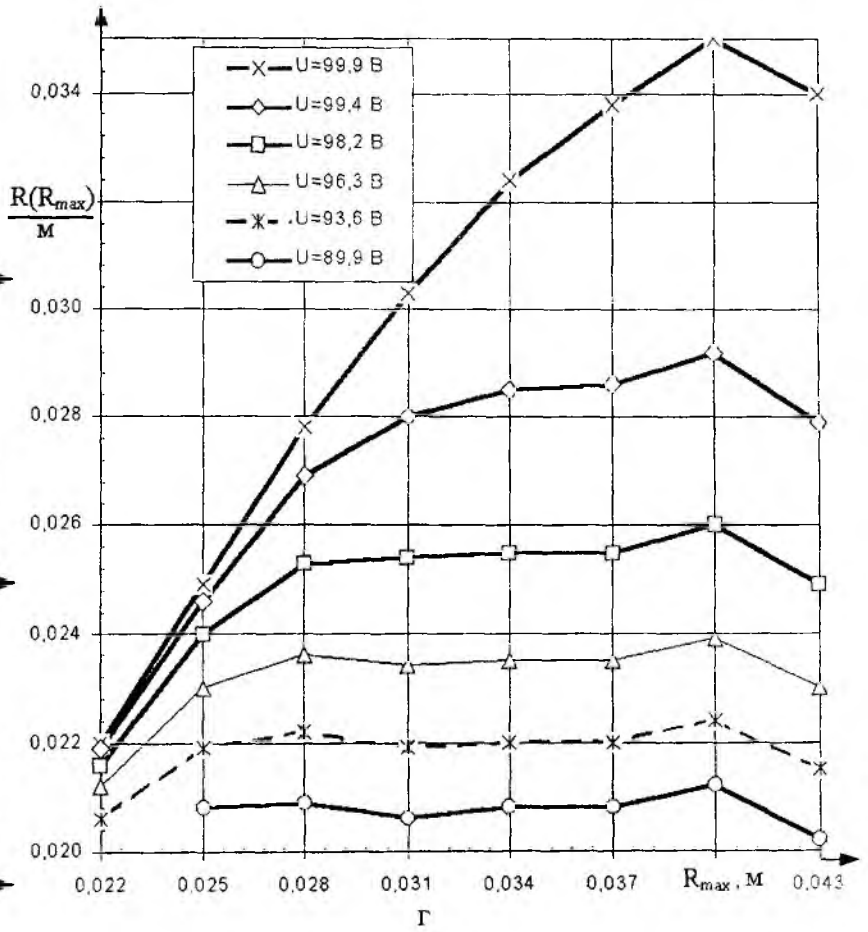
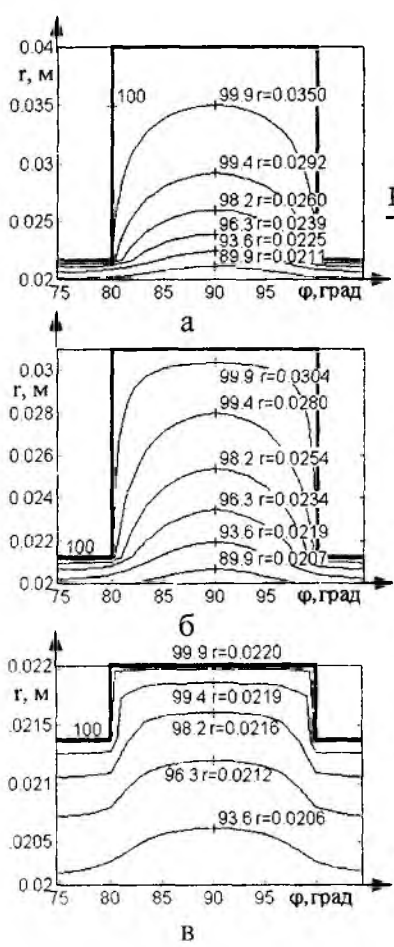
На рис. 5 показаны эквипотенциали и вектора электростатического поля в релятивистском магнетроне, где а – сечение анодного блока по резонатору со щелью вывода энергии, б – сечение анодного блока по ламели, в – резонатор со щелью вывода энергии, г – резонатор без щели. В релятивистских магнетронах отсутствуют торцевые экраны, поэтому в рассчитываемой области, со стороны ввода катода, присутствует открытая граница (см. рис. 5 а и 5 б для $z=0$ – промежуток катод-анод). Со стороны свободного конца катода применяется либо дифракционный вывод энергии, либо труба дрейфа – полый цилиндр ($R_{\text{тр.дрейфа}}=R_{\max}$), одним концом соединенный с анодным блоком и закрытый с другого. И в том и в другом случаях в расчётной области присутствует область с $r=0$, где электростатическое поле имеет сильную неоднородность (см. рис. 5 а и 5 б для $z=0.084\div 0.14$).

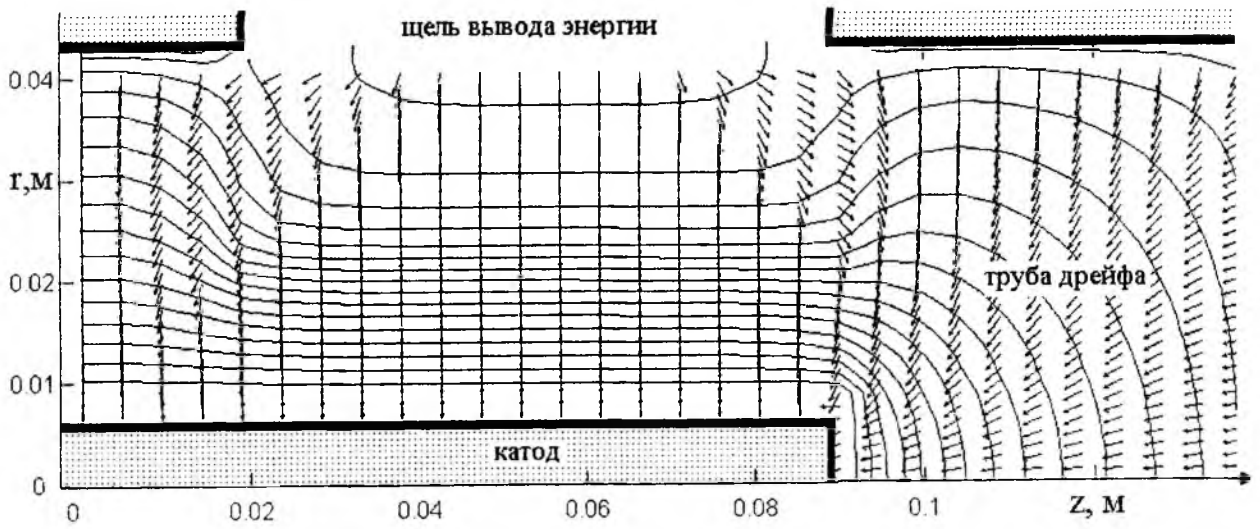
Кроме того, открытая граница присутствует и в области щели вывода энергии (см. рис. 5 а). Качественное отличие полей в резонаторах с и без щели вывода энергии хорошо видно при сравнении рисунков 5 в и 5 г, причем, чем меньше глубина резонатора, тем сильнее проявляется различие (см. врезку на рис. 5 в). При минимальной глубине ($R_{\max}=22$ мм) разница dU имеет максимальное значение $9,0\%$. Расчёты проводились для конструкции с $\Delta\varphi_{\text{рез}}=20^\circ$.

Выводы

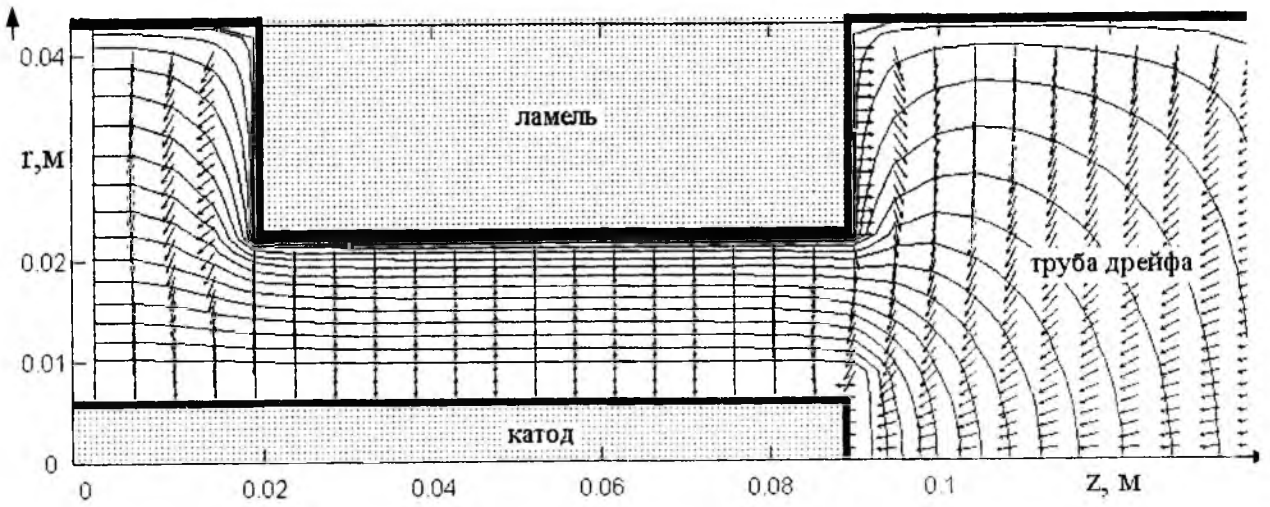
На основе анализа существующих моделей сделано заключение, что для большей адекватности электродинамической трехмерной модели реальному прибору при решении уравнения Пуассона целесообразно использовать трёхмерный метод конечных разностей, позволяющий проводить расчёты в областях произвольной формы.

При сравнении эффективности формул расчёта уравнения Пуассона на оси методом декартовой СК и методом теоремы Гаусса оказалось, что оба метода практически равнозначны, как по точности, так и по затратам времени.





а



б

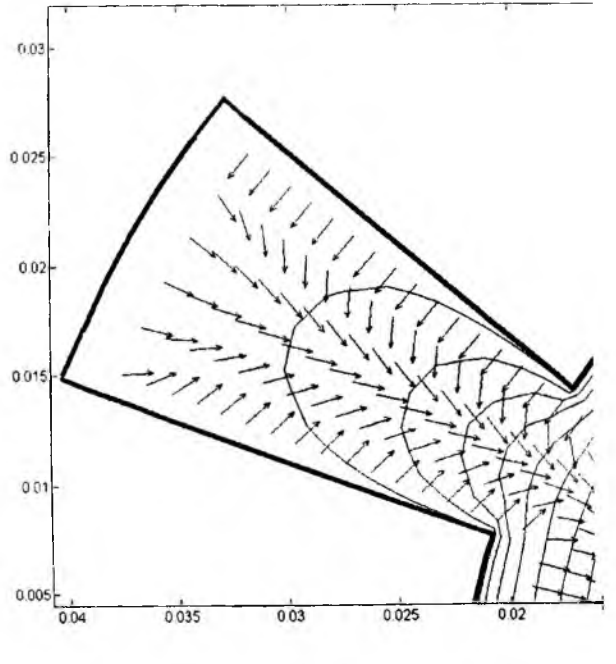
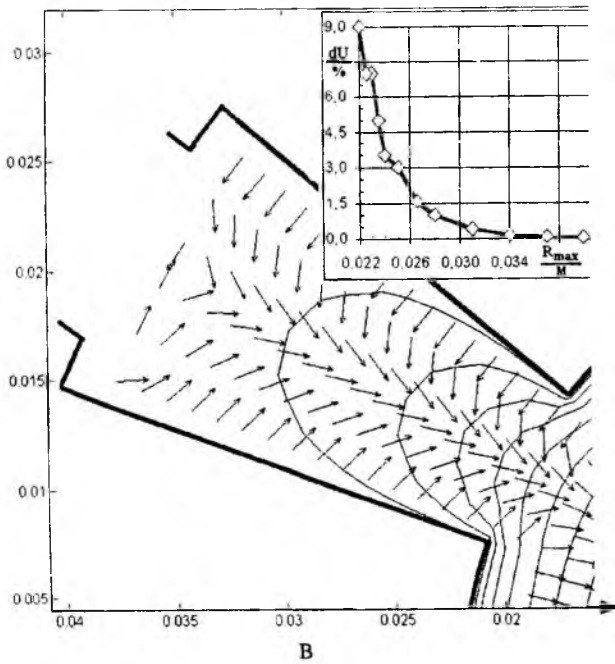


Рис. 5

Предложенный алгоритм и программа на его основе позволяют находить решение уравнения Пуассона в сложных по форме областях:

- в осевой области ($r=0$ – труба дрейфа, дифракционный вывод энергии);
- на открытых границах (промежуток катод-анод со стороны ввода катода, щель вывода энергии в резонаторе, вакуумное окно в дифракционном выводе энергии);
- для разрезанного или цилиндрического анода (с выбором прямоугольной или лопаточной формы резонаторов);
- для прямой или обращенной конструкции прибора.

Расчеты прямой конструкции релятивистского магнетрона с резонаторами лопаточной формы показали, что для данной конструкции существенным являются наличие осевой области (трубы дрейфа) и открытых границ со стороны ввода катода и щели вывода энергии.

Список литературы: 1. *Рошаль А. С.* Моделирование заряженных пучков. М.: Атомиздат, 1979. 224 с. 2. *Yu S.P., Kooyers G.P., Buneman O.* Time-Dependent Computer Analysis of Electron-Wave Interactions in Crossed Fields // *Journal of Applied Physics*. 1965. Vol.36. № 8. P.2550-2559. 3. *Галаган А.В.* Цилиндрическая трехмерная модель генератора со скрещенными полями // *Радиотехника*. 1989. Вып. 88. С. 130-135. 4. *Романов П.В., Рошаль А.С.* О решении уравнения Пуассона для области взаимодействия электронных приборов // *Известия вузов. Радиофизика*. 1971. XIV. 7. С.1097-1104. 5. *Кураев А.А., Байбурин В.Б., Ильин Е.М.* Математические модели и методы оптимального проектирования СВЧ приборов. Мн.: Наука і тэхніка, 1990. 392 с. 6. *Тертышный А.С.* Применение структурного метода к расчёту электростатического поля магнетрона // *Известия вузов СССР. Радиоэлектроника*, 1981. Т. 24. № 12. С. 19-23. 7. *О.М. Нікітенко.* Розподілення електростатичного потенціалу в циліндричному магнетроні // *Радиотехника*. 2000. Вып. 113. С. 113-120. 8. *Vaughan J.R.M.* Computer Aided Design of Microwave Tubes. Tech. Digest. IEEE Int. Electron Dev. Meet. Washington, DC, 1976, P.511-514. 9. *Dombrowski Gorge E.* Computer Simulation Study of Primary and Secondary Anode Loading in Magnetrons // *IEEE Transactions on Electron Devices*. 1991. V.38. No. 10. P. 2234-2238. 10. Ограничение длительности СВЧ-излучения в сильноточном магнетроне *Глейзер И.З., Диденко А.Н., Сулакишин А.С., Фоменко Г.П., Цветков В.И.* // *Письма в журнал технической физики*. 1980. Т.6. Вып.1. С. 44-49. 11. *Хокни Р., Иствуд Дж.* Численное моделирование методом частиц: Пер. с англ. М.: Мир, 1987. 640 с. 12. *Бэдсел Ч., Ленгдон А.* Физика плазмы и численное моделирование: Пер. с англ. М.: Энергоатомиздат, 1989. 452 с.

*Харьковский национальный
университет радиоэлектроники*

Поступила в редколлегию 27.07.2001

МОДЕЛИРОВАНИЕ КИНЕТИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ В ЛАЗЕРАХ С НЕЛИНЕЙНЫМИ МОДУЛЯТОРАМИ И СТАТИЧЕСКИМИ ПАРАМЕТРАМИ

Существует множество моделей, описывающих кинетику квантовых систем, содержащих внутри резонатора нелинейные среды. Но наиболее удобной и точной является система скоростных уравнений, описывающая временное изменение интенсивности излучения, инверсии населенности активной и нелинейной сред.

Подобная система описывает лазер с нелинейным фототропным модулятором как квантовую систему, работающую по трехуровневой схеме, верхний энергетический уровень активной среды которой является метастабильным.

Уравнения, описывающие кинетику процессов в квантовой системе с пассивным фототропным затвором (в дальнейшем лазер с нелинейным модулятором), представляют собой систему обыкновенных дифференциальных уравнений:

$$\begin{cases} \frac{dI}{du} = I \cdot (a\delta - b\delta' - d), \\ \frac{d\delta}{du} = -(\mu I + N + \beta) \cdot \delta + N, \\ \frac{d\delta'}{du} = -(2I + 1) \cdot \delta' + 1. \end{cases} \quad (1)$$

$$\begin{aligned} I = i\delta' \tau'; \quad \delta = \frac{\Delta}{n_0}; \quad \delta' = \frac{\Delta'}{n_0'}; \quad u = \frac{t}{\tau}; \quad \beta = \frac{\tau'}{\tau}; \quad a = \frac{l}{z} c \sigma n_0 \tau'; \quad b = \frac{l'}{z} c \sigma' n_0' \tau'; \\ \Delta_0 = \frac{W n_0 \tau}{W \tau + 1}; \quad d = \frac{c \lambda}{z}; \quad \mu = \frac{\sigma}{\sigma'}; \quad N = W \tau'; \quad \frac{1}{\tau_0} = W + \frac{1}{\tau}. \end{aligned} \quad (2)$$

где I - суммарная интенсивность лазерного излучения внутри резонатора; c - скорость света в свободном пространстве; σ - эффективное сечение активной среды; σ' - эффективное сечение пассивной среды; Δ - инверсия населенности активной среды; Δ' - инверсия населенности пассивной среды; z - длина лазера; l - длина активного участка; l' - длина пассивного участка; γ - потери в резонаторе; $n_0' = n_1' + n_2'$ - плотности частиц на соответствующих энергетических уровнях; $n_0 = n_1 + n_2 + n_3$ - общая плотность частиц в активной среде; W - вероятность возбуждения частиц рабочего вещества; τ - время жизни частиц на метастабильном уровне активного вещества; τ' - время жизни частиц на верхнем уровне нелинейного вещества.

Области между границами определяют кинетику развития процессов и характер изменения ее в зависимости от положения рабочей точки в области (рис. 1). Аналитические выражения границ областей получены путем исследования на устойчивость стационарных состояний. Нашей задачей является расчет сетки рабочих точек в I, II, IV областях с целью получения количественного и качественного описания тенденций

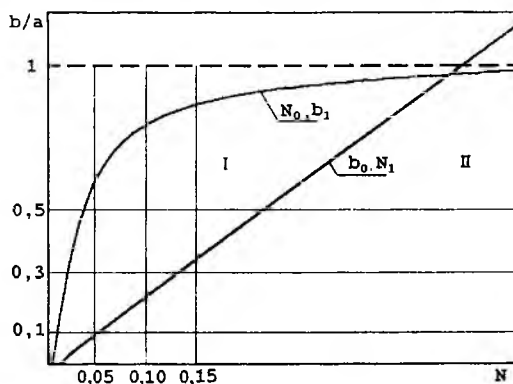


Рис. 1

поведения системы в этих областях. Для расчетов были выбраны следующие параметры: $a=1 \cdot 10^8$, $\beta=0.01$, $d=5 \cdot 10^{-4}$, $\mu=1$.

Как видно из рис. 2 (кинетика процесса генерации квантовой системы при различных значениях параметров b/a и $N=0.05 \div 1.2$: а) $b/a=0.1$; б) $b/a=0.3$; в) $b/a=0.5$), соотношение b/a определяет пороговый уровень инверсии активной среды, с которого начинается генерация, и соответственно таким образом влияет на время, необходимое активной среде от запуска накачки до начала генерации:

$$\frac{b}{a} = \frac{N}{N + \beta} - \frac{\gamma}{a}; \quad \frac{b}{a} = \frac{2N}{\mu} \left(1 - \frac{\gamma}{a} \right) - \frac{\gamma}{a} \left(1 + \frac{2\beta}{\mu} \right). \quad (3)$$

Параметр N влияет на скорость создания инверсии в активной среде, так как характеризует вероятность возбуждения частиц этой среды; увеличение этого параметра приводит к уширению импульса, уменьшению времени создания критического уровня инверсии, и как

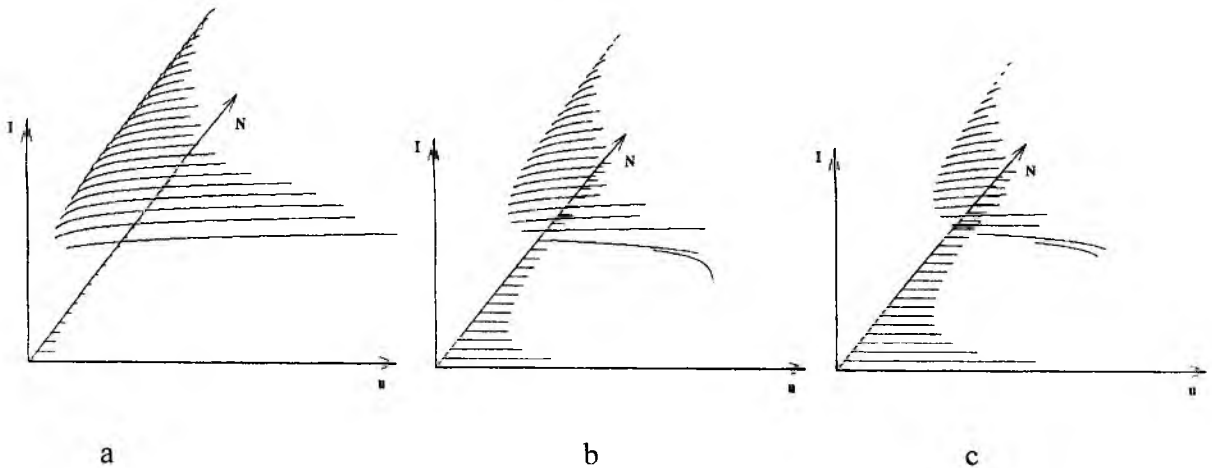


Рис. 2

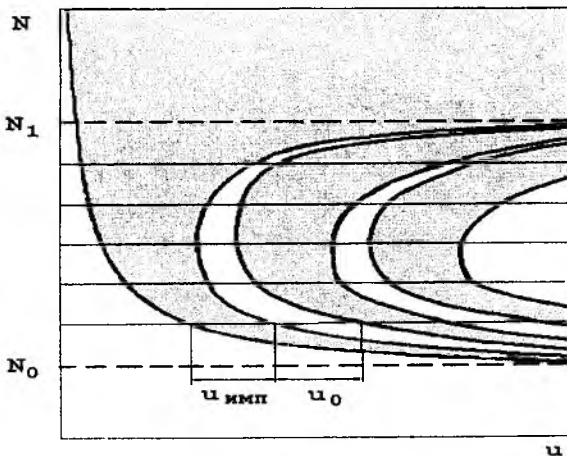


Рис. 3

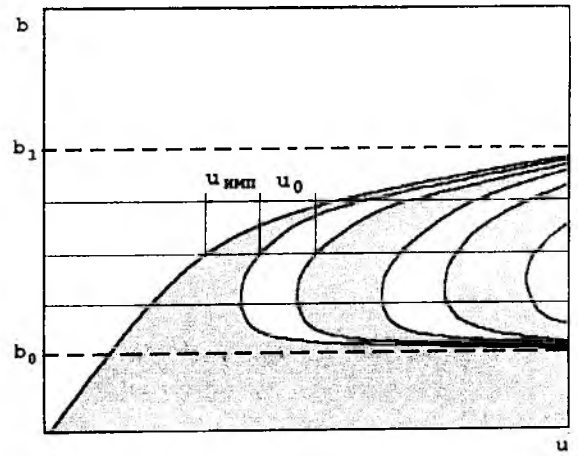


Рис. 4

следствие – уменьшение скважности импульсов. Можно говорить о непрерывном режиме как о частном случае импульсного, т. е. $t_{имп} = \infty$.

Исключая из полученных зависимостей переменную I – интенсивность излучения, то есть сводя его значение к двум устойчивым состояниям: состояние с просветленным и закрытым затвором, получаем диаграммы временного развития процессов (рис. 3 и 4), в зави-

симости от различных значений b и N . Как видно из рисунков, влияние параметров b и N на развитие процесса генерации эквивалентно, несмотря на различную физическую сущность этих параметров. Заштрихованная область соответствует просветленному состоянию затвора. Часть диаграммы, заключенная между b_0 и b_1 (b_0 -нижняя граница, b_1 -верхняя граница импульсного режима работы), равномерно сжимается в зависимости от N (рис. 1).

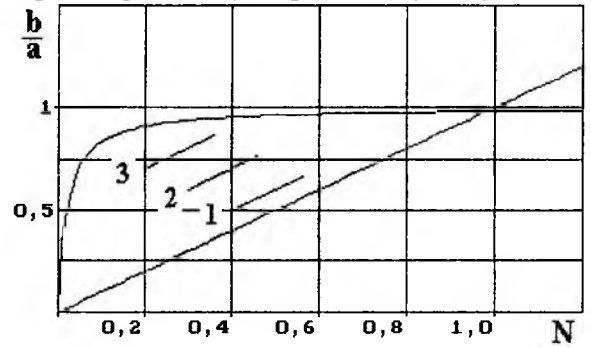


Рис. 5

Исходя из полученных зависимостей, учитывая эквивалентность воздействия и тот факт, что прямые $b=\text{const}$ и $N=\text{const}$ не являются кратчайшим путем от одной границы к другой, можно предположить, что наиболее быстрого изменения ширины импульса и интервала между ними можно добиться, изменяя одновременно параметры b и N таким образом, чтобы двигаться от одной границы к другой по кратчайшему пути. Также можно предположить, что существует такое множество рабочих точек в импульсной области, для которых справедливо равенство $u_0 = \text{const}$, $u_{\text{имп}} = \text{const}$.

Чтобы проверить эти предположения, был произведен расчет с медленным (квазистатическим) смещением рабочей точки вдоль предполагаемых кривых (рис.5), при этом должны сохраняться условия $u_0 = \text{const}$, $u_{\text{имп}} = \text{const}$. На рис.5 изображена диаграмма с указанными смещениями рабочих точек 1,2,3. Как видно из рис.6, предположения полностью подтвердились, и с большой точностью.

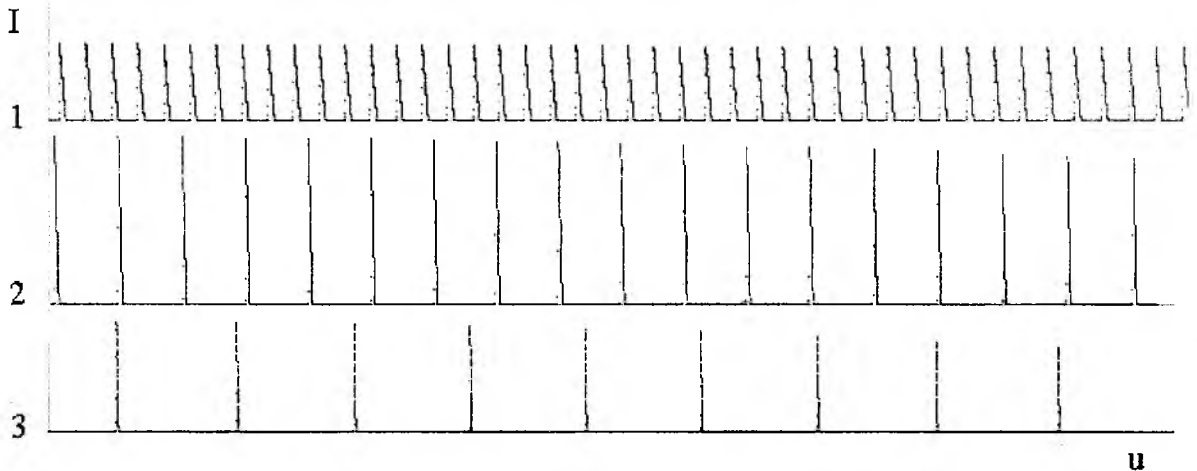


Рис. 6

Анализируя кинетические процессы, можно сделать вывод, что на разных этапах развития кинетических процессов вклад различных параметров в значения производных остается постоянным, поэтому систему можно решить кусочно, т. е. разбивая кинетический процесс на несколько этапов. Первый (предгенерационный) этап характеризуется малым значением интенсивности ($I \rightarrow 0$) и ее производной по времени ($|dI/du| \rightarrow 0$). Принимая $I=\text{const}$, запишем второе уравнение системы (1):

$$\frac{d\delta}{du} = -(\mu I + N + \beta) \cdot \delta + N,$$

$$d\delta = (-(\mu I + N + \beta) \cdot \delta + N) \cdot du. \quad (4)$$

Обозначим

$$(\mu I + N + \beta) = \alpha. \quad (5)$$

Перепишем уравнение с учетом новых обозначений:

$$\frac{d\delta}{-\alpha \cdot \delta + N} = du. \quad (6)$$

Интегрируя обе части уравнения, получаем:

$$-\frac{1}{\alpha} \text{Ln}|-(\alpha \cdot \delta) + N| = u + C_1. \quad (7)$$

Выражая δ , получим функцию ее временного развития:

$$\delta = -\frac{\exp(-(\mu I + N + \beta) \cdot (u + C_1))}{\mu I + N + \beta} + \frac{N}{\mu I + N + \beta}. \quad (8)$$

Подставляя начальные условия ($u=0, \delta=0$), определим константу C_1 .

$$C_1 = -\frac{\text{Ln}|N|}{\mu I + N + \beta}. \quad (9)$$

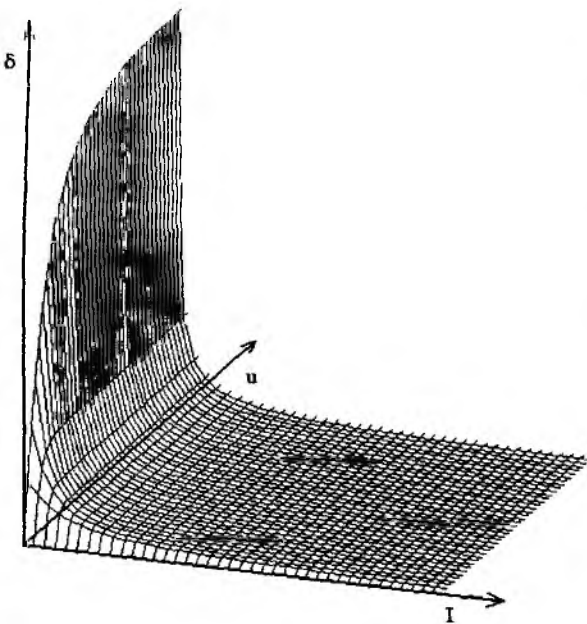


Рис. 7

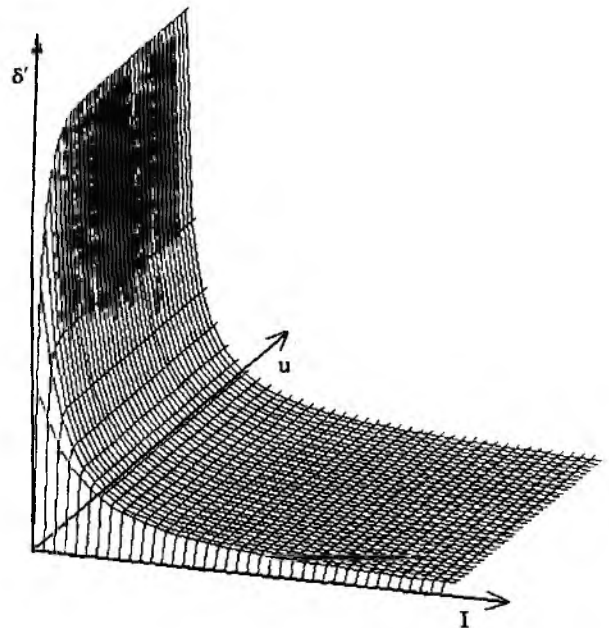


Рис. 8 а

Повторяя эти операции с третьим, аналогичным уравнением системы (1), получаем временную зависимость δ' :

$$\delta' = -\frac{\exp(-(2I+1) \cdot (u + C_2))}{2I+1} + \frac{1}{2I+1}, \quad (10)$$

$$C_2 = 0. \quad (11)$$

Если считать I независимой переменной, то получим функции временного развития (δ, δ') при различных значениях интенсивности, графики которых изображены на рис. 7 и 8 а.

Анализируя первое уравнение системы (1), запишем условие начала генерации:

$$a\delta - b\delta' - d \geq 0. \quad (12)$$

Подставим вместо δ и δ' соответствующие им временные функции:

$$-\frac{a}{\alpha} \exp(-(\alpha \cdot (u + C_1))) + \frac{a \cdot N}{\alpha} + \frac{b}{z} \exp(-z \cdot (u + C_2)) - \frac{b}{z} - d \geq 0. \quad (13)$$

На рис. 8б изображена временная зависимость этой функции от I.

Приравняв левую часть неравенства нулю, находим u_0 , соответствующее началу переднего фронта импульса генерации:

$$\frac{\exp(\text{Ln}(b/z) - z \cdot C_2)}{\exp(z \cdot u_0)} - \frac{\exp(\text{Ln}(a/\alpha) - \alpha \cdot C_1)}{\exp(\alpha \cdot u_0)} = \left(\frac{b}{z} - \frac{a \cdot N}{\alpha} + d\right), \quad (14)$$

где $\alpha = \mu \cdot I + N + \beta;$
 $z = 2 \cdot I + 1.$

Выражая из этого уравнения b/a как функцию остальных параметров при условии ($u_0 = \text{const}$), получаем аналитическое выражение для эквиинтервальных кривых, т. е. кривых одинакового интервала между импульсами:

$$\frac{b}{a} = \frac{2 \cdot I + 1}{1 - \exp(-u \cdot (2 \cdot I + 1))} \cdot \frac{1}{(\mu \cdot I + N + \beta)} \times \left(N - \frac{d \cdot (\mu \cdot I + N + \beta)}{a} - \exp\left(-(\mu \cdot I + N + \beta) \cdot \left(u - \frac{\text{Ln}(N)}{(\mu \cdot I + N + \beta)}\right)\right) \right). \quad (15)$$

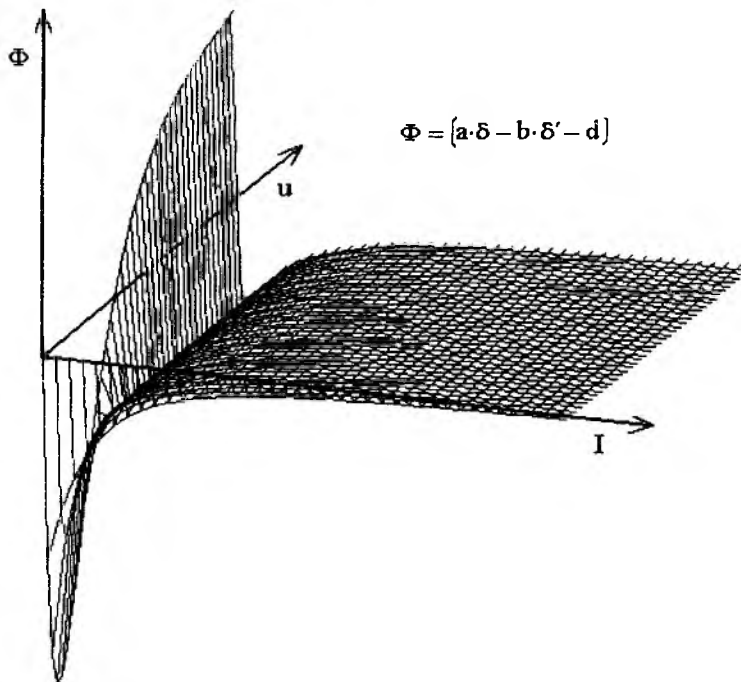


Рис. 8б

На рис. 9 изображена диаграмма эквиинтервальных кривых для различных значений u . Как видно из рисунка, кривая, соответствующая большим значениям $u = 2000$ ($u = u_0$), практически совпадает с левой границей импульсной области.

А кривая, соответствующая малым значениям $u = 0,001$, совпадает с правой границей (при $\mu=2$) и практически не зависит от μ . И это совпадает с принятым условием ($I \rightarrow 0$).

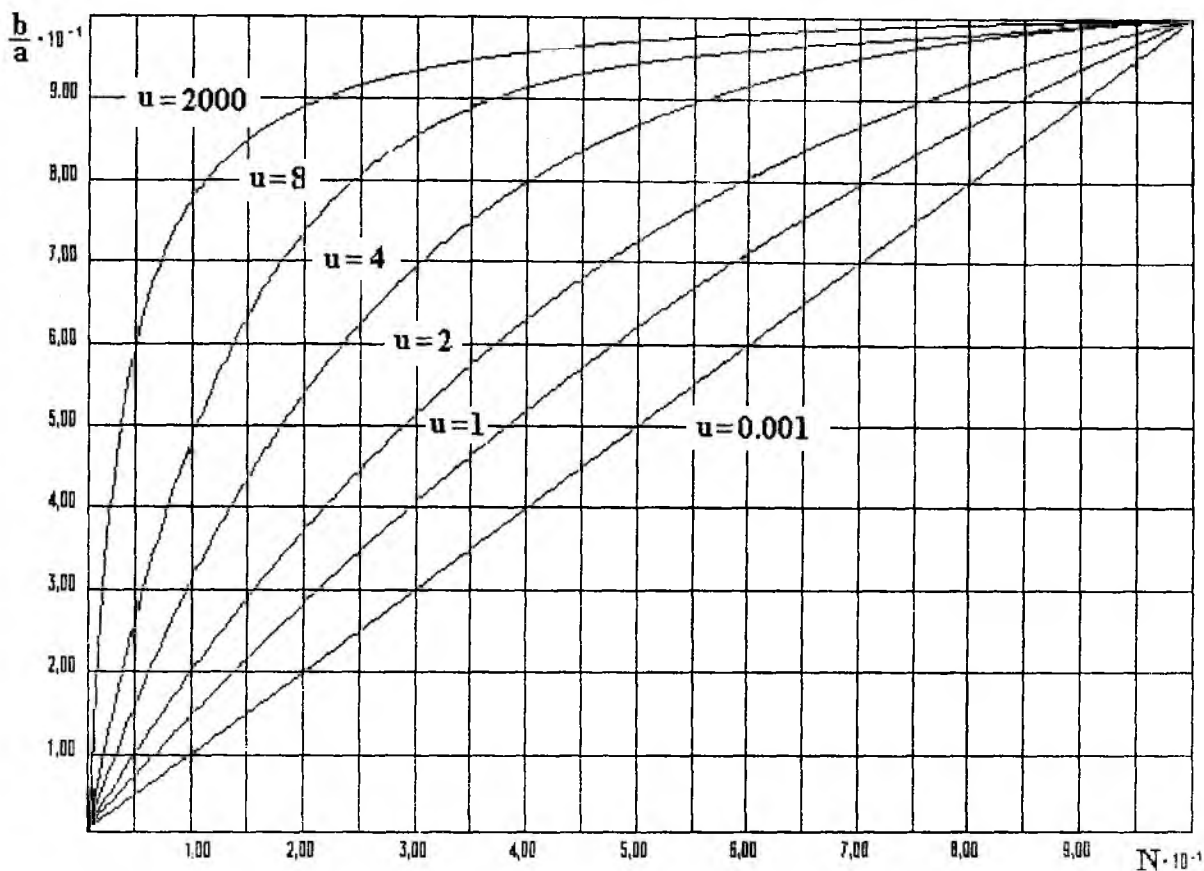


Рис. 9

Использование полученных результатов позволит эффективно проектировать лазерные системы с нелинейными модулирующими средами, рассчитывать конструктивные характеристики, задаваясь частотой, скважностью и мощностью генерируемых импульсов, что необходимо для систем оптической связи, локации и навигации. Кроме того, нелинейные модуляторы увеличивают крутизну фронта импульса излучения, подавляют поперечные моды излучения и уменьшают расходимость лазерного луча, что также немаловажно для связи и локации.

Харьковский национальный
университет радиоэлектроники

Поступила в редколлегию 30.10.2001

ОСНОВЫ МЕТРОЛОГИЧЕСКОГО КОНТРОЛЯ ТЕХНИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК АКУСТООПТИЧЕСКИХ УСТРОЙСТВ

Введение

Как один из подходов решения проблемы повышения производительности вычислительных средств (ВС) специальных информационно-измерительных систем, является разработка и создание оптических ВС (ОВС). Повышение производительности в ОВС достигается за счет более высокого быстродействия элементов и устройств таких средств, обусловленное физическими особенностями носителя информации - когерентного электромагнитного поля оптического диапазона [1].

Внедрение акустооптических устройств в качестве элементов ввода, коммуникации и уплотнения (разуплотнения) информации в ОВС предполагает существование их комплекса технических характеристик. Классификационный анализ таких устройств был проведен в работе [2]. Комплекс технических характеристик: устройства ввода информации в когерентный оптический процессор (КОП) обработки радиосигналов – акустооптического модулятора (АОМ), устройства управления потоком данных при записи информации в оптические ЗУ – акустооптического затвора (АОЗ), устройства пространственной адресации потоков данных в оптических ЗУ – акустооптического дефлектора (АОД) - был сформулирован в работах [3-5]. Основываясь на структуре обобщенного акустооптического устройства (АОУ) и функциональном назначении её элементов [5], можно утверждать, что процесс метрологического контроля технических характеристик (ТХ) АОУ состоит из двух этапов. Первый, на стадии изготовления акустооптической ячейки (АОЯ) – базового элемента любого АОУ, второй – на стадии выходного контроля конкретных устройств (АОМ, АОЗ, АОД). На первом этапе контролируются физико-технические параметры (ФТП) среды акустооптического взаимодействия или как элемента устройства - светозвукопровода АОУ, на втором – ТХ АОУ.

К основным ФТП светозвукопровода (СЗП) АОУ относятся: скорость V и затухание α акустической волны, акустооптическая добротность СЗП - M_2 [6,7].

Комплекс технических характеристик акустооптических устройств включает группы электрических, оптических, конструктивных и электрооптических характеристик. Группа электрооптических характеристик АОУ была впервые введена автором [2-5,8]. Методы и структуры аппаратных средств измерения ТХ первых трёх групп известны в радиоэлектронике, оптическом приборостроении, машиностроении [9-12] и далее не рассматривается. Общими для АОУ (АОМ, АОЗ, АОД) являются электрооптическая частотная характеристика (ЭОЧХ) и электрооптическая эффективность. Для АОМ из данной группы характеристик существенна: разрешающая способность, а также частота и угол Брэгга. Из этой же группы характеристик для АОЗ и АОД общей является электрооптическая контрастность. Помимо этого для метрологического контроля АОЗ необходимы данные его электрооптической амплитудной характеристики и ширины полосы модуляции, для АОД – число разрешимых положений выходного лазерного пучка.

В экспериментальной физике методы измерения V , α и M_2 известны. Сложность структуры аппаратных средств (САС) таких измерений, ориентированных на необходимость получения избыточной информации, делают такую аппаратуру сложной в наладке и управлении, а обслуживание её и интерпретация полученных данных под силу только высококвалифицированным специалистам [13-15].

Радиофизическими методами измерений амплитудно-частотная характеристика четырёхполюсника определяется согласно алгоритму $U_{вых}(F) = \phi[U_{вх}(F)]$, причем уровень входного сигнала должен поддерживаться постоянным в диапазоне исследуемых частот F , т.е. $U_{вх}(F) = const$. В работах [2-5, 8] было показано, что АОУ, как и его основной структурный элемент – акустооптическая ячейка, является параметрическим четырёхполюсником.

Откуда следует, что управляющим (входным) частотно-зависимым параметром АОУ, который необходимо поддерживать на постоянном уровне, является мощность радиосигнала, т.е. $P_0(F) = const$, а также интенсивность входного лазерного пучка - $I_i = const$. Тогда контролируемым выходным параметром АОУ является I_d - интенсивность выходного лазерного пучка. Математическая модель модуля комплексного коэффициента передачи АОУ - ЭОЧХ АОУ определяется в виде [2-5,8]:

$$K_d(F) = \left(\frac{I_d}{I_i}\right) \prod_{i=1}^4 k_i(F) = A Q_{kk} \prod_{i=1}^4 k_i(F) = \frac{\pi n \Lambda_B^2 M_2}{4 H \lambda^3 \cos^2 \Theta_B} x \frac{2\pi \lambda L}{\Lambda_B^2} x \prod_{i=1}^4 k_i(F),$$

где $k_1(k, Q, F) = \frac{P_a}{P_0}(F) = 1 - |\Gamma|^2$ - коэффициент, описывающий эффективность преобразования электрической цепи, согласующей источник управляющего радиосигнала с электроакустическим преобразователем, P_a и P_0 - мощности акустической волны и радиосигнала,

Γ - коэффициент отражения радиосигнала от ЭАП; $k = k_{эм}^2 / (1 - k_{эм}^2)$ - коэффициент электрической связи, $k_{эм}$ - коэффициент электромеханической связи пьезоэлемента ЭАП; Q - добротность ЭАП; коэффициент, описывающий частотную зависимость акустооптической эффективности обусловленной механизмом акустооптического взаимодействия,

$$k_2(Q_{KK}, r_B, F) = \left\{ \frac{\sin \left[0,25 Q_{KK} (r_B^2 F^2 - r_B F) \right]}{0,25 Q_{KK} (r_B^2 F^2 - r_B F)} \right\}, \quad Q_{KK} = 2\pi \lambda L / \Lambda_B^2 - \text{параметр Кляйна-Кука,}$$

L - длина акустооптического взаимодействия, Λ_B - длина волны Брэгга, $r_B = f_0 / \Omega_B$, f_0 - частота последовательного резонанса пьезоэлемента ЭАП, равная среднегеометрической частоте частотной характеристики согласующей цепи, $\Omega_B = 2nV \sin \Theta_B / \lambda_0$ - частота Брэгга, n, V - показатель преломления и скорость акустической волны в СЭП, λ_0 - длина лазерного излучения в вакууме, $F = f / f_0$, f - текущая частота радиосигнала;

$k_3(x_0, F) = 1 - \exp(-x_0 F^2) / (x_0 F^2)$ - частотная зависимость мощности акустической волны, участвующей в акустооптическом взаимодействии, обусловленная затуханием волны, $x_0 = 2\alpha V T f_0^2$, T - длительность радиосигнала; $k_4(F)$ - коэффициент передачи энергии элементами акустической связи АОУ, акустические импедансы которых подбираются при изготовлении таким образом, чтобы обеспечивали условие $k_4(F) \approx 1$.

Измерение физико-технических параметров светозвукопровода АОУ

Предлагаемый метод измерения V и α основан на регистрации отраженных эхоимпульсов, САС которого показана на рис. 1. Метод измерения M_2 основан на использовании двух эталонов, структура аппаратных средств которого представлена на рис. 2.

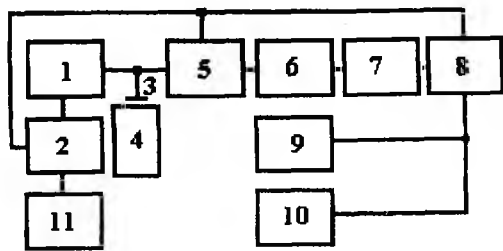


Рис. 1

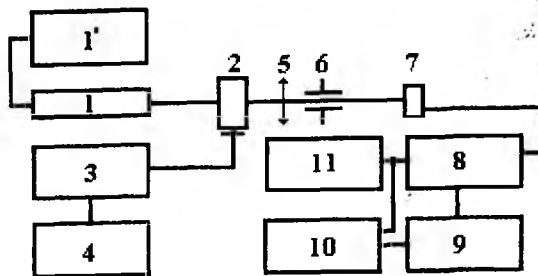


Рис. 2

Согласно структуре, показанной на рис. 1, элементы её имеют следующее назначение: 1 – генератор ВЧ; 2 – импульсный генератор, модулирующий генератор ВЧ прямоугольными импульсами; 3 – электроакустический преобразователь (ЭАП); 4 – образец СЗП; 5 – блок давления зондирующих импульсов; 6 – усилитель; 7 – детектор радиоимпульсов; 8 – блок селекции отраженных эхо-импульсов; 9 – осциллограф; 10 – пиковый вольтметр; 11 – частотомер. Структура аппаратных средств, согласно рис. 2 включает: 1 – лазер; 1' – блок питания лазера; 2 – измерительная ячейка, содержащая два эталона и образец СЗП; 3 – генератор радиоимпульсов; 4 – импульсный генератор; 5 – линза; 6 – диафрагма; 7 – фотоприемник; 8 – усилитель; 9 – блок селекции импульсов, 10 – осциллограф; 11 – пиковый вольтметр.



Рис. 3

Конструктивное решение элементов 3 и 4 (рис.1) показано на рис. 3, вид электроакустического преобразователя на основе пластины ниобата лития ($LiNbO_3$) показан на рис. 4. Местоположение ЭАП (в защитной оболочке) показано стрелкой на рис. 3.

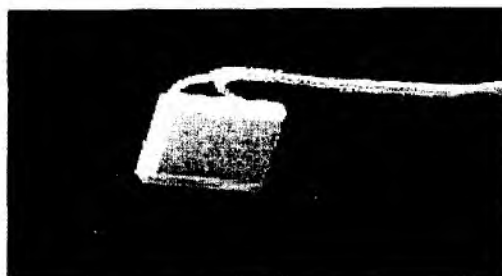


Рис. 4

Измерение скорости и затухания акустической волны в СЗП Радиоимпульсы на выходе 1, при попадании на электроакустический преобразователь 3, преобразуются в зондирующие акустические импульсы, распространяющиеся по исследуемому элементу 4. Отразившись от его торца, до поступления следующего зондирующего импульса, наблюдается серия эхо-импульсов. Амплитуда эхо - импульсов, в зависимости от количества проходов эхо по образцу пропорциональна затуханию акустической волны, уменьшается. С приходом следующего зондирующего импульса картина повторяется. Отраженные от торца СЗП эхо-импульсы преобразуются в радиоимпульсы. Мощные зондирующие радиоимпульсы (ЗР) совместно с эхо-радиоимпульсами поступают на вход блока 5, где за счет введенной синхронизации ЗР подавляются на 120 дБ, а эхо-радиоимпульсы усиливаются усилителем 6 на 82 дБ. После усиления радиоимпульсы детектируются блоком 7 и усилителем постоянного тока, входящим в состав детектора 7, дополнительно усиливаются еще на 20 дБ. Блок 8 позволяет выделить из серии отраженных импульсов только определенные и измерить их амплитуду пиковым вольтметром 10. Осциллограф 9 позволяет контролировать процесс выделения определенных эхо из серии отраженных. Интервал времени между двумя последовательно отраженными эхо-радиоимпульсами измеряется с помощью прецизионной линии задержки осциллографа С1-95 (или ему аналогичного). Наличие такой возможности резко уменьшает погрешности измерения скорости и затухания акустической волны. Можно такие измерения провести как при помощи калиброванной развертки осциллографа, так и методом совмещения отраженных эхо-радиоимпульсов, используя функциональные возможности генератора 2 и частотомера 11. По приведенному алгоритму функционирования САС скорость акустической волны определяется согласно $V = nfh$, где n -разность порядковых номеров сравниваемых эхо - импульсов, f - частота повторения эхо - импульсов, h - длина образца вдоль которой распространяется акустическая волна. Затухание акустической волны производится определением амплитуд отраженных двух рядом идущих отраженных эхо-радиоимпульсов, временная селекция которых осуществляется блоком 8, а измерение уровня - пиковым вольтметром 10. Затухание определяют из соотношения $\alpha = (20/t) \lg (A_{n-1}/A_n)$, где t - временной промежуток между соседними эхо - импульсами A_{n-1} и A_n .

Проведенные оценки погрешности измерений скорости акустической волны оценивается величиной не более 3 %, измерения затухания акустической волны - не более 10%.

Измерение акустооптической добротности СЗП Измерительная ячейка САС, согласно рис.2, показана на рис.5, где 1 – электроакустический преобразователь; 2, 5 – эталоны; 3 – образец СЗП; 4 – поджим СЗП и эталонов; 6 – микрометрический винт перемещения ячейки перпендикулярно лазерному пучку; 7 – отсчетное устройство поворота ячейки вокруг вертикальной оси. Процесс измерения состоит в следующем. Последовательно передвигая измерительную ячейку микрометрическим винтом поперек лазерного пучка, добиваются дифракции Брэгга на элементе 2 (эталон 2), затем на образце (элемент 3) и элементе 5 (эталон 5). При этом регистрируют интенсивности дифрагированных пучков $I_{1\Omega 2}$, I_{10} , $I_{1\Omega 5}$ - соответственно от эталона 2, исследуемого образца, эталона 5.

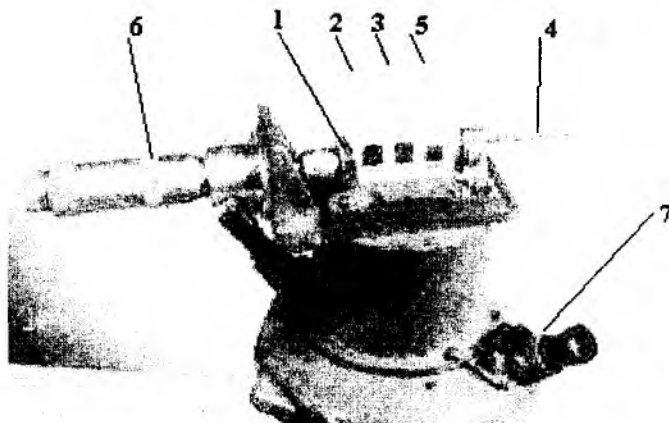


Рис. 5

Измеренные $I_{1\Omega 2} \sim (M_{2\Omega 2} P_a') I_i$, $I_{10} \sim (M_{20} P_a'') I_i$, $I_{1\Omega 5} \sim (M_{2\Omega 5} P_a''') I_i$ - где I_i - интенсивность лазерного пучка падающего на образец и эталоны, $M_{2\Omega 2}$, M_{20} , $M_{2\Omega 5}$ - акустооптическая добротность образца и эталонов. Легко видеть, что в предположении малости затухания акустической волны в системе «эталон 2 – образец СЗП – эталон 5», $P_a'' = (P_a' P_a''')^{0.5}$. Откуда для определения акустооптической добротности образца справедливо: $M_{20} / M_{2i} = I_{10} / \sqrt{I_{1i 2} I_{2i 5}}$ [6]. Проведенные автором оценки погрешности измерений M_2 по предложенной методу, показали, что она составляет не более 18%.

Измерение электрооптических характеристик акустооптических устройств

Измерение ЭОЧХ акустооптических устройств Структура аппаратных средств измерения ЭОЧХ АОУ показана на рис. 6, в состав которой входит: 1 – блок питания лазера; 2 – лазер; образец тестируемого АОУ; 4 – заглушка недифрагированного лазерного пучка; 5 – столик с поворотным отсчетным устройством; 6 – линза с фокусным расстоянием Z ; 7 – фоторегистрирующая линейка фотодиодов; 9 – осциллограф; 10 – генератор ЛЧМ - сигнала; 11 – широкополосный усилитель.

Процесс измерений состоит в следующем. Образец акустооптического устройства размещается на элементе 5. К радиовходу АОУ подключается широкополосный усилитель 11, на вход которого подается ЛЧМ сигнал генератора 10 (генераторный блок Х1-42). Фоторегистрация (дифрагированного) лазерного пучка на выходе АОУ осуществляется элементами 7 и 8, сигнал с которых поступает на вход 9, развертка которого синхронизируется соответствующими сигналами блока 8, а на экране наблюдается ЭОЧХ АОУ. Подобранным образом скорость развертки ЛЧМ - сигнала, а вместо блока 9, подключив двухкоординатный самописец, можно записать ЭОЧЗ, аналогичную представленной на рис. 8. Внеш-

ний вид блока управления и первичной обработки с линейкой фотодиодов ЛФ - 1024 показан на рис. 7 [16].

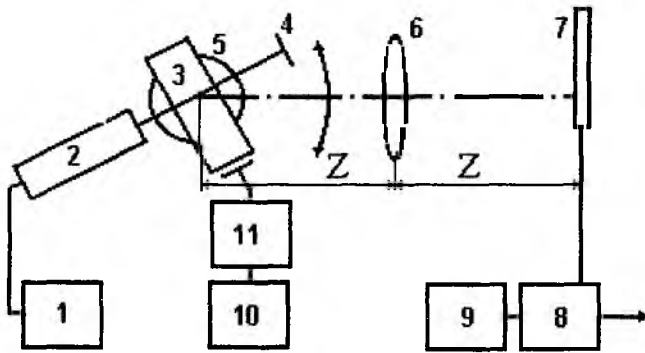


Рис. 6

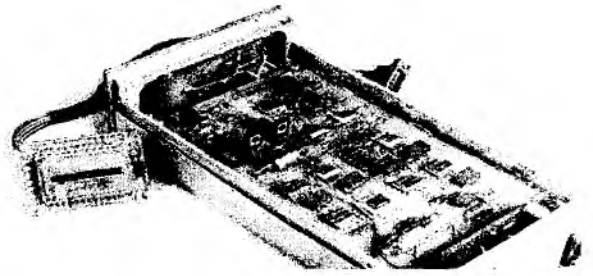


Рис. 7

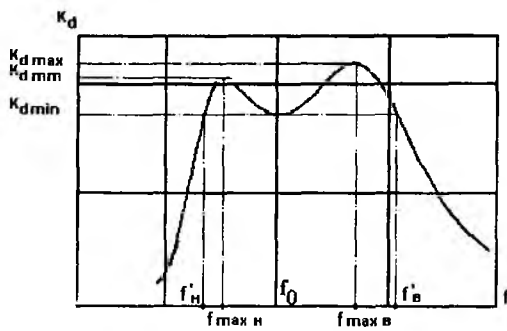


Рис. 8

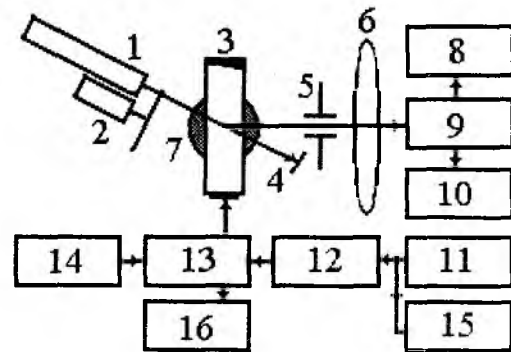


Рис. 9

Измерение электрооптической эффективности АОУ В физической акустооптике эффективность акустооптической дифракции определяется выражением $\zeta = I_d / I_i$, где I_d и I_i - интенсивности выходного и входного лазерных пучков [6]. Предлагаемый метод, отличается тем, что с целью измерения электрооптической эффективности акустооптических устройств (АОЗ, АОД, АОМ) контролю подлежит более общая характеристика, $K_d = \left(\frac{I_d}{I_i}\right) \frac{P_a}{P_0} k_2 k_3$ -

электрооптическая эффективность, описывающая процесс передачи энергии входного радиосигнала выходному лазерному пучку устройства в системе «источник радиосигнала – согласующая цепь – электроакустический преобразователь – светозвукопровод – выходной лазерный пучок». Структура аппаратных средств, предназначенных для измерения электрооптической эффективности АОУ, представлена на рис. 9, где 1 - лазер; 2 – механический obtюратор; 3- АОУ (АОЗ, АОД, АОМ); 4– оптическая заглушка; 5 – диафрагма; 6 – линза; 7 – поворотный столик; 8 – универсальный вольтметр; 9 – фотоприемное устройство; 10 – осциллограф; 11 – генератор НЧ (импульсный); 12 - невзаимное устройство; 13– модулятор; 14 – генератор ВЧ; 15 – частотомер; 16 – ВЧ вольтметр. Для определения уровня максимально возможного сигнала на входе фотоприёмного устройства используют элементы 1, 2, 5, 6, 8, 9. Уровень мощности лазерного пучка с 100%-й глубиной модуляции регистрируется фотоприёмным устройством 9 и на его выходе измеряется элементом 8. В случае искажения формы сигнала, обусловленного малым динамическим диапазоном элемента 9, между ним и линзой рекомендуется установить нейтральный фильтр. С помощью осциллографа определяется частота следования импульсов лазерного излучения - Ω , а элемента 8 - уровень сигнала U_1 . Далее АОУ устанавливается на столик 7, подключаются элементы 11, 12, 13, 14, 15, 16. Час-

тота следования импульсов элемента 11 устанавливается равной Ω . Измерения производятся на средней частоте ЭОЧХ устройств. Уровень амплитудно – модулированного сигнала на входе АОУ контролируется элементом 16. Дифрагированный лазерный пучок на выходе АОУ, пройдя элементы 5 и 6, поступает на вход фотоприемника, на выходе которого уровень преобразованного сигнала составляет значение U_2 , форма которого наблюдается на осциллографе, уровень измеряется элементом 8. Электрооптическая эффективность устройства определяется из соотношения $I_d / I_i = U_2 / U_1$.

Измерение разрешающей способности АОМ Структура аппаратных средств измерения разрешающей способности АОМ показана на рис. 10, где 1 – блок питания лазера; 2 – лазер; 3 – АОМ; 4 – поворотный столик; 6 – линза; 7 – линейка фотодиодов; 8 – блок управления и первичной обработки сигналов фотолинейки; 9 – осциллограф (самописец); 10 – широкополосный усилитель; 11 – ферритовые микрополосковые вентили [17]; 12 – генераторы радиосигналов.

Процесс измерения состоит в следующем. Радиосигналы с выхода элементов 12 подаются на вход вентилей 11 и далее на вход усилителя 10. Невзаимные устройства (вентили) 11 предназначены для исключения взаимного влияния элементов 12. Сближая по частоте сигналы а и б, как

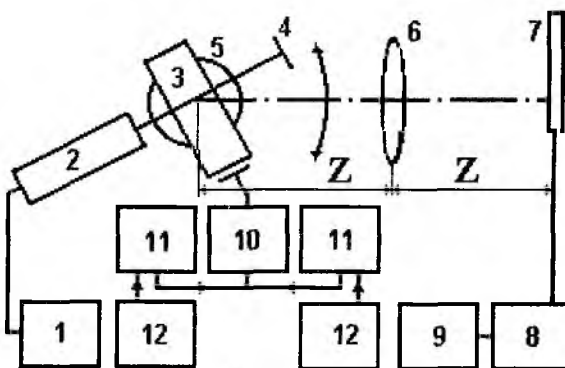


Рис. 10

показано на рис. 11, добиваются появления огибающей с таким образом, чтобы провал был не более 20 % (критерий Релея). Опустив перпендикуляры с точек максимальных значений двугорбой кривой с на ось частот, находят частотный промежуток, разрешимый АОМ - δf .

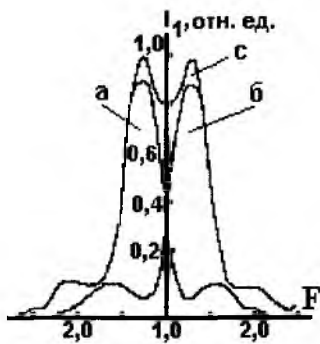


Рис. 11

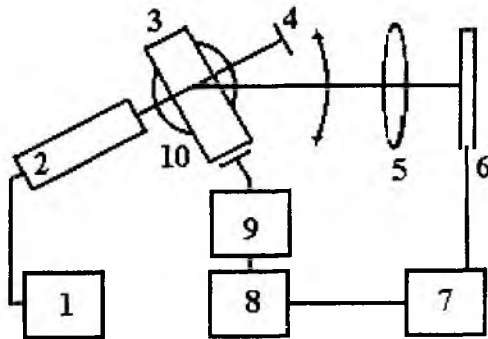


Рис. 12

Измерение частоты и угла Брэгга АОМ В основе алгоритма измерения частоты и угла Брэгга лежит известное соотношение, $\Omega_B = 2nV \sin \Theta_B / \lambda$ [6]. На рис. 12, приведена соответствующая САС, которая содержит: 1 - блок питания лазера; 2 – лазер; 3 – АОМ; 4 – заглушка; 5 – линза; 6 – фотодиод; 7 – индикаторный блок измерителя Х1-42; 8 – генераторный

блок измерителя Х1-42; 9 – усилитель; 10 – поворотный столик. Процесс измерения состоит в получении максимального сигнала на входе элемента 6 при подаче на вход акустооптического модулятора ЛЧМ - радиосигнала с выхода элемента 9 и предшествующего ему элемента 8 с уровнем $P_0(F) = const$. После появления сигнала на экране элемента 7 подстройкой угла Брэгга (микрометрическими винтами поворотного столика) и центральной частоты сканирования блока 8 добиваются его максимального значения. При оптимальной настройке сигнал на экране уменьшается при любых дополнительных поворотах АОМ и смещении частоты. После этого считывают по отсчетному устройству поворотного столика значение угла. Зная для СЗП акустооптического модулятора V и n , рассчитывается согласно $\Omega_B = 2nV \sin \Theta_B / \lambda$ частота Брэгга.

Измерение контрастности АОЗ Алгоритм измерений основан на зависимости вида $K_0 = I_d / I_0$, где K_0 - контрастность АОЗ, I_d и I_0 - интенсивности дифрагированного и недифрагированного лазерных пучков [5]. Структура аппаратных средств для измерения контрастности АОЗ отличается от представленной на рис. 9 тем, что с целью отдельного измерения уровней импульсной и непрерывной компонент выходного сигнала АОЗ элемент 8 имеет структуру, представленную на рис. 13е, предложенную в работе [19]. Принцип действия элемента как устройства позволяет измерять уровни составляющих комбинированного сигнала, временная диаграмма процесса которого показана на рис. 13а,б,в,г,д. После детекторного преобразователя 1, резистивного делителя 2 и импульсного усилителя 3 сигнал имеет форму, показанную на рис. 14а, где уровень A_2 пропорционален сигналу, содержащему немодулированную и модулированную компоненты, причем величина A_1 пропорциональна немоду-

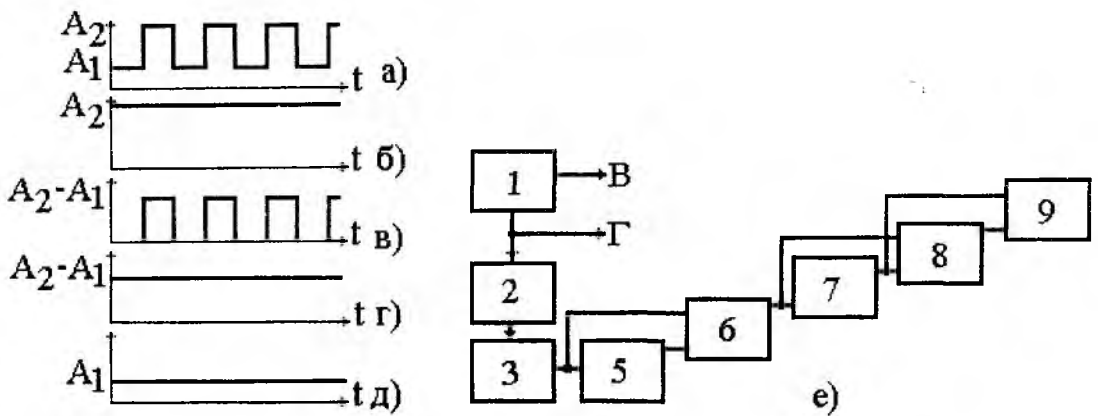


Рис 13

лированной её составляющей. Этот сигнал поступает на вход пикового детектора 5, на выходе которого он имеет постоянный уровень, пропорциональный A_2 (см. рис. 13б) и далее на вход вычитающего блока 6. На второй вход блока 6 подается сигнал с выхода импульсного усилителя 3. После вычитания сигнал имеет форму и уровень, показанные на рис. 13в. Этот сигнал поступает далее на вход пикового детектора 7, на выходе которого постоянный уровень сигнала пропорционален разности $A_2 - A_1$ (см. рис. 13г), который поступает далее на вход вычитающего блока 8. На второй вход вычитающего блока 8 подается сигнал с выхода пикового детектора 5; выходной сигнал блока 8 представляет разность постоянных уровней $A_2 - (A_2 - A_1) = A_1$ (см. рис. 13д). Блок 9 позволяет индцировать отдельно уровни $A_2 - A_1$ и A_1 , пропорциональные импульсной и немодулированной компонентам комбинированного СВЧ - сигнала. Предложенная структура прибора по существу представляет собой универсальный вольтметр (блоки 2,3,4,5,6,7,8,9) и первичный преобразователь ВЧ - мощности (блок 1). При подаче входного сигнала на вход Г прибора измеритель мощности может использоваться как универсальный вольтметр.

При измерении контрастности АОЗ фиксируется уровень сигнала фотоприемника от дифрагированного лазерного пучка. Форма его (наблюдается осциллографом 10) практически всегда соответствует форме импульсов модуляции без постоянной составляющей, амплитудное значение которых элемент 8 преобразует в постоянный уровень U_2 . Затем фотоприемник перемещают в точку, куда попадает недифрагированный пучок (убирают заглушку 4). Если геометрия акустооптического взаимодействия АОЗ не оптимизирована, на выходе фотоприемника будет сигнал, по форме соответствующий рис. 13а. При оптимальной геометрии АОЗ прибор зафиксирует постоянный уровень U_1 . Контрастность АОЗ определяется отношением $K_0 = U_2 / U_1$.

Измерение максимальной частоты следования световых импульсов АОЗ Реализация метода основана на зависимости вида $I_d / I_i = f(\Omega)$, определяющей частотную эффективность акустооптического взаимодействия, где Ω - частота следования акустических импульсов. Метод отличается тем, что с целью измерения частоты следования световых импульсов ν на выходе АОЗ, структура аппаратных средств по рис. 9 ориентирована на регистрацию таковых посредством элементов 8, 9 и 10, в результате чего строится зависимость электрооптической эффективности устройства в зависимости от частоты следования световых импульсов ν на его выходе, вида $K_d = \xi(\nu)$. Процесс измерения сводится к следующему. Увеличивая частоту следования радиоимпульсов Ω , на экране осциллографа наблюдают форму, пиковый уровень и частоту следования световых импульсов ν . При спаде амплитуды световых импульсов до уровня 0,5 от начального, фиксируется их частота следования и строится зависимость $K_d = \xi(\nu)$.

Измерение числа разрешимых положений дифрагированного лазерного пучка АОД Метод измерения основан на определении ширины полосы ЭОЧХ АОД таким же образом, как и для всех АОУ. Число разрешимых положений рассчитывают из соотношения $N = (f'_v - f'_h) / \delta f$. Структура аппаратных средств соответствует приведенной на рис. 6 и отличается тем, что вместо элементов 7, 8 и 9 используется фотодиод с широкой фоточувствительной площадкой, выход которого соединен с осциллографом. Процесс измерения состоит в следующем. Определяется ширина полосы ЭОЧХ АОД - $(f'_v - f'_h)$. Строится график, аналогичный представленному на рис. 8. Затем перед линзой 6 устанавливается узкая щель. Ширина её должна быть меньше диаметра лазерного пучка. Включив генератор ЛЧМ сигнала, на экране осциллографа наблюдают распределение интенсивности в дифрагированном лазерном пучке (ЛП). Далее измеряется δf - частотный интервал между точками ЭОЧХ, в которых интенсивность дифрагированного ЛП уменьшается в e раз. Подстановка полученного в $N = (f'_v - f'_h) / \delta f$ позволяет рассчитать число разрешимых положений выходного пучка акустооптического дефлектора.

Измерение времени задержки АОЗ Задержка времени нарастания импульса лазерного излучения на выходе АОЗ по отношению к вызвавшему его радиоимпульсу обусловлена скоростью распространения акустического импульса по среде СЗП АОЗ. Метод измерения времени задержки акустооптическим затвором основан на измерении скорости распространения акустических импульсов и отличается тем, что с целью визуального контроля времени задержки измерения ведутся, используя акустооптическое взаимодействие, т.е. информация о задержке радиоимпульсов регистрируется по задержке световых импульсов на выходе АОЗ.

Структура аппаратных средств измерения времени задержки АОЗ представлена на рис. 14 и содержит: 1 - лазер; 2 - детекторная секция; 3 - акустооптический затвор; 4 - подвижный столик; 5 - поворотный столик; 6 - заглушка; 7 - фотодетектор; 8 - полосовой фильтр; 9 - усилитель; 10 - триггер; 11 - широкополосный усилитель мощности; 12 - ВЧ - генератор; 13 - импульсный генератор; 14 - осциллограф; 15 - цифровой частотомер.

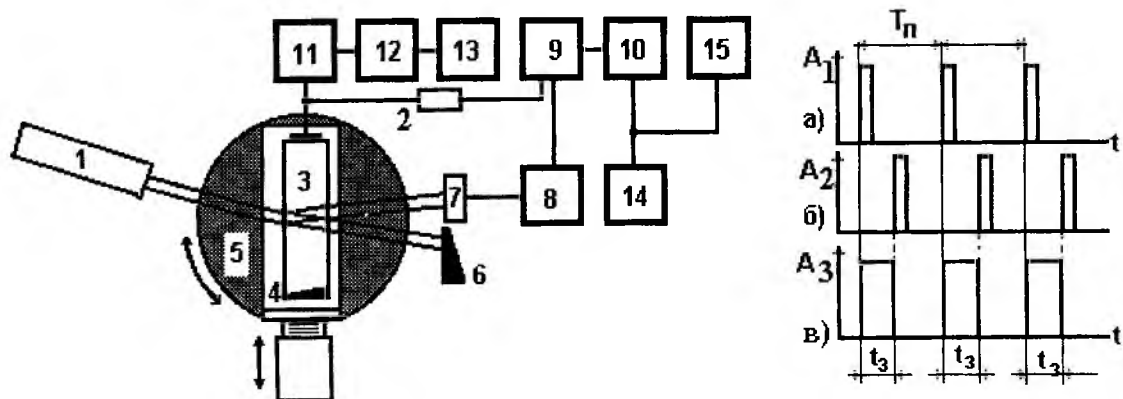


Рис.14

Процесс измерения сводится к следующему. Акустооптический затвор размещается на поворотном столике 5, с помощью которого он устанавливается под углом Брэгга по отношению к пучку лазера. Подвижка 4 позволяет перемещать АОЗ поперек лазерного пучка. С помощью элементов 13, 12, 11 формируется последовательность входных радиоимпульсов с периодом повторения $T_{п}$, возбуждающих упругую волну в СЗП АОЗ (элемент 3). Зондирующий радиоимпульс подается на ППр АОЗ и одновременно на детекторную секцию 2, выход которой подключен к одному из входов триггера 9, опрокидывающего его в состояние насыщения (рис. 14а). На другой вход триггера подается сигнал задержанного импульса, считываемого с выходного лазерного пучка АОЗ посредством элементов 7 и 8 (рис. 14б). В результате этого триггер приходит в первоначальное состояние (рис. 14в). Длительность состояния включения триггера и определяет время задержки радиоимпульса t_3 .

Заключение

Процесс постановки на производство акустооптических устройств ввода информации в оптические процессоры сигналов, устройств управления потоком данных и их пространственной адресацией в оптических ЗУ предполагает разработку основ метрологического контроля их основных технических характеристик.

Комплекс технических характеристик АОУ включает группы конструктивных, электрических, оптических и впервые введенных автором электрооптических характеристик. Метрологическому контролю на стадии изготовления акустооптической ячейки, основного элемента АОУ любого функционального назначения, подлежат скорость и затухание акустической волны в светозвукопроводе устройства, а также акустооптическая добротность СЗП. На стадии изготовления устройства – все технические характеристики.

Методы контроля скорости, затухания и акустооптической добротности материалов известны в экспериментальной физике. Из-за сложности структуры аппаратных средств, ориентированных на избыточность получаемой информации в эксперименте, трактовки результатов, наличие в таких САС нестандартного измерительного оборудования, делают их практически не пригодными для использования в выходном метрологическом контроле при производстве изделий.

Выходной метрологический контроль технических характеристик АОУ из групп: электрических, конструктивных, оптических может быть организован на основе широко известных в промышленности.

Предложены методы и структуры аппаратных средств метрологического контроля физико-технических параметров СЗП. Метод измерения ФТП светозвукопроводов АОУ, в частности, скорости и затухания акустической волны, отличающийся тем, что с целью оптимизации процесса измерений скорости и затухания акустической волны, он основан на регистрации отдельных эхо – импульсов (вместо ранее существующего – регистрации серии), а

структура аппаратных средств содержит селектор отдельных эхо – импульсов. Метод измерения ФТП СЗП, в частности, акустооптической добротности, отличается тем, что, с целью получения однозначности результатов измерений, вместо одного эталона используется два, а структура аппаратных средств ориентирована на использование специальной измерительной ячейки.

Предложены методы и структуры аппаратных средств, ориентированные на измерение группы электрооптических характеристик АОУ, впервые введенных автором, описывающих частотно зависимый процесс передачи энергии управляющего радиосигнала выходному лазерному пучку в системе «источник радиосигнала – согласующая электрическая цепь – электроакустический преобразователь – светозвукопровод – выходной лазерный пучок», в частности, электрооптических частотной характеристики и эффективности. Для акустооптического модулятора предложен метод и структура аппаратных средств измерения разрешающей способности, частоты и угла Брэгга. Для акустооптического затвора предложен метод и САС измерения контрастности, максимальной частоты следования световых импульсов и времени задержки. Для акустооптического дефлектора предложены метод и структура аппаратных средств измерения числа разрешимых положений дифрагированного лазерного пучка.

Список литературы: 1. *Новые физические принципы оптической обработки информации* / С.А. Ахманов, Н.Н. Ахмедиев, А.В. Белинский, М.А. Воронцов и др. Сб. статей. Под ред. С.А.Ахманова. М.: Наука, 1990. 2. *Данилов В.В.* Классификационный анализ устройств управления лазерным пучком // *Технология и конструирование в электронной аппаратуре*. 2000. №2-3. С. 52 - 57. 3. *Данилов В.В., Иванов С.В.* Акустооптический затвор // *Труды междунар. науч.-практ. конф. «Современные информационные и электронные технологии»*. Одесса. 2000. С. 94 - 95. 4. *Данилов В.В.* Материалы и технология реализации акустооптических устройств. // *Материалы VI -й междунар. Крымской конференции «СВЧ - техника и телекоммуникационные технологии»*. Севастополь. 1996. С. 452 - 455. 5. *Данилов В.В.* Акустооптические устройства управления лазерным пучком систем оптоэлектронной обработки радиосигналов // *Радиотехника*. 1999. №111. С. 136 - 142. 6. Измерение акустооптических параметров материалов / *В.В. Данилов, А.В. Богданова, И.О. Савельев, В.Г. Шульга* // *Физическая электроника: Республ. науч.-техн. сб.* 1982. №24. С. 142 - 145. 7. Измерение скорости и затухания ультразвука в твердых телах / *В.В. Данилов, А.В. Богданова, И.О. Савельев, В.Г. Шульга, В.В. Оношко* // *Физическая электроника: Республ. науч.-техн. сб.* 1982. №24. С. 139 – 142. 8. *В.В. Данилов* Акустооптический модулятор // *Радиотехника: Всеукр. науч.-техн. сб.* 2000. №113. С. 121-124. 9. *Измерения в промышленности*. Справочное изд. В 3-х кн.; Пер. с нем. Под ред. Профоса П. М.: Металлургия, 1990. 10. *Приборы для неразрушающего контроля материалов и изделий*. Справочник. В 2-х кн.; Под ред. Ключева В.В. М.: Машиностроение. 1986. 11. *Кузнецов В.А., Долгов В.А., Коневских В.М. и др.* Измерения в радиоэлектронике. Справочник. М.: Энергоатомиздат, 1987. 12. *Борбат А.М., Горбань И.С., Охрименко Б.А., и др.* Оптические измерения. К.: Техніка, 1967. 13. *Криштал М.А., Пестов Б.Е., Давыдов В.В., Троицкий И.В.* Электронная аппаратура ультразвуковых установок для исследования свойств твердого тела. М.: Энергия, 1974. 14. *Труэлл Р., Эльбаум Ч., Чик Б.* Ультразвуковые методы в физике твердого тела. М.: Мир. 1972. 15. *Нарасимхамурти Т.* Фотоупругие и электрооптические свойства кристаллов. М.: Мир. 1984. 16. *Данилов В.В., Литвиненко В.И., Николаенко и др.* Фоторегистрирующее устройство для акустооптического анализатора спектра // *Приборы и техника эксперимента*. 1993. №6. С. 197 - 198. 17. *Данилов В.В., Чуркин А.В., Онищенко Г.В., Денисович С.М., Деркаченко Е.В.* Ферритовые микрополосковые вентили // *Приборы и техника эксперимента*. 1992. №4. С. 235 - 236. 18. А.С. СССР. №988853 Устройство для измерения сверхвысокочастотной мощности // *Ивченко В.Н., Данилов В.В., Шульга В.Г.* 14.09.82.

БЕСКООРДИНАТНЫЙ ГОЛОГРАФИЧЕСКИЙ МЕТОД ОПРЕДЕЛЕНИЯ ПОЛЯРИЗАЦИОННЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ОТРАЖЕННОГО ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Введение

Методы отражательной поляриметрии в настоящее время широко применяются для неразрушающего контроля в промышленности (в первую очередь – электронной), а также при проведении исследований в области физики твёрдого тела, физики и химии поверхностных явлений, в биологии и медицине. Поляриметрия является достаточно чувствительным и простым, а иногда и единственно возможным методом исследования физических свойств отражающей поверхности. Однако применение поляриметрии в ряде случаев сдерживается либо сложностью подготовки исследуемых объектов к измерениям, либо невозможностью извлечь из поляризационных измерений полезную информацию из-за отсутствия теории, адекватно описывающей процесс взаимодействия света с объектом исследования. Например, исследование эллипсометрическими методами поляризации света, отражённого от гладкой поверхности изотропного вещества, позволяет определять его показатели преломления и поглощения. Гораздо более сложной задачей является изучение электрофизических свойств анизотропных веществ, так как поляризация отражённого от них света сложным образом зависит от нескольких комплексных показателей преломления изучаемого вещества, а также от ориентации его оптических осей относительно отражающей поверхности и плоскости падения света. В этом случае обычные эллипсометрические методики позволяют определять главные комплексные показатели преломления кристалла по измерениям, проведенным на отражающих гранях, каждая из которых должна быть перпендикулярна одной из главных кристаллографических осей [1]. Такой подход требует проведения предварительных исследований и специальной обработки изучаемого образца (шлифовки граней, ориентированных нужным образом), что сводит на нет такие преимущества эллипсометрии, как дистанционность и неразрушающий характер измерений. Поэтому является весьма перспективным внедрение в практику разработанного Ф.И. Фёдоровым метода определения электрофизических параметров поглощающего кристалла по степени поляризации света, отражённого единственным, произвольно ориентированным участком его поверхности [2]. Так как фотоприёмники и регистрирующие среды в оптическом диапазоне фиксируют усреднённую по времени интенсивность электрической составляющей электромагнитной волны, а не её мгновенные значения, то в данной работе предлагается сочетать метод Фёдорова с методом Стокса, что достигается путём регистрации компонент вектора Стокса на многокурсовой поляризационной голограмме исследуемого объекта. Такой подход к измерению электрофизических параметров анизотропных сред позволяет расширить применение поляризационных оптических измерений для контроля изделий в промышленности, а также исследовать *in vivo* и *in vitro* различные ткани животных и растений, являющиеся во многих случаях природными биологическими квазикристаллами.

Метод определения оптических характеристик анизотропных сред

Теоретические основы для экспериментального определения электрофизических параметров анизотропных сред по измерению поляризации отражённого от них света были заложены Ф.И. Фёдоровым [2-4], который получил аналоги формул Френеля для одноосных и двухосных кристаллов. Подход Фёдорова к решению этой задачи базируется на последовательном применении прямых методов тензорного исчисления, не связанных с использованием частных систем координат, что значительно упрощает математический анализ решаемых задач и делает более надёжным получаемый конечный результат.

На основе теоретического анализа процессов отражения и преломления света в анизотропных средах Ф.И. Фёдоровым была предложена методика экспериментального определения компонентов комплексного тензора диэлектрической проницаемости для поглощающего кристалла. В произвольной системе координат комплексный тензор диэлектрической проницаемости для поглощающего кристалла может быть записан в виде

$$\varepsilon' = \varepsilon_0 + \varepsilon_1 = \varepsilon_0 + \begin{pmatrix} -\xi - \nu & \gamma & \delta \\ \gamma & \xi & \lambda \\ \delta & \lambda & \nu \end{pmatrix}, \quad (1)$$

где $\varepsilon_0 = n_o^2$, γ , δ , ξ , λ , ν – комплексные числа, подлежащие определению из экспериментальных эллипсометрических данных.

Для того, чтобы связать эти комплексные параметры с измеряемыми величинами, запишем общее уравнение для отражения света от кристалла в виде [2]

$$k = \frac{|\vec{E}_\perp|}{|\vec{E}_\parallel|} e^{i\delta} = \frac{M \operatorname{tg} \chi + N}{P \operatorname{tg} \chi + Q}, \quad (2)$$

где \vec{E}_\parallel , \vec{E}_\perp – лежащая в плоскости падения и перпендикулярная плоскости падения компоненты вектора напряжённости электрического поля отражённой волны; δ – сдвиг фаз между ними; χ – азимут поляризации падающего линейно поляризованного света.

Входящие в выражение (2) коэффициенты M , N , P и Q определяются следующим образом [2]:

$$\begin{aligned} M &= (n \cos \varphi - \eta_1) \bar{q} \bar{h}_1 n (\bar{n} \bar{e}_2 - \cos \varphi \bar{a} \bar{h}_2) - (n \cos \varphi - \eta_2) \bar{q} \bar{h}_2 n (\bar{n} \bar{e}_1 - \cos \varphi \bar{a} \bar{h}_1), \\ N &= -2n^2 \cos \varphi (\eta_1 - \eta_2) \bar{q} \bar{h}_1 \cdot \bar{q} \bar{h}_2, \\ P &= 2n^2 \cos \varphi (\bar{a} \bar{h}_1 \cdot \bar{b} \bar{e}_2 - \bar{a} \bar{h}_2 \cdot \bar{b} \bar{e}_1), \\ Q &= -(n \cos \varphi + \eta_1) \bar{q} \bar{h}_1 n (\bar{n} \bar{e}_2 + \cos \varphi \bar{a} \bar{h}_2) + (n \cos \varphi + \eta_2) \bar{q} \bar{h}_2 n (\bar{n} \bar{e}_1 + \cos \varphi \bar{a} \bar{h}_1), \end{aligned}$$

где φ – угол падения; \bar{q} – единичный вектор нормали к поверхности раздела, направленный внутрь кристалла; n – показатель преломления изотропной среды, в которую помещён исследуемый кристалл; \bar{h}_l, \bar{e}_l – векторы, определяющие направление колебаний векторов напряжённости магнитного и электрического поля в отражённой ($l=1$) и преломлённой ($l=2$) волнах; $\bar{a} = [\bar{m}_0, \bar{q}] = [\bar{m}_1, \bar{q}] = [\bar{m}_2, \bar{q}]$, где $\bar{m}_0, \bar{m}_1, \bar{m}_2$ – векторы рефракции падающей, отражённой и преломлённой волн; $\bar{b} = [\bar{q}, \bar{a}]$; для малых ($5^\circ \div 10^\circ$) углов падения [2]:

$$\begin{aligned} \eta_1 &= \sqrt{\varepsilon_0} = n_o, \\ \eta_2 &= n_o - \frac{1}{2n_o} \bar{q} \varepsilon_1 \bar{q}. \end{aligned}$$

Выбрав в качестве базовой какую-либо произвольную плоскость падения света на кристалл и связав с этой плоскостью систему координат, определяемую правой тройкой векторов $\bar{q}, \bar{a}_1, \bar{b}_1$, где \bar{a}_1, \bar{b}_1 – единичные векторы, коллинеарные \bar{a} и \bar{b} соответственно, для малого угла падения мы можем записать:

$$\frac{M}{P} = \frac{n^2 - n_o^2}{n} \cdot \frac{n_o \bar{q} \varepsilon_1 \bar{q} \cdot \bar{a}_1 \varepsilon_1 \bar{b}_1 + |\bar{a}| (2 \bar{a}_1 \varepsilon_1 \bar{b}_1 \cdot \bar{b}_1 \varepsilon_1 \bar{q} - \bar{a}_1 \varepsilon_1 \bar{q} \cdot \bar{q} \varepsilon_1 \bar{q})}{\bar{q} \varepsilon_1 \bar{q} (\bar{a}_1 \varepsilon_1 \bar{b}_1)^2}, \quad (3)$$

$$\frac{N}{P} = \frac{\bar{a}_1 \varepsilon_1 \bar{a}_1 (2\bar{a} |\bar{b}_1 \varepsilon_1 \bar{q} - n_o \bar{b}_1 \varepsilon_1 b_1)}{n_o (\bar{a}_1 \varepsilon_1 \bar{b}_1)^2}, \quad (4)$$

а для произвольного не малого угла падения

$$\frac{N}{P} = \frac{\bar{a}_1 \varepsilon_1 \bar{a}_1 (-\varepsilon_o \bar{b}_1 \varepsilon_1 \bar{b}_1 + 2\eta_1 \bar{b}_1 \varepsilon_1 \bar{q} + \bar{a}^2 (\bar{b}_1 \varepsilon_1 \bar{b}_1 - \bar{q} \varepsilon_1 \bar{q}))}{n_o^2 (\bar{a}_1 \varepsilon_1 \bar{b}_1)^2 - \bar{a}^2 [\bar{a}_1 \varepsilon_1 \bar{a}_1]^2}. \quad (5)$$

Выражения (3) – (5) удобны тем, что результат перемножения единичных векторов $\bar{q}, \bar{a}_1, \bar{b}_1$ и тензора ε_l имеет достаточно простую форму. Записав аналогичные выражения для плоскостей падения, повернутых на угол θ_j относительно базовой, мы получим систему уравнений, решив которую можно будет выразить искомые величины ($\varepsilon_o = n_o^2$ и компоненты тензора ε_l) через отношения M/P и N/P , определённые через измеряемые в этих плоскостях значения комплексных отношений k (см. выражение (2)). С целью упрощения процесса регистрации поляризационных компонент отражённого излучения и уменьшения систематических ошибок их измерений предлагается определять k по многокурсным поляризационным голограммам, на которых фиксируется результат интерференции отражённого от кристалла лазерного излучения и опорной волны с разной поляризацией.

Фотоприёмники и регистрирующие среды, применяемые в оптической голографии, фиксируют усреднённую по времени интенсивность электрической составляющей электромагнитной волны. Поэтому является целесообразным применить метод Стокса для определения поляризации отражённого от анизотропного объекта лазерного излучения. Параметры Стокса (S_i) исследуемого лазерного излучения можно записать в следующем виде [5-7]:

$$\begin{aligned} S_1 &= J_1, \\ S_2 &= J_2 - J_1, \\ S_3 &= J_3 - J_1, \\ S_4 &= J_4 - J_1, \end{aligned} \quad (6)$$

где J_1 - полная интенсивность исследуемого лазерного излучения; J_2 - интенсивность компоненты с линейной горизонтальной поляризацией; J_3 - интенсивность компоненты с линейной поляризацией, ориентированной под углом 45° к горизонтали; J_4 - интенсивность кругополяризованной компоненты с правым направлением вращения.

Через величины мгновенных значений ортогональных компонент вектора напряжённости электрического поля ($|\bar{E}_\perp|$ и $|\bar{E}_\parallel|$) и разность фаз (δ) между ними параметры Стокса выражаются следующим образом [5, 7]:

$$\begin{aligned} S_1 &= |\bar{E}_\perp|^2 + |\bar{E}_\parallel|^2, \\ S_2 &= |\bar{E}_\perp|^2 - |\bar{E}_\parallel|^2, \\ S_3 &= 2 |\bar{E}_\perp| |\bar{E}_\parallel| \cos \delta, \\ S_4 &= 2 |\bar{E}_\perp| |\bar{E}_\parallel| \sin \delta. \end{aligned} \quad (7)$$

Из (6) и (7) определяем комплексное отношение (k) двух ортогональных компонент вектора напряжённости электрического поля через параметры Стокса следующим образом:

$$k = \frac{|\bar{E}_\perp|}{|\bar{E}_\parallel|} (\cos \delta + i \sin \delta) = \frac{S_3 - i S_4}{S_1 - S_2}.$$

Зарегистрировав на голограмме значения интенсивностей J_n , по приведенным формулам можно легко определить значения k для лазерного излучения, отражённого от плоской грани

исследуемого объекта. Это даёт возможность сочетать практичный метод Стокса описания состояния поляризации отражённого света с математически безупречным, но трудно реализуемым, методом Фёдорова определения электрофизических параметров различных веществ. При этом все измерения в методе Фёдорова носят единообразный характер и заключаются в определении набора величин k_{ij} по значениям интенсивностей J_{nij} отражённого лазерного излучения, регистрируемого для разных азимутов поляризации падающего света и разных плоскостей падения. Здесь индекс i характеризует азимут поляризации (χ_i) падающего линейно поляризованного света: $\chi_1 = 0^\circ$, $\chi_2 = 90^\circ$, $\chi_3 = 45^\circ$. Индекс j характеризует угол поворота (θ_j) плоскости падения лазерного света относительно произвольно выбранной фиксированной (базовой) плоскости падения: $\theta_1 = 0^\circ$, $\theta_2 = 90^\circ$, $\theta_3 = 135^\circ$, $\theta_4 = 180^\circ$, $\theta_5 = 270^\circ$, $\theta_6 = 315^\circ$. Измерения k_{ij} проводятся при одном и том же малом ($5^\circ + 10^\circ$) угле падения, измерения k'_{ij} - при любом другом не малом угле падения. Подставив в уравнение (2) вместо k значения k_{ij} для разных углов χ_i и θ_j , получаем систему уравнений, из которой имеем:

$$p_1 = \frac{1}{2} \left[\frac{(k_{31} - k_{21})k_{11}}{k_{31} - k_{11}} + \frac{(k_{34} - k_{24})k_{14}}{k_{34} - k_{14}} \right], \quad (8)$$

$$p_2 = \frac{1}{4n \sin \varphi} \left[\frac{(k_{34} - k_{24})k_{14}}{k_{34} - k_{14}} - \frac{(k_{31} - k_{21})k_{11}}{k_{31} - k_{11}} \right], \quad (9)$$

$$p_3 = -\frac{n}{2}(k_{21} + k_{24}), \quad (10)$$

$$p_4 = \frac{k_{24} - k_{21}}{2 \sin \varphi}, \quad (11)$$

$$q_1 = \frac{1}{2} \left[\frac{(k_{36} - k_{26})k_{16}}{k_{36} - k_{16}} + \frac{(k_{33} - k_{23})k_{13}}{k_{33} - k_{13}} \right], \quad (12)$$

$$q_2 = \frac{1}{4n \sin \varphi} \left[\frac{(k_{32} - k_{22})k_{12}}{k_{32} - k_{12}} - \frac{(k_{35} - k_{25})k_{15}}{k_{35} - k_{15}} \right], \quad (13)$$

$$q_3 = -\frac{n}{4}(k_{26} + k_{23}), \quad (14)$$

$$q_4 = \frac{1}{2} \left[\frac{(k'_{21} - k'_{31})k'_{11}}{k'_{31} - k'_{11}} + \frac{(k'_{24} - k'_{34})k'_{14}}{k'_{34} - k'_{14}} \right], \quad (15)$$

где $p_1 - p_4$, $q_1 - q_4$ представляют собой полусуммы и полуразности отношений $(M/P)_{ij}$ и $(N/P)_{ij}$, определённых для различных χ_i и θ_j .

Те же параметры $p_1 - p_4$, $q_1 - q_4$ входят в систему уравнений, полученных из (3) - (5) путём подстановки в них в явном виде матрицы ε_l и векторов \vec{a}_1, \vec{b}_1 , определённых для разных плоскостей падения:

$$\frac{\xi v}{\lambda^2} = p_1, \quad (16)$$

$$\frac{\xi \delta}{n_o \lambda^2} = p_2, \quad (17)$$

$$\frac{n_o(n_o^2 - n^2)}{\lambda} = p_3, \quad (18)$$

$$\frac{(n_o^2 - n^2)(2\lambda\delta + \gamma(\xi + v))}{(\xi + v)\lambda^2} = -p_4, \quad (19)$$

$$\frac{(\xi + \nu)^2 - 4\lambda^2}{(\xi - \nu)^2} = q_1, \quad (20)$$

$$\frac{\nu\gamma}{n_o\lambda^2} = q_2, \quad (21)$$

$$\frac{n_o(n_o^2 - n^2)}{\xi - \nu} = q_3, \quad (22)$$

$$\frac{(2n^2 \sin^2 \varphi - \varepsilon_o)\xi\nu + n^2 \sin^2 \varphi \xi^2}{(\varepsilon_o - n^2 \sin^2 \varphi)\lambda^2 - n^2 \sin^2 \varphi \gamma^2} = q_4. \quad (23)$$

Здесь в левые части выражений входят искомые компоненты комплексного тензора диэлектрической проницаемости $\varepsilon'(1)$ исследуемого анизотропного объекта, а справа стоят параметры (8) – (15), определяемые через экспериментально измеряемые величины k_{ij} . Решая систему уравнений (16) – (23), получаем:

$$\varepsilon_o = \frac{n^2 \sin^2 \varphi (2d_2(d_3 + 1) + q_4)}{q_4 - n^2 \sin^2 \varphi d_4^2 + d_2 d_3},$$

$$\lambda = \frac{p_3}{n_o(n_o^2 - n^2)},$$

$$\xi = \frac{p_3 d_2}{n_o(n_o^2 - n^2)},$$

$$\nu = \frac{p_3 d_3}{n_o(n_o^2 - n^2)},$$

$$\gamma = \frac{p_3 d_4}{n_o^2 - n^2},$$

$$\delta = \frac{p_3 d_5}{n_o^2 - n^2},$$

где введены следующие обозначения:

$$d_1 = \pm \sqrt{\frac{q_1 p_3^2}{q_3^2} + 4},$$

$$d_2 = \frac{1}{2} \left(-d_1 \mp \sqrt{d_1^2 - 4p_1} \right),$$

$$d_3 = \frac{1}{2} \left(d_1 \pm \sqrt{d_1^2 - 4p_1} \right),$$

$$d_4 = \frac{q_2}{d_3},$$

$$d_5 = \frac{p_2}{d_2}.$$

Таким образом, оказывается решённой задача о нахождении комплексного тензора диэлектрической проницаемости поглощающего анизотропного объекта путём определения поляризационных характеристик лазерного излучения, отражённого от единственной произвольно ориентированной плоской грани исследуемого объекта.

Подход Ф.И.Фёдорова к решению задачи о взаимодействии электромагнитных волн с анизотропной средой, базирующийся на последовательном применении прямых методов тензорного исчисления, был использован нами для описания распространения света в ква-

зикристаллических слоях сетчатки глаза [8-10], что дало возможность найти физическое объяснение некоторым парадоксам в строении органа зрения и в особенностях зрительного восприятия у высших животных. В [11] в качестве практической реализации метода Фёдорова в сочетании с методом Стокса рассмотрено применение многоракурсных поляризационных голограмм для определения *in vivo* электрофизических характеристик квазикристаллических глазных сред в норме и в патологии. Ниже рассмотрен один из вариантов схемы получения многоракурсных поляризационных голограмм, применимый для исследования анизотропных сред как в лабораторных условиях, так и в условиях промышленного производства.

Схема регистрации многоракурсных поляризационных голограмм

В лаборатории радио- и оптической голографии ХНУ разработан метод регистрации многоракурсных поляризационных голограмм, значительно облегчающий задачу исследования отражающих поверхностей различных веществ. Применение при регистрации такой голограммы набора опорных волн с различной поляризацией позволяет определить параметры Стокса для лазерного излучения, отраженного различными участками изучаемого объекта, что дает возможность вычислять показатели преломления и поглощения для этих участков в случае, если изучаемый объект состоит из изотропного вещества [12–14]. Использование при голографировании нескольких ракурсов даёт возможность определять электрофизические характеристики не только изотропных, но и анизотропных двулучепреломляющих сред, так как позволяет применить упомянутый выше метод Фёдорова. При этом количество ракурсов зависит от того, одноосный или двухосный кристалл исследуется [2].

Схема регистрации многоракурсной поляризационной голограммы представлена на рис.1. Излучение лазера 1 делится светоделителем 2 на два пучка – объектный и опорный. Объектный луч направляется на подвижное зеркало 3, проходит через поляризатор 4 и попадает на исследуемый объект 5, закреплённый на вращающемся предметном столике 6. Подвижное зеркало 3 позволяет изменять угол падения (φ) света на выбранный плоский участок поверхности исследуемого объекта. Поляризатор 4 обеспечивает получение линейной поляризации облучающего образец света с нужным азимутом поляризации χ_i . Вращением предметного столика 6 обеспечивается проведение измерений в различных плоскостях падения, ориентация которых определяется углом поворота θ_j относительно произвольно выбранной фиксированной базовой плоскости падения.

Свет, зеркально отразившийся от плоской грани исследуемого объекта, попадает на подвижное зеркало 7 и посредством цилиндрической линзы 8 направляется на голограмму 13. Цилиндрическая линза 8 разворачивает объектный луч в строку, что является удобным при формировании поляризационных голограмм. Различным значениям углов φ , χ_i и θ_j соответствуют различные строки, записываемые на многоракурсной поляризационной голограмме 13. Переход на новую строку осуществляется при помощи подвижного зеркала 7.

Формирование опорного пучка с нужными характеристиками производится при помощи поляризатора 9, скрещённых цилиндрических линз 10, набора поляризаторов 11 и подвижной маски 12. Поляризатор 9 обеспечивает согласование по поляризации между светом, излучаемым лазером 1 и прошедшим через светоделитель 2, и оптическими характеристиками набора поляризаторов 11. Скрещённые цилиндрические линзы 10 формируют световой пучок прямоугольной формы. Набор поляризаторов 11 состоит из трёх поляризационных фильтров, преобразующих поляризацию исходного опорного пучка в линейную горизонтальную, линейную с ориентацией под углом 45° к горизонтали и круговую с правым направлением вращения. Так как интерферировать могут лишь объектный и опорный пучки с близкими поляризациями, то тем самым на различных участках голограммы 13 создаются условия для регистрации интенсивностей J_2 , J_3 и J_4 , входящих в выражения (6) для параметров Стокса. Интенсивность J_1 регистрируется в части голограммы, не освещаемой опорным пучком. Подвижная маска 12 вырезает из опорного пучка строку, размер и пространственное расположение которой соответствуют световой строке, сформированной из объектного пучка.

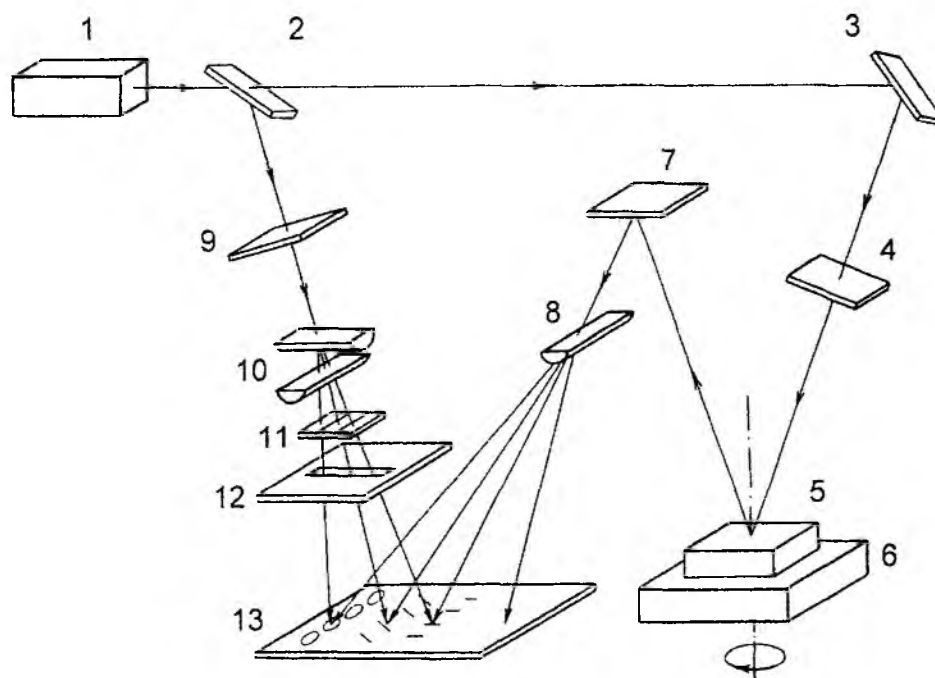


Рис. 1

Таким образом, на голограмме 13 производится регистрация компонентов параметров Стокса лазерного излучения, отражённого от плоской грани исследуемого анизотропного объекта 5, освещаемого линейно поляризованным светом с различными азимутами поляризации χ_i . Так как на одной и той же голограмме в разных строках регистрируется информация о поляризации отражённого от объекта света при условии, что объект освещался под разными углами φ и в разных плоскостях падения (под разными ракурсами), то получаемая с помощью описанной схемы голограмма получила название многокурсовой поляризационной голограммы. Если при её регистрации значения углов φ , χ_i и θ_j выбирались в строгом соответствии с описанным методом Фёдорова, то по результатам фотометрических измерений такой голограммы можно определить компоненты тензора диэлектрической проницаемости исследуемого объекта. Следует отметить, что описанная методика пригодна для исследования как анизотропных веществ (одноосных и двухосных кристаллов), так и изотропных объектов. В последнем случае комплексный тензор диэлектрической проницаемости вырождается в два показателя – коэффициенты преломления n и поглощения \varkappa :

$$\varepsilon' = n^2 + \varkappa^2 - 2in\varkappa .$$

Действительная и мнимая части данного выражения записываются через измеряемые величины J_n, S_n следующим образом:

$$n^2 + \varkappa^2 = n_{aa}^2 \sin^2 \varphi \left\{ 1 + \frac{\operatorname{tg}^2 \varphi}{J_3 J_2^2} \left[\frac{1}{4} (J_2^2 - S_3^2)^2 + S_4^2 (S_3^2 + S_3 J_2 - J_2^2) \right] \right\} ,$$

$$2n\varkappa = n_{aa}^2 \sin^2 \varphi \frac{\operatorname{tg}^2 \varphi}{J_3 J_2^2} \left[S_4^2 J_2 - S_3 (J_2^2 - S_3^2) \right] ,$$

где n_{cp} – показатель преломления изотропной среды, в которую помещён исследуемый объект; φ – угол падения лазерного излучения на исследуемый объект.

Все измерения по предложенной методике могут быть автоматизированы, что значительно облегчит исследование и контроль за качеством как анизотропных, так и изотропных объектов в условиях промышленного производства.

Применение многоактурных поляризационных голограмм для идентификации материалов отражающих поверхностей

Проведенные в лаборатории радио- и оптической голографии ХНУ исследования показали, что использование многоактурных поляризационных голограмм для исследования изотропных веществ позволяет не только различать металлы и диэлектрики, но и даёт возможность классифицировать металлы по типу их кристаллических решеток и поверхностей Ферми. Так как поляризация линейно поляризованного света с азимутами колебаний $\chi_1 = 0^\circ$ и $\chi_2 = 90^\circ$ при отражении от изотропного вещества остаётся неизменной, то при исследовании металлов и изотропных диэлектриков оказывается более удобным освещать их поверхность лазерным излучением с круговой поляризацией [14]. При этом состояние поляризации света, отражённого от металлических и диэлектрических поверхностей, изменяется различным образом. Для классификации поверхности по многоактурной поляризационной голограмме следует определить зависимость от угла падения φ отношения интенсивности отражённой линейно поляризованной компоненты с ориентацией вектора напряжённости электрического поля, ортогонального плоскости падения луча (J_2), к полной интенсивности отражённого света (J_1):

$$\frac{J_2}{J_1}(\varphi) \approx \frac{\eta}{1 + |E_{\parallel} / E_{\perp}|^2}, \quad (24)$$

где E_{\parallel} и E_{\perp} – параллельная и ортогональная компоненты амплитуды отраженной волны; η – дифракционная эффективность голограммы.

Определив E_{\parallel} и E_{\perp} через известные формулы Френеля, выражение (24) можно записать следующим образом [7]:

- для прозрачных изотропных диэлектриков

$$\left. \frac{J_2}{J_1}(\varphi) \right|_d \approx \frac{\eta}{\left(\frac{\cos \sqrt{n^2 - \sin^2 \varphi} - \sin^2 \varphi}{\cos \varphi \sqrt{n^2 - \sin^2 \varphi} + \sin^2 \varphi} \right)^2 + 1},$$

- для металлов

$$\left. \frac{J_2}{J_1}(\varphi) \right|_m \approx \frac{\eta}{\frac{(A - \sin \varphi \operatorname{tg} \varphi)^2 + B^2}{(A + \sin \varphi \operatorname{tg} \varphi)^2 + B^2} + 1},$$

где

$$A^2 = 1/2((n^2 - \kappa^2 - \sin^2 \varphi) + ((n^2 - \kappa^2 - \sin^2 \varphi)^2 + 4n^2 \kappa^2)^{1/2}),$$

$$B^2 = 1/2(- (n^2 - \kappa^2 - \sin^2 \varphi) + ((n^2 - \kappa^2 - \sin^2 \varphi)^2 + 4n^2 \kappa^2)^{1/2}),$$

n , κ – показатели преломления и поглощения среды.

Проведенное компьютерное моделирование и натурные эксперименты показали следующее. Ход кривых зависимостей $J_2/J_1(\varphi)$ для диэлектриков и металлов существенно различается, что дает возможность по характеру этих зависимостей определять класс материалов, из которых изготовлена поверхность исследуемого объекта. При анализе кривых зависимостей $J_2/J_1(\varphi)|_m$ для металлов можно выделить несколько семейств кривых, каждое из которых соответствует группе металлов, имеющих однотипные кристаллические решетки и поверхности Ферми электронов проводимости [15].

На рис.2 представлены графики рассчитанных зависимостей $J_2/J_1(\varphi)|_0$, построенные для характерных диэлектриков. На рисунке введены следующие обозначения: 1 - вода ($n = 1,33$), 2 - флюорит ($n = 1,43$), 3 - крон ($n = 1,51$), 4 - тяжёлый крон ($n = 1,57$), 5 - тяжёлый флинт ($n = 1,72$). Кривые достигают максимальных значений, равных единице, при падении лазерного излучения на поверхность объектов под углом Брюстера, причём эти максимумы смещаются с увеличением значений n вправо.

Рассчитанные отношения $J_2/J_1(\varphi)$ для металлов и полупроводников в зависимости от углов падения φ лазерного излучения на объекты приведены на рис.3 – 5. На всех этих рисунках приведена для сравнения кривая 1, соответствующая рассчитанным значениям $J_2/J_1(\varphi)|_0$ для крона.

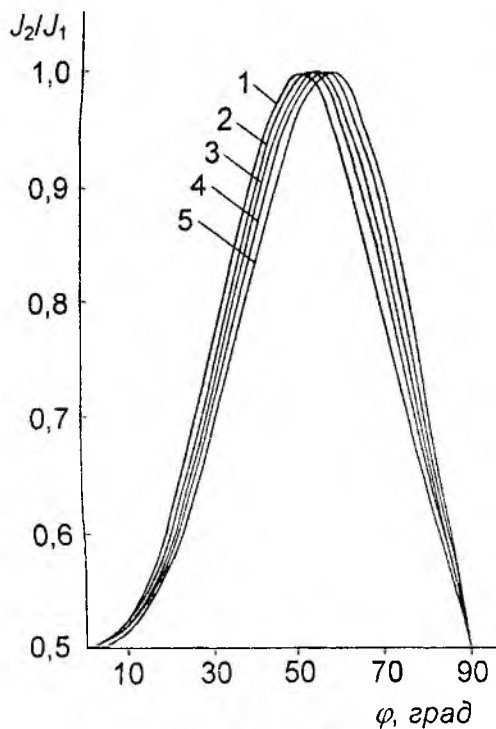


Рис. 2

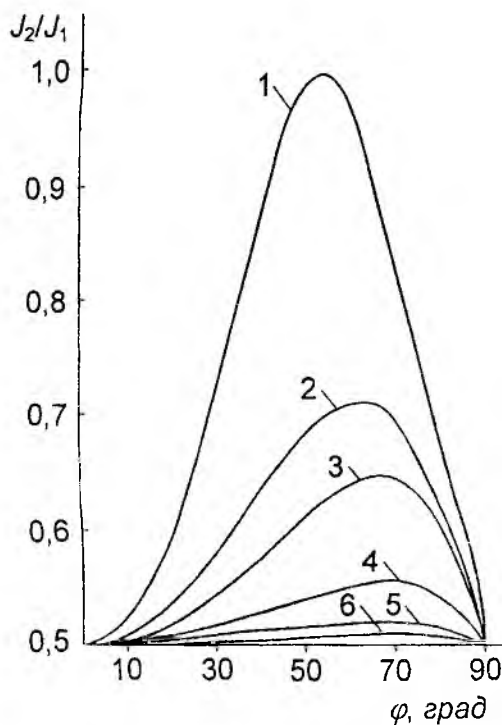


Рис. 3

На рис.3 представлено семейство кривых $J_2/J_1(\varphi)|_m$, соответствующих щелочным металлам первой группы периодической системы элементов Менделеева (калий, натрий) и металлам второй группы (щелочноземельные металлы барий, стронций, кальций). На рисунке введены следующие обозначения: 2 - барий (Ba), 3 - стронций (Sr), 4 - кальций (Ca), 5 - калий (K), 6 - натрий (Na). Ca и Sr имеют гранецентрированную кубическую решетку, а Ba – объёмноцентрированную кубическую решетку. Поверхности Ферми двухвалентных ГЦК-металлов состоят из многосвязной дырочной поверхности, причём поверхность Ферми Sr имеет существенно меньшие размеры по сравнению с Ферми-поверхностью Ca . Качественно поверхность Ферми Ba подобна Ферми-поверхности свободных электронов двухвалентных ГЦК-металлов Ca и Sr , хотя в деталях эти поверхности различаются.

Одновалентные металлы калий и натрий имеют объёмно-центрированные кубические (ОЦК) структуры, а их поверхности Ферми – почти сферы. При этом поверхность Ферми K несколько искажена по сравнению с поверхностью Ферми Na , что обусловлено тенденцией к возрастанию отклонений от сферической поверхности с повышением атомного номера. Кривые для Na и K даже в максимальных точках имеют небольшие значения отношений J_2/J_1 и существенно отличаются от кривой 1, характеризующей диэлектрик крон $K5$.

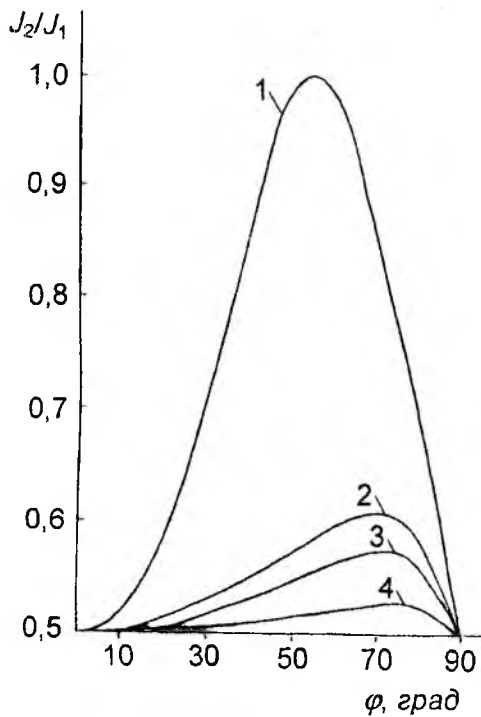


Рис. 4

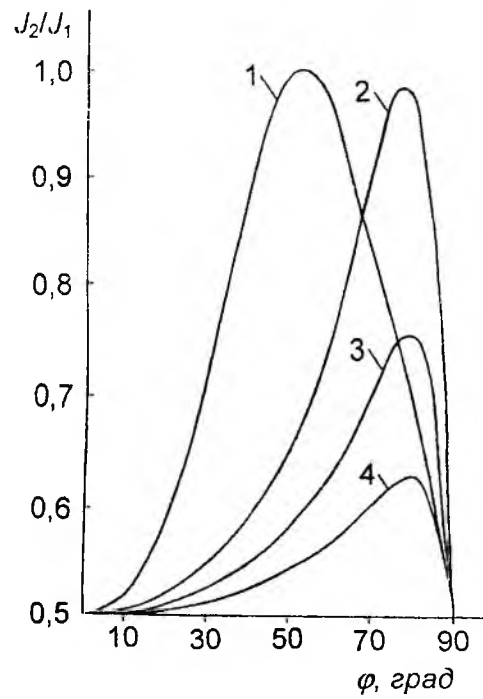


Рис. 5

На рис.4 приведено семейство кривых зависимостей $J_2/J_1(\varphi)|_m$, соответствующих металлам группы меди: 2 - медь (*Cu*), 3 - золото (*Au*) и 4 - серебро (*Ag*). Эти металлы являются также одновалентными, но имеют гранецентрированные кубические (ГЦК) решётки. Поверхности Ферми этих металлов имеют вид сферы. Поверхность Ферми *Ag* менее всего отличается от сферы свободных электронов [15], тогда как поверхности Ферми *Cu* и *Au* искажены. Кривые, характеризующие металлы группы меди, также существенно отличаются от кривых для диэлектриков и менее существенно от кривых, характеризующих щелочные металлы, хотя и имеют несколько иной характер.

На рис.5 представлено семейство кривых, соответствующих полупроводниковым материалам: 2 – германий (*Ge*), 3 - сурьма (*Sb*), 4 - олово (*Sn*). Характер этих кривых существенно отличается от характера кривой 1 для диэлектрика. Имеется также отличие от кривых для металлов: кривые, характеризующие полупроводники, достигают максимальных значений при ещё больших углах падения излучения на объект (больших 80°), причём максимальные значения $J_2/J_1|_n$, особенно для германия, приближаются к значению, равному единице, характерному для диэлектриков, но смещены вправо. Можно сказать, что кривые $J_2/J_1|_n$ по своему положению являются "предельным случаем" аналогичных графиков для диэлектриков.

Таким образом, из анализа семейств кривых, представленных на рис.2 – 5, следует, что в их характере имеются существенные отличия, которые позволяют определять по виду зависимостей $J_2/J_1(\varphi)$ не только класс материалов – диэлектрики, металлы или полупроводники – но и группы металлов, характеризующихся однотипными семействами кривых, которые обладают одинаковыми кристаллическими структурами и похожими поверхностями Ферми электронов проводимости.

Учёт дисперсии показателей преломления n и поглощения κ металлов и диэлектриков, то есть проведение измерений интенсивностей J_2/J_1 при подсветке исследуемого объекта лазерным излучением на нескольких длинах волн, повышает надежность распознавания материалов отражающих поверхностей. Данный вывод был сделан на основании анализа трёхмерных графиков $J_2/J_1(\varphi, \lambda)$, полученных в ходе компьютерного моделирования для 10 металлов и 8 диэлектриков. В качестве примера на рис.6, 7 приведены графики зависимостей

$J_2/J_1(\varphi, \lambda)$ для алюминия (рис.6, а), стронция (рис.6, б), кварцевого стекла (рис.7, а) и селенина (рис.7, б).

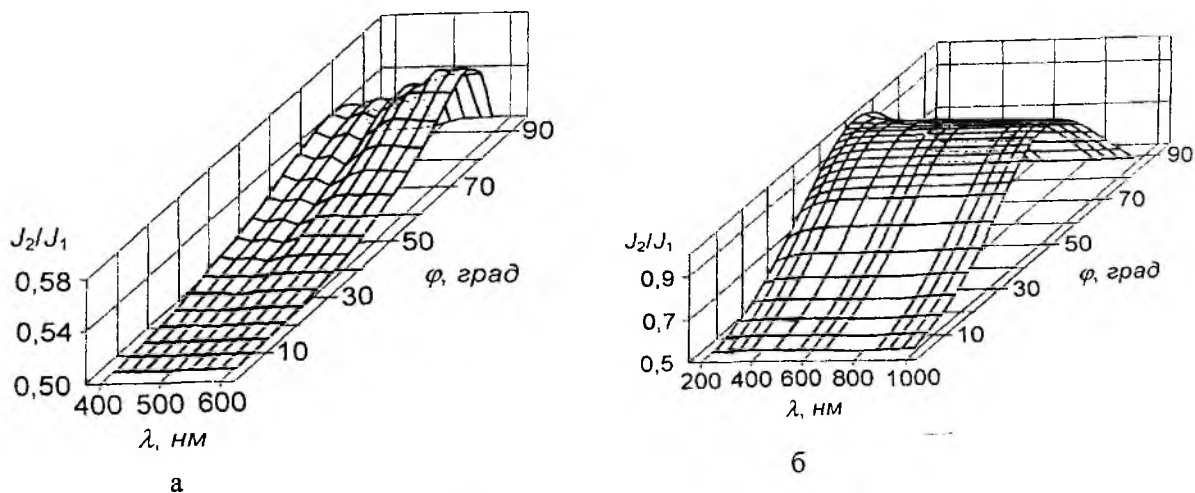


Рис. 6

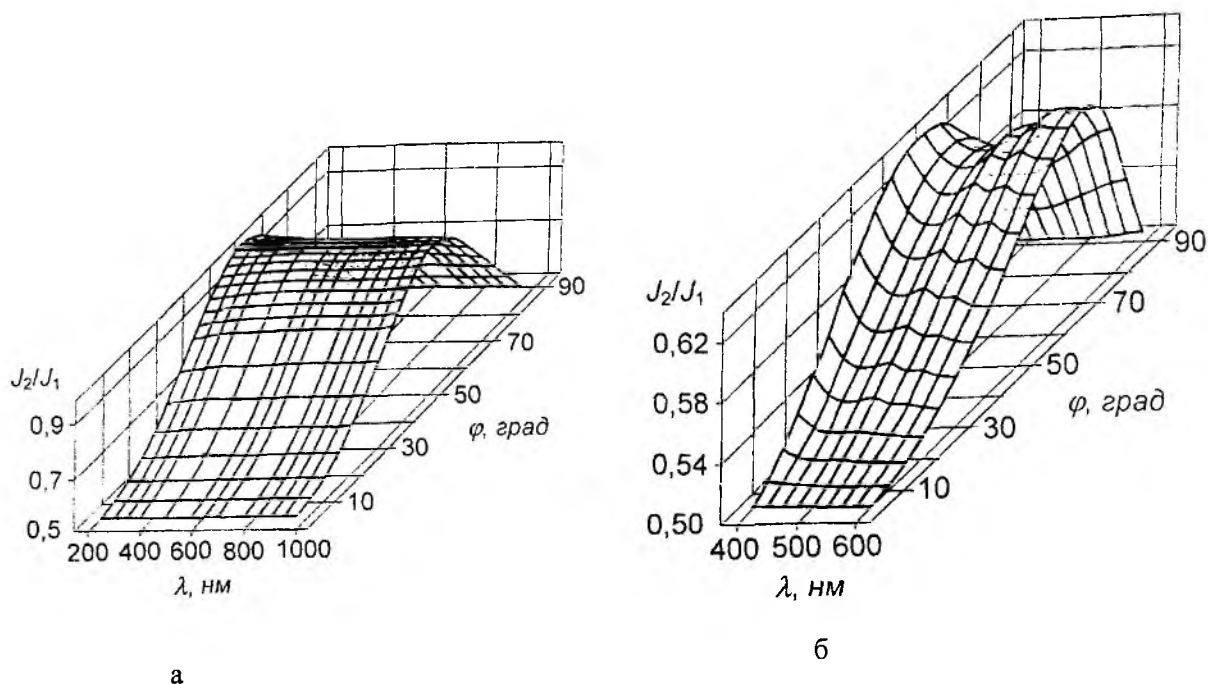


Рис. 7

Анализ показал, что имеются существенные различия в трёхмерных распределениях $J_1/J_2(\varphi, \lambda)$ для всех металлов: практически нет повторяющихся зависимостей как в целом, так и в деталях. Это обусловлено тем, что если при подсветке инфракрасным лазерным излучением оптические свойства металлов определяются главным образом поведением свободных электронов проводимости, то при переходе к видимому и ультрафиолетовому излучению начинают играть заметную роль связанные электроны, характеризующиеся собственной частотой колебаний, лежащей в области более коротких длин волн [16]. Участие связанных электронов приводит к аномальной дисперсии показателей преломления n и поглощения κ металлов на определённых для каждого материала длинах волн. Таким образом, предлагаемый голографический метод определения поляризационных характеристик отражённого лазерного излучения позволяет эффективно получать информацию как о макроструктуре, так и о микроструктуре исследуемых объектов.

Выводы

Использование многоактурных поляризационных голограмм для определения поляризационных характеристик отражённого лазерного излучения даёт возможность удачно сочетать преимущества разработанного Ф.И.Фёдоровым метода определения оптических характеристик анизотропных сред и метода Стокса, позволяющего определять поляризацию излучения по его энергетическим параметрам. Разработанный на основе такого сочетания бескоординатный голографический метод определения поляризационных характеристик отражённого лазерного излучения, применённый для исследования изотропных веществ, позволяет не только различать металлы, диэлектрики и полупроводники, но и даёт возможность классифицировать металлы по типу их кристаллических решёток и поверхностей Ферми электронов проводимости. Применение данного метода упрощает процесс регистрации поляризационных компонент отражённого излучения, что позволяет расширить использование поляризационных оптических измерений в медицинской диагностике и для контроля качества изделий в промышленности.

Список литературы: 1. Аззам Р., Башара Н. Эллипсометрия и поляризованный свет. М.: Мир, 1981. 583 с. 2. Фёдоров Ф.И. Оптика анизотропных сред. Минск: Изд-во АН БССР, 1958. 380 с. 3. Фёдоров Ф.И. Ковариантное описание свойств световых пучков // ЖПС. 1965. Т.2. Вып.6. С.523–533. 4. Фёдоров Ф.И. О преобразовании пучка при взаимодействии света с веществом // ЖПС. 1966. Т.4. Вып.1. С.58–63. 5. Шерклифф У. Поляризованный свет. М.: Мир, 1965. 264 с. 6. О'Нейл Э. Введение в статистическую оптику. М.: Мир, 1966. 254 с. 7. Кизель В.А. Отражение света. М.: Наука, 1973. 351 с. 8. Титарь В.П., Шпаченко О.В. Голографическая модель физиологической оптики // Вісник Харк. нац. ун-ту. Радіофізика та електроніка. 2000. Вип. 1. № 467. С.46–55. 9. Титарь В.П., Шпаченко О.В. Голографическая модель физиологической оптики – новое направление в создании информационных систем // Радиотехника. Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2000. Вып. 116. С. 133 – 140. 10. Титарь В.П., Шпаченко О.В. Применение бескоординатного метода при анализе процесса распространения света в анизотропных средах сетчатки // Тез. докл. XII Междунар. науч.-практ. конф. "Применение лазеров в медицине и биологии", 20 – 23 апреля 1999. Харьков. 1999. С. 142. 11. Титарь В.П., Шпаченко О.В. Ранняя диагностика патологий зрения методом голографической поляриметрии // Фотобиологія та фотомедицина. 2001. Т.4. № 1. С.108. 12. А.с. № 1513413 СССР, МКИ G 03 H 1/04. Голографическое устройство / А.Б. Согоконь, В.П. Титарь (СССР). № 4381219; Заявлено 23.02.88; Оpubл. 08.06.89. 13. А.с. № 678969 СССР, МКИ G 03 H 1/04. Способ голографической идентификации материалов удалённых объектов / Г.С. Сафронов, А.Б. Согоконь, В.П. Титарь (СССР). № 4158961; Заявлено 11.12.86; Оpubл. 15.08.88. 14. А.с. № 1107686 СССР, МКИ G 03 H 1/04, 3/00. Способ голографического определения электрофизических характеристик объектов / Г.С. Сафронов, В.П. Титарь, В.Н. Кудрев (СССР) - № 3548957; Заявлено 08.02.83; Оpubл. 08.04.84. 15. Крэкнелл А., Уонг К. Поверхность Ферми. М.: Атомиздат, 1978. 352 с. 16. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. М.: Наука, 1973. 719 с.

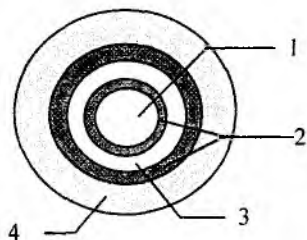
*Харьковский национальный университет
им. В.Н.Каразина*

Поступила в редколлегию 05.11.2001

КОНТРОЛЬ ТОРЦЕВОЙ ПОВЕРХНОСТИ НАКОНЕЧНИКОВ ВОЛОКОННО-ОПТИЧЕСКИХ СОЕДИНИТЕЛЕЙ ИНТЕРФЕРЕНЦИОННЫМ МЕТОДОМ

Высококачественные волоконно-оптические соединители являются важнейшим компонентом любой волоконно-оптической системы. Одной из характеристик, определяющей их качественный уровень, является величина обратных потерь, т.е. количество света, распространяющегося в направлении, обратном направлению передачи полезной информации. Первичной причиной обратных потерь является отражение от области изменения показателя преломления в зазоре между торцами двух соединителей (Френелевское отражение), который образуется ввиду наличия неровностей на торцевых поверхностях. Этот эффект устраняется путем придания торцу наконечника соединителя определенной формы и свойств путем полировки, что способствует физическому контакту торцов наконечников соединителей. Шероховатость торца соединителей с физическим контактом (РС-соединителей) после обработки не должна превышать 0.035 мкм.

По структуре наконечник оптического соединителя (рис.1) состоит из очень незначительных по площади металлических, керамических, полимерных и стеклянных слоев, которые имеют различные физико-химические свойства. Полировка торцевой поверхности оптического наконечника выполняется в несколько приемов двумя методами: свободным (не фиксированным) и связанным абразивом. В обоих случаях при этом наблюдаются дефекты в виде сколов и царапин. Они не удаляются полировкой, вызывая впоследствии микро-разрушения волокна, капилляра в процессе воздействия климатических и механических факторов, что, в конце концов, приводит к значительному возрастанию потерь оптического сигнала.



- 1 - Кварцевое оптическое волокно.
- 2 - Полимер.
- 3 - Кварцевый капилляр (функционально).
- 4 - Металлический или керамический наконечник.

Рис.1

Требуемое значение обратных потерь может быть гарантировано только при выполнении тщательного контроля состояния торца соединителя после полировки.

Для измерения микродефектов обычно используются интерференционные методы. В данном случае физически реализуемыми и неразрушающими являются бесконтактные интерференционные методы. Интерференционное изображение торца соединителя формируется микроинтерферометром Линника (рис.2, 3 и 4) и представляет собой "полосы равной толщины".

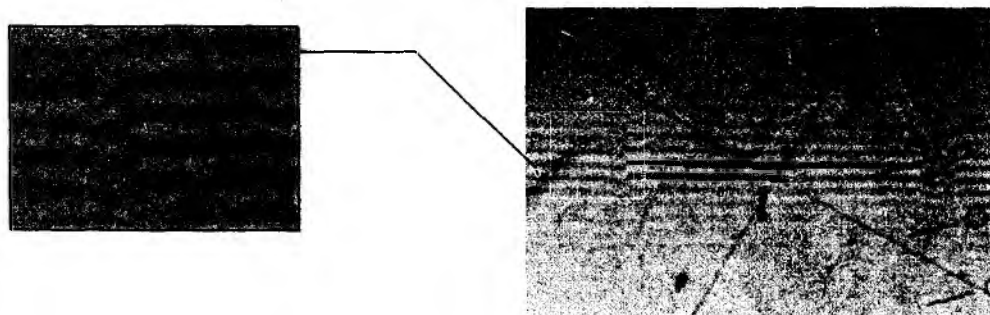


Рис.2

Присутствие поверхностных дефектов на торце, превышающих $\lambda/2$ (λ - длина волны), приводит к искривлению полос (рис.2). Степень кривизны пропорциональна величине дефекта и параметрам интерферометра.

В поле зрения микроинтерферометра одновременно наблюдаются интерференционные полосы и исследуемая поверхность. Интервал между двумя соседними полосами соответствует разности хода в одну длину волны. Наличие дефектов, таких как царапины, трещины, сколы приводит к смещению полос. На рис.3 хорошо видно искривление интерференционных полос вызванное царапиной.



Рис.3

Наибольшее смещение полос наблюдается на границе оптического волокна и клеевой композиции, где имеется значительная выборка материала. Глубина дефекта определяется по значению кривизны и смещению интерференционных полос. Микроинтерферометр позволяет определить кривизну полос с разрешением 0.1 интервала между полосами. Такое смещение соответствует размеру дефекта $0.1 \cdot \lambda/2$ (разность хода λ). При исходной длине волны $\lambda=0.63\mu\text{м}$ эта величина составляет $0.05 \cdot \lambda=0.032\mu\text{м}$.

Схема измерительной установки представлена на рис.4. Ин-

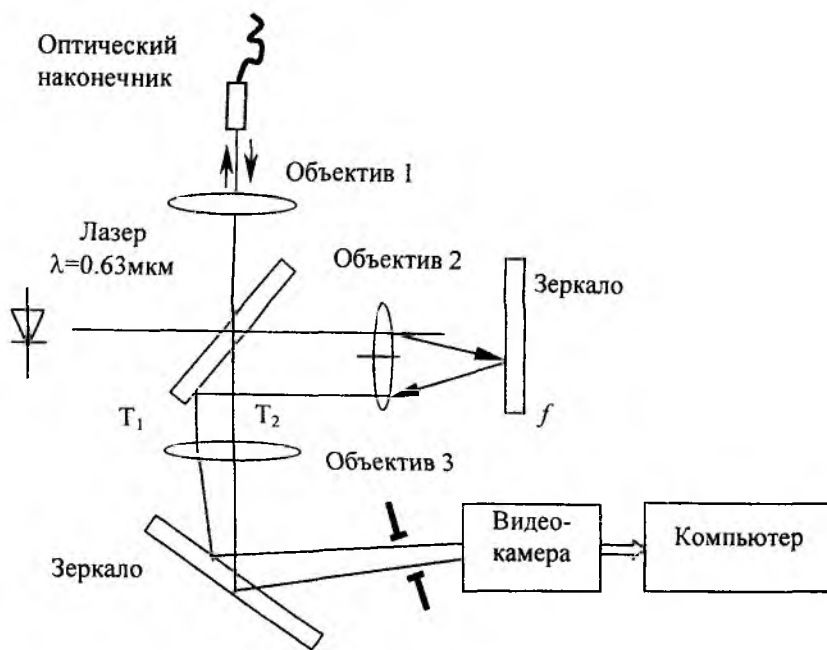


Рис.4

терференционное изображение поступает на матричную ПЗС-видеокамеру. Видеосигнал преобразуется 8-разрядным аналого-цифровым преобразователем в двухкоординатный массив кодов яркостей точек интерференционной картины. Управление системой осуществляется персональным компьютером. Наличие шума на интерференционной картине усложняет процедуру анализа искривления полос. Поэтому первым ша-

гом обработки изображения является процедура сглаживания для устранения высокочастотного шума цифровым фильтром низких частот в пространственно-частотной области. Амплитуда электрического поля $E(x,y)$ прежде всего нормализуется и вычисляется из измеренной интенсивности поля $I(x,y)$:

$$E(x,y) = \sqrt{\frac{I(x,y)}{I_{max}}} \quad (1)$$

Исключение высокочастотного шума осуществляется использованием двумерного цифрового фильтра в области пространственных частот [1]. Алгоритм фильтрации осуществляется по стандартной схеме: быстрое преобразование Фурье (БПФ) массива кодов яркостей, умножение на амплитудно-частотную характеристику фильтра и обратное быстрое преобразование Фурье (ОБПФ). Используется фильтр Баттерворта третьего порядка с передаточной функцией

$$H(s) = \frac{1}{(s+1) \cdot (s^2 + s + 1)}, \quad s = j \cdot \omega . \quad (2)$$

На рис.5 показано распределение интенсивности электрической составляющей интерференционного изображения в поперечном полосам направлении (для трех полос в зоне анализа) перед и после фильтрации. Расстояние между полосами зависит от характеристик и настройки микроинтерферометра. На рис.6 представлено детализированное Фурье-преобразование (БПФ) измеренной амплитуды поля без фильтра и демонстрирующее влияние фильтрации высокочастотного шума на интерференционном изображении. Хорошо заметно отсутствие искажений за счет фильтрации и, в тоже время, устранение высокочастотных шумовых колебаний.



Рис. 5

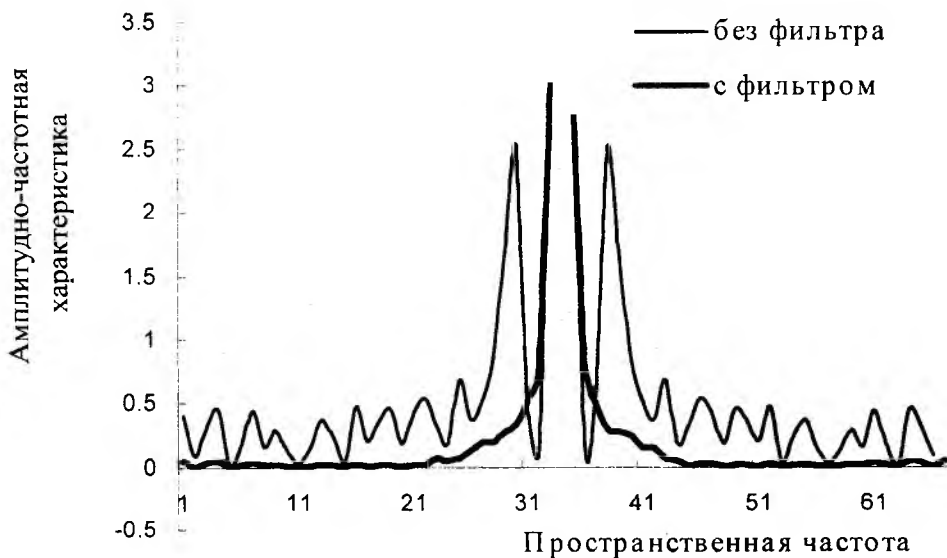


Рис. 6

На следующем шаге процедуры обработки выполняется анализ искривления интерференционных полос. Схема, поясняющая алгоритм определения величины смещения Δ интерференционных полос представлена на рис.7.

Методика определения степени искривления основана на построчном анализе интерференционных полос с целью формирования линий, соответствующих максимумам интенсивности оптического поля.

В анализируемой области интерференционного изображения, очищенной от шума, определяются точки интерференционных полос, удовлетворяющие условию

$$\frac{dE}{dx} = 0. \quad (3)$$

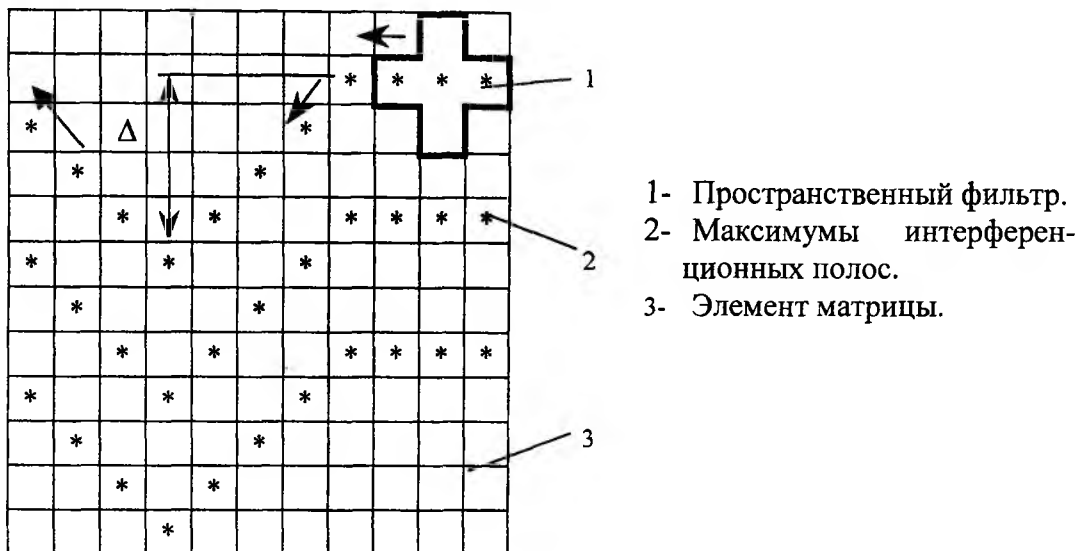


Рис.7

В результате формируется двумерный массив, в котором элементы, соответствующие интерференционным максимумам представляются единицами, а остальные равны нулю. В дальнейшем анализируются прилегающие к точкам максимумов области при помощи мобильного пространственного фильтра, смещающегося вдоль полосы, и определяется смещение полос Δ .

Значение шероховатости определяется по величине сдвига фильтра с учетом шага массива, который, в свою очередь, определяется по характеристикам микроинтерферометра и камеры. В нашем случае шаг ячеек равен 0.03 микрометра при 64 точках, а размер изображения в плоскости торца соединителя - 2×2 мкм. Этот метод был использован для контроля шероховатости поверхности различных типов многомодовых и одномодовых соединителей, таких как FC, SC, ST, SMA.

Список литературы: 1. Ярославский Л.П. Цифровая обработка сигналов в оптике и голографии: Введение в цифровую оптику. М.: Радио и связь, 1987. 296с. 2. Папулис А. Теория систем и преобразований в оптике: Пер. с англ. М.: Мир, 1971. 495с.

Харьковский национальный
университет радиозлектроники

Поступила в редколлегию 23.07.2001

ОПТОХЕМОТРОННЫЕ СЕНСОРЫ - НОВЫЕ ЭЛЕМЕНТЫ БИМЕДИЦИНСКИХ ДИАГНОСТИЧЕСКИХ СИСТЕМ. 1. ОСНОВНЫЕ ПОНЯТИЯ, ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ОПИСАНИЕ, ФИЗИЧЕСКИЕ И МАТЕМАТИЧЕСКИЕ МОДЕЛИ ПРОЦЕССОВ В ОПТОХЕМОТРОННЫХ СЕНСОРАХ

Методы анализа разнообразных объектов, находящихся в различных фазовых состояниях, основанные на регистрации фотонов люминесценции, испускаемой данными объектами, представляют особый интерес для биологических и медицинских исследований. Данный оптический канал позволяет получать разнообразную информацию о биофизических и биохимических процессах, протекающих в живых организмах на молекулярном уровне в норме и патологии, проводить диагностику заболеваний путем измерения люминесценции белковых молекул, клеток и более сложных структур, биологических жидкостей и пр. Люминесцентные методы анализа успешно применяют для контроля фармакокинетики и определения очень низких концентраций лекарственных препаратов в крови и других биожидкостях, при исследовании циркуляции крови, проходимости сосудов. Люминесценцию используют для изучения структуры биомакромолекул, поскольку люминесцентные параметры и характеристики (квантовый выход, время жизни возбужденного состояния, длина волны максимума в спектре люминесценции, собственно её спектр, поляризация, перенос энергии электронного возбуждения и др.) очень чувствительны к изменению свойств окружения. Это дает возможность изучать конформационные процессы биополимеров, миграцию энергии в биосистемах, структуру и свойства биомембран и др. [1,2]. В биомедицинских исследованиях и практике также весьма широко используют хемилюминесцентные методы анализа жидких проб, основанные на испускании света в химических реакциях, протекающих с выделением энергии, достаточной для образования продуктов в электронно-возбужденном состоянии, включая «световые» реакции в живых организмах - биохемилюминесценцию [3,4].

Целью настоящей и последующих публикаций является исследование путем математического моделирования и сопоставления с экспериментальными результатами достаточно сложных процессов, протекающих в устройствах, предназначенных для проведения электрохемилюминесцентного анализа (ЭХЛА). Данный метод основан на эффекте электрохимической люминесценции (ЭХЛ), испускаемой растворами органических соединений при фарадеевском электролизе в рекомбинационных процессах электрогенерированных ион-радикалов электрохемилуминофоров. Именно, речь идет о малогабаритных сенсорах - новых элементах оптохемотроники. Применение полученных результатов позволит создавать оптимизированные конструкции оптохемотронных (ОХ) сенсоров и основанных на них аналитических систем в целом [5]. Подобные системы являются составной частью современных медико-биологических и экологических диагностических систем, использующих, в том числе, возможности средств телекоммуникации в сочетании с оптоволоконными системами при передаче данных для проведения дистанционной диагностики и лечения.

Для дальнейшего рассмотрения данной проблемы необходимо ввести некоторые основные определения и положения. На рис. 1 изображена общая схема процесса ЭХЛ. В объеме ячейки (сенсора) находятся растворенные вещества А и Х, последнее подлежит определению (молекулы растворителя на рисунке изображены светлыми сфероидами малого радиуса). При подаче отрицательного импульса молекулы А восстанавливаются на катоде, переходя в анион-радикалы $A^{\cdot -}$, приобретая электроны, в тоже время вещество Х, находящееся в растворе вблизи анода, окисляется, теряя электрон (стрелка 1 на рис. 1). Катион-радикалы $X^{\cdot +}$ устремляются к катоду, и, подойдя на достаточно близкое расстояние к $A^{\cdot -}$, вступают в реакцию с образованием АК - активированного комплекса ($A^{\cdot -} \dots X^{\cdot +}$)[#], время жизни которого мало и зависит от природы веществ А и Х (стрелка 2). После распада АК образуется две мо-

лекулы: возбужденная A^* (стрелка 3) и невозбужденная X (стрелка 4). Молекула A^* испускает квант ЭХЛ γ_{ecl} , переходя в основное состояние (стрелка 5), замыкая тем самым цикл превращений, протекающих в оптохемотронном сенсоре (ОХ). Под действием отрицательного импульса напряжения A вновь восстанавливаются на катоде (стрелка 6), повторяя данный цикл. В рассмотренном случае вещество A является люминофором - реагентом для X , определение которого в таком случае проводится непрямым (или косвенным) ЭХЛА, являющимся гораздо более распространенным. Существует, однако, обширный класс систем, в которых люминесцирует само определяемое вещество; основанный на этом метод анализа называется прямым ЭХЛА (вещества A и X тождественны, для условности пусть это будет вещество A).

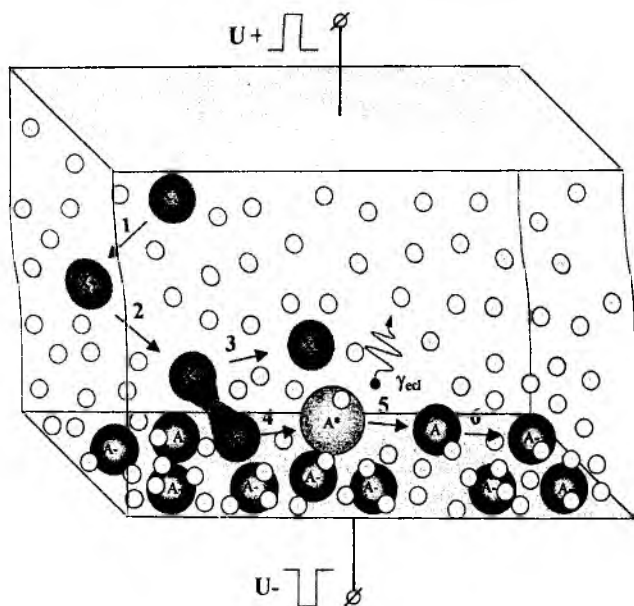


Рис. 1

Следует ввести определение оптохемотронного сенсора. Под ОХ-сенсором понимается оптически прозрачный сосуд (ячейка) необходимой конфигурации с введенными во внутрь электродами - рабочим(и), вспомогательным, сравнения и жидкой пробой с определяемым веществом X .

Рабочий электрод обычно изготавливают с помощью микро- или нанотехнологий, и, размещаясь на одной из внутренних стенок ячейки, он выполняет функции и электрода, и датчика сенсора, рис.2. Вводимая в рабочую область (1) сенсора проба (4), содержащая вещество X , перемещаясь вдоль электродов - датчиков сенсора (2,3), одновременно подвергаясь электролизу, реагирует (рекомбинирует) с электрохемилюминофором-реагентом A с испусканием аналитического сигнала - квантов ЭХЛ γ_{ecl} . Существенным является наличие двух каналов сенсора - входного электрохимического (гальванического) с напряжением U_{el} и оптического выходного, через который передается аналитический сигнал в виде квантов ЭХЛ, что обеспечивает полную электрическую развязку и высокую помехозащищенность между каналами сенсора. Это важно при использовании таких устройств в системах передачи данных и связи.

Разработка эффективных ОХ-сенсоров для вышеуказанных диагностических целей на разные определяемые объекты (их также именуют аналиты или вещества-мишени), важные с точки зрения медико-биологической, фармацевтической и экологической диагностики, требует проведения комплекса теоретико-экспериментальных и технологических работ, включающих использование современных методов нанотехнологии, тонкой химической технологии, физико-химического анализа и пр. Отсюда очевидна важность и актуальность создания адекватных физических и математических моделей электронных, ионных и фотонных процессов, протекающих в ОХ-сенсорах, с последующим компьютерным моделированием и анализом.

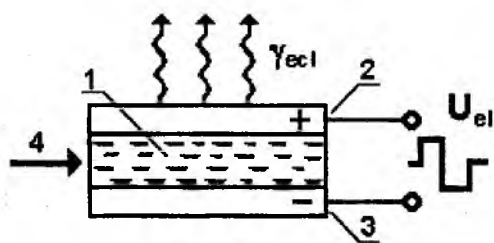
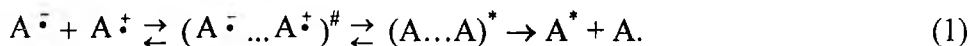


Рис. 2

Для осуществления поставленной цели необходимо провести возможно более полное теоретическое описание различных стадий процесса ЭХЛ в оптохемотронном сенсоре, включающих: гетерогенный (на границе электрод/раствор) и гомогенный (между ион-радикалами A при их парных рекомбинациях) перенос заряда, транспорт вещества в системе, осуществ-

ляемого путем диффузии, конвекции и миграции, образование возбужденных продуктов при рекомбинации, испускание квантов света. В первом приближении при этом можно не учитывать вклад иных процессов и физических полей, имеющих место в системе и воздействующих на указанные стадии.

Так, после стадий электрохимических фарадеевских процессов и образования частиц A^- и A^+ их сближение, вплоть до рекомбинации (см. рис. 1), приводит к возникновению АК $(A^- \dots A^+)^{\#}$, откуда возможны переходы в конечное состояние с образованием продуктов реакций переноса электрона (РПЭ), в том числе эмиттеров ЭХЛ A^* . Отсюда, упрощенная химико-физическая модель процесса ЭХЛ может быть описана схемой [5]:



Некоторые вышеупомянутые задачи, важные при моделировании эффективных ОХ-сенсоров, достаточно хорошо изучены и имеется соответствующий физико-математический аппарат. Например, моделирование транспорта осуществляется с помощью формального и известного аппарата, описывающего диффузионный перенос вещества в жидких средах и конвекции (например, движение среды вдоль плоского электрода), которая относится к прерогативе физико-химической гидродинамики [6]. При этом, макроскопическую кинетику электролизных рекомбинационных процессов определяют, если известны пространственные распределения (концентраций) реагентов, продуктов и динамика их изменений во времени. Эти распределения находят, решая задачу массопереноса в подвергаемой электролизу жидкой среде с заданными макроскопическими химико-физическими характеристиками, начальными и краевыми условиями для процессов рождения, гибели и рекомбинации частиц электрохемилюминофора и реагента.

Перенос заряженных частиц в электролитах моделируют с помощью формального аппарата электродинамики сплошных сред [7]. Процессы переноса заряда при рекомбинациях типа реагент-аналит (мишень) можно описывать с помощью аппарата теории реакций переноса электрона в конденсированных средах - сплошных диэлектриках, включая теорию полярона, которая применима и для переноса заряда на межфазной границе электрод-раствор электролита [5,7].

Процессы, протекающие на межфазной границе, следует моделировать с учетом адсорбции вещества, включая математическое моделирование процесса и соответствующие квантово-химические расчеты. Ввиду важности и малоизученности данного вопроса рассмотрим его несколько подробнее, особенно учитывая проявление таких эффектов в водных средах и биожидкостях, вводимых в качестве проб в ОХ-сенсоры. В [8] предложена модель неспецифической электростатической адсорбции на поверхности металла, обобщенная на случай адсорбционных явлений в растворах-электролитах. Энергия кулоновского взаимодействия между бесконечной проводящей поверхностью и молекулой адсорбата рассчитывается с использованием так называемого метода изображений, в рамках которого задача сводится к вычислению энергии взаимодействия между системой зарядов в исходной молекуле и ее антиобразом [7]. С использованием π -электронного приближения в ограниченном методе Хартри-Фока в [8] отмечено, что при взаимодействии с поверхностью металла молекулы с делокализованными связями распределение зарядов в исходной молекуле существенно меняется. Использование данного подхода при описании поведения молекул в электролитах вносит значительные ошибки, связанные с неучетом роли двойного электрического слоя (ДЭС). Между тем поле ДЭС существенно воздействует как на электронную оболочку молекул (деформируя и поляризуя ее), так и на энергию адсорбции. В случае неполярных молекул поле ДЭС полностью определяет электростатический вклад в адсорбционное взаимодействие. Для большей корректности в данной модели следует учесть влияние электронов σ -остова молекул, расширив ее за рамки π -электронного приближения, а также, посредством введения резонансных интегралов между молекулой и ее изображением, рассмотреть эффекты специфического взаимодействия с металлом, а также с растворителем.

Наиболее важную и на данный момент наименее изученную проблему создания эффективных ОХ-сенсоров и оптимизации их свойств представляет расчет, в рамках соответствующих моделей молекулярных систем аналит-мишень, кинетики рекомбинации их реакционно-активных ион-радикальных (или радикальных) форм, образованных ими лабильных активированных комплексов $(A^{\cdot-} \dots X^{\cdot+})^{\#}$ и продуктов реакции, в первую очередь, электронно-возбужденных, испускающих люминесцентный аналитический сигнал. Данные вопросы относятся к прерогативе таких научных дисциплин, как квантовая механика, химическая кинетика, квантовая химия, люминесценция. Именно, знание таких фундаментальных свойств указанных молекулярных систем, как электронная структура, энергетика частиц и их АК, получаемых при квантово-химических расчетах, представляет основу для построения ОХ-сенсоров с заданными свойствами и реализации их широких диагностических возможностей. Так, например, данные расчеты в совокупности с имеющейся технологией изготовления мономолекулярных упорядоченных структур могут подсказать наиболее рациональные пути создания реагентов с подходящей молекулярной структурой, их расположения на электродах сенсора и пр., что необходимо для повышения вероятности образования комплекса реагент-аналит и увеличения светового выхода реакции, т.е. для роста эффективности ОХ-сенсоров.

Теоретическое изучение свойств молекул на основе методов квантовой механики сводится к решению уравнения Шредингера (3) и определения волновой функции Ψ_j и собственных значений E_j :

$$\hat{H}\Psi = E\Psi, \quad (2)$$

где \hat{H} - оператор Гамильтона (гамильтониан). После этого возможно вычисление характеристик молекулы, представляющих интерес - молекулярных орбиталей, их энергий, полной энергии, энергии ионизации и пр. В адиабатическом приближении полная волновая функция системы может быть представлена как произведение электронной волновой функции, зависящей от координат ядер как от параметров, и ядерной волновой функции. Первая из них является собственной функцией электронного гамильтониана, который в пренебрежении магнитными (релятивистскими) взаимодействиями имеет вид:

$$\hat{H} = \sum_i \hat{H}_i + \sum_{i>j} \frac{1}{|\vec{r}_i - \vec{r}_j|}, \quad (3)$$

$$\hat{H}_i \equiv \hat{H}(r_i) = -\frac{\nabla^2}{2} - \sum_A \frac{Z_A}{|\vec{r}_i - \vec{R}_A|}, \quad (4)$$

где Z_A и \vec{R}_A - заряд и радиус-вектор A -го ядра соответственно, а \vec{r}_i - радиус-векторы электронов (используется атомная система единиц с $m=e=\hbar=1$). Суммирование в (3) проводится по всем электронам, а в (4) - по всем ядрам атомов, составляющих молекулу.

Решение уравнения (2) для сложных систем, таких, как молекулы органолюминофоров, сопряжено с большими математическими трудностями и фактически возможно приближенными методами. Наиболее эффективным и распространенным является изложенный Рутааном метод молекулярных орбиталей (МО) [9]. В рамках метода МО электрон в молекуле рассматривается как частица, находящаяся в эффективном самосогласованном поле, создаваемом всеми остальными электронами и ядрами. Математически это означает возможность описания движения электрона одночастичной волновой функцией, зависящей только от координат данного электрона, и называемой молекулярной спин-орбиталью $\Psi(\xi)$, где ξ - совокупность пространственных и спиновых переменных. При этом волновая функция всей молекулы, в соответствии с принципом Паули, представляется в виде антисимметризованного произведения (детерминанта) одночастичных функций $\Psi(\xi)$, которые в рассматриваемом

приближении могут быть записаны как произведение координатной и спиновой частей

$$\Psi(\xi) = \varphi(\vec{r})\alpha(\sigma). \quad (5)$$

Функции $\varphi(\vec{r})$ называются молекулярными орбиталями.

Вывод уравнений Рутаана основан на следующих предположениях:

1) волновая функция φ_i i -го электрона в молекуле, т.е. МО, выбирается в форме линейной комбинации атомных орбиталей (ЛКАО), т.е.

$$\varphi_i = \sum_k c_{ki} \chi_k, \quad (6)$$

где χ_k - волновая функция (атомная орбиталь) электрона в атоме k , c_{ki} - коэффициент, учитывающий вклад k -ой атомной орбитали в i -ю молекулярную орбиталь;

2) молекулярные орбитали считаются ортогональными и нормированными, т.е.

$$\int \varphi_i^* \varphi_k d\tau = \delta_{ik}, \quad (7)$$

где φ_i^* - комплексно-сопряженная к φ_i волновая функция;

3) полная $2N$ -электронная волновая функция основного состояния молекулы представляется в виде слэтеровского детерминанта (N - число электронных пар)

$$\Phi_{2N} = \frac{1}{[2N!]^{\frac{1}{2}}} \begin{vmatrix} \varphi_1\alpha(1) & \varphi_1\beta(1) & \dots & \varphi_N\beta(1) \\ \dots & \dots & \dots & \dots \\ \dots & \dots & \dots & \dots \\ \varphi_1\alpha(2N) & \varphi_1\beta(2N) & \dots & \varphi_N\beta(2N) \end{vmatrix}; \quad (8)$$

4) гамильтониан системы (молекулы) задается выражением (3);

5) полная энергия системы определяется интегралом

$$E = \int \Phi^* \hat{H} \Phi d\tau, \quad (9)$$

где τ - элемент объема.

Минимизация уравнения (9) при условии (7) приводит к уравнениям

$$\sum_l C_{il} (F_{kl} - S_{kl} E) = 0, \quad (10)$$

$$\det |F_{kl} - S_{kl} E| = 0. \quad (11)$$

Решение уравнений (10) и (11) дает уровни энергии E молекулы и молекулярные орбитали. Данные уравнения называются уравнениями Рутаана, первым получившим их, применив вариационный метод непосредственно к выражению для полной энергии

$$E = 2 \sum_m E_m + \sum_m \sum_n (2I_{mn} - K_{mn}), \quad (12)$$

где E_m - сумма кинетической и потенциальной энергии, обусловленной притяжением электрона на орбитали ψ_m к ядрам, I_{mn} , K_{mn} - соответствующие орбитальные интегралы [9].

В (11) и (12) входят матричные элементы F_{kl} и S_{kl} . Величина S_{kl} называется интегралом перекрытия, отражает неортогональность волновых функций электронов χ_n и χ_m . Поскольку физический смысл ортогональности - несовместимость соответствующих состояний, то в данном случае состояния χ_n и χ_m не являются взаимно исключаящими (т.е. имеется область, где нельзя указать, находится ли электрон в состоянии χ_n или χ_m). F_{kl} есть

матричный элемент гамильтониана с учетом электрон-электронного взаимодействия.

Наилучшими молекулярными орбиталями в форме ЛКАО являются собственные функции оператора \hat{F} с матричными элементами F_{kl} , зависящими от коэффициентов, с которыми в выражение для молекулярной орбитали входят атомные орбитали. Сущность метода самосогласованного поля (ССП), предложенного Рутааном, заключается в следующем.

Задаются произвольным набором коэффициентов c_{ki} и находят F_{kl} .

Для найденных F_{kl} определяют ϵ_i - множители Лагранжа, соответствующие по физическому смыслу задачи собственным значениям полной энергии E .

Для нового набора коэффициентов c_{ki} опять находят F_{kl} и т.д. до тех пор, пока не будет найден «самосогласованный» набор коэффициентов, который определяется значениями F_{kl} , приводящими к исходным значениям c_{ki} . При этом предполагают, что матричные элементы S_{kl} и H_{kl} можно вычислить.

Расчеты матричных элементов, входящих в уравнение Рутаана, обычно связаны с математическими трудностями решения задачи (из-за этого, например, часто при выборе исходного набора коэффициентов пренебрегают электрон-электронным взаимодействием). Поэтому желательно использовать более простые способы оценки матричных элементов, что достигают с помощью полумпирических методов. В настоящее время разработано большое число таких методов, которые успешно применяются для проведения квантово-механических расчетов свойств молекул. В последующих работах мы изложим результаты использования наиболее значимых современных методов, с учетом их необходимой модернизации, для расчета соответствующих процессов в ОХ-сенсорах диагностических систем, предназначенных для детектирования объектов медико-биологической и фармакологической природы.

Следует подчеркнуть, что использование результатов таких расчетов позволяет, в принципе, определять не только электронные свойства, строение и кинетику рекомбинации рассматриваемых молекулярных систем ОХ-сенсоров, но и процессы электронного возбуждения молекул органолюминофоров при электролизе, что существенно для оптимизации аналитического сигнала. Иницируемое электродными реакциями химическое возбуждение молекул электрохемилюминофора в *бирадикальных межмолекулярных рекомбинациях*, существенно отличаясь от оптического, обратного *внутримолекулярной* электронной релаксации, есть процесс непосредственного заселения излучательных электронных состояний без выполнения известного правила запрета внутримолекулярных переходов с изменением мультиплетности состояний. Необходимо, однако, соблюдение закона сохранения энергии в гомогенной бирадикальной рекомбинации РПЭ: сумма энтальпии $-\Delta H_0$ и энергии активации ΔG^\ddagger должна быть не меньше энергии электронно-возбужденного состояния продукта A^* . Отличительная особенность ЭХЛ - очень высокие экзоэргичность и скорость «световых» бирадикальных рекомбинаций [5], обусловленные запасом энергии реагентов, полученным при фарадеевском электролизе. Это приводит при рекомбинации к образованию пары продуктов $(A...A)^*$ с избытком электронной энергии (несколько эВ), которая должна быть отдана среде или в виде низкочастотных квантов колебаний ядерных остовов молекул - фононов, или высокочастотных - фотонов. Размен такой энергии на фононы маловероятен [5]. Значительно более вероятной и быстрой является перестройка электронной оболочки одного из компонентов пары $(A...A)^*$ до конфигурации электронно-возбужденного состояния $^1A^*$ или 3A . Процесс существенно ускоряется, если электронное строение переходного состояния близко к конфигурации пары $(A...A)^*$, что справедливо для бирадикальных рекомбинаций между анион-радикалом и катион-радикалом данной родительской молекулы. Поэтому весьма высоки константы скорости k_{bi} гомогенных адиабатических ($\chi_{tr} \approx 1$) рекомбинаций (13), т.е. I_{ecl} ($\sim 10^{12}$ фотон/см²·с), а также эффективность процесса ЭХЛ Φ_{ecl} ($\sim 1 \div 10\%$):

$$k_{bi} = \chi_{tr} k_d \exp(-\Delta G^\ddagger / RT), \quad (13)$$

где $k_d = 8RT/3000\eta$ - константа скорости диффузионных встреч (η - вязкость растворителя, П); $k_d \sim 10^9 \div 10^{10} (\text{М}\cdot\text{с})^{-1}$ в распространенных растворителях при $T=298^\circ \text{К}$. Данное выражение получено Р.Маркусом в рамках теории абсолютных скоростей реакций, приближения Борна-Оппенгеймера и модели реорганизации растворителя [5].

Более подробное исследование молекулярных систем требует знания их потенциальной энергии. Определение гиперповерхности потенциальной энергии (ППЭ) для реакции, как функции конфигурационных координат q реагентов и продуктов, является необходимым предварительным шагом для вычисления хода рекомбинации по данной координате (или набору координат). Это также позволяет определить межюнное расстояние, на котором вероятность переноса электрона наибольшая. Такая информация способствует подбору (или направленному синтезу) селективных реагентов с заданным строением и, одновременно, путем выбора наиболее эффективной взаимной конфигурации пары реагент-мишень, получению более высокой интенсивности аналитического сигнала. При этом учитывают, что перенос электрона от донора A^- к акцептору A^+ в конденсированной среде, т.е. переход из одного дискретного энергетического состояния в иное, описывается фундаментальным адиабатическим приближением Борна-Оппенгеймера, основанном на учете значительного отличия масс легкой (электрон) и тяжелой (ядра атомов в молекулах и ион-радикалах электрохемилюминофора, растворителя) подсистем. Это позволяет считать, что электроны в каждый момент времени занимают квазиравновесное положение при данной конфигурационной координате, отвечающее неподвижным ядрам и, таким образом, определять спектр дискретных энергий электрона. Согласно принципу Франка-Кондона, безызлучательные электронные переходы происходят между состояниями с одинаковой

конфигурацией тяжелой подсистемы, т.е. при совпадении в многомерном пространстве координат q ППЭ исходного состояния пары реагентов R и пары продуктов P^* , одним из которых есть электронно-возбужденная молекула - эмиттер, рис. 3. Сечения параболических ППЭ системы вдоль пути реакции в зависимости от координат q ядер реагентов R и продуктов P бирадикальных рекомбинаций можно разделить на два основных типа, как это показано на рис.3:

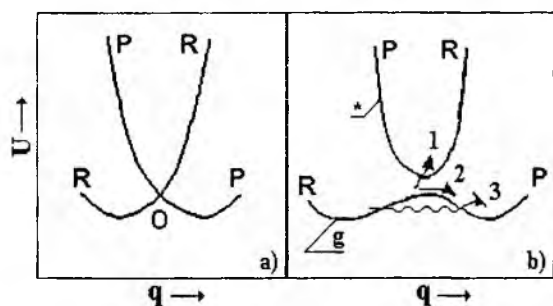


Рис. 3

а) - адиабатические ППЭ, электронные орбитали партнеров практически не взаимодействуют, б) - адиабатические ППЭ основного (g) и электронно-возбужденного ($*$) состояний, отличное от нуля взаимодействие: чем оно больше, тем больше расталкивание поверхностей R и P (стрелками схематически показаны адиабатический - 1, адиабатический - 2 и туннельный - 3 переходы системы через область АК) [5]. Решение рассмотренных задач в рамках адекватных моделей и методов расчета делает практически возможным реализацию эффективных ОХ-сенсоров. Именно благодаря возможности на основе моделей и их расчетов прогнозировать ход анализа и диагностики, необходимо построение адекватных моделей процессов в сенсорах. Однако, даже на современном этапе развития имеются недостатки в существующих моделях, которые следует устранять разработкой более совершенных моделей, описывающих с достаточной степенью приближения реальные процессы. Это даст возможность рассматривать вопрос создания ОХ-сенсоров с научной позиции, существенно снижая трудоемкость их разработки, делая эти приборы более дешевыми и доступными, что повысит перспективность их применения в различных областях. Явления, протекающие в ОХ-сенсоре, характерны не только для данных объектов, и изучение их сущности позволит понять и правильно описать многие другие объекты, в

которых протекают подобные процессы (речь прежде всего идет о процессах переноса электрона - фундаментальных процессах в физике, химии, биофизике).

Из вышесказанного очевидна важность разработки новых эффективных и селективных ОХ-сенсоров для определения различных аналитических систем, существенных для отмеченных приложений. Для этого, по мнению авторов, необходимо использовать математическое моделирование процессов, протекающих в ОХ-сенсоре, как наиболее рациональный и достаточно результативный способ проведения исследований с целью анализа системы. В частности, на основании моделей квантовой механики и квантовой химии в рамках соответствующих полуэмпирических методов проводится компьютерный расчет химической кинетики. В ходе моделирования исследуют этапы процесса рекомбинации, и явлений, ее сопровождающих, как, например, испускание квантов света возбужденными молекулами люминофора - продуктами реакции. С учетом изложенного подхода, обосновывающего актуальность поставленной проблемы, данные вопросы предполагается рассмотреть и проанализировать в последующих статьях авторов, посвященных этой тематике.

Список литературы: 1. Красовицкий Б.М., Болотин Б.М. Органические люминофоры: Изд. 2-е. /Под общ. ред. Б.М. Красовицкого. М.: Химия, 1984. С.116-117. 2. Владимиров Ю.А., Добрецов Г.Е. Флуоресцентные зонды в исследовании биологических мембран. М.: Наука, 1980. 320с. 3. Барашков Н.Н. Люминесцентный анализ на службе здоровья. М.: Наука, 1985. 96с. 4. Хемиллюминесценция крови в экспериментальной и клинической онкологии / Серкиз Я.И., Чеботарев Е.Е., Барабой В.А. и др. / Под общ. ред. В.А. Барабои, Е.Е. Чеботарева. К.: Наук. думка, 1984. 183с. 5. Рожницкий Н.Н., Бых А.И., Красноголовец М.А. Электрохимическая люминесценция. Харьков: ХТУРЭ. 2000. 320с. 6. Левич В.Г. Физико-химическая гидродинамика. М.: Изд-во АН СССР, 1952. 538с. 7. Ландау Л.Д. Лифшиц Е.М. Электродинамика сплошных сред. М.: Наука, 1964. 532с. 8. Высоцкий С.Б., Брянцев В.С. Квантово-химическая модель адсорбции органических молекул на поверхности металла в растворах электролитов // Теор. и экспер. химия.1999. Т. 35, № 5. С.284-288. 9. Голованов И.Б., Пискунов А.К., Сергеев Н.М. Элементарное введение в квантовую биохимию. М.: Наука, 1969. 236с.

*Харьковский национальный
университет радиоэлектроники*

Поступила в редколлегию 11.10.2001

ОБЕСПЕЧЕНИЕ СТОЙКОСТИ ШИФРА DES К АТАКАМ ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНОГО КРИПТОАНАЛИЗА. ПЕРЕКРЫТИЕ ШЕСТИ-, ВОСЬМИ- И ДЕСЯТИЦИКЛОВЫХ ИТЕРАТИВНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК

В этой работе мы продолжим обсуждение требований к отбору S-блоков для шифра DES, устойчивых к атакам дифференциального криптоанализа, начатое в предыдущей публикации [1]. Теперь нас будут интересовать шести-, восьми- и десятицикловые итеративные характеристики, представленные на рис. 1 под номерами 4-9.

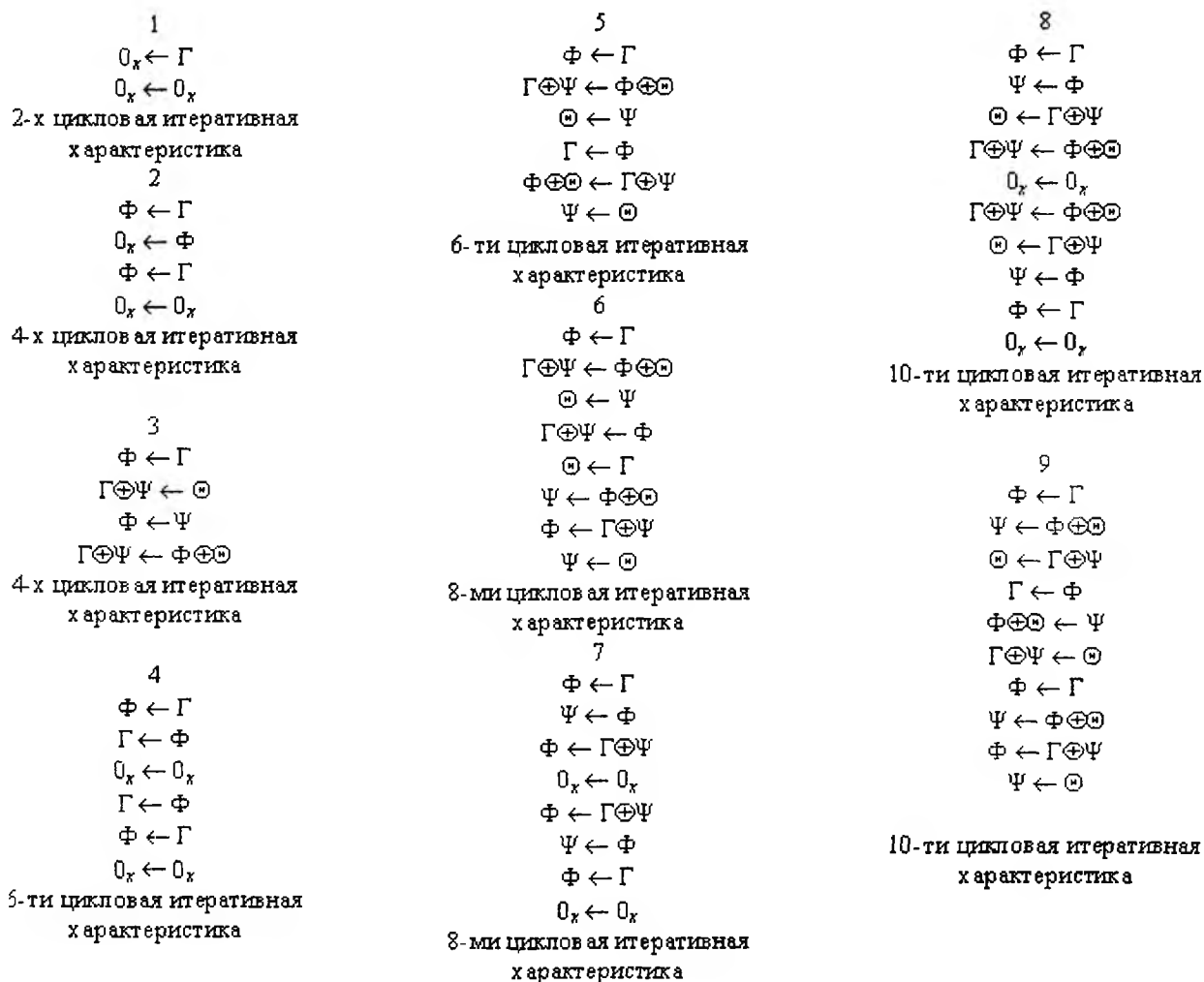


Рис. 1

На рис. 2 под соответствующими номерами приведены графы переходов рассматриваемых итеративных дифференциальных характеристик.

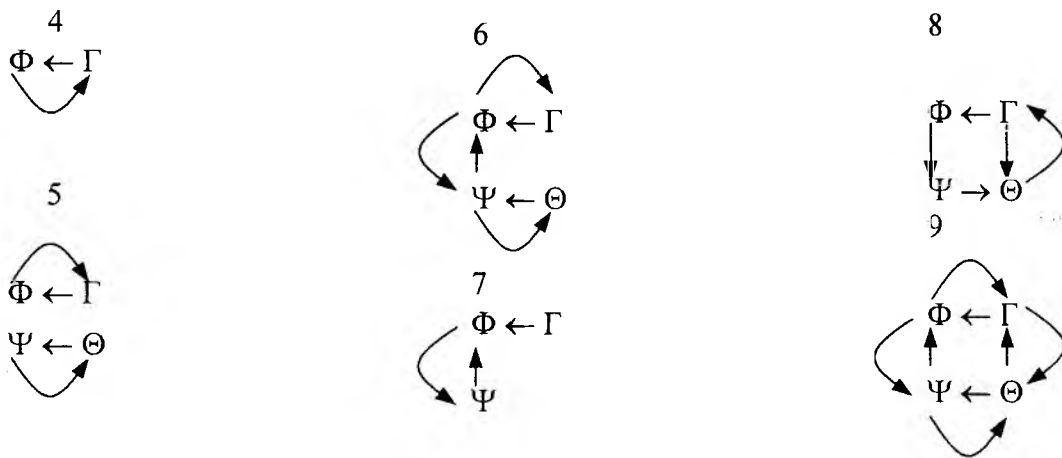


Рис. 2

Перекрытие атак, использующих шестицикловые итеративные характеристики

Рассмотрим первую из шестицикловых итеративных характеристик с очень простым графом переходов, представленным под номером 4 на рис. 2. Эта характеристика, как следует из графа, строится с использованием одного циклического перехода $\Gamma \leftarrow \Phi \leftarrow \Gamma$. Расчеты показывают, что перекрытию подлежат все подобные характеристики, имеющие менее семи S-блоков на каждую свою симметричную половину (два активных цикла)

$$\left[\left(\frac{16}{64} \right)^n \right]^4 = 2^{-8n} > 2^{-56} \Rightarrow n \leq 6.$$

Главной особенностью шестицикловых характеристик этого типа является то, что они не допускают свободных значений входов и выходов S-блоков, участвующих в их построении. Поэтому здесь достаточно будет рассмотреть только условия перекрытия собственно циклических переходов шифра DES. Представим эти условия в виде утверждений, приведенных ниже.

Утверждение 1. Циклический переход, содержащий одноблочный цикл, строится с использованием однобитных переходов.

Справедливость этого утверждения следует из самого принципа построения примененной в шифре DES P-подстановки, в соответствии с которым выходные биты каждого (одного) S-блока распределяются по одному на входы различных S-блоков [2], и поэтому замыкание циклического перехода и при двух исходных битах (в одном отдельном активном S-блоке могут иницироваться только два внутренних бита) будет происходить с использованием однобитных переходов.

Заметим также, что примененная в шифре DES расширяющая E-перестановка позволяет одному (отдельному) S-блоку войти в циклический переход только двумя своими внутренними битами. Последующая P-подстановка приводит к тому, что в циклический переход, использующий внутренний бит любого S-блока, всегда содержит и бит, иницирующий два смежных S-блока. Кроме того, все полученные активные S-блоки будут однобитными, и каждый из них обязательно активизирует минимум 2 S-блока, т.е. возврат к единственному начальному активному S-блоку невозможен. Поэтому для шифра DES справедливо утверждение 2.

Утверждение 2. В шифре DES циклические переходы с использованием одноблочных циклов невозможны.

Утверждение 3. Любой циклический переход, содержащий два активных S-блока в каждом цикле, строится с использованием однобитных переходов.

Справедливость этого утверждения вытекает из того, что один из 2-х активных S-блоков на 2-м цикле всегда будет однобитным, следовательно, без использования однобитных переходов исключается возможность активизации на следующем цикле исходных 2-х S-блоков (будет активизировано либо три S-блока, либо два, но других).

Очевидно, что, учитывая утверждения 2 и 3, можно считать одноблочными (1+1, 1+2, 1+3, 1+4, 1+5) и двублочными (2+2) шестицикловые характеристики защищенными от атак дифференциального криптоанализа (во всех этих случаях характеристики строятся с использованием однобитных переходов, а они по требованиям разработчиков стандарта запрещены).

В результате остается рассмотреть характеристики вида 4, которые строятся без использования однобитных переходов и переходов b_x в однобитный выход (см. требование 5 разработчиков стандарта [1]), с числом S-блоков, приходящихся на четыре активных цикла (шестицикловой характеристики), большим четырех. Анализ показывает, что существует две такие характеристики с пятью S-блоками типа 3+2+0: это циклический переход $3,4,8,11 \leftarrow 18,23 \leftarrow 3,4,8,11$ и циклический переход $7,8,12,14 \leftarrow 18,26 \leftarrow 7,8,12,14$, девять характеристик типа 3+3+0:

$$\begin{array}{ll} 3,4,8,10,11 \leftarrow 16,17,18,23 \leftarrow 3,4,8,10,11; & 1,3,26,29 \leftarrow 15,17,21,22,23 \leftarrow 1,3,26,29; \\ 4,5,7,11 \leftarrow 23,24,28,31 \leftarrow 4,5,7,11; & 7,8,11,12,13 \leftarrow 18,20,24,26 \leftarrow 7,8,11,12,13; \\ 1,3,6,30 \leftarrow 13,17,18 \leftarrow 1,3,6,30; & 7,8,12,14,15 \leftarrow 18,26,28,30 \leftarrow 7,8,12,14,15; \\ 3,4,7,32 \leftarrow 18,21,23,27 \leftarrow 3,4,7,32; & 11,19,21,22 \leftarrow 24,25,29,30 \leftarrow 11,19,21,22, \\ 1,2,26,30 \leftarrow 7,9,12,15 \leftarrow 1,2,26,30; & \end{array}$$

а также характеристики типа 4+2+0.

Что касается характеристик типа 4+2+0, то можно легко убедиться, что и они для шифра DES нереализуемы. Для этого рассмотрим примеры таких характеристик.

$$\begin{array}{lll} 3,10,11 \leftarrow 16,17,23,24; & 30_x \text{ в } 0; & 6,8,14,16 \leftarrow 10,18; & 30_x \text{ в } 0, 30_x \text{ в } 0; \\ 22,24,30,32 \leftarrow 11,27; & 30_x \text{ в } 0, 4_x \text{ в } 0. & & \end{array}$$

Все они при своем построении используют обнуляющий переход S-блоков со входами 30_x , который в соответствии с условием У-1([1]) имеет вероятность перехода в ноль равную нулю.

Для перекрытия характеристик типа 3+2+0 и 3+3+0 можно воспользоваться ограничением, рассмотренным в [3], в соответствии с которым вероятности переходов активных S-блоков, участвующих в формировании трехблочного цикла, ограничиваются значением $\frac{1}{8}$. В этом случае значение вероятности 13-ти цикловой характеристики типа 3+2+0 будет не больше чем

$$\left[\left(\frac{8}{64} \right)^3 \cdot \left(\frac{16}{64} \right)^2 \right]^4 \cdot \left(\frac{16}{64} \right)^2 = 2^{-56}.$$

Это ограничение по своему смыслу представляется в каком-то смысле похожим на требование 8 разработчиков стандарта, хотя и подходить строго, точный смысл этого требования из доступных публикаций нам выяснить так и не удалось. Мы обозначим здесь это ограничение условием 3, которое представим в следующем "усиленном" виде.

Условие 3 (У-3). Для трех одновременно активных S-блоков со значениями весов выходов таблиц распределения разностей $W(\beta) \leq 2$, должно выполняться ограничение

$$|NS_i(\alpha, \beta) \cdot NS_{i+1}(\alpha, \beta) \cdot NS_{i+2}(\alpha, \beta)| \leq 8^3,$$

где, как и ранее, $\alpha \in GF(2)^6$, $\beta \in GF(2)^4$ – значения входов в таблицы разностей по строкам и столбцам.

Очевидно, что это ограничение делает неопасными для атак ДК и характеристики типа 3+3+0.

Что касается шестицикловой итеративной характеристики под номером 5 на рис. 1, то, как следует из ее графа переходов (см. рис.2), для этой характеристики необходимо, чтобы одновременно выполнялось два не связанных между собой циклических перехода. Очевидно, что здесь применимы все рассуждения, которые были изложены при изучении реализуемости характеристики под номером 4. Это позволяет прийти к выводу, что характеристика 5 для шифра DES при выполнении всех рассмотренных выше ограничений также будет нереализуемой.

Перекрытие атак, использующих восьмицикловые итеративные характеристики

К итеративным характеристикам этого типа относятся характеристики под номерами 6 и 7 на рис. 1. Характеристику 6 (рис. 1) сразу следует отнести к числу нереализуемых, что следует из вида ее графа переходов, приведенного под соответствующим номером на рис. 2. Это еще более усложненный вариант графа 3 рис. 2 из работы [1], рассмотренного ранее при изучении четырехцикловых итеративных характеристик.

Внимания по обеспечению защищенности шифра DES от атак дифференциального криптоанализа, безусловно, заслуживают дифференциальные характеристики, строящиеся с использованием восьмицикловых итеративных характеристик 7 (рис. 1). Граф переходов для характеристики 7 представлен под соответствующим номером на рис. 2. Как следует из графа этой характеристики, она повторяет характеристику под номером 4 с одним циклическим переходом, рассмотренную ранее, только теперь в графе появился свободный переход из дополнительной его вершины Γ в одну из его вершин ($\Phi \leftarrow \Gamma \oplus \Psi$). Переход свободный в том смысле, что вершина Γ не входит ни в какой циклический переход, и ее значение может выбираться произвольным (в пределах возможностей варьирования входными битами S-блоков, определяемых входом Ψ).

Если идти дальше, то можно убедиться, что характеристика типа 7 допускает еще один вариант представления, который вместе с исходным изображен (без зеркальных половинок) на рис. 3. На этом же рисунке приведены графы переходов характеристик обоих типов, из которых следует их основное различие: во втором случае граф строится с использованием двух циклических переходов с общей вершиной Φ .



Рис. 3

На рис. 4 представлены примеры построения таких характеристики для обоих вариантов.

7.1.1		7.2.1	
8 ← 17 (14,15,16,18,19)	2	1 ← 17 (14,16,18,19)2	
18 ← 8	2	15,17 ← 1	2
8 ← 17,18 (14,15,16,18,19)	2	1 ← 15 (14,16,18,19)2	
0 ← 0		0 ← 0	
Здесь входы F_x и 20_x переходят в ноль		Здесь входы 10_x , $3C_x$ и $2C_x$ переходят в ноль	
7.1.2.		7.2.2	
17,18 ← 4 (2,5,6,7,9,10,11)	2(3)	28,31 ← (2,3,4,6,7)	2
3,8 ← 17,18	2	5 ← 28,31	2
17,18 ← 3,4,8 (2,5,6,7,9,10,11)	3	28,31 ← 5 (2,3,4,6,7)	2
0 ← 0		0 ← 0	
Здесь входы 1_x , $1C_x$ и $3C_x$ переходят в ноль		Здесь вход 2_x переходит в ноль	
7.1.3		7.2.3	
3,4,8,11 ← 18,23 (19,20,21,22)	2	3,8 ← 18 (14,15,16,19)	1(2)
18,23 ← 3,4,8,11	3	17,18 ← 3,8	2
3,4,8,11 ← (19,20,21,22)	2	3,8 ← 17 (14,15,16,19)	2
0 ← 0		0 ← 0	
Здесь вход 24_x , переходит в ноль		Здесь вход E_x , 1_x , F_x и 20_x переходят в ноль	

Рис. 4

Заметим, что для шифра DES необходимо перекрыть восьмицикловые характеристики с общим числом S-блоков, приходящихся на симметричную половину восьмицикловой характеристики, не превышающим 8. На рис. 4 представлены примеры построения характеристик с шестью и семью S-блоками.

Очевидно, что восьмицикловые характеристики этого типа, независимо от того используются ли при их построении однобитные переходы или переходы обнуляющего типа, попадают под ограничение У-2 [1] (наличие двух пар S-блоков, удовлетворяющих ограничению У-2, как показано ранее, уже обеспечивает защиту восьмицикловых характеристик от атак ДК). Характеристик вида 7.1 и 7.2 с числом S-блоков, меньшим восьми и не содержащих запрещенных переходов, нам просто не удалось найти.

В результате можно сделать вывод, что для перекрытия восьмицикловых итеративных характеристик оказывается вполне достаточным ограничений на отбор S-блоков, использованных разработчиками стандарта и ранее введенного ограничения У-2 [1].

Анализ десятицикловых итеративных характеристик и характеристик с большим числом циклов

Здесь нас будут интересовать десятицикловые итеративные характеристики. Теоретически возможные варианты таких характеристик (их половинки без зеркальных дополнений), построенные для различных композиций входов и выходов итеративных характеристик с тождественными циклами, представлены на рис. 5.

Расчеты показывают, что перекрытию подлежат все подобные характеристики, имеющие менее двенадцати (одиннадцать и менее) S-блоков на каждую из симметричных половинок:

$$\left(\frac{16}{64}\right)^{12 \cdot 2 + 2 \cdot 2} = 2^{-56}, \quad \left(\frac{16}{64}\right)^{11 \cdot 2 + 2 \cdot 2} = 2^{-52}.$$

Покажем, что характеристики типа 1 (рис. 5) минимального и неминимального типов для шифра DES нереализуемы только за счет ограничений разработчиков стандарта. Изучим для этого особенности построения этих характеристик в зависимости от числа S-блоков последнего цикла (цикла $\Gamma \oplus \Psi \leftarrow \Phi \oplus \Theta$).

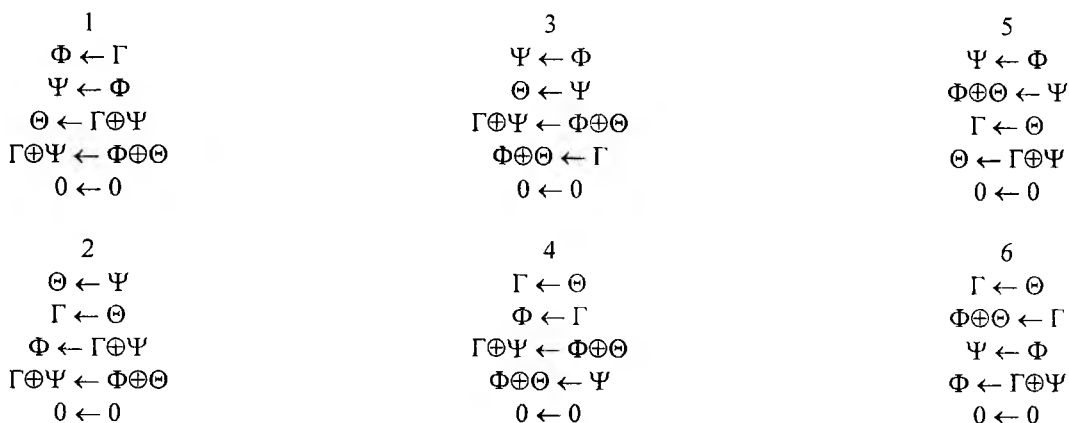


Рис. 5

Сначала рассмотрим вариант, когда входы Φ и Θ являются входами в одноблочный цикл. Тогда они должны быть внутренними битами входов S-блока, причем в этом случае один из этих внутренних битов – бит Φ входит в циклический переход $\Phi \leftarrow \Gamma \leftarrow \Phi$ (из самого вида характеристики 1 следует, что одновременно справедливы два перехода: переход $\Phi \leftarrow \Gamma$ и для одноблочного перехода $\Gamma \oplus \Psi \leftarrow \Phi \oplus \Theta$ следует справедливость перехода $\Gamma \leftarrow \Phi$). В результате справедлив циклический переход $\Phi \leftarrow \Gamma \oplus \Psi \leftarrow \Phi$. С другой стороны, справедлив и переход $\Theta \leftarrow \Gamma \oplus \Psi$, а значит, выполняется и циклический переход $\Gamma \oplus \Psi \leftarrow \Phi \oplus \Theta \leftarrow \Gamma \oplus \Psi$. Из восьми вариантов внутренних битов S-блоков шифра DES только шесть могут образовать двухбитные циклические переходы. Это $2,3 \leftarrow 9,17 \leftarrow 2,3$; $10,11 \leftarrow 16,24 \leftarrow 10,11$; $18,19 \leftarrow 8,25 \leftarrow 18,19$; $22,23 \leftarrow 4,29 \leftarrow 22,23$; $6,27 \leftarrow 12,32 \leftarrow 26,27$. Все они, как показывает анализ, имеют вторую пару бит, которые являются входным битом в два смежных S-блока, так что цикл $\Theta \leftarrow \Gamma \oplus \Psi$ должен быть четырехблочным, а цикл $\Phi \leftarrow \Gamma$ – двухблочным. Если теперь вспомнить, что в четырехблочном цикле $\Theta \leftarrow \Gamma \oplus \Psi$ (содержащим две пары смежных S-блоков) три S-блока из четырех имеют нулевые выходы и один из входов в пару S-блоков (вход Ψ) не имеет свободы выбора своих значений (в пределах значений входов S-блока), т.е. является однобитным, то можно прийти к выводу, что характеристики рассмотренного типа (когда цикл $\Gamma \oplus \Psi \leftarrow \Phi \oplus \Theta$ – одноблочный) в условиях выполнения ограничений разработчиков стандарта на переходы S-блоков в ноль нереализуемы.

Если цикл $\Gamma \oplus \Psi \leftarrow \Phi \oplus \Theta$ – двухблочный, то здесь могут представиться два случая:

- Φ и Θ – это однобитные входы разных (разнесенных) S-блоков;
- Φ и Θ – двухбитный вход в два смежных S-блока.

Если Φ и Θ – однобитные входы разных (разнесенных) S-блоков, то это опять внутренние биты, но теперь уже разных S-блоков. И в этом случае должен выполняться циклический двухбитный переход $\Gamma \oplus \Psi \leftarrow \Phi \oplus \Theta \leftarrow \Gamma \oplus \Psi$. Обратим теперь внимание на то, что циклические переходы (двухбитные), составленные только из внутренних битов различных S-блоков, для шифра DES невозможны (приведем здесь список переходов внутренних битов входов S-блоков во внутренние: $2,3 \rightarrow 23,31$; $6,7 \rightarrow 2,18$; $10,11 \rightarrow 6,30$; $14,15 \rightarrow 10,26$; $18,19 \rightarrow 3,14$; $22,23 \rightarrow 11,19$; $26,27 \rightarrow 7,22$; $30,31 \rightarrow 15,27$). Это означает, что в рассматриваемом случае один из битов входов Γ или Ψ цикла $\Theta \leftarrow \Gamma \oplus \Psi$ (или оба вместе) не будет внутренним битом входа S-блока, а будет входным битом одновременно в два S-блока. Но тогда цикл $\Theta \leftarrow \Gamma \oplus \Psi$ будет как минимум двухблочным (см. характеристику 1.1, рис. 6). В этом цикле в соответствии с видом характеристики один из входов (вход Ψ) является несвободным. Но тогда, так как выходом этого цикла является один (единственный) бит, а цикл как минимум двухблочный, этот цикл будет содержать хотя бы один S-блок с однобитным переходом или переходом одного бита входа в ноль. Следовательно, и характеристики этого типа для шифра DES нереализуемы.

1.1		1.2		1.3	
14 ← 17 (18,19)	2	18 ← 8 (6,7,9,10,11)	2	4 ← 20 (18,19,21,22)	2
10 ← 14 (15)	1	3 ← 18 (19)	1	23 ← 4 (2,3,5,6,7)	2
3 ← 10,17 (18,19)	3	17 ← 3,8 (6,7,9,10,11)	3	14 ← 20,23 (18,19,21,22)	2
10,17 ← 3,14 (15)	2	3,8 ← 17,18 (19)	2	20,23 ← 4,14 (2,3,5,6,7)	3
0 ← 0		0 ← 0		0 ← 0	
Есть однобитный переход		Есть однобитный переход		Есть однобитный переход	

Рис. 6

Эти же условия (наличие в цикле $\Theta \leftarrow \Gamma \oplus \Psi$ S-блока с однобитным переходом, либо переходом одного бита входа в ноль) сохраняются и во втором случае, когда Φ и Θ – это дву битный вход в два смежных S-блока (см. характеристику 1.2 (рис. 6)).

Если цикл $\Gamma \oplus \Psi \leftarrow \Phi \oplus \Theta$ трехблочный, то хотя бы один вход Φ или Θ в этот цикл – это общий бит входа в два смежных S-блока. В этом случае для одноблочного цикла $\Psi \leftarrow \Phi$ од нобитный вход Θ является входом в два смежных S-блока, который для этой характеристики не является свободным. В результате мы снова приходим к S-блокам с однобитными пере ходами и (или) переходами одного бита входа в ноль.

Если, наконец, цикл $\Psi \leftarrow \Phi$ – двублочный, то одноблочным (однобитным) является пе реход $\Gamma \leftarrow \Theta$, где внутренний бит входа в S-блок Θ для рассматриваемой характеристики не является свободным, и, следовательно, и в этом случае десятицикловые характеристики пе рекрываются за счет ограничений, использованных разработчиками стандарта (см. характе ристику 1.3, (рис. 6)).

Во всех рассмотренных случаях характеристики содержат также и переходы обнуляю щего типа (с однобитными входами).

Возможны также характеристики с дополнительными битами выходов S-блоков и харак теристики, использующие циклические переходы с числом битов, большим двух. Примерь построения таких характеристик также представлены на рис. 7.

1		3	
8 ← 17 (14,15,(16),19)	2	24 ← 11	1
(16)18 ← 8 (6,7,9,10,11)	2	11,19,22 ← 24	2
(1)3 ← 17,18 (14,15,19)	2	25,30 ← 11,19,21,22	3
17,18 ← (1),3,8 (6,7,9,10,11)	3	11,19,21,22 ← 24,25,30	3
0 ← 0		0 ← 0	
S-блоков больше 8		S-блоков больше 8	
2		4	
7 ← 26 (27)	1	4 ← 23 (22)	1
18 ← 7 (6)	1	18 ← 4 (2,5,6,7)	2
8,12,14 ← 18,26 (27)	2	3,8,11 ← 18,23 (22)	2
18,26 ← 7,8,12,14 (6)	3	18,23 ← 3,4,8,11 (2,5,6,7)	3
0 ← 0		0 ← 0	
Здесь вход 22 _x , переходит в ноль и однобит- ные переходы (переходы б _x в один бит)		Здесь вход 24 _x , переходит в ноль и однобит- ные переходы (переходы б _x в один бит)	

Рис. 7

В случае использования циклических переходов с большим числом активизируемых S блоков возможны и ситуации, когда обнуляющие переходы выходят за рамки ограничений разработчиков стандарта (см. примеры 2 и 4 (рис. 7)). Но зато для этих характеристик оказы вается характерным использование циклов со входами, которые включают внутренние биты S-блоков, и однобитными выходами. Такие переходы, как известно, запрещены разработчи ками стандарта.

Отмеченное позволяет сделать общий вывод о том, что десятицикловые характеристики типа 1 (рис. 5) для шифра DES нереализуемы.

Анализ показывает, что приведенные выше рассуждения полностью оказываются применимыми и для десятицикловой характеристики, представленной на рис. 5 под номером 2 (эта характеристика получается из 1, если символы Φ , Θ и Γ , Ψ поменять местами).

Отмеченный дуализм характерен и для характеристик с номерами 3 и 4, а также 5 и 6 на рис. 5. Более того, для всех остальных характеристик, в том числе и для характеристик с числом S -блоков, большим десяти, оказываются справедливыми приведенные выше рассуждения, что позволяет их также считать неопасными для использования в атаках ДК.

Таким образом, обоснован набор требований к S -блокам, позволяющих решить задачу создания стойкого к дифференциальным атакам шифра DES. При этом уточнены критерии отбора S -блоков, разработанные ранее корейскими учеными [4]. Итоговый набор требований к отбору S -блоков, устойчивых к атакам дифференциального криптоанализа, включает в себя все требования разработчиков и следующие дополнительные условия:

Условие 1 (У-1). Для защиты от атак ДК на основе использования итеративных двухцикловых ДХ обнуляющего типа с числом активных S -блоков в двух циклах, меньшем восьми, необходимо и достаточно, чтобы дополнительно к требованию 6 разработчиков стандарта S -блоки не имели переходов в ноль еще для четырех входов: $32_x, 36_x, 3A_x, 3E_x$ ($S(x) \neq S(x \oplus 11ef10)$).

Условие 2 (У-2) (условие перекрытия четырехцикловых итеративных характеристик). Элементы таблиц дифференциальных разностей каждого S -блоков, для которых $W(\alpha_1 \oplus \alpha_2) = 1$ или $W(\alpha_1 \oplus \alpha_2) = 2$, при этом $\beta_1 = \beta_2 = \beta$, должны подчиняться следующему ограничению:

$$NS_k(\alpha_1, \beta) \cdot NS_k(\alpha_2, \beta) \leq 160,$$

где $W(a)$ – вес по Хэммингу числа a ; β – выходная 4-битная разность; α_1, α_2 – входные 6-битные разности; $NS_k(a, b)$ – число случаев, когда разность a на входе k -го S -блока переходит в выходную разность b .

Условие 3 (У-3). Для трех одновременно активных S -блоков со значениями весов выходов таблиц распределения разностей $W(\beta) \leq 2$ должно выполняться ограничение

$$|NS_i(\alpha, \beta) \cdot NS_{i+1}(\alpha, \beta) \cdot NS_{i+2}(\alpha, \beta)| \leq 8^3,$$

где, как и ранее, $\alpha \in GF(2)^6$, $\beta \in GF(2)^4$ – значения входов в таблицы разностей по строкам и столбцам.

Как видно из представленного списка дополнительных требований, сохранено и единственное требование У-1, которое предложено корейскими учеными в [4]. В то же время, добавлены два дополнительных требования, без которых, по нашему мнению, нельзя с уверенностью говорить о стойкости шифра DES к атакам дифференциального криптоанализа.

Использование предложенного набора требований позволяет при необходимости повысить характеристики безопасности шифра DES, однако все равно сохраняет практическую необходимость увеличение длины шифруемого блока и длины ключа, что и объясняет интенсивные исследования, проводимые в рамках мирового сообщества по разработке новых стандартов шифрования.

Список литературы: 1. Долгов В.И., Лисицкая И.В., Руженцев В.И. Обеспечение стойкости шифра DES к атакам дифференциального криптоанализа. Перекрытие итеративных характеристик обнуляющего типа и четырехцикловых итеративных характеристик // Радиотехника. 2001. № 120. С. 192-198. 2. Долгов В.И., Лисицкая И.В., Головашич Р.В., Олейников С.А. Принципы защиты алгоритма DES от атак дифференциального криптоанализа // Радиотехника. 2000. № 113. С. 148-157. 3. Lysyiska I.V., Koriak A.S., Golovashich S.A., Oleshko O.I., Oleinik R.V. The selection criteria of random substitution tables for symmetric enciphering algorithms // Abstracts of XXVth General Assembly. Toronto, Ontario Canada, August 13-21, 1999. P. 204. 4. K. Kim, S. Lee, S. Park. How to Strengthen DES against Two Robust Attacks // Joint Workshop on Information Security and Cryptology Inuyata. Japan. January 24-25. 1995.

И.В. ЛИСИЦКАЯ, канд. техн. наук, А. С. БОНДАРЕНКО, А. И. КОЛЫБЕЛЬНИКОВ

ОБЕСПЕЧЕНИЕ СТОЙКОСТИ ШИФРА DES К АТАКАМ ЛИНЕЙНОГО КРИПТОАНАЛИЗА. ТРЕБОВАНИЯ К ОТБОРУ S-БЛОКОВ, ЗАЩИЩЕННЫХ ОТ АТАК НА ВОСЬМИЦИКЛОВЫЕ ЛИНЕЙНЫЕ ИТЕРАТИВНЫЕ АППРОКСИМАЦИИ

В предыдущей нашей работе [1] рассмотрены требования к отбору S-блоков, защищенных от атак линейного криптоанализа на характеристики обнуляющего типа и четырехцикловые характеристики. В этой работе будет продолжено изучение условий отбора S-блоков, защищенных от атак линейного криптоанализа теперь уже на восьмицикловые характеристики.

На рис.1 представлены линейные итеративные характеристики для числа циклов больше двух вплоть до десятицикловых. Нас сейчас будут интересовать характеристики по номерам 4 и 5.

Особенностью характеристик рассматриваемого типа является то, что они включают в себя пары циклов с идентичными входами (масками входов). Это позволяет заключить, что для восьмицикловых характеристик, использующих пары S-блоков с идентичными входами, анализу подлежат линейные аппроксимации с 12-ю и меньшим числом S-блоков, так как для конфигурации из 14-ти S-блоков имеем

$$\left[\left(\frac{16}{64} \right)^{14} \cdot 2^{13} \right]^2 \cdot 2 = 2^{-29}.$$

Рассмотрим более детально характеристику под номером 4. Можно убедиться, что если в характеристике 4(рис.1) каждый из символов в обозначении представляет собой один бит входа или выхода (масок входа и выхода) соответствующего цикла (такие характеристики в [1] названы характеристиками минимального типа), то она уже содержит не менее 12 S-блоков. Покажем сразу, что характеристика 4(рис.1) и не минимального типа для шифра DES в принципе не осуществима.

Действительно, глядя на эту характеристику, легко прийти к выводу, что наряду с переходами $\Phi \oplus \Theta \leftarrow \Psi$ и $\Theta \leftarrow \Psi$ для нее следует считать допустимым и переход $\Phi \leftarrow \Psi$. Аналогично, из существования для этой характеристики переходов $\Gamma \oplus \Psi \leftarrow \Phi$ и $\Gamma \leftarrow \Phi$ следует выполнимость и перехода $\Psi \leftarrow \Phi$. Но тогда из справедливости перехода $\Phi \oplus \Theta \leftarrow \Gamma \oplus \Psi$ при условии, что допустимы переходы $\Phi \leftarrow \Psi$ и $\Theta \leftarrow \Psi$, следует считать допустимыми переходы $\Theta \leftarrow \Gamma$ и $\Phi \leftarrow \Gamma$. Именно из этих соображений построен граф переходов для характеристики 4(рис.1) приведенный под соответствующим номером на (рис.2). Как уже отмечалось в предыдущей нашей работе [1], такая комбинация циклических переходов для шифра DES совместно не осуществима. Можно убедиться в нереализуемости характеристики 4(рис.1) (и других, полученных на основе комбинирования композициями входов и выходов циклов характеристики 4) сразу рассматривая переходы $\Phi \oplus \Theta \leftarrow \Gamma \oplus \Psi$ и $\Gamma \oplus \Psi \leftarrow \Phi$. Из справедливости этих двух переходов, очевидно, следует считать допустимым и циклический переход $\Phi \oplus \Theta \leftarrow \Gamma \oplus \Psi \leftarrow \Phi \oplus \Theta$.

При этом, как следует из рассматриваемой характеристики, одновременно должны выполняться однобитные переходы $\Gamma \leftarrow \Phi$, $\Psi \leftarrow \Theta$, $\Gamma \leftarrow \Theta$, $\Theta \leftarrow \Psi$. Но для P-перестановки, использованной в шифре DES, циклический двухбитный переход $\Phi \oplus \Theta \leftarrow \Gamma \oplus \Psi \leftarrow \Phi \oplus \Theta$ с одновременным выполнением условий $\Gamma \leftarrow \Phi$, $\Psi \leftarrow \Theta$, $\Gamma \leftarrow \Theta$, $\Theta \leftarrow \Psi$ является не осуществимым. Таким образом, восьмицикловая характеристика под номером 4(рис.1) не может быть использована для атак линейного криптоанализа.

Рассмотрим теперь восьмицикловую итеративную характеристику представленную на рис.1 под номером 5. Как нетрудно убедиться, особенностью и этой характеристики является внутренний циклический характер ее переходов. Он проявляется в том, что одни и те же значения входов (масок входов) Φ в разнесенные на один "этаж" циклы формируют выходы (маски) Γ и $\Gamma \oplus \Psi$, побитное различие которых Ψ задает вход (маску входа) промежуточного цикла. Выходом промежуточного цикла снова является исходное значение Φ совпадающих входов (масок входов) разнесенных циклов. Если при этом вход и выход (соответствующие маски) внутреннего цикла $\Phi \leftarrow \Gamma \oplus \Psi$ являются фиксированными, то маски выходов разнесенных циклов (с одинаковыми входами) могут быть произвольными (лишь бы побитовая сумма по модулю 2 формировала соответствующий вход промежуточного цикла Ψ).



Рис.1

Это значит, что мы практически снова имеем дело с характеристиками, строящимися с использованием однобитных переходов, которые мы рассматривали при построении шестицикловых итеративных характеристик в предыдущей нашей работе [1] (по крайней мере для промежуточного цикла $\Phi \leftarrow \Psi$).

Как уже было показано выше, перекрытию подлежат все характеристики с числом S-блоков, приходящихся на симметричную половину восьмицикловой характеристики, меньшим шести. Рассмотрим характеристику 5(рис.2), представленную в более естественном виде на рис.3. На этом же рисунке приведены также еще два возможных варианта компактного изображения симметричной половины восьмицикловой характеристики, получающиеся при других композициях входов и выходов задействованных S блоков. Переход $\Phi \leftarrow \Gamma \oplus \Psi$

для характеристики 5.1, Рис.3 означает, что одновременно выполняются и переходы $\Phi \leftarrow \Gamma$ и $\Phi \leftarrow \Psi$. С учетом выполнения для этой характеристики и переходов $\Gamma \leftarrow \Phi$ и $\Psi \leftarrow \Phi$ приходим к графу ее переходов, представленному под соответствующим номером на рис.2.

Для характеристики 5.2 из выполнимости перехода $\Gamma \oplus \Psi \leftarrow \Phi$ следует справедливость перехода $\Psi \leftarrow \Phi$, и граф ее переходов принимает вид 5.2, Рис.2. Аналогичные рассуждения приводят к графу переходов характеристики 5.3 также представленному на рис.2. Как следует из графа 5.1 на рис.2, восьмицикловая итеративная характеристика рассматриваемого типа основывается на использовании сразу двух однобитных циклических переходов

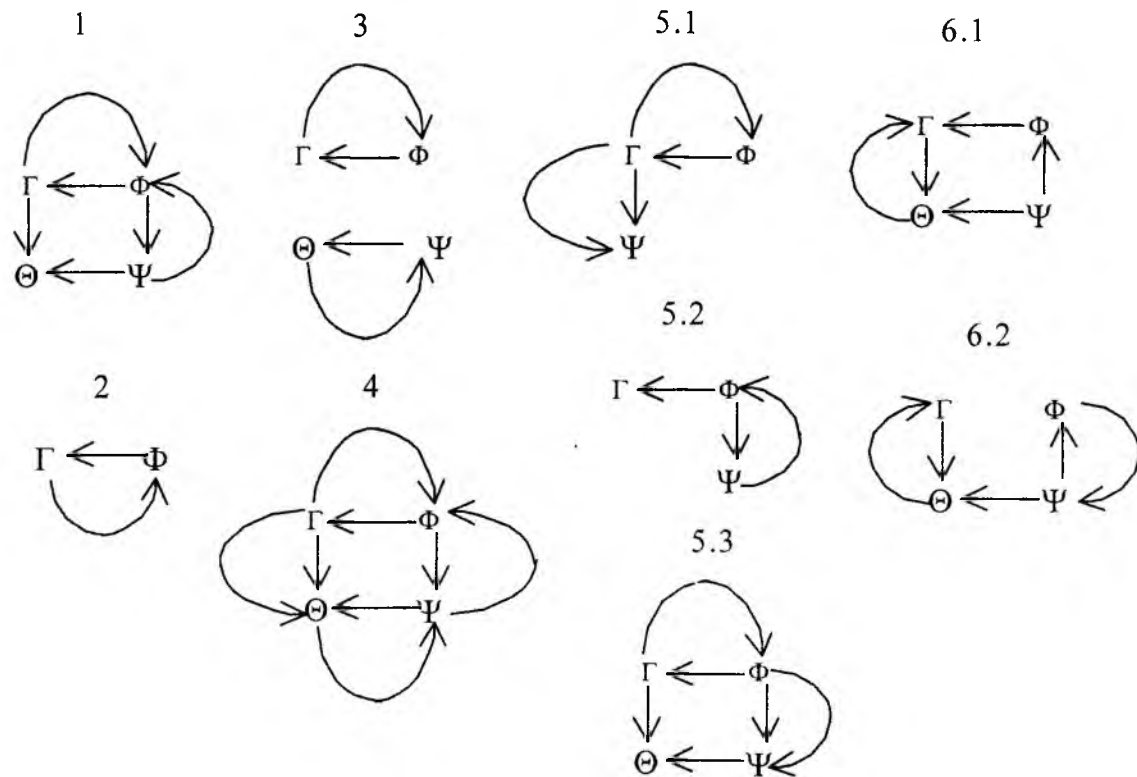


Рис.2

$\Phi \leftarrow \Gamma \leftarrow \Phi$ и $\Phi \leftarrow \Psi \leftarrow \Phi$, имеющих общий бит Φ . Здесь полезно будет привести свойство, характеризующее однобитные циклические переходы шифра DES, которое мы сформулируем в виде утверждения. Его справедливость легко проверяется непосредственной проверкой (см. распределение битов 32-битного полублока для одного цикла преобразования DES [1]).

Утверждение 1. Для P -подстановки, использованной в шифре DES, циклические переходы $\Gamma \leftarrow \Phi \leftarrow \Gamma$ и $\Psi \leftarrow \Phi \leftarrow \Psi$ с общим элементом Φ могут быть только однобитными, при этом Γ и Ψ являются входами одного и того же S -блока.

Из приведенного утверждения следует, что промежуточный цикл $\Phi \leftarrow \Gamma \oplus \Psi$ для характеристики 5.1 является одноблочным, в то время как Φ является однобитным входом в разные (смежные) S -блоки. Шифр DES позволяет построить 7 пар однобитных циклических переходов с общим битом. Так как все они без исключения образуют циклы с однобитными входами в разные S блоки, то это означает, что разнесенные одноблочные циклы не имеют свободы в выборе своих масок выходов, при этом, как показывает анализ, один из двух

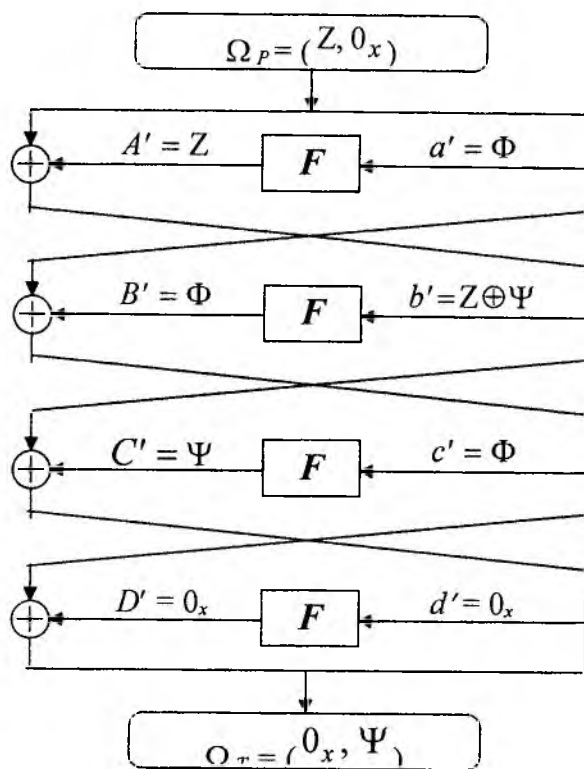


Рис.3

5.1.1
 $28 \leftarrow 5 \quad 1$
 $5 \leftarrow 28 \oplus 31 \quad 1$
 $31 \leftarrow 5 \quad 1$
 $0_x \leftarrow 0_x$
 5.1.2
 $(2,9,13,17,18,23), 28 \leftarrow 5 \quad 2$
 $5 \leftarrow 28 \oplus 31 \quad 1$
 $(2,9,13,17,18,23), 31 \leftarrow 5 \quad 2$
 $0_x \leftarrow 0_x$
 5.1.3
 $(14,25), 8 \leftarrow 17 \oplus 18 \quad 1$
 $17 \oplus 18 \leftarrow 3 \oplus 8 \quad 2$
 $(14,25), 3 \leftarrow 17 \oplus 18 \quad 1$
 $0_x \leftarrow 0_x$

5.1
 $\Gamma \leftarrow \Phi$
 $\Phi \leftarrow \Gamma \oplus \Psi$
 $\Psi \leftarrow \Phi$
 $0_x \leftarrow 0_x$

5.2
 $\Gamma \leftarrow \Phi$
 $\Phi \leftarrow \Psi$
 $\Gamma \oplus \Psi \leftarrow \Phi$
 $0_x \leftarrow 0_x$

5.3
 $\Phi \leftarrow \Gamma \oplus \Psi$
 $\Gamma \oplus \Psi \leftarrow \Phi$
 $\Phi \oplus \Theta \leftarrow \Gamma \oplus \Psi$
 $0_x \leftarrow 0_x$

5.2.1
 $(1,26), 20 \leftarrow 16 \quad 1$
 $16 \leftarrow 10 \quad 1$
 $(1,26), 10 \oplus 20 \leftarrow 16 \quad 1$
 $0_x \leftarrow 0_x$

5.3.1
 $(15,21), 27 \leftarrow 28, 31 \quad 1$
 $28, 31 \leftarrow 5 \quad 2$
 $(15,21), 27 \oplus 5 \leftarrow 28, 31 \quad 1$
 $0_x \leftarrow 0_x$

5.3.2
 $(3,22,25,32), 7, 8 \leftarrow 18, 26 \quad 2$
 $18, 26 \leftarrow 7, 8, 12, 14 \quad 2$
 $(3,22,25,32), 12, 14 \leftarrow 18, 26 \quad 2$
 $0_x \leftarrow 0_x$

Рис.4

однобитных входов (масок входов) в эти S-блоки для всех без исключения вариантов восьмицикловых характеристик принимает значение или 1_x , или 20_x . Но, как известно, для этих входов значения ТРЛА S блоков, отобранных по требованиям разработчиков стандарта, удовлетворяют условию

$$NS_i(1_x, \beta) = NS_i(20_x, \beta) = 0$$

При построении характеристик 5.1, использующих двухблочные циклы, появляется возможность за счет свободного выбора значений выходов уйти от однобитных переходов в циклах $\Gamma \leftarrow \Phi$ и $\Psi \leftarrow \Phi$, как это показано на рис.4, для характеристики 5.1.2 (в этом случае циклы $\Gamma \leftarrow \Phi$ и $\Psi \leftarrow \Phi$ уже двухблочные). Для перекрытия подобных характеристик можно

воспользоваться условием У-5 (L-4), как раз предложенным корейскими учеными для перекрытия именно восьмицикловых характеристик. Напомним здесь его

Условие У-5 (условие защиты от атак ЛК на восьмицикловые итеративные аппроксимации). Элементы ТРЛА S-блоков, удовлетворяющие условиям $W(\beta) \leq 2$, должны подчиняться ограничению

$$|NS(\alpha, \beta)| \leq 10$$

при любых β . Поэтому одноблочные характеристики типа 5.1 для шифра DES не реализуем

Этому условию подчиняется S-блок внутреннего (промежуточного) цикла характеристики 5.1.2 (и всех других характеристик, в том числе и характеристик с двумя S-блоками промежуточного цикла), который не имеет свободы в выборе значений выходов (из-за необходимости обеспечения тождественного перехода). Но этого ограничения, как показывают расчеты, здесь (для характеристик из одноблочных циклов) оказывается недостаточно. Необходимо дополнительное ограничение и на циклы со свободными выходами. Можно, однако, убедиться в том, что для этих циклов мы находимся в условиях выполнения ограничения, У-3, введенного ранее в [1] для перекрытия одного из типов четырехцикловых итеративных характеристик. Напомним это условие (его часть).

Условие У-3 (условие перекрытия теперь уже восьмицикловых итеративных характеристик) Элементы ТРЛА пар S-блоков, имеющие входные и выходные маски, удовлетворяющие условию $W(\alpha) = 1, W(\beta_1 \oplus \beta_2) = 1$, должны подчиняться ограничению

$$|NS_k(\alpha, \beta_1) \bullet NS_k(\alpha, \beta_2)| \leq 80.$$

Условию У-3 подчиняются все четыре S-блока двухблочных циклов. В итоге для вероятности 16-цикловой характеристики, построенной из пятиблочных итеративных линейных аппроксимаций вида 5.1.2, получим оценку

$$\left[\left(\frac{80}{64^2} \right)^2 \cdot \left(\frac{10}{64} \right) \cdot 2^4 \right]^4 \cdot 2^3 = 2^{-37}.$$

Можно, конечно, рассматривать и характеристики, полученные на основе объединения простейших (минимального типа). Все они, как показывает анализ, попадают под рассмотренные выше ограничения (для половинок восьмицикловых характеристик, состоящих из пяти и более S-блоков). Исключение составляет только характеристика вида

$$\begin{aligned} 21,5 &\leftarrow 28 \oplus 29 \quad 1 \\ 28 \oplus 29 &\leftarrow 5 \oplus 7 \oplus 21 \oplus 22 \quad 2 \\ 22,27 &\leftarrow 28 \oplus 29 \quad 1 \\ 0_x &\leftarrow 0_x \end{aligned}$$

Эта характеристика содержит 4 S-блока, и все они попадают под ограничение У-5. Одно из этого ограничения, однако, для перекрытия рассматриваемой характеристики оказывается недостаточно:

$$\left[\left(\frac{10}{64} \right)^4 \cdot 2^3 \right]^4 \cdot 2^3 = 2^{-27,8}.$$

Зато ее одноблочные циклы с совпадающими входами (28-й и 29-й биты) – это переходы через седьмой и восьмой S-блоки, причем восьмой S-блок имеет вход (маску) 30_x , а в соответствии с условием У-2 (L-2) [1] ТРЛА S-блоков должны удовлетворять дополнительному ограничению $NS_i(30_x, \beta) = 0$ для всех значений β и всех i . Это значит, что рассматриваемая характеристика при выполнении условия У-2 (L-2) для шифра DES просто не реализуема.

Характеристика 5.1.3(рис.4) построена с использованием двухбитного циклического перехода $3,8 \leftarrow 17,18 \leftarrow 3,8$. В этом случае промежуточный цикл оказывается двухблочным. Он состоит из S блоков с однобитными переходами и потому попадает под ограничение, использованное в условии У-4 [1], но теперь это ограничение можно применить для перекрытия и восьмицикловых характеристик.

При построении восьмицикловых характеристик с графом переходов 5.2(рис.2) используется циклический однобитный переход $\Phi \leftarrow \Gamma \leftarrow \Phi$ (для характеристики минимального типа). Компактное изображение этой характеристики приведено также под соответствующим номером на рис.3. Здесь значения выходов циклов с идентичными входами $\Gamma \leftarrow \Phi$ и $\Gamma \oplus \Psi \leftarrow \Phi$ являются свободными (в пределах выходных битов S-блока). Поэтому в принципе могут быть построены характеристики, в которых на промежуточном цикле используется однобитный переход, который может и не быть в списке элементов ТРЛА условия У-4 - правда, этот однобитный переход попадает под ограничение У-5. Но зато два цикла с совпадающими входами, состоящие из однотипных S-блоков, удовлетворяют условию: $W(\alpha)=1, W(\beta_1 \oplus \beta_2)=1$ и, следовательно, в этом случае будет "работать" и ограничение У-3. Этих ограничений, однако, для перекрытия характеристик 5.2 (см. пример 5.2.1) оказывается также явно недостаточно. После введения всех предыдущих дополнительных ограничений одноблочные характеристики рассматриваемого типа, по-видимому, оказываются для шифра DES наиболее уязвимыми. Поэтому для защиты от атак на эти характеристики предлагается ввести дополнительные ограничения на все оставшиеся 11 ненулевых однобитных переходов. Представим это ограничение в виде условия У-6.

Условие У-6 (условие перекрытия восьмицикловых итеративных аппроксимаций с однобитными переходами) Для ТРЛА S-блоков необходимо выполнить следующие (общее число 11 случаев) условия:

- S1-блок: $|NS_1(8_x, 8_x)| \leq 4, |NS_1(10_x, 4_x)| \leq 4;$
- S2-блок: $|NS_2(8_x, 8_x)| \leq 4, |NS_2(10_x, 4_x)| \leq 4;$
- S3-блок: $|NS_3(2_x, 8_x)| \leq 4;$ S4-блок: $|NS_4(4_x, 1_x)| \leq 4,$
- S5-блок: $|NS_5(4_x, 2_x)| \leq 4, |NS_5(2_x, 4_x)| \leq 4;$ S6-блок: $|NS_6(8_x, 4_x)| \leq 4;$
- S7-блок: $|NS_7(8_x, 4_x)| \leq 4;$ S8-блок: $|NS_8(4_x, 8_x)| \leq 4.$

При выполнении этого условия и условия У-3 для одноблочной характеристики типа 5.2.1 получим оценку

$$\left[\left(\frac{80}{64^2} \right) \cdot \left(\frac{4}{64} \right) \cdot 2^2 \right]^4 \cdot 2^3 = 2^{-27,7}.$$

Как видно, этого также оказывается недостаточно. Поэтому усилим ограничение У-3, разделив его на две части. Одну обозначим прежним номером У-3, а второй присвоим новый номер У-7.

Условие У-3 (условие перекрытия четырехцикловых итеративных характеристик с однобитными входами в различные S блоки) S блоки для шифра DES должны выбираться так, чтобы для пары элементов ТРЛА, имеющих входные и выходные маски, удовлетворяющие условию $W(\alpha)=2, W(\beta_1 \oplus \beta_2)=2$, подчинялись ограничению

$$|NS_k(\alpha, \beta_1) \bullet NS_k(\alpha, \beta_2)| \leq 80.$$

Условие У-7 (условие перекрытия восьмицикловых итеративных характеристик) Элементы ТРЛА пар S блоков, имеющие входные и выходные маски, удовлетворяющие условию $W(\alpha)=1, W(\beta_1 \oplus \beta_2)=1$, должны подчиняться ограничению

$$|NS_k(\alpha, \beta_1) \bullet NS_k(\alpha, \beta_2)| \leq 48.$$

При выполнении условий У-4 либо У-6 и У-7 для характеристики 5.2.1 приходим к результату.

$$\left[\left(\frac{48}{64^2} \right) \cdot \left(\frac{4}{64} \right) \cdot 2^2 \right]^4 \cdot 2^3 = 2^{-30}.$$

Рассмотрим теперь характеристику 5.3(рис.3) (минимального типа). Она строится с использованием двухбитных входов в одноблочные циклы $\Phi \leftarrow \Gamma \oplus \Psi$ и $\Phi \oplus \Theta \leftarrow \Gamma \oplus \Psi$. Граф переходов для этой характеристики представлен под соответствующим номером на рис.2. По виду он повторяет граф переходов для четырехциклового итеративной характеристики под номером 1, рис.2. Примеры построения характеристик вида 5.3 приведены под соответствующими номерами на рис.4. Характеристика 5.3.1 состоит из минимально возможного для нее числа активных S-блоков (четыре), а характеристика 5.3.2 – из шести (построена на основе использования циклического двухблочного перехода $7,8,12,14 \leftarrow 18,26 \leftarrow 7,8,12,14$, включающего в себя два циклических однобитных перехода: $8 \leftarrow 18 \leftarrow 8$ и $12 \leftarrow 26 \leftarrow 12$). Покажем, что для перекрытия и этих характеристик достаточно будет воспользоваться рассмотренными выше ограничениями. Приведем здесь аргументы, касающиеся всех рассматриваемых характеристик в более общем виде.

Прежде всего заметим, что особенностью последних и всех других уже рассмотренных характеристик является использование при их построении циклических переходов между разнесенными циклами. Поэтому здесь будут уместно сформулировать еще два утверждения, касающиеся циклических переходов шифра DES.

Утверждение 2. Если в формировании циклического перехода шифра DES используется одноблочный цикл, то как минимум один из его переходов является однобитным (состоит из однобитного прохода).

Справедливость этих утверждений следует из самого принципа построения примененной в шифре DES P-подстановки, в соответствии с которым выходные биты каждого (одного) S-блока распределяются по одному по входам различных S-блоков [3], и поэтому замыкание циклического перехода при двух исходных битах будет происходить с использованием однобитных (одноблочных) переходов.

Утверждение 3. Любой двухбитный циклический переход (два бита переходят в два бита) шифра DES содержит минимум два S-блока с однобитными переходами.

Для того чтобы убедиться в справедливости этого утверждения, рассмотрим характеристики, использующие для своего построения циклические переходы двухблочных циклов в одноблочные и наоборот, одноблочных циклов в двухблочные.

Анализ показывает, что всего возможно 80 характеристик с переходами типа $2 \rightarrow 1$. Из их общего числа 80 имеется 22 характеристики подобные такой, как

$$\begin{aligned} S_1(4_x, 4_x) \\ S_2(2_x, 1_x) \end{aligned} \Rightarrow S_5(18_x, 9_x).$$

Их особенностью является то, что один из однобитных переходов в цикле с двумя активными S-блоками (в данном примере $S_1(4_x, 4_x)$) имеется в списке ограничений условия У-4 [1], а второй – в списке ограничений условия У-6.

11 характеристик используют оба однобитных перехода из списка У-4.

Имеется 4 характеристики вида:

$$\begin{aligned} S_1(10_x, 4_x) \\ S_7(8_x, 4_x) \end{aligned} \Rightarrow S_4(21_x, 9_x),$$

в которых входами в циклы с одним активным S блоком являются маски 21_x , а, как известно [3,4], для таблиц стандарта $NS_f(21_x, \beta) = 0$ для всех возможных значений β и для всех S-блоков (заметим, что в представленном варианте "характеристики" оба однобитных перехода отсутствуют в списке ограничений У-4, но зато имеются в списке ограничений У-6). В то же время среди четырех вариантов этого типа имеется и характеристика такого вида:

$$\begin{aligned} S_2(8_x, 8_x) \\ S_5(20_x, 8_x) \Rightarrow S_3(21_x, 5_x). \end{aligned}$$

Здесь, очевидно, с учетом $NS_i(20_x, \beta)=0$ оба перехода для соседних циклов становятся однокритическими $S_2(8_x, 8_x) \Rightarrow S_3(1_x, 1_x)$, и здесь снова с учетом выполнения требований разработчиков к таблицам стандарта ($NS_i(1_x, \beta)=0$ для всех значений β и всех S блоков) приходим к выводу, что вероятность и этой характеристики равна нулю.

Имеется также 4 характеристики типа

$$\begin{aligned} S_2(1_x, 2_x) \\ S_4(1_x, 1_x) \Rightarrow S_1(18_x, C_x), \text{ либо } S_3(20_x, 4_x) \\ S_6(1_x, 1_x) \Rightarrow S_5(24_x, A_x), \end{aligned}$$

вероятности которых также равны нулю

Остальные характеристики имеют вид

$$\begin{aligned} S_1(4_x, 4_x) \\ S_3(20_x, 4_x) \Rightarrow S_5(30_x, 9_x) \text{ либо } S_1(8_x, 8_x) \\ S_3(1_x, 1_x) \Rightarrow S_2(9_x, A_x). \end{aligned}$$

В этих характеристиках один из однокритических переходов нулевой (имеет нулевую вероятность), т.е. здесь снова приходим к однокритическим характеристикам, причем либо один из оставшихся переходов имеется в списке ограничений У-4 (таких характеристик 27), либо оставшийся переход содержится в списке ограничений У-6 (таких 12 характеристик). Однако, как показывает анализ, даже в этом случае все однокритические переходы $\Gamma \leftarrow \Phi$ и $\Gamma \oplus \Psi \leftarrow \Phi$, формирующие путем суммирования по модулю двух своих выходов и вход в промежуточный цикл (например, для характеристики 5.2), имеют входы вида $S_i(1_x, \beta)$ либо $S_i(20_x, \beta)$. Для этих значений входов элементы ТРЛА S блоков соответственно равны $NS_i(1_x, \beta)=0$ и $NS_i(20_x, \beta)=0$.

Приведенные результаты позволяют заключить, что в качестве условий перекрытия восьмицикловых характеристик минимального типа можно рассматривать выполнение ограничений на однокритические переходы У-4 [1].

Действительно, в этом случае все характеристики типа 5.1 (не однокритические), содержат циклы с однокритическими переходами (минимум два однокритических перехода). Тогда, с учетом выполнения ограничений на однокритические переходы У-4, У-6 для результирующей вероятности однокритических характеристик (содержащих минимум два однокритических перехода на три активных S-блока), получим оценку (не учитывая, что здесь будет "работать" и ограничение У-5):

$$\left[\left(\frac{16}{64} \right) \cdot \left(\frac{4}{64} \right)^2 \cdot 2^2 \right]^4 \cdot 2^3 = 2^{-32+3} = 2^{-29}.$$

Характеристики минимального типа 5.2.1, как показано выше, могут строиться без однокритических переходов из списка ограничений У-4, и здесь пришлось ввести дополнительные ограничения У-6 и У-7.

Для характеристик 5.3.1 это уже будет два однокритических перехода из списка ограничений У-4 на четыре S блока, причем оставшиеся два S-блока не попадают под ограничение У-5. Но ограничения У-4 здесь уже оказывается достаточным для защиты этих характеристик от атак ЛК. Действительно,

$$\left[\left(\frac{16}{64} \right)^2 \cdot \left(\frac{4}{64} \right)^2 \cdot 2^3 \right]^4 \cdot 2^3 = 2^{-33}.$$

Очевидно, что приведенное ограничение будет достаточным для характеристик 5.3.1 и не минимального типа.

Для характеристики 5.3.2 в качестве необходимого дополнительного ограничения выступает приведенное выше условие У-4, примененное корейскими учеными как раз для защиты от атак ЛК именно восьмицикловых характеристик.

При выполнении этого ограничения для шестиблочной половины восьмициклового характеристики (при шести активных S блоках, приходящихся на симметричную половину восьмициклового характеристики) при условии, что два S блока из шести удовлетворяют ограничению У-5 (L-4), приходим к оценке результирующей вероятности шестнадцатичкловой характеристики

$$\left[\left(\frac{10}{64} \right)^2 \cdot \left(\frac{16}{64} \right)^4 \cdot 2^5 \right]^4 \cdot 2^3 = 2^{-30}.$$

Это значение является уже вполне достаточным.

Список литературы: 1. *Лисицкая И.В., Бондаренко А. С., Колыбельников А. И.* Обеспечение стойкости шифра DES к атакам линейного криптоанализа. Требования к отбору S-блоков, защищенных от атак на характеристики обнуляющего типа, четырехцикловые и шестицикловые итеративные аппроксимации // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2001. Вып 119. С.177-190. 2. *Долгов В.И., Лисицкая И.В., С.А.Головашич, А.С.Бондаренко* Обеспечение стойкости DES-подобных алгоритмов шифрования к атакам линейного криптоанализа при использовании подстановок случайного типа // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2000. Вып. 114. С. 39-46. 3. *Schneier B.* Applied Cryptography. Second Edition: protocols, algorithms, and Source code in C. Published by John Wiley & SonS. Inc, New York: ChicheSter BriSbane Toronto Singapore, 1996 – 758 p. 4. *Mitsuru Matsui* Linear Cryptanalysis Method for DES Cipher. Proc. of Eurocrypt'93, Norway, 1993. 5. *K. Kim, S. Lee and S Park.* Necessary Conditions to Strengthen DES S-boxes against Linear Cryptanalysis, Pros. of SCIS'94, Biwako, Japan, pp.15D. 1-11, Jan.27-29,1994.

Харьковский национальный
университет радиозлектроники

Поступила в редколлегию 13.07.2001

ДИСЦИПЛИНА ОБСЛУЖИВАНИЯ СООБЩЕНИЙ ПРИ НАЛИЧИИ ПЕРЕГРУЗКИ КАНАЛОВ

Специфика задач, решаемых многими современными информационными сетями, заключается в том, что в них обслуживаются информационные потоки с различной степенью важности [1]. В условиях, при которых входной поток данных превышает текущее значение эффективной скорости передачи данных C_e , т.е. при перегрузке канала, выполнение задач, поставленных перед сетью передачи информации существенно усложняется.

Данную проблему предлагается решить, реализовав некоторую методику, сущность которой заключается в формировании на передающей стороне очереди сообщений с разными приоритетами для выдачи их в канал передачи данных. Такой алгоритм должен обеспечить передачу наиболее важных сообщений с минимальной периодичностью за счет увеличения периодичности выдачи или сбрасывания менее важных сообщений.

Рассмотрим математическую формулировку поставленной задачи. Пусть сообщения передаются циклами длиной $T_{ц}$. Длина одного сообщения (кодограммы) равна $T'_{кк} = \frac{n}{B}$, где n – длина кодограммы, [бит]; B – скорость передачи данных, [бит/с].

С учетом возможного повторения сообщений при обнаружении в них ошибок с вероятностью $g_{оо}$ средняя длительность передачи сообщений будет иметь вид:

$$T_{кк} = \frac{T'_{кк}}{1 - P_{оо}} = \frac{n}{B(1 - P_{оо})}. \quad (1)$$

Поэтому в одном цикле передачи i ϵ может быть передано количество сообщений:

$$N_{\max} = \frac{T_{ц}}{T_{кк}} = \frac{T_{ц}B}{n}(1 - P_{оо}), \quad (2)$$

а интенсивность обслуживания сообщений будет

$$\mu_{\max} = \frac{N_{\max}}{T_{ц}} = \frac{B(1 - P_{оо})}{n}. \quad (3)$$

Интенсивность входного потока сообщений составляет

$$\lambda = \sum_{i=1}^N \lambda_i, \quad (4)$$

где N – количество типов сообщений, которые необходимо передавать,

λ_i – интенсивность потока сообщений i -того типа.

При $\lambda \leq \mu_{\max}$ возможна передача всех сообщений. При $\lambda > \mu_{\max}$ могут быть переданы не все сообщения, т.е. часть информации будет утрачена. Наименее важные сообщения могут сбрасываться, а второстепенные могут передаваться реже (через цикл или несколько

циклов). Необходимо так определить дисциплину обслуживания, чтобы обеспечить минимальную потерю информации как за счет отказа в передаче сообщений, так и за счет старения информации при дополнительной задержке передачи сообщений.

Такой алгоритм-диспетчер выдачи сообщений представляет собой систему массового обслуживания с приоритетами, эффективность функционирования которой оценивается средним значением потерь ценной информации:

$$\overline{I}_{nom} = \sum_{i=1}^N \lambda_i I_i X_i + \sum_{i=1}^N \lambda_i I(t_{ож_и}) (1 - X_i), \quad (5)$$

где I_i – количество информации в i -том сообщении;

X_i – параметр постановки сообщения на передачу ($X_i = 0$, если сообщение не передается; $X_i = 1$, если сообщение передается);

$I(t_{ож_и})$ – количество информации в i -том сообщении в зависимости от времени ожидания его передачи.

Ограничением при решении этой задачи является $\sum_{i=1}^N (1 - X_i) \leq (N - N_{max})$ (при $N > N_{max}$). Величины I_i и $I(t_{ож_и})$ задаются при решении оптимизационной задачи и характеризуют потери информации при отказе в передаче сообщения I_i и при дополнительном ожидании начала передачи $I(t_{ож_и})$. Их значения могут быть определены и через другие параметры. В процессе решения оптимизационной задачи по критерию $\min \overline{I}_{nom}$ определяются значения X_i и $t_{ож_и}$. При этом значение потерянной ценной информации должно быть минимальным.

Под ценностью информации будем понимать пользу, которую данное количество информации может принести для решения поставленной задачи, т.е. ценность информации должна определяться численным значением увеличения вероятности выполнения поставленной задачи при получении определенного количества информации [2].

Обозначим через P_{0i} вероятность решения задачи при отсутствии сообщений i -того типа. Тогда неопределенность при решении этой задачи равна

$$I_{0i} = -\log P_{0i}. \quad (6)$$

При получении сообщений i -того типа вероятность решения задачи равна P_{1i} , а неопределенность этого решения равна

$$I_{1i} = -\log P_{1i}. \quad (7)$$

В результате величина снятой неопределенности, т.е. количество полученной информации будет:

$$I_{и} = I_{0i} - I_{1i} = \log \frac{P_{1i}}{P_{0i}}. \quad (8)$$

Так как количество информации связано с поставленной целью, т.е. с решением задачи, то эта величина и будет определять количество ценной информации.

Понятие старение информации неразрывно связано с понятием ее ценности. Под старением информации понимают уменьшение со временем ее ценности. Поэтому старение информации $I(t_{ож_и})$ можно определить, если известна зависимость от времени вероятности решения поставленной задачи $P_{1i}(t)$. Эта зависимость $P_{1i}(t)$ определяется содержанием конкретной задачи. Однако можно указать и некоторые общие требования, которым должна удовлетворять функция $P_{1i}(t)$. Это следующие требования:

- 1) $P_{1i}(t) = P_{1i}$ при $0 \leq t \leq t_k$, где t_k – допустимое время, в течение которого ценность передаваемой информации не уменьшается;
- 2) $P_{1i}(t) = P_{0i}$ при $t \geq \Delta T_k$, где ΔT_k – допустимый интервал, в течение которого информация, содержащаяся в сообщении, не считается полностью устаревшей.
- 3) при $t_k < t < \Delta T_k$ вероятность $P_{1i}(t)$ должна уменьшаться по некоторой функции от P_{1i} до P_{0i} . С некоторым приближением для многих информационных процессов эта функция может быть линейной.

Перечисленным требованиям отвечает функция вида

$$P_{1i}(t) = \begin{cases} P_{1i} & 0 \leq t \leq t_k; \\ (P_{1i} - P_{0i}) \left(1 - \frac{t - t_{ki}}{\Delta T_{ki} - t_{ki}} \right) + P_{0i} & t_k \leq t \leq \Delta T_k; \\ P_{0i} & t > \Delta T_k. \end{cases} \quad (9)$$

Тогда ценность информации в сообщении i -того типа в зависимости от времени его задержки при передаче $t_{ож.и}$ будет определяться следующим соотношением:

$$I(t_{ож.и}) = \log \frac{P_{1i}(t)}{P_{0i}} = \log \left[\frac{P_{1i}}{P_{0i}} \left(1 - \frac{t - t_{ki}}{\Delta T_{ki} - t_{ki}} \right) + \frac{t - t_{ki}}{\Delta T_{ki} - t_{ki}} \right] \quad \text{при } t_k \leq t \leq \Delta T_k. \quad (10)$$

Количество потерянной ценной информации за счет ожидания обслуживания i -того сообщения будет равно:

$$I_{ном}(t_{ож.и}) = I_i - I_i(t) = \log \frac{P_{1i}}{P_{0i}} - \log \frac{P_{1i}(t)}{P_{0i}} = \log \left[\frac{P_{1i}}{P_{1i} \left(1 - \frac{t - t_{ki}}{\Delta T_{ki} - t_{ki}} \right) + \frac{t - t_{ki}}{\Delta T_{ki} - t_{ki}} P_{0i}} \right]. \quad (11)$$

Среднее же значение потерянной ценной информации определяется выражением (5).

Ограничением при решении оптимизационной задачи является $\sum_{i=1}^N (1 - X_i) \leq (N - N_{\max})$ (при $N > N_{\max}$).

Для уменьшения времени решения оптимизационной задачи нужно определить пороговое значение отношения $\frac{P_{1i}}{P_{0i}}$, от которого будет зависеть частота передачи тех или иных типов информационных сообщений.

Если для i -того сообщения эта величина больше порога, то $X_i = 0$, и сообщение передается. Сообщения, для которых эта величина меньше порога, не передаются, и принимается $X_i = 1$.

Если и в этом случае окажется, что число передаваемых сообщений больше N_{\max} , то дисциплина их обслуживания определяется по критерию минимума $\bar{I}_{ном}$. Так как при реше-

нии задачи будут определяться значения $t_{ож_i}$, для которых $X_i = 0$, то можно пользоваться выражением

$$\bar{I}_{nom} = \begin{cases} 0 & \text{при } 0 \leq t \leq t_k, \\ \sum_{i=1}^N \lambda_i \log \left(\frac{1}{\frac{\Delta T_{ki} - t}{\Delta T_{ki} - t_{ki}} - \frac{t - t_{ki}}{\Delta T_{ki} - t_{ki}} \frac{P_{0i}}{P_{1i}}} \right) & \text{при } t_k \leq t \leq \Delta T_k, \\ \sum_{i=1}^N \lambda_i \log \frac{P_{1i}}{P_{0i}} & \text{при } t > \Delta T_k. \end{cases} \quad (12)$$

В этом выражении должны быть известны величины ΔT_{ki} и t_{ki} . Необходимо задавать отношение $\frac{P_{0i}}{P_{1i}}$ и определять величину $t_{ож_i}$. Дальнейшее уменьшение числа возможных переборов при решении задачи можно обеспечить, применив метод ветвей и границ.

Таким образом, используемая дисциплина обслуживания сообщений будет зависеть от соотношения значений N и N_{max} . Если $N < N_{max}$, то сообщения обслуживаются в порядке поступления. Если же $N > N_{max}$, то дисциплина обслуживания определяется по критерию минимума \bar{I}_{nom} .

Список литературы: 1. Бронштейн О.И., Духовный И.М. Модели приоритетного обслуживания в информационно вычислительных системах. М.: Наука, 1976. 2. Ефимов А.И. Информация: ценность, старение, рассеяние. М.: Знание, 1978.

Харьковский военный университет

Поступила в редколлегию 18.10.2001

А.И. КУЗИН, М.Ф. ЛАГУТИН, д-р техн. наук

АППАРАТУРА И МЕТОДИКА НЕИНВАЗИВНОЙ ЭЛЕКТРОЭНТЕРОГАСТРОГРАФИИ

Ввиду отсутствия стандартизированных методов постановки диагноза по электроэнтерогастрограмме (ЭЭГ) на данный момент нет аппаратуры регистрации, предназначенной для использования врачами в повседневной практике. Для регистрации ЭЭГ в научных целях, как правило, используют [1] носимый аппарат Digitrapper EGG американской фирмы Medtronic или [2] стационарный, подключаемый к персональному компьютеру прибор MP100 с набором усилителей EGG100C, также американской фирмы Biopac. Сложности с приобретением этого оборудования сильно тормозят развитие электроэнтерогастрографии в странах СНГ. Таким образом, возникает потребность в разработке недорогих, обеспечивающих качественную регистрацию, приборах. При создании аппаратуры регистрации ЭЭГ разработчик должен учесть аспекты физиологии органов желудочно-кишечного тракта (ЖКТ), поведение электродов и влияющие на них электрохимические явления, ограничения методов математической обработки биофизических сигналов и возможности аппаратной части проектируемого устройства.

Возможности и ограничения ЭЭГ при мониторинговании ЖКТ

Упрощенно ЖКТ – это последовательность полых органов, объединенных в одну мышечную трубу. В зависимости от диаметра и выполняемой функции эта труба может быть разделена на определенное количество сегментов – органов ЖКТ, сходных по строению мышечных слоев в каждом. Именно поэтому дальнейшее изложение построено на примере получения дифференцированной электроэнтерогастрограммы от желудка, называемой электрогастрограммой (ЭГГ).

Электрическая активность желудка (ЭАЖ) является одним из факторов, вызывающим его эвакуаторную активность. Электрической активности желудка также соответствуют изменения в форме сигнала ЭГГ, являющегося разностью потенциалов, регистрируемой на поверхности тела в норме и патологии. Отклонения амплитудных и частотных параметров ЭГГ от стандартного среднего указывает на нарушение моторики. Из регистраций ЭГГ и измерений внутриполостного давления желудка, проведенных одновременно, удалось определить, что как в моторике, так и в ЭГГ присутствует наиболее интенсивная спектральная составляющая с частотой 3 периода в минуту (п/мин), т.е. существует некая их взаимосвязь. При парезах желудка у больных наблюдается случайное изменение частоты этой спектральной составляющей как до приема пищи, так и после, но с большей дисперсией. ЭАЖ состоит из двух компонент: медленной волны (МВ), которая возникает и постоянно присутствует из-за ритмической деполяризации клеток мышц желудка, и потенциала действия (ПД), который составляет вторую часть волны и является индикатором присутствия сокращения. МВ желудка возбуждаются электрическими импульсами пейсмейкера, расположенного в области наибольшей кривизны, ближе к центру желудка. Перемещение пищи в желудке осуществляется за счет сокращения кольцевых мышц с увеличенной скоростью в направлении двенадцатиперстной кишки.

В работе [3] сформулирован ряд конструктивных ограничений электрогастрографии, наиболее важное из которых на поверхности тела пока невозможно зарегистрировать ПД, что на наш взгляд связано с некоторой неадекватностью используемого для регистрации оборудования. Отмечается также потеря информации о замедлении волн перистальтики, что обычно приводит к разрушению последней. Несмотря на эти ограничения, [4, 5] указывают и на положительный эффект от электрогастрографии при применении более совершенных методов фильтрации ЭГГ. Так, использование нейронных сетей позволило гораздо четче и од-

нозначнее регистрировать тахикастрию и брадикастрию, а также до этого плохо регистрируемую аритмию.

Клинические исследования показывают, что ряд функциональных состояний таких как признаки диспепсии не отмечаются в ЭГГ, но имеются сведения о том, что появление тошноты связывают с началом желудочной аритмии особенно тахикастрического характера, что является симптоматически важным обстоятельством перед началом “срыва” сокращений.

Метод контроля вариаций ритма желудка после приема пищи позволяет прогнозировать многие гастриты, приводящие к замедлению прохождения пищи в ЖКТ. Изменения ритма по частоте рассматриваются сейчас как проявление дисфункции и задержки эвакуации.

Следует отметить, что гастроэнтерологи с надеждой смотрят на успехи радиотехники и электроники, которые позволят расширить и углубить знания о функционировании организма человека.

Особенности универсального электрогастрографа

При регистрации ЭГГ авторами получены напряжения полезного сигнала амплитудой от 40 до 500 мкВ в диапазоне частот $8 \times 10^{-3} - 0,15$ Гц, что подтверждается многими исследованиями в этой области [6, 7]. Наряду с сигналом ЭГГ отмечены различные артефакты, амплитуда которых на несколько порядков превышает уровень полезного сигнала. В связи с этим особое внимание уделено подавлению помех. Артефакты и методы борьбы с ними рассмотрены в этом разделе.

В схеме регистрации ЭГГ участвуют следующие подсистемы: 1) тело человека – объект; 2) электроды; 3) тракт усиления и предварительной фильтрации; 4) устройство обработки, хранения и отображения информации. При рассмотрении вместе подсистем 1) и 2) можно выделить помехи, возникающие из-за дрейфа электродной разности потенциалов (ЭРП). Резкое изменение ЭРП в результате сдвига электродов на поверхности тела при движении вызывает появление артефактов дыхания в ЭГГ. Провода, ведущие от электродов, и тракт усиления добавляют помехи промышленной сети питания и другие низкочастотные электромагнитные и магнитные помехи.

С учетом подавления этих артефактов разработана принципиальная схема тракта пред-



Рис. 1

варительного усиления и фильтрации одного из каналов электрогастрографа, структурная схема которого представлена на рис. 1.

В качестве электродов используются мало поляризующиеся электроды из хлорсеребра с активной поверхностью $1,7 \text{ см}^2$. Перед наложением электродов производится обязательная подготовка участка кожи. Между кожей и электродом находится слой токопроводящей пас-

ты для увеличения проводимости и стабилизации ЭРП. Межэлектродное сопротивление таких электродов не превышает 5 кОм, а ЭРП находится в пределах 20 мВ. Низкое межэлектродное сопротивление определило выбор входных буферных усилителей 1 и 2, в них применены ОУ с супер- β как обладающие наиболее низким (порядка 10 мкВ) напряжением сдвига и малым его дрейфом (150 нВ/°С). Токи смещения и сдвига таких усилителей не превышают плотности тока обмена хлорсеребряных (ионоселективных электродов второго рода [8]) и, следовательно, не оказывают существенного влияния на ЭРП. Буферные усилители необходимы для обеспечения максимального коэффициента ослабления синфазной составляющей (КОСС). Они выравнивают выходное сопротивление источника сигнала для каждого входа дифференциального усилителя так как разница этих сопротивлений в 0,01 % позволяет достичь КОСС только 80 дБ. Регулируемый источник питания служит для достижения КОСС 125 дБ и выше, он изменяет напряжение питания буферных усилителей синхронно с синфазной помехой и на величину этой помехи так, что в итоге усиливается в основном дифференциальный сигнал.

Дифференциальный усилитель выделяет и усиливает разностный сигнал. Усиленные напряжения сдвига буферных усилителей и дифференциального компенсируются блоком восстановления постоянной составляющей, который представляет собой фильтр высоких частот (ФВЧ), включенный во вход опорного сигнала дифференциального усилителя. Полоса среза ФВЧ регулируется исходя из требуемого диапазона частот ЭГГ.

Разностный сигнал усиливается и передается с минимальными искажениями через изолирующий усилитель, служащий гальванической развязкой пациента, точнее, рабочей части прибора, имеющей электрический контакт с сердцем пациента. Кроме того, благодаря малой емкости изолирующего барьера усилительного тракта ЭГГ (2,8 пФ), значительно снижаются переменные токи помех, втекающие по общим шинам на входы буферных и дифференциального усилителей со стороны недостаточно изолированной части прибора.

Фильтр низких частот (ФНЧ) выполняет две функции: 1) подавляет высокочастотные помехи, возникающие как побочный результат работы демодулятора широтно-импульсного сигнала изолирующего усилителя; 2) ограничивает спектр сигнала ЭГГ для дальнейшей подачи на вход АЦП. В качестве ФНЧ применен фильтр Бесселя четвертого порядка. Несмотря на низкий коэффициент ослабления, этот фильтр обеспечивает высокую линейность фазочастотной характеристики во всей полосе пропускания, что особенно важно на сверхнизких частотах, где лишь у немногих типов конденсаторов, используемых в фильтре, зависимость емкость-частота достаточно линейна. Таким образом обеспечивается фильтрация с минимальными искажениями.

Для обеспечения устойчивой работы ОУ, входящих в состав ФНЧ, служит третий буферный усилитель (на рис. 1 не показан). Нагрузкой этого усилителя является вход аналогового коммутатора, который находится на некотором удалении и связан с ним коаксиальным кабелем.

Диапазон входных напряжений разработанного тракта предварительного усиления и фильтрации ЭГГ составляет $-350 - +750$ мВ. Несимметричность относительно «0» связана с ненулевым выходным сопротивлением ОУ в блоке восстановления постоянной составляющей и его включением в дифференциальный усилитель. Этот диапазон достаточен для качественного снятия ЭГГ, однако необходимо соблюдать полярность подключения электродов.

Типовые значения амплитуд и частот помех на входе усилителя ЭГГ следующие: синфазная помеха 50 Гц от сети питания менее 30 мВ; амплитуда дифференциальной помехи (ДП) дыхания 50 мВ (150 мВ максимум) в диапазоне частот 0,2 – 0,3 Гц; ДП реполяризации электродов 10 мВ (150 мВ) от 0,004 Гц и менее. ДП артефакт движения пациента из-за сдвига фаз в контакте электрод-тело пациента доходит до 1 В, ее спектр находится во всем диапазоне измерений. Но благодаря блоку восстановления постоянной составляющей, усилительный тракт за время не более чем 2 сек. выходит из режима “переусиления”.

Целиком электрогастрограф изображен на рис. 2. Здесь аналоговый коммутатор поочередно подключает выходы усилительных трактов (УТ) к входу 12-и разрядного АЦП, вы-

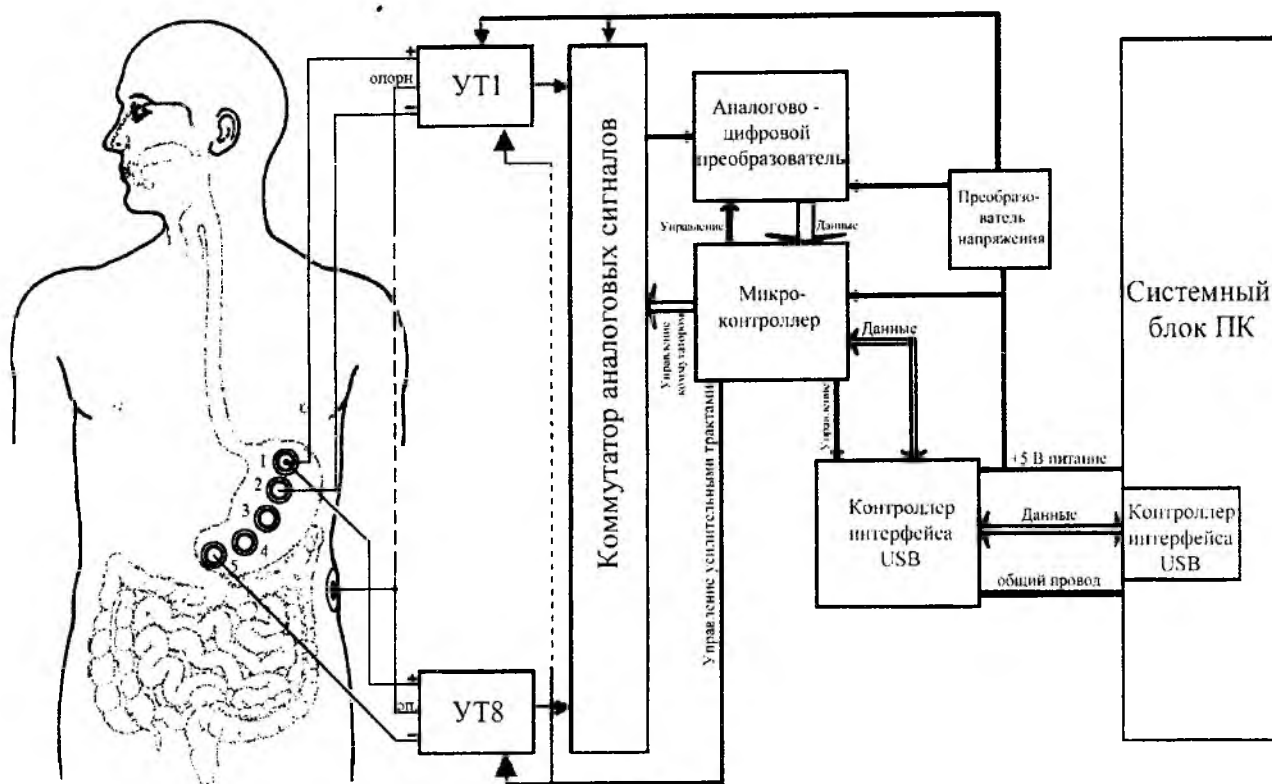


Рис. 2

полняющего выборку сигнала с частотой от 2 до 128 Гц на канал. Работой АЦП и УТ1-8 управляет микроконтроллер.

Кроме этого микроконтроллер формирует поток данных из оцифрованного сигнала ЭГГ для передачи через интерфейс USB в ПК, служащий устройством хранения, обработки и отображения ЭГГ.

Питание УТ1-8 осуществляется от блока питания ПК через отдельный изолирующий источник питания для каждого.

Особенности устройства и методика применения электроэнтерогастрографа

После операции на органах желудочно-кишечного тракта (ЖКТ) наступает период полного отсутствия моторики в прооперированном органе либо в соседнем с ним. Длительность этого периода варьирует от нескольких часов до нескольких суток в зависимости от степени радикальности вмешательства и индивидуальных особенностей пациента. Важно определить время начала установившейся эвакуаторной функции и дозировать введение стимулирующих биохимических препаратов и/или электростимуляцию. Обычно контроль моторики осуществляют рентгенологическими методами с предварительным приемом пациентом рентгеноконтрастного вещества. Чтобы уменьшить необходимость в периодических рентгеновских обследованиях, предложена аппаратура и методика неинвазивного, безболезненного контроля наличия сократительной функции органов ЖКТ [9, 10].

Суть метода состоит в измерении потенциалов на поверхности тела, но с использованием монополярного отведения от конечностей. При регистрации ЭЭГГ используют стандартные электрокардиографические электроды. Описание электроэнтерогастрографа и способа его применения приведено в [11]. Подробнее нужно изложить принципы работы резонансных активных фильтров (РАФ), входящих в электроэнтерогастрограф.

Каждый из четырех РАФ представляют собой ОУ с модифицированным двойным Т-образным мостом (рис. 3), включенным в отрицательную обратную связь (ОС). Результаты моделирования фильтров хорошо согласуются с данными, полученными при исследовании реальных устройств. Были созданы РАФ с добротностью более 100 и коэффициентом усиления достигающим 1200.

Существенным недостатком РАФ является длительный, порядка 5 минут, период «успокоения» после перегрузки входа в результате, например, артефакта движения. Сокращение периода успокоения до 12 с достигнуто введением цепей коррекции и подбором ОУ с большим коэффициентом усиления с разомкнутой цепью ОС. На рис. 4 приведена зависимость коэффициента усиления РАФ от коэффициента усиления ОУ с разомкнутой ОС.

С выхода РАФ снимается сигнал синусоидальной формы, частота которого совпадает с центральной частотой настройки, а амплитуда пропорциональна входному сигналу в полосе пропускания.

Авторами также разработан недорогой портативный прибор с автономным питанием и сохранением электроэнтерогастрограммы в электрически стираемом постоянном запоминающем устройстве (рис. 5). Этот прибор построен также с использованием РАФ, перестраиваемых по частоте, и применяется для экспресс-контроля сократительной функции органов ЖКТ перемещаемого пациента. Информация выводится на экран жидкокристаллического индикатора. В состав прибора дополнительно введен электростимулятор, позволяющий производить воздействия на органы ЖКТ.

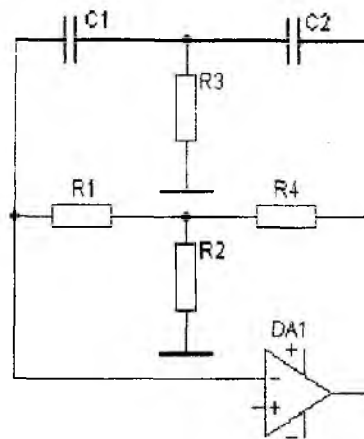


Рис. 3

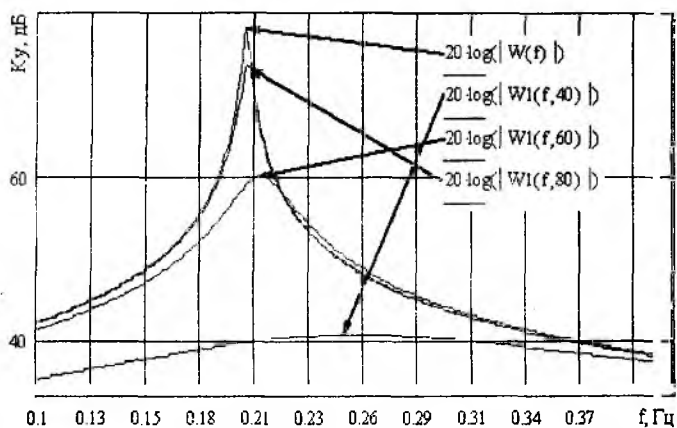


Рис. 4

В состав прибора дополнительно введен электростимулятор, позволяющий производить воздействия на органы ЖКТ.

Электростимуляция органов ЖКТ

Электрическая стимуляция акупунктурных точек у пациентов с нарушением ЭАЖ проведена в [12]. В проведении процедуры было использовано устройство регистрации ЭГГ с полосой пропускания 1-18 п/мин и частотой дискретизации 1 Гц. Для стимуляции был взят типовой прибор с длительностью пачек импульсов типа меандр 2 мс по 18 пачек в минуту. Воздействие осуществлялось на точки Neiguan и Zusanlin (ST 36). Отклик ЭГГ регистрировался за 30 мин до стимуляции, 30 мин во время стимуляции и 30 мин после стимуляции по обычной методике [13]. После стимуляции увеличилась регулярность ЭАЖ, следовательно, открываются возможности лечения аритмии желудка.

При инвазивной электростимуляции желудка [14] применяют длинные импульсы с длительностями 10-600 мс и короткие с длительностями несколько сотен микросекунд и частотой следования в три раза выше, чем частота медленных волн. Здесь также применяют пакеты импульсов длительностью более 100 мкс и частотой следования 5-100 Гц.

Авторами разработан прибор для неинвазивной электростимуляции желудка (рис. 5). В этом приборе синтезированы сигналы двух видов: 1) аналогичный по спектру, применяемому в автономном стимуляторе ЖКТ, или так называемой «кремлевской таблетке»; 2) сигнал с фликкероподобным спектром. Эффективность применения первого сигнала при акупунктурной терапии была подтверждена положительным результатом [15] в Харьковском институте терапии АМН Украины.

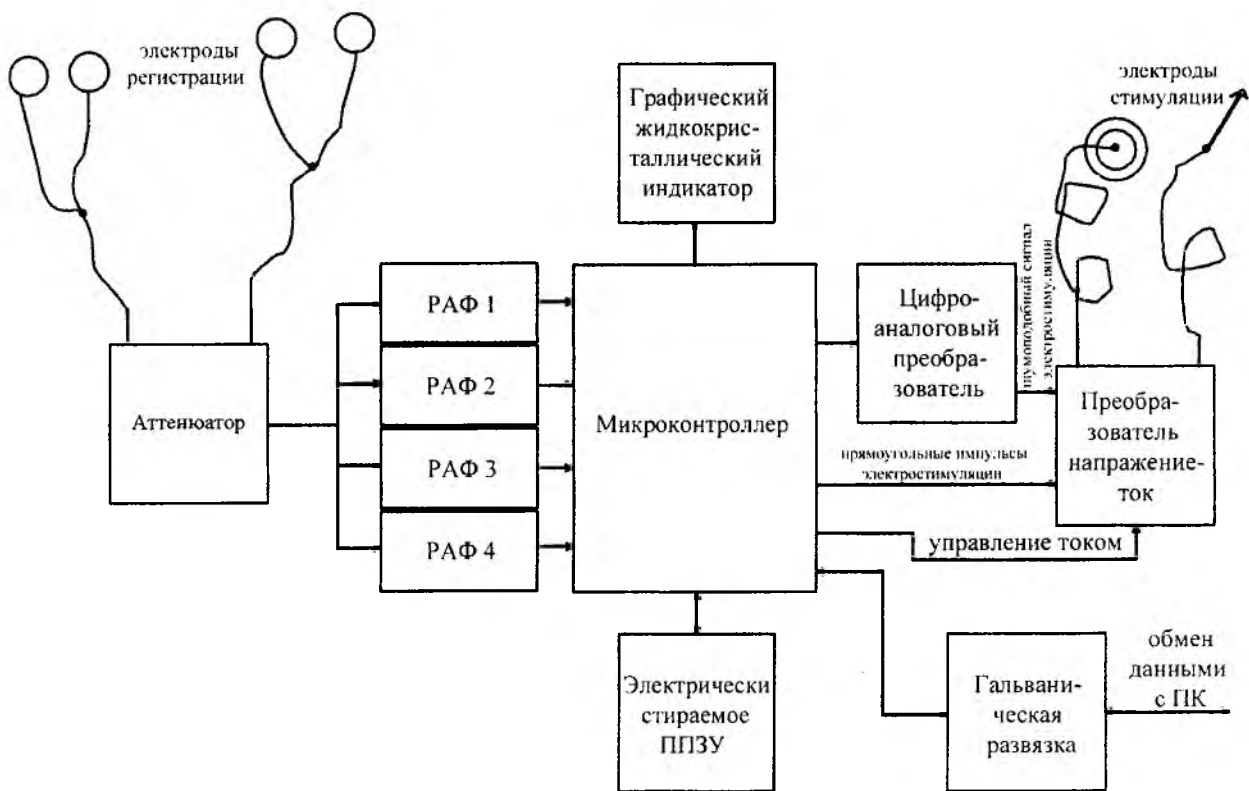


Рис. 5

Список литературы: 1. *Mintchev M.P., Bowes K.L.* Comparative quantification of gastric electrical activity and electrogastrogram // *Medical & Biological Engineering & Computing*. 1998. Vol.36. P.96-100. 2. *Levanon D., Chen J. Z.* Electrogastronomy: Its role in managing gastric disorders // *Journal of Pediatric Gastroenterology and Nutrition*. 1998. Vol.27. P.431-443. 3. *Bortolotti M.* Electrogastronomy: a seductive promise, only partially kept // *Amer. Coll of Gastroenrology*. 1998. Vol.93. N10. P.1791-1794. 4. *Brzana R.J, Koch K.L, Bingaman S.* Gastric myoelectrical activity in patients with gastric outlet obstruction and idiopathic gastroparesis // *Am J Gastroenterol*. 1998. Vol.93. N10. P. 1803-1809. 5. *Abell T.L, Malagelada J.R.* Electrogastronomy: Current assessment and future perspective // *Dig. Dis. Sci*. 1988. Vol.33. P.982-992. 6. *Mintchev M. P., Kingma Y. J., Bowes K. L.* Accuracy of cutaneous recordings of gastric electrical activity // *Gastroenterology*. 1993. Vol.104. P.1273-1280. 7. *Geldof H., Van der Schee E.J., Grashnis J. L.* Electrogastronomic characteristics of interdigestive migrating motor complex in humans // *Am. J. Physiol.*. 1986. Vol.250. P.G165-G171. 8. *Камман К.* Работа с ионоселективными электродами. М. Мир. 1980. 240с. 9. *Пат. 99074009 України, МКИ А 61 В 5/05.* Універсальний ентогастрограф / О.Ч. Хаджієв, В.І. Лупальцов, М.Ф. Лагутін, А.І. Ягнюк, А.І. Кузін, Л.Ч. Оразкулієва. Заявл. 13.07.99. Дата прийняття рішення 09.02.00. 11с. 10. *Пат. 2000063603 України, МКИ А 61 В 5/05* Спосіб оцінки функціонального стану шлунково-кишкового тракту / О.Ч. Хаджієв, В.І. Лупальцов, О.П. Сімоненков, А.І. Кузін. Заявл. 21.06.00. 6с. Дата прийняття рішення 09.11.00 – 6с. 11. *Лагутин М.Ф., Кузін А.И.* Неинвазивный компьютерный электрогастроэнтерограф // *Радиотехника*. 2001. №120. С.199-202. 12. *Lin X. et. al.* Electrical stimulation of acupuncture points enhances gastric mioelectrical activity in human // *Am. Journ. Gastroent.* 1997. V.92, № 9. p1527. 13. *Chen J.A.* A computerized data analysis system for electrogastrogram // *Comp. Biol. Med.* 1992. 22, p 45-58. 14. *Chen J.A.* Therapeutic potential of electrical stimulation for the treatment of gastrointestinal motor disorders // (Galvaston, TX 77555). 15. *Лагутин М.Ф.* Солнечно-земное взаимодействие и квантовая терапия // *Фотобіологія та фотомедицина*. 1998. №1. С.109.

Харьковский национальный
университет радиоэлектроники

Поступила в редколлегию 09.11.2001

ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНА ОЦІНКА ВПЛИВУ СКАНЕРА НА ПАРАМЕТРИ ВІДСКАНОВАНОГО РЕНТГЕНІВСЬКОГО ЗОБРАЖЕННЯ

Вступ

Застосування сучасної комп'ютерної техніки у рентгенології є найбільш перспективним напрямком удосконалення діагностичного процесу. Одним з розповсюджених методів кількісної рентгенодіагностики є непряма рентгенівська денситометрія, яка дозволяє визначити оптичну щільність (щільність почорніння) рентгенівського зображення досліджуваної анатомічної структури, пов'язану з її фізичною щільністю [1]. Здійснення комп'ютерного денситографічного аналізу рентгенівського зображення можливе при представленні цього зображення у цифровому вигляді. Цифрові рентгенограми можна отримати безпосередньо від цифрових рентгенівських апаратів або шляхом сканування традиційних плівкових рентгенограм.

Сканування рентгенограм є вже досить поширеним процесом у комп'ютерній рентгенодіагностиці. Однак у літературі не наводяться дані щодо придатності застосування різних за можливостями сканерів у медичних діагностичних комплексах. У кращому випадку вказуються лише деякі параметри настроювання сканера (наприклад, розрізнявальна здатність), але не проводиться аналіз впливу фотоприймача сканера на зміну початкових параметрів рентгенограми. Не наводяться і методики тестування сканерів щодо адекватності відображення інформаційного змісту рентгенограм у процесі сканування.

Мета дослідження

Метою цього дослідження є кількісне визначення ступеню зміни в процесі сканування таких параметрів рентгенівського зображення, як розподіл яскравості комп'ютерного рентгенівського зображення та точність відтворення геометричних розмірів його елементів. В результаті дослідження має бути запропонована методика тестування сканерів різного типу та корекції рентгенівського зображення, що дозволило б мінімізувати спотворення розподілу яскравості цього зображення в результаті сканування.

Матеріали і методи

Для визначення впливу сканера на зміну параметрів рентгенівського зображення в процесі сканування нами було використано тест-об'єкт "Зразки оптичної щільності" №704018, який застосовується для калібровки денситометра ДП-1 №704018 (рис.1).



Рис.1

Денситометр ДП-1 застосовується для точкового вимірювання оптичної щільності плівок-детекторів індивідуальних дозиметрів, тому застосування його тест-об'єкта як еталонного замітника плівкової рентгенограми в процесі аналізу розподілу оптичної щільності є правомірним. Тест-об'єкт являє собою набір скелець різної прозорості діаметром 10 мм, вмонтованих в металічну оправу. Прозорість скелець змінюється по шкалі сірого кольору від непрозорого (3,78 Б) до повністю прозорого (0,00 Б), значення оптичної щільності скелець наведено на оправі тест-об'єкта (рис.1).

Для сканування тест-об'єкта були використані слайдові сканери вищого класу AGFA Arcus II та UMAX PowerLook II. Тест-об'єкт було розміщено на склі сканера та відскановано у режимі "Grayscale transparent" (градації сірого, на просвічування) з розрізненням 600 dpi. Отримано комп'ютерні зображення тест-об'єкта, які далі опрацьовувались за допомогою спеціалізованого програмного засобу "X-Rays" [2], що дозволяє проаналізувати розподіл градацій сірого у досліджуваному фрагменті зображення та представити цей розподіл у вигляді денситографічної кривої, побудованої вздовж вісі абсцис. За денситограмою визначались: значення яскравості зображення в еталонних фрагментах зображення тест-об'єкта (у градаціях сірого від 0 - чорний до 255 - білий) та геометричні розміри цих фрагментів (у відносних одиницях – пікселях).

Аналіз експериментальних даних

У фотоденситометрії використовується поняття "оптична щільність" або "щільність почорніння" рентгенівської плівки, де найбільше значення оптичної щільності плівки має найчорніший її фрагмент. Традиційно у рентгенології використовується негативне зображення, тому при денситометричному аналізі такого зображення мінімальну оптичну щільність матимуть найбільш фізично щільні об'єкти. При комп'ютерній денситометрії негативного рентгенівського зображення за допомогою програмного засобу "X-Rays" найбільше значення градації сірого (255) відповідає об'єктам з найбільшою фізичною щільністю, які на моніторі комп'ютера мають найбільшу яскравість.

В експерименті використовується тест-об'єкт традиційної фотоденситометрії; при аналізі його комп'ютерного зображення скельце №1 має максимальну яскравість — 255 градацій сірого, а скельце №6 має мінімальну яскравість — 0 градацій сірого. Отже, "комп'ютерному" діапазону градацій сірого відповідатиме діапазон оптичної щільності тест-об'єкта, який складає

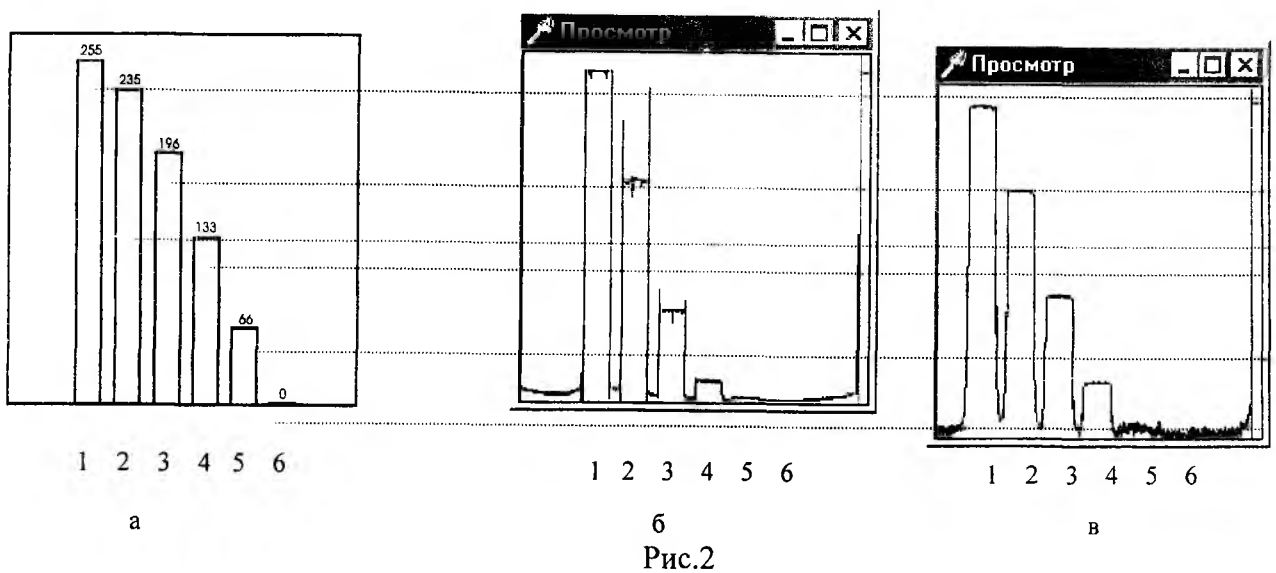
$$\Delta = \Delta_6 - \Delta_1 = 3,78,$$

де Δ — оптична щільність скелець тест-об'єкта.

Визначимо відповідність значень яскравості комп'ютерного зображення кожного із скелець тест-об'єкта значенням їх оптичної щільності. Крім того розрахуємо ці значення у процентах (див. табл. 1). Це дає можливість побудувати теоретичну денситограму тест-об'єкта.

В процесі аналізу порівнювались теоретична денситограма тест-об'єкта (рис.2а) та реальні денситограми комп'ютерного зображення тест-об'єкта, відсканованого на сканерах AGFA Arcus II (рис.2б) та UMAX PowerLook II (рис.2в), отримані за допомогою програмного засобу "X-Rays". В таблиці наведено значення яскравості комп'ютерного зображення скелець тест-об'єкта після його сканування різними типами сканерів:

Досліджуваний об'єкт	Величина	Значення					
		1	2	3	4	5	6
Тест - об'єкт	Яскравість, Б	3,78	3,47	2,89	1,97	0,97	0,00
	Яскравість, град.	255	235	196	133	66	0
	Яскравість, %	100,00	91,80	76,46	52,12	25,66	0
Сканер AGFA Arcus II	Яскравість, град.	255	172	71	18	5	4
	Яскравість, %	100,00	67,19	27,73	7,03	1,95	1,56
Сканер UMAX PowerLook II	Яскравість, град.	252	189	109	43	10	5
	Яскравість, %	98,44	73,82	42,58	16,80	3,91	1,95



З табл.1 видно, що значення яскравості зображень еталонних фрагментів тест-об'єкта, отримані з денситограм (рис.2б, 2в), відрізняються від їх теоретично очікуваних значень (рис.2а), тобто після фотоперетворення за допомогою сканерів реєструються інші (як правило, менші) значення градацій сірого (рис.2). Для сканера AGFA Arcus II виявлено, що яскравість скельця №1 тест-об'єкта після сканування не змінилась, скельця №2 — зменшилась на 24,61 % (63 град.), скельця №3 — на 48,73 % (125 град.), скельця №4 — на 45,09 % (115 град.), скельця №5 — на 23,71 % (61 град.), а яскравість скельця №6 збільшилась на 1,56 % (4 град.). Для сканера UMAX PowerLook II відповідно яскравість скельця №1 тест-об'єкта після сканування зменшилась на 1,56 % (3 град.), скельця №2 — на 17,98 % (46 град.), скельця №3 — на 33,88% (87 град.), скельця №4 — на 35,26 % (90 град.), скельця №5 — на 21,75 % (56 град.), а яскравість скельця №6 збільшилась на 1,95% (5 град.). З цього випливає, що практично все зображення тест-об'єкта, отримане шляхом сканування на сканерах зазначених типів, є затемненим, тобто початковий розподіл градацій сірого порушується. Напрошується висновок, що потрібно коригувати яскравість отриманого зображення. Функція коригування яскравості може бути визначена за відомими значеннями, які отримуються від конкретного тест-об'єкта, та розраховується для кожного конкретного сканера.

На денситограмі тест-об'єкта на межі між скельцями №2 і №3 та оправою чітко вирізняються пікові значення яскравості (рис.2б). Вони виникають там, де між оправою та скельцем існує зазор. За цими піковими значеннями шляхом координатного аналізу денситограми можна обрахувати геометричні розміри зображення прорізів для скельць та порівняти їх з фізично вимірними розмірами прорізів на тест-об'єкті. При вимірюванні ширини (діаметра) зображення усіх прорізів отримано значення розміру 235–236 пікселів. Враховуючи, що при скануванні з розрізненням 600 dpi маємо розмір елемента зображення 1 піксел = 0,042(3) мм, то розмір зображення прорізу після перерахунку становитиме 9,948–9,991 мм, що відповідає фізичному розміру прорізу 10 мм з похибкою не більше 0,5%. Таким чином, вимірювання розміру деталі шляхом координатно-яскравісного аналізу її комп'ютерного зображення, отриманого за допомогою сканування на вибраному сканері з вибраним апаратним розрізненням, є достатньо точним, а перерахунок розміру з комп'ютерного в фізичний є правильним та може використовуватись при визначенні розмірів об'єктів, зафіксованих на рентгенівському зображенні. При скануванні масштаб рентгенівського зображення не змінюється.

Висновки

Аналіз комп'ютерного зображення тест-об'єкта з відомими значеннями оптичної щільності підтверджує, що при скануванні яскравість цього зображення змінюється. Отже, цей ефект присутній і при скануванні плівкових рентгенограм. Знаючи закономірність спотворення розподілу яскравості рентгеновського зображення конкретним сканером, можна проводити спеціальну програмну корекцію цього зображення, "дотягуючи" його яскравість до такої, яка зафіксована на плівковій рентгенограмі. Тільки у цьому випадку результат денситографічного аналізу комп'ютерної рентгенограми буде адекватним. Використання метрологічно атестованого фотоденситометричного тест-об'єкта дає можливість запропонувати методику тестування слайдових сканерів, які будуть застосовуватись для сканування плівкових рентгенограм. Методика тестування сканеру та корекції відсканованого рентгеновського зображення наступна:

1. Для тестування використовується метрологічно атестований тест-об'єкт "Зразки оптичної щільності", яким комплектуються фотоденситометричні пристрої, що вимірюють оптичну щільність рентгеновської плівки (наприклад, денситометри ДП-1, ДФЭ-10 тощо).

2. Вибирається програмний засіб, за допомогою якого буде проводитись денситометричний аналіз комп'ютерного рентгеновського зображення.

3. Встановлюється відповідність між діапазоном значень оптичної щільності тест-об'єкта та діапазоном яскравості у градаціях сірого вибраного програмного засобу.

4. Визначається теоретична відповідність між значеннями оптичної щільності еталонних фрагментів тест-об'єкта та значеннями яскравості у градаціях сірого, які надає програмний засіб.

5. Тест-об'єкт сканується на просвічування з розрізненням не нижче 600 дрі.

6. Проводиться денситометричний аналіз зображення, отриманого за п.5.

7. Визначається різниця (у градаціях сірого) між значеннями яскравості зображення кожного еталонного фрагмента, отриманими за п.4 та п.6.

8. Для обраного типу сканера встановлюється функція коригування яскравості зображення за даними п.7; проміжні значення функції розраховуються шляхом інтерполяції.

9. На основі даних п.8 створюється програмний засіб для даного типу сканера, який має входити до складу програмно-апаратного комплексу для денситографічного аналізу комп'ютерних рентгеновських зображень.

Методика дозволить мінімізувати вплив процесу сканування на діагностичний зміст плівкової рентгенограми. Вона дасть можливість застосовувати для сканування рентгенограм різноманітні сканери, для яких встановлена функція коригування яскравості зображення. Методика може бути використана і при корекції зображень, отриманих при скануванні фотоплівки.

Список літератури: 1. *Остеопороз на Украине* / В.В.Поворознюк, Е.П.Подрушняк, Е.В.Орлова, И.Д.Коштура, Е.И.Баяндина. К.:1995. 48 с. 2. *Л.О.Авер'янова, С.А.Шармазанов*. Спеціалізовані програмні засоби для моніторингового дослідження стану кісткової системи населення // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2001. Вип.120. С.206-209. 3. *В.М.Головенко, Л.А.Авер'янова, О.И.Скляр*. Трехслойная гетерогенная структура как модель фрагмента кисти человека в рентгеновской морфометрии // Український журнал медичної техніки і технології. 2001. №1. С. 63-65.

ВЫБОР БАЗИСНЫХ И ВЕСОВЫХ ФУНКЦИЙ В ЗАДАЧЕ АНАЛИЗА АНТЕНН С НЕЛИНЕЙНЫМ ПОВЕРХНОСТНЫМ ИМПЕДАНСОМ МЕТОДОМ МОМЕНТОВ

Введение

В последнее время значительно возросла актуальность исследования антенн, поверхностный импеданс которых обладает нелинейными свойствами. С одной стороны, это связано с интенсивными исследованиями новых материалов, обладающих высокотемпературной сверхпроводимостью, и внедрением их в разработки различных электродинамических устройств СВЧ и антенн [1]. Для таких устройств задача анализа эффектов, вызванных нелинейным характером поверхностного импеданса сверхпроводников, имеет немаловажное значение. С другой стороны, освоение миллиметрового диапазона волн потребовало разработки источников излучения повышенной мощности. Один из способов решения данной задачи - использование устройств сложения мощности (power combining) на основе сеточных структур [2,3], характерной особенностью которых является включение в излучающую структуру генераторных или усилительных приборов с нелинейными характеристиками на небольшом расстоянии друг от друга (порядка 0,1 длины волны). При анализе таких структур существует возможность рассматривать их как устройства с нелинейным поверхностным импедансом путем введения усредненных нелинейных граничных условий, подобных условиям Астрахана-Конторовича.

Один из подходов к анализу антенн с нелинейным поверхностным импедансом предложен в [4]. В его основе лежит предположение, что на поверхности излучателя векторы касательных составляющих напряженности электрического и магнитного полей связаны между собой нелинейными граничными условиями. Это позволило получить нелинейное интегральное уравнение (НИУ) относительно распределения плотности поверхностного тока излучателя. С применением метода моментов данное уравнение сведено к системе нелинейных алгебраических уравнений, описывающих нелинейный режим излучателя. С целью увеличить эффективность вычислений в [4] предложено использовать различные системы базисных и весовых функций при аппроксимации тока в линейной и нелинейной частях НИУ. В настоящей работе на примере анализа тонкопроволочного излучателя обсуждаются вопросы выбора систем базисных функций и приводятся результаты количественной оценки погрешности численного решения НИУ при использовании данного подхода.

Постановка задачи, методы исследования

Рассмотрим установившийся периодический режим расположенного в свободном пространстве ($\varepsilon = \varepsilon_0, \mu = \mu_0$) проволочного излучателя произвольной конфигурации, на поверхности проводников которого выполняется нелинейное граничное условие вида

$$\mathbf{n} \times \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{n} \times \left[\mathbf{n} \times \mathbf{h}_0 \hat{Z}_s(\|\mathbf{H}(\mathbf{r}, t)\|) \right]. \quad (1)$$

Здесь: $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$ и $\mathbf{H}(\mathbf{r}, t)$ – векторы напряженности электрического и магнитного полей в точке \mathbf{r} на поверхности проводника; \mathbf{n} – нормаль к поверхности проводника в той же точке; $\hat{Z}_s[\cdot]$ – нелинейный оператор, описывающий свойства поверхностного импеданса проводника; \mathbf{h}_0 – единичный вектор, определяющий направление $\mathbf{H}(\mathbf{r}, t)$.

Предполагаем, что излучатель возбуждается сторонним источником с частотой ω_0 (длина волны λ_0), создающим напряженность электрического поля $\mathbf{E}^{\text{ст}}(\mathbf{r}, \omega_0)$. Требуется определить отклик, в качестве которого рассматривается распределение тока излучателя, на частотах

$$\omega_q = q\omega_0, \quad \forall \quad q = \overline{0, N}, \quad (2)$$

где N – число высших гармоник, учитываемых в процессе расчета.

Вначале получим интегральные уравнения относительно распределения тока вдоль проводников излучателя. При этом считаем, что радиус любого из проводников излучателя a много меньше его длины и много меньше λ_0 / N . Таким образом, на каждой из частот ω_q выполняется так называемое “тонкопроволочное” приближение, и вектор поверхностной плотности тока имеет только одну компоненту, направленную вдоль оси проводника

$$\mathbf{J}(\mathbf{r}, t) = J(\mathbf{r}, t)\mathbf{s}_0, \quad (3)$$

где \mathbf{s}_0 – единичный вектор, направленный вдоль оси проводника.

С учетом этого граничное условие (1) запишется в виде

$$\mathbf{s}_0 \cdot \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) - \hat{Z}[J(\mathbf{r}, t)] = 0. \quad (4)$$

Анализ установившегося периодического режима излучателя целесообразно проводить в частотной области. Чтобы перейти в частотную область, представим $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$ и $J(\mathbf{r}, t)$ в виде разложения в ряд Фурье

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \sum_{q=-N}^N \mathbf{E}(\mathbf{r}, \omega_q) e^{j\omega_q t}, \quad (5)$$

$$J(\mathbf{r}, t) = \sum_{q=-N}^N J(\mathbf{r}, \omega_q) e^{j\omega_q t} \quad (6)$$

и подставим данные соотношения в (4). Тогда, воспользовавшись преобразованием Фурье, получим

$$\mathbf{s}_0 \mathbf{E}(\mathbf{r}, \omega_q) - \frac{1}{T} \int_0^T \hat{Z}_s \left[\sum_{p=-N}^N J(\mathbf{r}, \omega_p) e^{j\omega_p t} \right] e^{-j\omega_q t} dt = 0, \quad \forall \quad q = \overline{0, N}. \quad (7)$$

Здесь $T = 2\pi/\omega_0$.

Видно, что НГУ во временной области преобразовалось в систему нелинейных граничных условий, связывающих на поверхности проводников комплексные амплитуды гармоник поверхностной плотности тока $J(\mathbf{r}, \omega_p)$ с амплитудами гармоник касательной составляющей полного электрического поля $\mathbf{E}(\mathbf{r}, \omega_q)$, которые для каждой из частот ω_q определяются соотношением

$$\mathbf{s}_0 \mathbf{E}(\mathbf{r}, \omega_q) = \frac{1}{j\omega_q \varepsilon_0} \mathbf{s}_0 \left(\text{grad div} + k_q^2 \right) \int_S \mathbf{J}(\mathbf{r}', \omega_q) G_q(\mathbf{r}, \mathbf{r}') d|\mathbf{r}'| + \begin{cases} \mathbf{s}_0 \mathbf{E}^{\text{ct}}(\mathbf{r}, \omega_0), & \text{при } q = 1 \\ 0, & \text{при } q \neq 1 \end{cases} \quad (8)$$

Здесь: $G_q(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = \frac{e^{-jk_q|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|}}{4\pi|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|}$ – функция Грина свободного пространства; $k_q = 2\pi q / \lambda_0$ –

волновое число свободного пространства на частоте ω_q ; \mathbf{r}, \mathbf{r}' – радиус-векторы точек наблюдения и интегрирования. Интегрирование ведется по поверхности проводников излучателя. Так как в рамках тонкопроволочного приближения считается, что поверхностная плотность тока зависит только от продольной координаты, то в (8) можно перейти от поверхностной плотности тока $J(s', \omega_q)$ к полному току через поперечное сечение проводника

$I(s', \omega_q) = 2\pi a J(s', \omega_q)$, в результате чего для $s_0 \mathbf{E}(\mathbf{r}, \omega_q)$ получим [5, 6]:

$$s_0 \mathbf{E}(s, \omega_q) = \frac{1}{j\omega_q \varepsilon_0} \int_L I(s', \omega_q) \left\{ -\frac{\partial^2}{\partial s \partial s'} + (s_0 s'_0) k_q^2 \right\} G_q(s, s') ds' + \begin{cases} E_{tg}^{ct}(s, \omega_0), & \text{при } q = 1 \\ 0, & \text{при } q \neq 1 \end{cases} \quad (9)$$

В данном соотношении: s, s' - координаты точек наблюдения и интегрирования, отсчитываемые вдоль оси проводника; $E_{tg}^{ct}(s, \omega_q) = s_0 \mathbf{E}^{ct}(s, \omega_q)$. Подставив (9) в (7), получим систему нелинейных интегральных уравнений (ИУ) относительно распределения гармоник тока вдоль проводников излучателя в виде:

$$\int_L I(s', \omega_q) \left\{ -\frac{\partial^2}{\partial s \partial s'} + (s_0 s'_0) k_q^2 \right\} G_q(s, s') ds' + \frac{j\omega_q \varepsilon_0}{T} \int_0^T \dot{Z}_s \left[\frac{1}{2\pi a} \sum_{p=-N}^N I(s, \omega_p) e^{j\omega_p t} \right] e^{-j\omega_q t} dt = \begin{cases} -j\omega_0 \varepsilon_0 E_{tg}^{ct}(s, \omega_0), & \text{при } q = 1 \\ 0, & \text{при } q \neq 1 \end{cases} \quad \forall \quad q = \overline{0, N}. \quad (10)$$

В общем случае решение интегральных уравнений даже для излучателей с линейными характеристиками поверхностного импеданса возможно только с использованием численных методов, среди которых наибольшее распространение получил метод моментов и, в частности, метод Галеркина. Согласно данному методу на первом этапе решения искомое распределение тока $I(s', \omega_q)$ представляется в виде разложения по некоторой системе базисных функций $\{\Phi_m(s', \omega_q)\}$, ($m = \overline{1, M}$), а затем исходное ИУ приводится к системе линейных алгебраических уравнений [5,6]. Воспользуемся этим методом для решения полученной системы нелинейных ИУ. Однако, в отличие от случая решения линейных ИУ, для аппроксимации искомого распределения тока в линейном операторе ИУ (первое слагаемое в левой части (10)) и нелинейном операторе (второе слагаемое в левой части (10)) будем использовать различные системы базисных функций: $\{\Phi_m^{(L)}(s', \omega_q)\}$ и $\{\Phi_m^{(N)}(s', \omega_q)\}$, соответственно. Таким образом, распределение ищется в виде

$$I(s', \omega_q) = \sum_{m=1}^M I_m^{(L)}(\omega_q) \Phi_m^{(L)}(s', \omega_q) \quad (11)$$

для линейного оператора и в виде

$$I(s', \omega_q) = \sum_{m=1}^M I_m^{(N)}(\omega_q) \Phi_m^{(N)}(s', \omega_q) \quad (12)$$

для нелинейного. Полагаем, что неизвестные коэффициенты аппроксимации в (11) и (12) одинаковы $I_m^{(L)}(\omega_q) = I_m^{(N)}(\omega_q) = I_m(\omega_q)$. Подставив (11) и (12) в (10), после умножения на весовые функции и интегрирования вдоль проводников излучателя получим

$$\mathbf{Z}(\omega_q) \mathbf{I}(\omega_q) + \frac{1}{T} \int_0^T \mathfrak{N}[I(t)] e^{-j\omega_q t} dt = \begin{cases} \mathbf{U}(\omega_0), & \text{при } n = 1 \\ 0, & \text{при } n \neq 1 \end{cases} \quad \forall \quad q = \overline{1, N}. \quad (13)$$

Здесь: $\mathbf{Z}(\omega_q)$ - квадратная матрица размерности $M \times M$ с элементами

$$Z_{mn}(\omega_q) = \iint_{LL} \Phi_n^{(L)}(s, \omega_q) \Phi_m^{(L)}(s', \omega_q) \left[-\frac{\partial^2}{\partial s \partial s'} + (\mathbf{s}_0 \mathbf{s}'_0) k_q^2 \right] G_q(s, s') ds' ds; \quad (14)$$

$\mathbf{I}(\omega_q) = (I_1(\omega_q), I_2(\omega_q), \dots, I_M(\omega_q))^T$ - матрица-столбец (вектор), элементами которой являются коэффициенты аппроксимации искомого распределения тока; $\aleph[I(t)] = (\aleph_1, \aleph_2, \dots, \aleph_M)^T$ и $\mathbf{U}(\omega_0) = (U_1(\omega_0), U_2(\omega_0), \dots, U_M(\omega_0))^T$ - матрицы-столбцы с элементами:

$$\aleph_n[I(t)] = j\omega_q \varepsilon_0 \int_L \Phi_n^{(N)}(s, \omega_q) \hat{Z}_s \left[\frac{1}{2\pi a} \sum_{p=-N}^N \sum_{m=1}^M I_m(\omega_p) \Phi_m^{(N)}(s, \omega_p) e^{j\omega_p t} \right] ds \quad (15)$$

и

$$U_n(\omega_0) = -j\omega_0 \varepsilon_0 \int_L \Phi_n^{(L)}(s, \omega_0) E_{tg}^{ct}(s, \omega_0) ds. \quad (16)$$

Индекс T обозначает операцию транспонирования.

Полученные соотношения (13) представляют собой систему нелинейных алгебраических уравнений относительно неизвестных амплитуд гармоник распределения тока вдоль проводников излучателя. Данная система – это система уравнений гармонического баланса для нелинейной цепи, представляющей собой соединение нелинейного и линейного $2M$ -полюсников (рис. 1, а). При этом нелинейный многополюсник описывается вектором $\aleph[I(t)]$ во временной области, а линейный - в частотной области матрицей собственных и взаимных сопротивлений $\mathbf{Z}(\omega_q)$ и системой действующих на его входах источников ЭДС $\mathbf{U}(\omega_0)$.

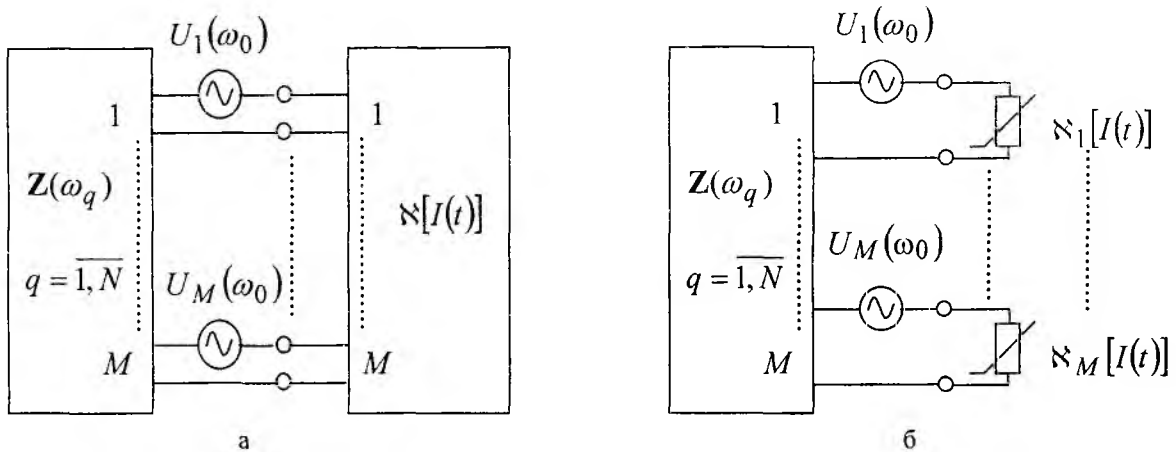


Рис.1

Остановимся теперь на выборе систем базисных функций.

Так как линейный интегральный оператор в (13) имеет такой же вид, как и для идеально проводящих излучателей, то при выборе системы $\{\Phi_m^{(L)}(s', \omega_q)\}$ необходимо руководствоваться такими же требованиями, что и при выборе систем базисных функций для решения ИУ идеально проводящих излучателей. Следует, однако, учесть, что для получения корректных результатов анализа излучателей с нелинейным поверхностным импедансом требуется вычисление линейного интегрального оператора на частотах высших гармоник. Это ведет к увеличению числа базисных функций, необходимых для корректной аппроксимации распределения тока и, как результат, к увеличению времени расчета матрицы собственных и взаимных сопротивлений. Как показали расчеты, для проволочных и узких микрополосковых излучателей наиболее приемлемой, по-видимому, является система кусочно-синусоидальных

функций подобластей, предложенная Ричмондом [6]. Она позволяет, с одной стороны, получить выражения для собственных и взаимных сопротивлений в аналитическом виде, исключив численное интегрирование, и, с другой стороны, разработать универсальный пакет программ, позволяющий исследовать характеристики практически сколь угодно сложных проволочных излучателей с нелинейным поверхностным импедансом.

Одно из основных требований, предъявляемых к системе функций $\{\Phi_m^{(N)}(s', \omega_q)\}$ – эффективность вычисления нелинейного оператора $\aleph[I(t)]$. Как можно видеть из соотношения (15), если на одном элементарном сегменте проводника ток определяется суммой двух или более базисных функций (рис. 2,а), значения которых отличны от нуля, то $\aleph[I(t)]$ описывает многополюсник общего вида.

Если же в любом сечении проводника ток зависит только от одной базисной функции (рис. 2,б), то соотношение (15) упрощается и принимает вид:

$$\aleph_n[I(t)] = j\omega_q \varepsilon_0 \int_L \Phi_n^{(N)}(s, \omega_q) \hat{Z}_s \left[\frac{1}{2\pi a} \sum_{p=-N}^N I_n(\omega_p) \Phi_n^{(N)}(s, \omega_p) e^{j\omega_p t} \right] ds. \quad (17)$$

Данное соотношение описывает нелинейный многополюсник, состоящий из отдельных, несвязанных между собой двухполюсных нелинейных элементов с характеристиками $U(t) = \aleph_n[I(t)]$ (рис. 1,б).

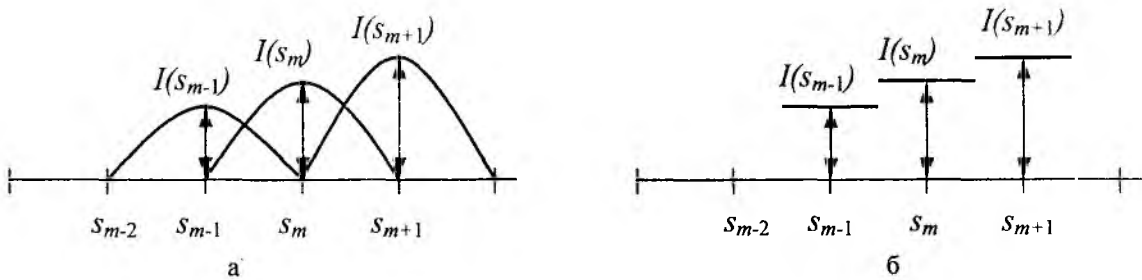


Рис. 2

Такой вид схемы приводит к более простому виду уравнений гармонического баланса и, как результат, повышает эффективность их решения.

Численные результаты и выводы

Чтобы подтвердить возможность использования различных систем базисных функций при аппроксимации тока в линейном и нелинейном операторах системы нелинейных ИУ, были рассмотрены два случая: а) расчет входного сопротивления полуволнового вибратора $Z_{вх} = R_{вх} + jX_{вх}$ при использовании для аппроксимации тока одной системы базисных функций, в качестве которой была выбрана система кусочно-синусоидальных функций, и б) расчет входного сопротивления полуволнового вибратора $\tilde{Z}_{вх} = \tilde{R}_{вх} + j\tilde{X}_{вх}$ при использовании для аппроксимации тока в линейном операторе системы кусочно-синусоидальных функций, а в нелинейном операторе – системы кусочно-постоянных функций. В последнем случае соотношения для вычисления нелинейного оператора (17) имеют наиболее простой вид:

$$\aleph_n[I(t)] = j\omega_q \varepsilon_0 \Delta s_n \hat{Z}_s \left[\frac{1}{2\pi a} \sum_{p=-N}^N I_n(\omega_p) e^{j\omega_p t} \right], \quad (18)$$

где Δs_n – длина n -го элементарного сегмента проводника.

Результаты расчетов приведены на рис. 3,4.

На рис. 3 показаны зависимости активной $\Delta R_{ex} = R_{ex} - \tilde{R}_{ex}$ и реактивной $\Delta X_{ex} = X_{ex} - \tilde{X}_{ex}$ частей разности входных сопротивлений, рассчитанных по этим двум вариантам аппроксимации, от величины поверхностного импеданса R_s при различном числе разбиений на длину вибратора. Из сравнения графиков рис. 3,а и рис. 3,б видно, что относительная ошибка из-за использования более грубой аппроксимации тока в нелинейном операторе больше для реактивной части входного сопротивления, но и она не превосходит $5 \cdot 10^{-4}$ в широком диапазоне изменения R_s уже при 9 разбиениях на длину вибратора. С увеличением числа разбиений, т.е. с уменьшением длины элементарного сегмента проводника точность расчета резко повышается (рис. 4) и при числе разбиений больше 15 ошибка не превышает 10^{-4} .

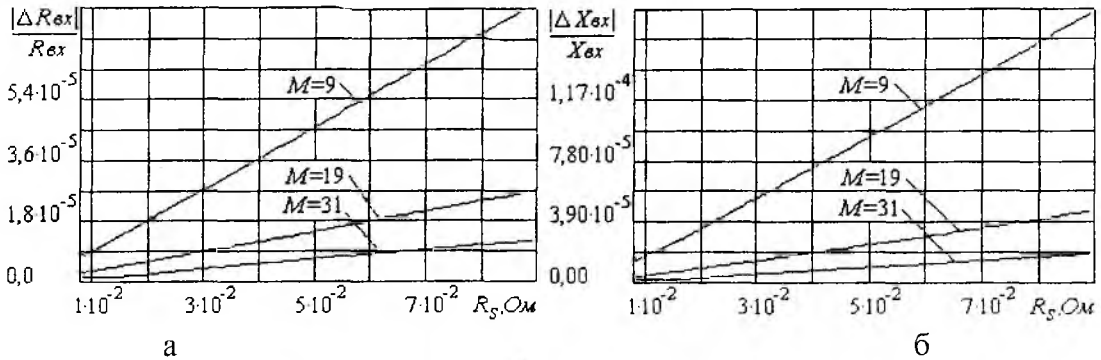


Рис. 3

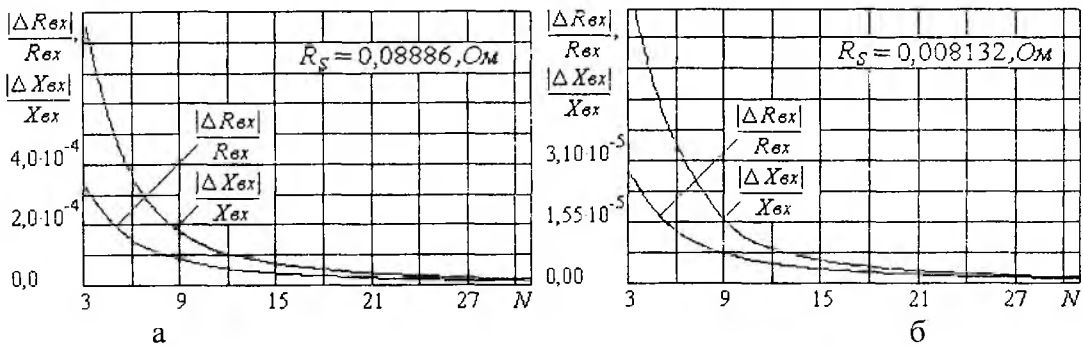


Рис. 4

Таким образом, приведенные результаты подтверждают, что при решении нелинейного интегрального уравнения методом моментов на этапе аппроксимации искомого распределения тока в линейной и нелинейной частях интегрального оператора возможно использование различных систем базисных функций, а на этапе сведения исходного интегрального уравнения к уравнениям гармонического баланса – различных систем весовых функций. Это увеличивает эффективность алгоритма анализа антенн с распределенной нелинейностью за счет значительного упрощения системы уравнений гармонического баланса и сокращения времени ее решения.

Список литературы: 1. *IEEE Transactions on Applied Superconductivity*. 1999. No. 2. 2. Lin J., Itoh T. Active Integrated Antennas // *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*. 1994. Vol. 42. No. 12. P. 2186-2194. 3. Harvey J., Brown E.R., Rutledge D.B., York R.A. Spatial Power Combining for High-Power Transmitters // *IEEE Microwave Magazine*. 2000. Vol. 1. No. 4. P. 48-59. 4. Шифрин Я.С., Лучанинов А.И., Омаров М.А. Анализ антенн с распределенной нелинейностью // *Антенны. Сб. статей*. М.: ИПРЖР. 2000. Вып. 1(44). С. 70-83. 5. *Вычислительные методы в электродинамике* / Под ред. Р. Митры. М.: Мир, 1977. 476с. 6. *Moment methods in electromagnetics. Techniques & Applications*/ Ed. by J. Moore and R. Pizer. - N.Y.: McMillan, 1984. 346 p.

Харьковский национальный
университет радиоэлектроники

Поступила в редколлегию 27.03.2002

СОДЕРЖАНИЕ

<i>Терещенко А.И.</i> Некоторые применения открытых предельных резонаторов.....	3
<i>Катрич В.А., Нестеренко М.В.</i> Ближнее поле и резонансные частоты узких продольных щелей в широкой стенке прямоугольного волновода.....	11
<i>Грицунов А.В.</i> К расчёту коэффициентов матричного уравнения возбуждения резонаторной замедляющей системы.....	16
<i>Козарь А.И.</i> Рассеяние электромагнитных волн на сложных пространственных решетках резонансных магнитодиэлектрических сфер.....	24
<i>Петров В.А., Шейко С.А.</i> Эквивалентная структура вторичных источников при обратном рассеянии волн.....	36
<i>Егоров А.Б., Мощенко И.А.</i> Компьютерное моделирование измерения малых коэффициентов отражения двухполюсников на сверхвысоких частотах при использовании метода раздвигания отражений.....	42
<i>Гимплевич Ю.Б.</i> Обращённая математическая модель измерительного микроволнового преобразователя коммутационного типа.....	46
<i>Письменецкий В.А., Слипченко Н.И., Платонов П.И.</i> Микропроцессорный модуль выделения информативных признаков и принятия решения.....	51
<i>Должиков В.В.</i> Об устойчивости решения задач статистического синтеза антенн по заданной диаграмме направленности.....	55
<i>Бутакова С.В., Воробьёв Р.В.</i> Электродинамический критерий гладкости	61
<i>Овсяников В.В.</i> О принципах расчёта излучающих устройств с импедансными элементами.....	68
<i>Николаев И.М., Адаменко А.А., Закиров С.В., Колесников А.В.</i> Трехуровневая система распознавания сигналов, источников радиоизлучения и воздушных целей для разнесенных систем пассивной локации.....	73
<i>Жирнов В.В.</i> Принципы адаптивной весовой обработки спектра сигнала в обзорных РЛС с системой дискретного преобразования Фурье.....	79
<i>Антюфеев В.И., Бакулин И.Е., Быков В.Н., Гричанюк А.М., Мирошник-Быкова Т.В.</i> Повышение точности местоопределения радиометрических корреляционно-экстремальных систем навигации путём использования методов приближения решающей функции (Сообщение 1).....	84
<i>Кондратенко А.П., Коржов А.Н.</i> Синтез устройства компенсации непрерывной сложной помехи для радиоизмерительных систем управления космическими аппаратами.....	90
<i>Карташов В.М.</i> Анализ зондирующих радиоакустических сигналов с использованием тел рассеяния.....	95
<i>Делов И.А., Слипченко Н.И.</i> Некоторые результаты измерений фазовых характеристик акустических эхо-сигналов при зондировании атмосферы одновременно в двух различных по углу места направлениях.....	100
<i>Савенков С.Н., Юштин К.Э.</i> Оптимизация динамического поляриметра для измерения неполных матриц Мюллера.....	111
<i>Сергеев В.В.</i> Математическое моделирование двухроторного сферического корректируемого гироскопа с газогидродинамическим подвесом чувствительного элемента	119
<i>Абдерразик М., Цибульский А.А., Чередников П.И., Чередников И.П.</i> Определение критериев подобия при пазонном моделировании состояния частицы в потенциальном поле.....	123
<i>Байбурун В.Б., Сысуев А.В., Сысуев В.А., Терентьев А.А.</i> Взаимодействие аксиальных и циклотронных колебаний электронов в приборах М-типа.....	129

<i>Нестерович Р.В., Руженцев И.В.</i> Об уточнённом определении поля пространственного заряда в релятивистских электронных приборах.....	134
<i>Быков М.М., Рудченко И.М.</i> Моделирование кинетических процессов в лазерах с нелинейными модуляторами и статическими параметрами.....	142
<i>Данилов В.В.</i> Основы метрологического контроля технических характеристик акустооптических устройств.....	148
<i>Титарь В.П., Шпаченко О.В.</i> Бескоординатный голографический метод определения поляризационных характеристик отраженного лазерного излучения.....	158
<i>Филипенко А.В.</i> Контроль торцевой поверхности наконечников волоконно-оптических соединителей интерференционным методом	170
<i>Снежко Д.В., Рожницкий Д.В.</i> Оптохемотронные сенсоры – новые элементы биомедицинских диагностических систем. 1. Основные понятия, теоретическое описание, физические и математические модели процессов в оптохемотронных сенсорах.....	174
<i>Долгов В.И., Лисицкая И.В., Руженцев В.И.</i> Обеспечение стойкости шифра DES к актам дифференциального криптоанализа. Перекрытие шести-, восьми- и десятицикловых итеративных характеристик.....	182
<i>Лисицкая И.В., Бондаренко А.С., Колыбельников А.И.</i> Обеспечение стойкости шифра DES к актам дифференциального криптоанализа. Требования к отбору S-блоков, защищённых от атак на восьмицикловые линейные итеративные аппроксимации.....	190
<i>Лосев Ю.И., Невмержицкий И.М., Польщиков К.А.</i> Дисциплина обслуживания сообщений при наличии перегрузки каналов.....	199
<i>Кузин А.И., Лагутин М.Ф.</i> Аппаратура и методика неинвазивной электроэнтерогастрографии.....	203
<i>Авер'янова Л.О.</i> Експериментальна оцінка впливу сканера на параметри відсканованого рентгенівського зображення.....	209
<i>Лучанинов А.И., Омаров М.А., Гавва Д.С.</i> Выбор базисных и весовых функций в задаче анализа антенн с нелинейным поверхностным импедансом методом моментов.....	213

CONTENTS

<i>Tereshchenko A.I.</i> Some applications of open-ended resonant cavities.....	3
<i>Katrish V.A., Nesterenko M.V.</i> Near field and resonance frequencies of narrow longitudinal slots in wide wall of rectangular waveguide.....	11
<i>Gritsunov A.V.</i> On evaluation of a resonator-type delay line matrix excitation equation coefficients	16
<i>Kozar A.I.</i> Electromagnetic waves scattering on the composite spatial lattices grate of resonant magneto-dielectric sphere.....	24
<i>Petrov V.A., Sheyko S.A.</i> Equivalent structure of secondary sources with wave back scattering.....	36
<i>Moshchenko A.B., Yegorov A.B.</i> Computer simulation of measuring small reflection coefficients of two-poles on ultrahigh frequencies with the reflections separation method.....	42
<i>Guimpilevich Yu.B.</i> Generalized mathematical model of microwave measuring commutation instrument....	46
<i>Pismenetsky V.A., Slipchenko N.I., Platonov P.I.</i> Microprocessor module of information feature selection and decision making.....	51
<i>Dolzhikov V.V.</i> On the stability of the antennas statistical synthesis problem solution by a prescribed radiation pattern.....	55
<i>Butakova S.V., Vorobjov R.V. Бумаков</i> Electrodynamics criterion of smoothness.....	61
<i>Ovseyanikov V.V.</i> About the principles of calculation of the radiating devices with impedance elements....	68
<i>Nikolajev I.M., Adamenko A.A., Zakirov S.V.</i> Three-level system of signals, radio emission sources and air targets recognition for remote systems of passive location.....	73
<i>Zhirnov V.V.</i> Principles of adaptive weight processing of the signal spectrum in the survey radar with a system of Fourier discrete transform.....	79
<i>Antyufeev V.I., Bakulin I.E., Bykov V.M., Grichniuk O.M., Miroshnik-Bykova T.V.</i> Increase in location precision of navigation radiometric correlation-extreme systems using the decision function approximation method.....	84
<i>Kondratenko A.P., Korzhov A.N.</i> Synthesis of continuous interference compensation device for radio measuring systems of space vehicles control.....	90
<i>Kartashov V.M.</i> Analysis of the sounding radio acoustic signals using scattering bodies.....	95
<i>Delov I.A., Slipchenko N.I.</i> Some results of acoustic echo signal phase characteristics measurements when sounding atmosphere simultaneously in two directions distinguished by the angle of elevati.....	100
<i>Savenko S.N., Yushtin</i> Optimization of dynamic parameter for incomplete Müller matrices measurement.	111
<i>Sergeev V.V.</i> Mathematical simulation of the double-rotor spherical adjusted gyro with gas-hydrodynamic support of a sensitive element.....	119
<i>Abderrazik M., Tsibulkiy A.A., Cherednikov P.I., Cherednikov I.P.</i> Determination of the similarity criteria in parametric zone simulation of a particles state in the potential field.....	123
<i>Bayburin V.B., Sysuev A.V., Sysuev V.A., Terentiev A.A</i> Interaction of axial and cyclotron electrons in M-type devices.....	129
<i>Nesterovich R.V., Ruzhetskij I.V.</i> About updated determination of the space charge field in relativistic electron devices.....	134
<i>Bykov M.M., Rudchenko I.M.</i> Modeling of kinetic processes in lasers with nonlinear modulators and static parameters.....	142

<i>Danilov V.V.</i> Metrological control of acoustooptical devices technical characteristics.....	148
<i>Titar V.P., Shpachenko O.V.</i> Coordinate-free holographic method for estimating the polarization characteristics of the reflected laser radiation.....	158
<i>Filipenko A.I.</i> The fiber connector end face monitoring with the interference method.....	170
<i>Snezhko D.V., Rozhtskii N.N.</i> Optochemotronic sensors – new devices of biomedical diagnostic systems. 1. The basic concepts, theoretical description, physical and mathematical models of the processes in optochemotronic sensors.....	174
<i>Dolgov V.I., Lisitskaya I.V., Ruzhentsev V.I.</i> Secure of the cipher DES resistance to attacks of differential cryptanalysis. Blocking of the six-, eight- and ten-round iterative characteristics.....	182
<i>Lisitskaya I.V., Bondarenko A.S., Kolybelnikov</i> Provision of the cipher DES resistance to linear cryptanalysis attacks. Requirements on selection of the S-blocks protected against the attacks on 8-cyclic linear approximations.....	190
<i>Losev U.I., Nemerjitskiy I.M., Polshchikov K.A.</i> Methods of messages service in the presence of the channel overloading.....	199
<i>Kuzin A.I., Lagutin M.F.</i> Technique and methods of noninvasive electroenterogastrography.....	203
<i>Aver'yanova L.O.</i> Experimental estimation of scanner influence on the parameters of scanned X-ray image.....	209
<i>Luchaninov A.I., Omarov M.A., Gavva D.C.</i> Selection of basic and weight functions in the problem of analysis of antennas with non-linear surface impedance by a method of moments.....	213

12-я Международная
Крымская конференция
«СВЧ-техника и
телекоммуникационные
технологии»
9-13 сентября 2002 г.
Севастополь, Украина



12th International
Crimean Conference
«Microwave &
Telecommunication
Technology»
September 9-13, 2002
Sevastopol, Ukraine

11-я Международная Крымская конференция «СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии», состоялась в Севастополе 10-14 сентября 2001 г. В работе конференции приняли участие более 150 ученых и специалистов из Украины, России, Беларуси, Молдовы, США, Италии, Швеции и Мексики. Организаторами и спонсорами конференции выступили: ФГУП НПО "Орион" (Москва), ГосЦНИРТИ (Москва), Interface Co. (Москва), компания "Укрспецэкспорт" (Киев), Министерство образования и науки Украины, НИИ телекоммуникаций НТУУ "КПИ" (Киев), НИИ радиоматериалов (Минск), Таганрогский радиотехнический университет, предприятие "Вебер" (Севастополь), Севастопольский государственный технический университет, Черноморский филиал Московского государственного университета и IEEE MTT Society. Техническими спонсорами конференции выступили следующие структуры IEEE: Communications Society, ED Society, MTT/ED/CPMT/SSC/ComSoc Central Chapter (Ukraine Section) и AP Chapter (Russia Section). В рамках конференции были проведены семинары «Мультисервисные сети кабельного телевидения» и «Применение СВЧ-техники в медицине и экологии».

К началу конференции был издан сборник материалов конференции объемом 724 стр. формата А4 (регистрационный номер сборника: ISBN 966-7968-00-6, IEEE Catalog Number 01EX487). Оргкомитет конференции, кроме обязательной рассылки, передал более 20 сборников материалов конференции в библиотеки университетов и областных центров стран СНГ, являющихся ведущими в области СВЧ-техники и телекоммуникационных технологий. 30 сборников материалов конференции отправлено в ведущие зарубежные библиотеки.

Организационный комитет 12-й Международной конференции «СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии» (КрыМиКо'2002) извещает о том, что конференция состоится 9-13 сентября 2002 года в Севастопольском государственном техническом университете, Черноморском филиале Московского государственного университета и Морском гидрофизическом институте НАН Украины.

На конференции планируется работа следующих секций:

1. Твердотельные приборы и устройства СВЧ (в том числе интегрированные устройства для средств связи и локации, а также для сопряжения с оптоволоконными и цифровыми устройствами)
2. Электровакуумные и микровакуумные приборы СВЧ
3. Системы СВЧ связи, вещания и спутниковой навигации (в том числе методики оценки эффективности сетей связи)
4. Антенны и антенные элементы (в том числе оптические технологии в антенной технике)
5. Пассивные компоненты, материалы, технология изготовления СВЧ-приборов и нанотехнология
6. СВЧ-электроника сверхбольших мощностей и эффекты
7. СВЧ-измерения
8. СВЧ-техника в промышленности и на транспорте
9. Оптоэлектроника в телекоммуникационных системах
10. Микроволновое дистанционное зондирование и радиоастрономия
11. Автоматизированное проектирование СВЧ-устройств и систем (CAD/CAM)

В рамках конференции планируется проведение следующих семинаров:

- W1 – Мультисервисные сети кабельного телевидения
W2 – Применение СВЧ-техники в медицине и экологии.

ПРОГРАММНЫЙ КОМИТЕТ КОНФЕРЕНЦИИ

Д.т.н. АЛЫБИН В.Г., ФГУП НПО "Орион" НИИ, Москва (зам. председателя); АЛЫБИНА Н.Н., АО "РАДЕМ", Москва; проф. АБРАМОВ И.И., БГУИР, Минск; д.т.н. БРАТЧИКОВ А.Н., МАИ (ТУ), Москва; проф. ВОСКРЕСЕНСКИЙ Д.И., МАИ (ТУ), Москва; к.т.н. ГИМПИЛЕВИЧ Ю.Б., СевНТУ, Севастополь; д.т.н. ДЕМЧЕНКО А.И., Минский НИИ радиоматериалов; к.ф.-м.н. ЕРЕМКА В.Д., ИРЭ НАН Украины, Харьков; к.т.н. ЕРМОЛОВ П.П., предприятие "Вебер", Севастополь (председатель); чл.-корр. НАН Украины, проф. ИЛЬЧЕНКО М.Е., НТУУ "КПИ", Киев; к.т.н. КАРУШКИН Н.Ф., НИИ "Орион", Киев; к.т.н. КИЩИНСКИЙ А.А., ГосЦНИРТИ, Москва; Prof. S.-G. James LEE, Information and Communications University, Daejeon, Korea; проф. ЛИПА ТОВ А.А., НИЦ КВИУС, Киев; проф. ЛОБКОВА Л.М., СевНТУ, Севастополь; проф. МАГДА И.И., НИЦ "ХФТИ", Харьков; проф. МОРОЗОВ Г.А., НИЦ ПЭ КГТУ, Казань; проф. НАРЫТНИК Т.Н., ИЭС УАННП, Киев, к.ф.-м.н. ОБУХОВ И.А., Interface Co., Москва; д.т.н. ОБУХОВЕЦ В.А., ТРТУ, Таганрог; проф. ОСИНСКИЙ В.И., Центр оптоэлектронных технологий НИИ Микроприборов, Киев; к.т.н. ПОЙГИНА М.И., БЦКТ «Микротек», Киев; проф. ПОПЛАВКО Ю.М., НТУУ "КПИ", Киев; к.ф.-м.н. ПУСТОВОЙТЕНКО В.В., Морской гидрофизический институт НАН Украины, Севастополь; проф. САЗОНОВ Д.М., МЭИ (ТУ), Москва; проф. СУНДУЧКОВ К.С., ГП "Укркосмос", Киев; к.ф.-м.н. УСТАЛОВ В.В., НИЦ «Институт ядерных исследований» НАН Украины, Киев; д.ф.-м.н. ЦВЕТКОВ Л.И., Крымская астрофизическая обсерватория, Кацивели; к.т.н. ШЕЛКОВНИКОВ Б.Н., НТУУ "КПИ", Киев; проф. ЮХАНОВ Ю.В., Таганрогский радиотехнический университет.

Крайний срок получения материалов Оргкомитетом - 12 мая 2002 года

Для получения более детальной информации

тел: 0692-424287; 095-2739404

e-mail: <weber@execs.com>

<http://ieec.orbita.ru/aps/crim02r.htm>

УДК 621.372

Некоторые применения открытых предельных резонаторов / А.И. Терещенко // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2002. Вып. 124. С. 3-10.

Рассматриваются различные типы предельных резонаторов и их известные и возможные практические применения. Ил. 2. Библиогр.: 35 назв.

УДК 621.372

Деякі застосування відкритих граничних резонаторів / О.І. Терещенко // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2002. Вип. 124. С. 3-10.

Розглядаються різноманітні типи граничних резонаторів та їх відомі та можливі практичні застосування. Ил. 2. Бібліогр.: 35 назв.

UDC 621.372

Some applications of open-ended resonant cavities / A.I. Tereshchenko // Radiotekhnika. All-Ukr. Sci. Inter-dep. Mag. 2002. № 124. P. 3-10.

Some types of open-ended resonant cavities and their well-known and possible applications are considered. 2 fig. Ref.: 35 items.

УДК 621.396.67

Ближнее поле и резонансные частоты узких продольных щелей в широкой стенке прямоугольного волновода / В.А.Катрич, М.В.Нестеренко // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2002. Вып. 124. С. 11-15.

Получены выражения для ближних электромагнитных полей узких продольных щелей в прямоугольном волноводе. Проведены исследования резонансных частот щелей в зависимости от их положения, длины и размеров волновода. Ил. 7. Библиогр.: 9 назв.

УДК 621.396.67

Ближнє поле та резонансні частоти вузьких поздовжніх щілин у широкій стінці прямокутного хвильоводу / В.О.Катрич, М.В.Нестеренко // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2002. Вип. 124. С. 11-15.

Отримані вирази для ближніх електромагнітних полів вузьких поздовжніх щілин у прямокутному хвильоводі. Виконані дослідження резонансних частот щілин в залежності від їх розташування, довжини і розмірів хвильоводу. Ил. 7. Бібліогр.: 9 назв.

UDC 621.396.67

Near field and resonance frequencies of narrow longitudinal slots in wide wall of rectangular waveguide / V.A.Katrich, M.V.Nesterenko // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2002. N 124. P. 11-15.

Expressions of near electromagnetic fields of narrow longitudinal slots in the rectangular waveguide have been obtained. Analysis of the slot resonance frequencies in depending on their position, length and waveguide sizes have been carried out. 7 fig. Ref.: 9 items.

УДК 621.385.69

К расчету коэффициентов матричного уравнения возбуждения резонаторной замедляющей системы / А.В. Грицунов // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2002. Вып. 124. С. 16-23.

Рассмотрена методика расчета коэффициентов матричного уравнения возбуждения замедляющей системы в виде цепочки связанных резонаторов для метода мгновенных значений. Она основана на косвенном подходе, заключающемся в использовании в качестве исходных данных результатов «холодных» электродинамических измерений параметров и характеристик системы. Предложены две модификации данной методики, различающиеся способом измерений. Первая базируется на параметрах нормальных видов колебаний, полученных в режиме стоячей волны, вторая – на частотных характеристиках бегущей волны. Обе модификации могут использоваться при численном моделировании СВЧ-приборов и других нелинейных электрофизических систем.

Библиогр.: 8 назв.

УДК 621.385.69

До розрахунку коефіцієнтів матричного рівняння збудження резонаторної сповільнюючої системи / О.В. Грицунов // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2002. Вип. 124. С. 16-23.

Розглянуто методику розрахунку коефіцієнтів матричного рівняння збудження сповільнюючої системи у вигляді ланцюжка зв'язаних резонаторів для методу миттєвих значень. Вона ґрунтується на непрямому підході, який полягає у використанні у якості вихідних даних результатів „холодних” електродинамічних вимірів параметрів та характеристик системи. Запропоновано дві модифікації даної методики, що розрізняються способом вимірів. Перша базується на параметрах нормальних видів коливань, що одержані в режимі стоячої хвилі, друга – на частотних характеристиках хвилі, що біжить. Обидві модифікації можуть використовуватись при числовому моделюванні НВЧ-приладів та інших нелінійних електрофізичних систем.

Бібліогр.: 8 назв.

UDC 621.385.69

On evaluation of a resonator-type delay line matrix excitation equation coefficients / A.V. Gritsunov // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2002. N 124. P. 16–23.

The method of calculation of matrix excitation equation coefficients for a delay line in the form of a coupled-resonator chain for instantaneous values method is considered. It is based on the indirect approach, which consists in using the results of a “cold” electrodynamic measuring of line parameters and characteristics as the initial data. Two modifications of this method are offered; they differ in measurement techniques way. The first modification is based on the line normal modes parameters obtained in stationary-wave conditions; the second one is based on the progressive wave frequency characteristics. The both modifications can be used for numerical simulation of microwave tubes and other non-linear electrophysical systems.

Ref.: 8 items.

УДК 621.371.3

Рассеяние электромагнитных волн на сложных пространственных решётках резонансных магнитоэлектрических сфер / А.И.Козарь // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2002. Вып. 124. С. 24-35.

Рассмотрено решение задачи о рассеянии электромагнитных волн на сложных пространственных решётках резонансных сфер. Получены выражения для рассеянных полей.

Библиогр.: 3 назв.

УДК 621.371.3

Розсіяння електромагнітних хвиль на складних просторових ґратках резонансних магнітодіелектричних сфер / А.І.Козарь // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2002. Вип. 124. С. 24-35.

Розглянуто розв'язання задачі про розсіяння електромагнітних хвиль на складних просторових ґратках резонансних сфер. Одержані вирази для розсіяних полів.

Бібліогр.: 3 назви.

UDC 621.371.3

Electromagnetic waves scattering on the composite spatial lattices grate of resonant magnrodielectrical sphere / A.I.Kozar // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2002. N 124. P. 24-35.

Solution of the problem on electromagnetic waves scattering on the composite spatial lattices of the resonant spheres was considered. The expressions for the scattered field were derived.

Ref.: 3 items.

УДК 621.37.01

Эквивалентная структура вторичных источников при обратном рассеянии воли / В.А. Петров, С.А. Шейко // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2002. Вып. 124. С. 36-41.

Рассмотрены эквивалентные структуры источников волн, рассеянных турбулентными неоднородностями атмосферы. Показано, что при любом вкладе в рассеяние высших составляющих спектра турбулентности неоднородную среду можно представить структурой в виде совокупности линейных решеток со случайными параметрами.

Ил. 6. Библиогр.: 10 назв.

УДК 621.37.01

Еквівалентна структура вторинних джерел при зворотньому розсіянні хвиль / В.А. Петров, С.О. Шейко // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2002. Вип. 124. С. 36-41.

Розглянуто еквівалентні структури джерел хвиль, що розсіяні турбулентними неоднорідностями атмосфери. Показано, що при будь-якому внеску в розсіяння вищих складових спектру турбулентності неоднорідне середовище можна представити структурою у вигляді сукупності лінійних решіток з випадковими параметрами.

Ил. 6. Бібліогр.: 10 назв.

UDC 621.37.01

Equivalent structure of secondary sources with wave backscattering / V.A. Petrov, S.A. Sheyko // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2002. N 124. P. 36-41.

The equivalent structures of secondary wave sources backscattered with turbulent atmosphere nonuniformities are considered. It is shown, that with any contribution into high turbulence spectrum components the nonuniform medium can be presented as a set of linear grates with random parameters.

6 fig. Ref.: 10 items.

УДК 621.317.34

Компьютерное моделирование измерения малых коэффициентов отражения двухполосников на сверхвысоких частотах при использовании метода раздвигания отражений / А. Б. Егоров, И. А. Моценко, // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2002. Вып. 124. С. 42-45.

Рассматривается вопрос повышения точности измерения малых коэффициентов отражения двухполосников на СВЧ, которое достигается применением компьютерного моделирования в методе раздвигания отражений. Предлагается использовать пакет математических и инженерных вычислений МАТН.АВ для осуществления цифровой фильтрации в рассмотренном методе, что позволяет уменьшить погрешность измерения модулей коэффициентов отражения двухполосников до $\pm 1 \div 2$ %.

Ил. 3. Библиогр.: 3 назв.

УДК 621.317.34

Комп'ютерне моделювання вимірювання малих коефіцієнтів відбиття двополюсників на надвисоких частотах при використанні методу розсування відбивань / А. Б. Єгоров, І. О. Мощенко // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2002. Вип. 124. С. 42-45.

Розглядається питання підвищення точності вимірювання малих коефіцієнтів відбиття двополюсників на НВЧ, яке досягається шляхом застосування комп'ютерного моделювання в методі розсування відбивань. Пропонується використовувати пакет математичних та інженерних обчислювань MATLAB для здійснення цифрової фільтрації у розглянутому методі, що дозволяє зменшити похибку вимірювання модулів коефіцієнтів відбиття двополюсників до $\pm 1 \div 2$ %.

Іл. 3. Бібліогр.: 3 назви.

UDC 621.317.34

Computer simulation of measuring small reflection coefficients of two-poles on ultrahigh frequencies with the reflections separation method / A. B. Yegorov, I. A. Moshchenko // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2002. № 124. P. 42-45.

The problem of increasing the accuracy of measuring small reflection coefficients of two-poles on ultrahigh frequencies is considered. It is achieved by using the computer simulation in the "reflections separation" method. It is proposed to use a software package of mathematical and engineering calculation MATLAB for realization of the digital filtration in considered method that allows to reduce an error of measuring modules of two-pole reflection coefficients to $\pm 1 \div 2$ %.

3 fig. Ref.: 3 items.

УДК 621. 317. 089

Обобщенная математическая модель измерительного микроволнового преобразователя коммутационного типа / Ю.Б. Гимпиевич // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2002. Вип.124. С. 46–50.

Получена обобщенная математическая модель измерительного микроволнового преобразователя в виде системы нелинейных относительно искомым параметров уравнений. Система содержит ряд обобщенных констант, которые должны определяться на этапе калибровки преобразователя по набору образцовых нагрузок.

Ил.2. Библиогр.: 3 назв.

УДК 621. 317. 089

Узагальнена математична модель вимірювального мікрохвильового перетворювача комутаційного типу / Ю.Б. Гімпівевич // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2002. Вип.124. С. 46–50.

Одержана узагальнена математична модель вимірювального мікрохвильового перетворювача у вигляді системи нелінійних відносно шуканих параметрів рівнянь. Система вміщує ряд узагальнених констант, які визначаються на етапі калібрування перетворювача за набором еталонних навантажень.

Іл. 2. Бібліогр.: 3 назв.

UDC 621. 317. 089

Generalized mathematical model of microwave measuring commutation instrument / Yu.B. Guimpilevich // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2002. N 124. P. 46–50.

A generalized mathematical model of microwave measuring commutation instrument is computed in the form of unlinear equations system. This system contains a series of generalized constants, that should be calculated at the stage of calibration. The calibration procedure is conducted using standard loads.

2 fig. Ref.: 3 items.

УДК 621.391

Микропроцессорный модуль выделения информативных признаков и принятия решения / В.А. Письменецкий, Н.И. Слипченко, П.И. Платонов // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2002. Вип. 124. С. 51-54.

Исследуется микропроцессорный модуль устройства идентификации импульсных радиосигналов. Предложена элементная база модуля и алгоритм идентификации по спектральным признакам на основе критерия Байеса.

УДК 621.391

Мікропроцесорний модуль виділення інформативних ознак і прийняття рішення / В.О. Письменецкий, М.І. Сліпченко, П.І. Платонов // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб..2002. Вип.124. С. 51-54.

Досліджується мікропроцесорний модуль пристрою ідентифікації імпульсних радіосигналів. Запропонована елементна база модуля та алгоритм ідентифікації за спектральними ознаками на основі критерія Бай'єса.

UDC 621.391

Microprocessor module of information feature selection and taking decision making / V.A. Pismenetsky, N.I. Slipchenko, P.I. Platonov// Radiotekhnika. All-Ukr. Sci.Interdep.Mag.2002.N 124.P. 51-54.

Microprocessors module of pulse radio signals identification is studied. Elements base, algorithm of identification by the spectral features based on Bayes criterion are offered.

УДК 621.396.67.01

Об устойчивости решения задач статистического синтеза антенн по заданной диаграмме направленности / В.В. Должиков // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2002. Вип. 124. С. 55-60.

Исследована устойчивость решения задачи статистического синтеза линейной антенны по заданной диаграмме направленности к неточности задания статистических параметров флуктуаций амплитудно-фазового распределения. Устойчивость определена как разность между средним значением квадратичного отклонения реально воспроизводимой диаграммы

от заданной и его минимальным значением. Показано, что степень этой устойчивости можно оценить с помощью двух коэффициентов – коэффициента устойчивости по дисперсии и коэффициента устойчивости по радиусу корреляции, которые могут существенно различаться по величине в зависимости от значений соответствующих статистических параметров, имеющих место при реализации.

Ил. 1. Библиогр. 6 назв.

УДК 621.396.67.01

Про стійкість розв'язання задач статистичного синтезу антен за заданою діаграмою спрямованості / В.В. Должиков // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2002. Вип. 124. С. 55-60.

Досліджено стійкість розв'язання задачі статистичного синтезу лінійної антени за заданою діаграмою спрямованості неточності задання статистичних параметрів флуктуацій амплітудно-фазового розподілу. Стійкість визначена як різниця між середнім значенням квадратичного ухилу реально вітворюваної діаграми від заданої та його мінімальним значенням. Показано, що ступінь цієї стійкості можна оцінити за допомогою двох коефіцієнтів – коефіцієнта стійкості за дисперсією і коефіцієнта стійкості за радіусом кореляції, які можуть суттєво відрізнятися за величиною в залежності від значень відповідних статистичних параметрів, що мають місце при реалізації.

Ил. 1. Библиогр. 6 назв.

UDC 621.396.67.01

On the stability of the antennas statistical synthesis problem solution by a prescribed field pattern / V.V. Dolzhikov // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Indep. Mag. 2001. N. 124. P 55-60.

The stability of the linear antenna statistical synthesis problem solution by a prescribed field pattern to an inaccuracy of amplitude-phase distribution fluctuation statistical parameters specification is investigated. The stability is defined as a difference between of the average value of the square-law deviation really reproduced field pattern from the prescribed and its minimum value. It is shown, that the level of the stability can be estimated with the help of two factors i.e. the stability factor with respect to the variance and the stability factor with respect to the correlation radius, which can essentially differ in magnitudes depending on the values of appropriate statistical parameters actual in realization.

1 fig. Ref.: 6 items.

УДК 620.191.355:621.396.677.833.2

Электродинамический критерий гладкости / С.В. Бутакова, Р.В. Воробйов // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2002. Вип. 124. С. 61-67.

Рассмотрено падение E (H)-волны и волны с хаотической поляризацией на апертуру V-образной и трапецидальной канавки. На основе положений теории скин-эффекта получен электродинамический критерий гладкости, зависящий от геометрических параметров неровности и электрических свойств материала. Результаты расчетов интегрального полусферического коэффициента отражения подтверждены экспериментальными данными для поверхности молибдена с различной степенью шероховатости, нагретой до определенной температуры.

Табл. 1. Ил. 2. Библиогр.: 9 назв.

УДК 620.191.355:621.396.677.833.2

Електродинамічний критерій гладкості / С.В. Бутакова, Р.В. Воробйов // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2002. Вип. 124. С. 61-67.

Розглянуто падіння E (H)-хвилі та хвилі з хаотичною поляризацією на апертуру V-подібної і трапецеїдальної канавки. На засадах положень теорії скин-ефекту отримано електродинамічний критерій гладкості, залежний від геометричних параметрів нерівності та електричних властивостей матеріалу. Результати розрахунків інтегрального напівсферичного коефіцієнта відбиття підтверджені експериментальними даними для поверхні молибдена з різним ступенем шорсткості, нагрітій до певної температури.

Табл. 1. Ил. 2. Библиогр.: 9 назв.

UDC 620.191.355:621.396.677.833.2

Electrodynamics criterion of smoothness / S.V. Butakova, R.V. Vorobjov // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2002. N 124. P. 61-67.

Incidence of E (H) wave and a wave with random polarization on the aperture of a V-shaped and trapezoidal groove is considered. The electrodynamics criterion of smoothness depending on geometrical parameters of unevenness and electric properties of a material is obtained on the basis of the skin-effect theory statements. The results of calculations of an integrated hemispherical of reflectivity are confirmed by experimental dates for a molybdenum surface with a different degree of unevenness heated to a definite temperature.

1 tab. 2 fig. Ref.: 9 items.

УДК 621.396.67

О принципах расчета излучающих устройств с импедансными элементами / В.В. Овсяников // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2002. Вип. 124. С.68–72.

Предложен обобщенный алгоритм расчета излучающих устройств с импедансными элементами, объединяющий операции синтеза, анализа и оптимизации электродинамических, радиотехнических и конструктивных параметров этих устройств. Рассмотрен пример расчета диаграмм направленности и коэффициента полезного действия малогабаритной спиральной конической антенны с импедансными нагрузками на концах ветвей.

Ил. 3. Библиогр.: 15 назв.

УДК 621.396.67

Про принципи розрахунку випромінюючих приладів з імпедансними елементами / В.В. Овсяніков // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2002. Вип. 124. 68–72.

Запропоновано узагальнений алгоритм розрахунку випромінюючих приладів з імпедансними елементами, що об'єднує операції синтезу, аналізу і оптимізації електродинамічних, радіотехнічних та конструктивних параметрів цих приладів. Розглянуто приклад розрахунку діаграм спрямованості і коефіцієнта корисної дії малогабаритної спіральної конічної антени з імпедансними навантаженнями на кінцях гілок.

Іл. 3. Бібліогр.: 15 назв.

UDC 621.396.67

About the principles of calculating the radiating devices with impedance elements / V.V. Ovsyanikov // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2002. N. 124. P. 68–72.

The generalized calculation algorithm of radiating devices with impedance elements is offered. It combines the synthesis, analysis and optimization operations of the electrodynamic, radioengineering and design parameters of these devices. The calculation example of the radiation patterns and efficiency of the small-sized spiral conical antenna with impedance loads on the ends of its branches is considered.

3 fig. Ref.: 15 items.

УДК 007.518.2(6)

Трехуровневая система распознавания сигналов, источников радиоизлучений и воздушных целей для разнесенных систем пассивной локации / И.М. Николаев, А.А. Адаменко, С.В. Закиров // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2002. Вип. 124. С. 73-78.

Рассматриваются принципы и технические пути решения задачи распознавания сигналов, воздушных объектов и бортовых РЭС по виду (структуре) и параметрам излучений в разнесенном базово-корреляционном комплексе пассивной локации.

Библиогр.: 2 назв.

УДК 007.518.2(6)

Трирівнева система розпізнавання сигналів, джерел радіовипромінювань та повітряних цілей для рознесених систем пасивної локації / І.М. Ніколаєв, О.А. Адаменко, С.В. Закиров // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2002. Вип. 124. С. 73-78.

Розглядаються принципи і технічні шляхи рішення задачі розпізнавання сигналів, повітряних об'єктів і бортових РЕЗ по виду (структурі) і параметрах випромінювань у рознесеному базово-кореляційному комплексі пасивної локації.

Бібліогр.: 2 назв.

UDC 007.518.2(6)

Three-level system of signals, sources of radio emissions and the air targets recognition for the remote systems of passive location / I.M. Nikolaev, A.A. Adamenko, S.V. Zakirov // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2002. N 124. P. 73-78.

Principles and technical ways of solving the problem of signals, air objects and onboard radio electronic means recognition by the form (structure) and parameters of radiations in the remote base-correlation complex of passive location are considered.

Ref.: 2 items

УДК 621.396

Принципы адаптивной весовой обработки спектра сигнала в обзорных РЛС с системой дискретного преобразования Фурье / В.В. Жирнов // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2002. Вип. 124. С. 79–83.

Предлагается процедура радиолокационного обнаружения отметок подвижных объектов в когерентных импульсных РЛС с системой ДПФ на фоне дискретных мешающих отражений типа «ангел-эхо» на основе адаптивной весовой обработки спектра сигнала, где весовые коэффициенты определяются и постоянно корректируются путем многообзорного анализа и накопления информации о дискретном спектре огибающей пачки (группы) импульсов мешающих отражений.

Ил. 4. Библиогр.: 2 назв.

УДК 621.396.

Принципи адаптивної вагової обробки спектру сигналу для радіолокаційного виявлення малорозмірних об'єктів / В.В. Жирнов // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2002. Вип. 124. С. 79–83.

Пропонується процедура радіолокаційного виявлення відміток рухомих об'єктів в когерентних імпульсних РЛС з системою ДПФ на фоні дискретних заважаючих відбиттів типу «ангел-ехо» на основі адаптивної вагової обробки спектру сигналу, де вагові коефіцієнти визначаються та постійно корегуються шляхом багатооглядового аналізу і накопичування інформації про дискретний спектр обтинаючої пачки (групи) імпульсів відбиттів, що заважають.

Рис. 4. Бібліогр.: 2 назви.

UDC 621.396.

Principles of adaptive weight processing of the signal spectrum in the survey radar with a system of Fourier discrete transform / V.V. Zhirnov // Radiotekhnika: All-Ukr. / Sci. Interdep. Mag. –2002. N 124. P. 79–83.

The procedure of moving object marks radar detection in the coherent pulse radars with Fourier discrete transform on the "angel - echo" type interfering reflections hum is offered; this procedure is based on the adaptive weight processing of the signal spec-

trum where weight coefficients are defined and constantly corrected through a multisurvey analysis and accumulation of data on the discrete spectrum of the interfering reflections pulse packet envelope.

Fig. 4. Ref.: 2 items.

УДК 621.396.963

Повышение точности местоопределения радиометрических корреляционно-экстремальных систем навигации путем использования методов приближения решающей функции (Сообщение 1) / В.И. Антюфеев, И.Е. Бакулин, В.Н. Быков, А.М. Гричанюк, Т.В. Мирошник-Быкова // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2002. Вып. 124. С. 84-89.

Приводятся результаты статистических испытаний корреляционного алгоритма, дискретная решающая функция которого в окрестности экстремума приближается путем интерполяции или аппроксимации по методу наименьших квадратов непрерывной функцией, положение экстремума которой используется в качестве оценки сдвига текущего и эталонного изображений. Показано, что полученные оценки являются смещенными.

Ил. 8. Библиогр.: 3 назв.

УДК 621.396.963

Підвищення точності місцевизначення радіометричних кореляційно-екстремальних систем навігації шляхом використання методів наближення вирішальної функції (Повідомлення 1) / В.І. Антюфеев, І.Є. Бакулін, В.М. Биков, О.М. Грічанюк, Т.В. Мірошник-Бикова // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2002. Вип. 124. С. 84-89.

Наведено результати статистичних випробувань кореляційного алгоритму, дискретна вирішальна функція якого поблизу екстремуму наближається шляхом інтерполяції або апроксимації за методом найменших квадратів неперервної функцією, положення екстремуму якої використовується як оцінка зсуву поточного й еталонного зображень. Визначено, що здобуті оцінки є зміщеними.

Ил. 8. Бібліогр.: 3 назви.

UDC 621.396.963

Increase in location precision of navigation radiometric correlation-extreme systems using the decision function approximation method (Message 1) / V.I. Antyufeev, I.E. Bakulin, V.M. Bykov, O.M. Grichaniuk, T.V. Miroshnik-Bykova // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2002. N. 124. P. 84-89.

The results of correlation algorithm statistical tests are cited. The discrete decision function of this algorithm in the extreme neighborhood approach by interpolations or least squares method approximation of the continuous function, its extreme position is used as a shift estimate of current and reference maps. It is shown that the obtained estimates are displaced.

8 fig. Ref.: 3 items.

УДК 621.396.96:621.391.8

Синтез устройства компенсации непрерывной сложной помехи для радиоизмерительных систем управления космическими аппаратами / А. П. Кондратенко, А. М. Коржов // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2002. Вып. 124. С. 90-94.

Проведен краткий анализ временных и спектральных характеристик составляющих полного телевизионного сигнала как помехового. Показана целесообразность и возможность использования адаптивных методов защиты приемных каналов рассматриваемых комплексов от непреднамеренных помех. На основании решения задачи синтеза помехозащищенного устройства для радиоизмерительных систем найдена каноническая структура устройства компенсации помехи.

Ил. 2. Библиогр.: 4 назв.

УДК 621.396.96:621.391.8

Синтез пристрою компенсації безупинної складної завади для радіовимірювальних систем керування космічними апаратами / О.П. Кондратенко, А.М. Коржов // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2002. Вип. 124. С. 90-94.

Проведено короткий аналіз тимчасових і спектральних характеристик складових повного телевізійного сигналу як завадового. Показано доцільність і можливість використання адаптивних методів захисту прийомних каналів розглянутих комплексів від ненавмисних завод. На основі рішення задачі синтезу заводозахисного пристрою для радіовимірювальних систем знайдена канонічна структура пристрою компенсації завади.

Ил. 2. Бібліогр.: 4 назви.

UDC 621.396.96:621.391.8

Synthesis of continuous composite interference compensation device for radio measuring systems of space vehicles control / A. P. Kondratenko, A. N. Korzhov / Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2002. N. 124. P. 90-94.

A brief analysis of temporal and spectral characteristics components of a complete television signal as an interference one is performed. The expediency and possibility to use the adaptive methods of securing the considered complexes receiving channels against inadvertent interferences is shown. The interference compensation device canonical structure is found on the basis of the solution to the problem of the jamproof device synthesis for radio measuring systems.

2. fig. Ref.: 4 items.

УДК 621.396.96'06

Анализ зондирующих радиоакустических сигналов с использованием тел рассеяния / В.М. Карташов // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2002. Вып. 124. С. 95-99.

Разработана методика анализа свойств акустических и электромагнитных сигналов радиоакустических систем зондирования атмосферы, основанная на использовании функций и тел рассеяния. Приведены тела рассеяния наиболее часто используемых сигналов.

Ил. 8. Библиогр.: 2 назв.

УДК 621.396.96'06

Аналіз зондуючих радіоакустичних сигналів з використанням тіл розсіювання / В.М. Карташов // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2002. Вип. 124. С. 95-99.

Розроблено методику аналізу властивостей акустичних і електромагнітних сигналів радіоакустичних систем зондування атмосфери, яка заснована на використанні функцій і тіл розсіювання. Приведені тіла розсіювання сигналів, що використовуються найчастіше.

Іл. 8. Бібліогр.: 2 назв.

UDC 621.396.96'06

Analysis of the sounding radio acoustic signals using scattering bodies / V.M. Kartashov // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2002. N 124. P. 95-99.

The procedure for analyzing the properties of acoustic and electromagnetic signals of radio acoustic systems for the atmosphere sounding based on the functions and scattering bodies application is devised. The scattering bodies of the most commonly used signals are cited.

8 fig. Ref.: 2 items.

УДК 551.501.7

Некоторые результаты измерений фазовых характеристик акустических эхо-сигналов при зондировании атмосферы одновременно в двух различных по углу места направлениях / И.А. Делов, Н.И. Слипченко // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2002. Вып. 124. С. 100-110.

Получены фазовые характеристики акустических эхо-сигналов при зондировании пограничного атмосферного слоя (ПАС) одновременно в двух различных по углу места направлениях. Анализируются наблюдаемые закономерности в полученных временных зависимостях. На основании полученных данных высказано предположение о возможности существования в ПАС анизотропии молекулярных процессов.

Ил. 9. Библиогр.: 11 назв.

УДК 551.501.7

Деякі результати вимірювань фазових характеристик акустичних відбитих сигналів при зондуванні атмосфери одночасно у двох різних по куту місця напрямках / І.А. Делов, М.І. Слипченко // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2002. Вип. 124. С. 100-110.

Одержані фазові характеристики акустичних відбитих сигналів під час зондування суміжного атмосферного шару (САШ) одночасно у двох різних по куту місця напрямках. Аналізуються закономірності, що спостерігаються в одержаних часових залежностях. На основі одержаних даних зроблено припущення про можливість існування у САШ анізотропії молекулярних процесів.

Іл.9. Бібліогр.: 11 назв.

UDC 551.501.7

Some results of acoustic echo signals phase characteristics measurements when sounding atmosphere simultaneously in two directions distinguished by the angle of elevation / I.A. Delov, N.I. Slipchenko. Radiotekhnika: All-Ukr. Sci Interdep. Mag. 2002. N. 124. P. 100-110.

Acoustic echo signals phase characteristics were obtained when sounding the boundary atmosphere layer (BAL) simultaneously in two directions distinguished by the angle of elevation. The observed results in the obtained temporal dependencies are analyzed. The assumption, based on the obtained data as to the possibility of molecular processes anisotropy occurrence in the BAL, was made.

9 fig. Ref.: 11 items.

УДК 681.7.01

Оптимизация динамического поляриметра для измерения неполных матриц Мюллера / С.Н. Савенков, К.Э. Юштин // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2001. Вып. 124. С. 111 - 118.

В работе исследованы возможности использования динамического поляриметра для измерения неполных матриц Мюллера. Установлены виды неполных матриц Мюллера, которые могут быть измерены с помощью динамического поляриметра. Проведена оценка точностных характеристик данных режимов работы динамического поляриметра.

Табл. 1. Ил. 8. Библиогр.: 19 назв.

УДК 681.7.01

Оптимізація динамічного поляриметра для вимірювання неповних матриць Мюллера / С.М. Савенков, К.Е. Юштин // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2001. Вип. 124. С. 111-118.

В роботі досліджені можливості використання динамічного поляриметра для вимірювання неповних матриць Мюллера. Встановлені види неповних матриць Мюллера, що можуть бути виміряні за допомогою динамічного поляриметра. Проведена оцінка точностних характеристик наведених режимів роботи динамічного поляриметра.

Табл.1. Іл.8. Бібліогр.:19 назв.

UDC 681.7.01

Optimization of dynamic polarimeter for incomplete Mueller matrices measurement / S.N. Savenkov, K.E. Yushtin// Raditekhnika: All-Ukr.Sci.Interdep.Mag.2001. № 124. P. 111-118.

The peculiarities of the dynamic polarimeter use in the incomplete Mueller matrices measurement are studied. Possible forms of incomplete Mueller matrices, which can be measured with the dynamic polarimeter, are found. Error estimations for all forms of incomplete Mueller matrices are carried out.

1 tab. 8 fig. Ref.: 19 items.

УДК 629.07.051

Математическое моделирование двухроторного сферического корректируемого гироскопа с газогидродинамическим подвесом чувствительного элемента / В. В. Сергеев // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2002. Вип. 124. С. 119-122.

В качестве датчика первичной информации для инерциальных систем навигации предложен двухроторный сферический корректируемый гироскоп с газогидродинамическим подвесом чувствительного элемента, имеющий повышенную чувствительность к угловой скорости вынужденного вращения основания и систему коррекции без механически движущихся частей. При проведении математического моделирования получены зависимости для чувствительности прибора и времени приведения чувствительного элемента в установившееся положение. В результате анализа графиков зависимостей данных характеристик от скоростей вращения гирокамеры и дополнительного носителя кинетического момента высказано предположение о возможности использования данного прибора в качестве гирокомпаса и гирокурсоуказателя, варьируя для этого данные скорости.

Ил. 3.

УДК 629.07.051

Математичне моделювання двороторного сферичного гіроскопу, що коректується, з газогідродинамічним підвісом чутливого елемента / В. В. Сергеев // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2002. Вип. 124. С. 119-122.

У якості датчика первинної інформації для інерційних систем навігації запропоновано двороторний сферичний гіроскоп, що коректується, з газогідродинамічним підвісом чутливого елемента, який має підвищену чутливість до кутової швидкості змушеного обертання основи і систему корекції без механічних частин, які рухаються. При проведенні математичного моделювання отримані залежності для чутливості приладу і часу приведення чутливого елемента в сталі положення. У результаті аналізу графіків залежностей даних характеристик від швидкостей обертання гирокамери і додаткового носія кінетичного моменту висловлені припущення про можливість використання даного приладу як гирокомпасу і гирокурсопоказника за допомогою варіації даних швидкостей.

Іл. 3.

UDC 621.07.051

Mathematical simulation of the double-rotor spherical adjusted gyro with gashydrodynamic support of a sensitive element / V. V. Sergeev // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2002. N 124. P. 119-122.

As a sensor of the primary information for inertial systems of navigation, the double-rotor spherical adjusted gyro with gashydrodynamic support of the sensitive element, having heightened sensitivity to angular rate of compelled rotation of the basis and a system of correction without mechanical moving parts, is offered. When performing the mathematical simulation the relations for sensitivity of the device and time of reduction of a sensor element in a steadied position are obtained. As a result of analysis of the charts of these characteristics dependence on the gyrochamber rotation rates and an additional moment of momentum the possibility has been proposed to use the given device as a gyrocompass and gyroscopic course indicator, varying velocity data for this purpose.

3 Fig.

УДК 621.039.53(088.8):621.375.7

Определение критериев подобия при пазонном моделировании состояния частицы в потенциальном поле / М. Абдеразик, А.А.Цибульский, П.И.Чередников, И.П.Чередников // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2002. Вип.124. С. 123-128.

Рассмотрена возможность использования параметрических зонных систем, позволяющая на основе разработанной методики и полученных критериев подобия, исследовать состояние микрочастиц в силовом поле. Установлены пути моделирования энергетического спектра электронов в кристалле. Показано, что уравнения Шредингера и Матве играют не только роль языка, описывающего соответствующие процессы, но и подтверждают их формальную аналогию.

Ил. 3. Библиогр.: 9 назв.

УДК 621.039.53(088.8):621.375.7

Визначення критеріїв подібності при пазонному моделюванні стану частинки в потенційному полі / М. Абдерразик, А.А. Цібунський, П.І. Чередніков, І.П. Чередніков // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн.зб. 2002. Вип.124. С. 123-128.

Розглянута можливість використання параметричної зонної системи, котра дозволяє на основі розробленої методики та отриманих критеріїв подібності дослідити стан мікрочастинки в сильному полі. Встановлені шляхи моделювання енергетичного спектру електронів в кристалі. Показано, що рівняння Шредінгера та Мат'є грають не тільки роль мови, що описує відповідні процеси, але й підтверджують їх формальну аналогію.

Іл. 3. Бібліогр.: 9 назв.

UDC 621.039.53 (088.8):621.375.7

Determination of the similarity criteria in parametric zone simulation of a particle state in the potential field / M.Abderrazik, A.A. Tsubulski, P.I. Cherednikov, I.P.Cherednikov // Radiotekhnika All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2002. №124. P. 123-128.

The possibility to use the parametric zone system, allowing to study microparticles in a vector field on the basis of the developed procedure and obtained similarity criteria, is considered. Paths of simulating the electrons power spectrum in the crystal are ascertained. It is shown that Schrodinger and Mathie equations play not only a role of a language describing the corresponding processes but also confirm their formal analogy.

3 fig. Ref.: 9 items.

УДК.621.385.01

Взаимодействие аксиальных и циклотронных колебаний электронов в приборах М-типа / В. Б. Байбурин, А. В. Сысуев, В. А. Сысуев, А. А. Терентьев // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2002. Вип. 124. С. 129–133.

На основе решения уравнений движения электрона в скрещенных электрическом и магнитном полях, характерных для магнетронного диода (МД), показан механизм возникновения колебаний электронов вдоль осевого направления прибора, а также взаимосвязь этих колебаний и циклотронного движения электрона. На основе описанного явления предложен возможный механизм появления в МД электронов с высокой кинетической энергией, которые образуют анодный ток в закритическом режиме работы МД.

Ил. 3. Библиогр.: 10 назв.

УДК.621.385.01

Взаємодія аксіальних і циклотронних коливань електронів у приладах М-типу / В. Б. Байбурін, А. В. Сисуєв, В. А. Сисуєв, О. О. Терент'єв // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2002. Вип. 124. С. 129–133.

На основі розв'язання рівнянь руху електрона в скрещених електричному і магнітному полях, характерних для магнетронного діоду (МД), показано механізм виникнення коливань електронів вздовж осевого напрямку приладу, а також взаємозв'язок цих коливань і циклотронного руху електрона. На основі описаного явища запропоновано можливий механізм появи в МД електронів з високою кінетичною енергією, які створюють анодний струм в закритичному режимі роботи МД.

Іл. 3. Бібліогр.: 10 назв.

UDC.621.385.01

Interaction of axial and cyclotron electrons in M-type devices / V. B. Bayburin, A. V. Sysuev, V. A. Sysuev, A. A. Terentiev // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2002. No 124. P. 129–133.

In the work, based on the solution of electron motion equations in the crossed fields, typical for magnetron diodes (MD), the nature of electron oscillations arising along the device axis, as well as the interaction between the oscillations and cyclotron motion of electrons, are discussed. Following the phenomena set forth, a feasible mechanism is suggested, describing the high-energy electrons, sustaining anode current in MD, which lies outside the MD critical mode.

3 Fig. Ref.: 10 items.

УДК 621.385.6.029.6, 519.62/64

Об уточненном определении поля пространственного заряда в релятивистских электронных приборах / Р.В. Нестерович, И.В. Руженцев // Радіотехніка: Всеукр міжвід. наук.-техн. зб. 2002. Вип 124. С. 134-141.

На основе анализа существующих моделей сделано заключение, что для адекватности электродинамической трехмерной модели реальному прибору при решении уравнения Пуассона разумно использовать трёхмерный метод конечных разностей, позволяющий проводить расчёты в областях произвольной формы. При сравнении эффективности формул расчёта уравнения Пуассона на оси методом декартовой системы координат и методом теоремы Гаусса оказалось, что оба метода практически равнозначны как по точности, так и по затратам времени. Расчет распределения потенциала в прямой конструкции релятивистского магнетрона с резонаторами лопаточной формы показал, что в осевой области (в трубе дрейфа) и на открытых границах со стороны ввода катода и щели вывода энергии возникают существенные неоднородности поля.

Ил. 5. Библиогр.: 12 назв.

УДК 621.385.6.029.6, 519.62/64

Про уточненне визначення поля просторового заряду в релятивістських електронних пристроях / Р.В. Нестерович, І.В. Руженцев // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2002. Вип 124. С. 134-141.

На основі аналізу існуючих моделей зроблено висновок, що для адекватності електродинамічної тривимірної моделі реальному приладу при рішенні рівняння Пуассона розумно використовувати тривимірний метод кінцевих різниць, що дозволяє проводити розрахунки в областях довільної форми. При порівнянні ефективності формул розрахунку рівняння

Пуасона на осі методом декартової системи координат і методом теореми Гауса виявилось, що обидва методи практично рівнозначні як за точністю, так і за витратами часу. Розрахунок розподілу потенціалу у прямі конструкції релятивістського магнетрона з резонаторами лопаткової форми показав, що в осьовій області (у трубі дрейфу) і на відкритих межах із боку запровадження катода і шілини виводу енергії виникають істотні неоднорідності поля.

Іл. 5. Бібліогр.: 12 назв.

UDC 621.385.6.029.6, 519.62/64

About updated determination of the space charge field in relativistic electron devices / R.V. Nesterovich, I.V. Ruzhentsev // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2002. N 124. P. 134-141.

Based on the existing models analyses the conclusion is made, that for the electrodynamic three-dimensional model adequacy to the actual device when solving the Poisson's equation it is necessary to use a three-dimensional finite differences method permitting to perform calculations in the arbitrary domains. When comparing efficiency of the formulas for calculation of the Poisson's equation on an axis with the Cartesian system method and Gauss theorem method it appeared that both methods are practically equivalent, both in accuracy, and in time consumption. The calculation of a potential distribution in a direct construction of the relativistic magnetron with the sector form resonators has shown, that in the axial area and on the uncovered boundaries on the side of the cathode input and the energy slot injection significant non-uniformities of the field arise.

5 fig. Ref.: 12 items.

УДК 535:628.373

Моделирование кинетических процессов в лазерах с нелинейными модуляторами и статическими параметрами / М.М. Быков, И.М. Рудченко // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2002. Вып. 124. С. 142-147.

Приведены результаты количественных и качественных исследований одномерной математической модели лазера с внутррезонаторным нелинейным (фототропным) модулятором. Исследование производилось путем расчета сетки рабочих точек на диаграмме устойчивости модели. В результате моделирования получено семейство кривых, которые описывают кинетику развития интенсивности излучения, инверсии активной и пассивной сред. Система частично решена аналитически для предгенерационного периода. Из аналитических уравнений временного развития инверсий получены уравнения эквивалентных кривых (кривые одинаковых интервалов между импульсами генерации).

Ил. 9.

УДК 535:628.373

Модельювання кінетичних процесів в лазерах с нелінійними модуляторами та статичними параметрами / М.М. Быков, І.М. Рудченко // Радиотехніка: Всеукр. міжвід. науч.-техн. зб. 2002. Вип. 124. С. 142-147.

Приведені результати кількісних та якісних досліджень одномірної математичної моделі лазера с внутрішнім нелінійним (фототропним) модулятором. Дослідження проводилось шляхом розрахунку сітки робочих точок на діаграмі стабільності моделі. В результаті моделювання отримано сімейство кривих, що описують кинетику розвитку інтенсивності випромінювання, інверсії активного та пасивного середовища. Одночасно система вирішувалась аналітично для передгенерационного періоду. За допомогою аналітичних виразів часового розвитку інверсій отримані формули еквіінтервальних кривих (криві однакових інтервалів між імпульсами генерації).

Іл. 9.

UDC 535:628.373

Modeling of kinetic processes in lasers with nonlinear modulators and static parameters / M. M. Bykov, I. M. Rudchenko // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2002. N124. P. 142-147.

Results of quantitative and qualitative investigations of one-dimensional mathematical model of the laser with internal nonlinear (phototropic) modulator are presents. The investigation was performed by calculation of a grid of working points on the model stability diagram. As a result of modeling the family of curves is received which describe kinetics of radiation intensity development, inversions of active and passive environments. The system was solved analytically for pregeneration period. The equiinterval curves equations (curves of identical intervals between pulses of generation) are derived from the analytical equations of inversions temporal development/

Fig. 9.

УДК 621.374.55

Акустооптическое устройство временного разуплотнения данных для оптических вычислительных средств / В.В. Данилов // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2002. Вып. 124. С. 148-157.

Предложены основы создания акустооптического устройства временного разуплотнения данных для оптических вычислительных средств на базе акустооптической ячейки работающей на стоячей акустической волне. Приведена математическая модель взаимодействия полей акустической и световой волны в такой акустооптической ячейке. Исследован макет акустооптического временного разуплотнения потоков данных, с пропускной способностью 3816 Гбит/с, при двухполяризованном исходном уплотнении. Предложены структуры возможных реализаций акустооптических временных уплотнителей – разуплотнителей данных.

Ил. 14. Библиогр.: 18 назв.

УДК 621.374.55

Акустооптичний пристрій часового розушільнення даних для оптичних обчислювальних засобів / В.В. Данилов // Радиотехніка: Всеукр. межвід. науч.-техн. сб. 2002. Вип. 124. С. 148-157.

Запропоновано основи створення акустооптичного пристрою часового розушільнення даних для оптичних обчислювальних засобів на базі акустооптичної комірки працюючої на стоячій акустичній хвилі. Приведено математичну модель взаємодії полів акустичної і світлової хвилі в таких акустооптичних комірках. Досліджено макет акустооптичного

часового розушільнення потоків даних, із пропускною здатністю 3816 Гбіт/с, при двуполаризаційному вхідному ушільненні. Запропоновано структури можливих реалізацій акустооптичних часових ушільнювачів – розушільнювачів даних.

Лл. 14. Бібліогр.: 18 назв.

UDC 621.374.55

Time-domain data decondensation acoustooptical device for optical computing means / V.V. Danilov // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2002. № 124. P. 148-157.

The design technique for the time-domain data decondensation acoustooptical device for optical computing means based on the acoustooptical cell with a standing acoustic wave was proposed. The mathematical model of the fields interaction between the acoustic and light wave in such an acoustooptical cell was presented. The breadboard of acoustooptical time-domain decondensation of data streams with 3816 Gbit/s throughput at the two-polarizing initial condensation was investigated. The structures of possible implementations of acoustooptical time-domain data condensation-decondensation devices were presented.

5 fig. Ref.: 3 items.

УДК 621.373:772.99

Бескоординатный голографический метод определения поляризационных характеристик отражённого лазерного излучения / В.П.Титарь, О.В.Шпаченко // Радиотехника:Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2002. Вып. 124. С. 158–169.

На основе обобщения методов Фёдорова и Стокса предложен бескоординатный голографический метод определения поляризационных характеристик отражённого лазерного излучения путём формирования многоакурсной поляризационной голограммы, регистрируемой при помощи набора опорных волн, имеющих различное состояние поляризации. Показано, что предложенный голографический метод позволяет определять оптические характеристики как изотропных, так и анизотропных материалов отражающих поверхностей исследуемых объектов. Сделан вывод, что для изотропных веществ предложенный метод позволяет не только различать металлы, диэлектрики и полупроводники, но и классифицировать металлы по типу их кристаллических решёток и поверхностей Ферми электронов проводимости.

Ил. 7. Библиогр.: 16 назв.

УДК 621.373:772.99

Безкоординатний голографічний метод визначення поляризаційних характеристик відбитого лазерного випромінювання / В.П.Титар, О.В.Шпаченко // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2002. Вип. 124. С. 158–169.

На підставі узагальнення методів Федорова та Стокса запропоновано безкоординатний голографічний метод визначення поляризаційних характеристик відбитого лазерного випромінювання шляхом формування багаторакурсної поляризаційної голограми, що реєструється за допомогою набору опорних хвиль, які мають різний стан поляризації. Показано, що запропонований голографічний метод дозволяє визначати оптичні характеристики як ізотропних, так і анізотропних матеріалів відбиваючих поверхонь об'єктів, що досліджуються. Зроблено висновок, що для ізотропних речовин запропонований метод дозволяє не тільки розрізняти метали, діелектрики та напівпровідники, але й класифікувати метали за типом їх кристалічних решіток та поверхонь Фермі електронів провідності.

Ил. 7. Библиогр.: 16 назв.

UDC 621.373:772.99

Coordinate-free holographic method for estimating the polarization characteristics of the reflected laser radiation / V.P.Titar, O.V.Shpachenko // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2002. N 124. P. 158–169.

On the basis of Fedorov and Stokes methods generalization the coordinate-free holographic method of estimating the polarization characteristics of the reflected laser radiation forming a multy-aspect polarization hologram, recorded with the reference waves having different polarization states, is proposed. It is shown, that the proposed holographic method allows to determine optical characteristics of either isotropic or anisotropic substances of objects under study. On the basis of the experimental results and digital modeling it was shown that for isotropic substances the proposed method allows not only to distinguish metals, dielectrics and semi-conductors but to classify metals by the type of their crystal lattices and Fermi surfaces of conductivity electrons.

7 fig. Ref.: 16 items.

УДК 681.7.068.4

Контроль торцевой поверхности наконечников волоконно-оптических соединителей интерференционным методом / А.И. Филипенко // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2002. Вып. 124. С. 170-173.

Рассмотрен бесконтактный метод контроля шероховатости торцевой поверхности оптических соединителей, основанный на анализе ее интерференционного изображения. Интерференционное изображение формируется микроинтерферометром Линника и направляется на ПЗС-видеокамеру. Видеосигнал преобразуется аналого-цифровым преобразователем в двухкоординатный массив кодов яркости точек интерференционного изображения. Управление системой осуществляется персональным компьютером. Устранение высокочастотного шума выполняется двухкоординатным цифровым фильтром в области пространственных частот. Методика определения степени искривления полос основана на построчном анализе точек полос, соответствующих максимумам интенсивности. Значение шероховатости определяется программно по смещению интерференционных полос с помощью пространственного фильтра, перемещающегося вдоль максимумов.

Ил. 7. Библиогр.: 2 назв.

УДК 681.7.068.4

Контроль торцевої поверхні наконечників волоконно-оптичних з'єднувачів інтерференційним методом / О.І. Філіпенко // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2002. Вип. 124. С. 170-173.

Розглянуто безконтактний метод контролю шорсткості торцевої поверхні оптичних з'єднувачів, який оснований на аналізі її інтерференційного зображення. Інтерференційне зображення формується мікроінтерферометром Лінника та

направляється на ПЗЗ-відеокамеру. Відеосигнал перетворюється аналого-цифровим перетворювачем у двокоординатний масив кодів яскравості точок інтерференційного зображення. Управління системою здійснюється персональним комп'ютером. Вилучення високочастотного шуму виконується двокоординатним цифровим фільтром в області просторових частот. Методика визначення ступеню скривлення смуг основана на відрядковому аналізі точок смуг, які відповідають максимумам інтенсивності. Значення шорсткості визначається програмно по зміщенню інтерференційних смуг за допомогою просторового фільтра, який переміщується уздовж максимумів.

Іл. 7. Бібліогр.: 2 назви.

UDC 681.7.068.4

The fiber connector end face monitoring with the interference method / A.I. Filipenko // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2002. N124. P. 170-173.

The remote monitoring method of optical connector end face grain based on the interference picture analysis is described. The interference image is formed in the Linnik microinterferometer and is directed to the matrix CCD videocamera. The video signal is transformed by analog-to-digital converter to a two-dimensional brightness code array of interference picture points. The control of the system is carried out with the personal computer. The elimination of high-frequency noise is performed using a two-dimensional digital filter in the spatial frequencies region. The technique of a fringe curvature degree estimation is based on the row analysis of fringe points appropriate to the maximum of intensity. The value of a grain is estimated according to the program on the fringe displacement with a spatial filter-window moving along the maximum.

7 fig. Ref.: 2 items.

УДК 530.145:535.37:535.31:535.14:541.14:621.396

Оптохемотронные сенсоры - новые элементы биомедицинских диагностических систем. 1. Основные понятия, теоретическое описание, физические и математические модели процессов в оптохемотронных сенсорах / Д.В. Снежко, Н.Н. Рожицкий // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2002. Вып. 124. С. 174-181.

Работа посвящена рассмотрению основных принципов и положений теории новых элементов оптохемотроники - оптохемотронных сенсоров, предназначенных для проведения аналитических исследований биожидкостей и других жидких проб в составе аппаратуры медико-биологического назначения с оптическим детектированием и возможностью передачи данных по соответствующим каналам связи в режиме «реального времени». С учетом проведенного рассмотрения показана актуальность квантово-механического моделирования процессов в оптохемотронных сенсорах с целью повышения селективности и эффективности, и рассмотрены основные подходы для построения таких моделей и их программной реализации с помощью соответствующих математических методов.

Ил. 3. Библиогр.: 9 назв.

УДК 530.145:535.37:535.31:535.14:541.14:621.396

Оптохемотронні сенсорні - нові елементи біомедицинських діагностичних систем. 1. Основні поняття, теоретичний опис, фізичні і математичні моделі процесів в оптохемотронних сенсорах / Д.В. Сніжко, Н.Н. Рожицький // Радиотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2002. Вип. 124. С. 174-181.

Робота присвячена розгляду основних принципів і положень теорії нових елементів оптохемотроніки – оптохемотронних сенсорів, призначених для проведення аналитичних досліджень біорідин і інших рідких проб у складі сучасної апаратури медико-біологічного призначення із оптичним детектуванням та можливістю передачі даних відповідними каналами зв'язку у режимі “реального часу”. З урахуванням проведеного розгляду показана актуальність квантово-механічного моделювання процесів у оптохемотронних сенсорах з метою підвищення селективності та ефективності і розглянуті основні підходи для побудови таких моделей і їхньої програмної реалізації за допомогою відповідних математичних методів.

Іл. 3. Бібліогр.: 9 назв.

UDC 530.145:535.37:535.31:535.14:541.14:621.396

Optochemotronic sensors - new devices of biomedical diagnostic systems. 1. The basic concepts, theoretical description, physical and mathematical models of the processes in optochemotronic sensors / D.V. Snezhko, N.N. Rozhitskii // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2002. N 124. P. 174-181.

This paper is concerned with a consideration of the main principles and foundations of the theory of new optochemotronic devices i.e. optochemotronic sensors intended for carrying out analytical assays of biofluids and other fluid probes in modern biomedical apparatus with optical registration, including the possibility for data transfer through appropriate communication network in the “real-time” operation. With allowance made for the given considerations the necessity of quantum mechanical simulation of the processes in such sensors has been shown to increase selectivity and efficiency of the sensors, and their program realization with the help of the appropriate mathematical methods has been pointed out.

Fig. 3. Ref.: 9 items.

УДК 681.3.06: 519.248.681

Обеспечение стойкости шифра DES к атакам дифференциального криптоанализа. Перекрытие шести-, восьми- и десятицикловых итеративных характеристик / В.И. Долгов, И.В. Лисицкая, В.И. Руженцев // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2002. Вып. 124. С. 182-189.

Внимание сосредотачивается на детальном рассмотрении отдельных видов дифференциальных характеристик, которые могут быть положены в основу проведения атаки дифференциального криптоанализа фестелеобразного шифра. Также рассматриваются возможности повышения криптостойкости алгоритма DES путем введения дополнительных ограничений к отбору таблиц подстановок.

Ил. 7. Библиогр.: 4 назв.

УДК 681.3.06: 519.248.681

Забезпечення стійкості шифра DES до атак диференційного криптоаналізу. Перекриття шести-, восьми- та десятициклових ітеративних характеристик / В.І. Долгов, І.В. Лисицька, В.І. Руженцев // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2002. Вип. 124. С. 182-189.

Увага приділяється розгляду окремих видів диференційних характеристик, що можуть бути використані в атаці диференційного криптоаналізу фестелеподібного шифру. Також розглядаються можливості підвищення криптостійкості алгоритму DES шляхом введення додаткових обмежень відбору таблиць підстановок.

Ил. 7. Библиогр.: 4 назв.

UDC 681.3.06: 519.248.681

Secure the resistance of the cipher DES to attacks of differential cryptanalysis. Blocking the six-, eight- and ten-round iterative characteristics / V.I. Dolgov, I.V. Lisitskaya, V.I. Ruzhentsev // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2002. N 124. P. 182-189.

The attention is focused on detailed consideration of some kinds of the differential characteristics, which can be used as the basis for realization of differential cryptanalysis attack on a feistel cipher. The possibilities to increase the algorithm DES resistance are considered through introduction of additional restrictions on the substitution tables selection.

7 fig. Ref.: 4 items.

УДК 681.3.06: 519.248.681

Обеспечение стойкости шифра DES к атакам линейного криптоанализа. Требование к отбору S-блоков, защищенных от атак на восьмицикловые линейные итеративные аппроксимации / И.В. Лисицкая, А.С. Бондаренко, А.И. Колыбельников // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2002. Вып. 124. С.190-198.

Рассматриваются возможности повышения стойкости шифра DES к атакам линейного криптоанализа. Предлагаются и обосновываются новые требования к отбору S-блоков, защищенных от атак на восьмицикловые линейные итеративные характеристики.

Ил. 4. Библиогр.: 5 назв.

УДК 681.3.06: 519.248.681

Забезпечення стійкості шифру DES до атак лінійного криптоаналізу. Вимоги до відбору S-блоків, захищених від атак на восьмициклові лінійні ітеративні аппроксимації / І.В. Лисицька, А.С. Бондаренко, О.І. Колибельников // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2002. Вип. 124. С. 190-198.

Розглядаються можливості підвищення стійкості шифру DES до атак лінійного криптоаналізу. Пропонуються й обґрунтовуються нові вимоги до відбору S-блоків, захищених від атак на восьмициклові лінійні ітеративні характеристики.

Ил. 4. Библиогр.: 5 назв.

UDC 681.3.06: 519.248.681

Provision of the cipher DES resistance to linear cryptanalysis attacks. Requirements to selection of the S-blocks protected against the attacks on 8-cyclic linear approximations / I.V. Lisitskaya, A.S. Bondarenko, O.I. Kolybelnikov // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2002. N. 121. P. 190-198.

The possibility of the cipher DES to linear cryptanalysis attacks are considered. New requirements to the selection of S-blocks protected against the attacks on 8-cyclic linear approximations are justified.

4 fig. Ref.: 5 items.

УДК 681.513

Дисциплина обслуговування повідомлень при наявності перегрузки каналів / Ю.І.Лосев, І.М. Невмержицкий, К.А. Польщиков // Радіотехніка: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2002. Вип. 124.С. 199-202.

Введение приоритетов в дисциплины обслуживания информационных потоков позволяет лишь устанавливать порядок обработки сообщений, которые находятся в очереди на обслуживание, не учитывая при этом изменение во времени характеристик самих сообщений. В данной статье предлагается дисциплина обслуживания информационных потоков, которая учитывает не только установленные приоритеты, но и изменение ценности заявок во времени и минимизацию ее потерь.

Библиогр.: 2 назв.

УДК 681.513

Дисципліна обслуговування повідомлень при наявності перевантаження каналів / Ю.І.Лосев, І.М. Невмержицкий, К.А.Польщиков // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2002. Вип. 124.С. 199-202.

Введення пріоритетів в дисципліни обслуговування інформаційних потоків дозволяє лише встановити порядок обробки повідомлень, які знаходяться у черзі на обслуговування, не враховуючи при цьому зміну у часі характеристик цих повідомлень. У даній статті пропонується дисципліна обслуговування інформаційних потоків, яка враховує не тільки встановлені пріоритети, але й змінювання цінності заявок у часі й мінімізацію її втрат.

Бібліогр.: 2 назв.

UDC 681.513

Methods of messages service in the presence of the channel overloading / U.I. Losev, I.M. Nevmerjitskiy, K.A. Polishchikov // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2002. N 124. P. 199-202.

Assignment of priorities into the information streams service discipline enables to establish only the procession order of messages being in the service queue ignoring in this case the messages characteristics changing in time. The information streams service discipline, taking into account not only the established priorities but also the messages value variations in time and minimization of its losses, is offered in this work.

Ref.: 2 items.

УДК 615.471:616-073.97

УДК 615.471:616-085.847

Аппаратура и методика неинвазивной электроэнтерогастрографии / А.И. Кузин, М.Ф. Лагутин // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2002. Вып. 124. С. 203-208.

Приведена методика создания аппаратного обеспечения для регистрации миоэлектрической активности желудка с поверхности тела человека. Обоснована возможность электростимуляции сократительной функции органов желудочно-кишечного тракта без имплантации электродов. Описан портативный прибор экспресс-диагностики и стимуляции ЖКТ.

Ил. 5. Библиогр.: 15 назв.

УДК 615.471:616-073.97

УДК 615.471:616-085.847

Апаратура та методика неінвазивної електроентерогастрографії / А.І. Кузін, М.Ф. Лагутін // Радиотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2002. Вип. 124. С. 203-208.

Приведена методика створення апаратного забезпечення для реєстрації міоелектричної активності шлунку з поверхні тіла людини. Обґрунтована можливість електростимуляції скорочувальної функції шлунково-кишкового тракту без імплантації електродів. Описано портативний пристрій експрес-діагностики та стимуляції ШКТ.

Іл. 5. Бібліогр.: 15 назв.

UDC 615.471:616-073.97

UDC 615.471:616-085.847

Technique and methods of noninvasive electroenterogastrography / A.I. Kuzin, M.F. Lagutin // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2002. V. 124. P. 203-208.

Methods of creation of devices for cutaneous gastric myoelectrical activity recording are presented. A possibility of noninvasive contractive function electrostimulation for gastrointestinal tract is substantiated. A portable device for express-diagnostics and stimulation of digestive tract is described.

5 fig. Ref.: 15 items.

УДК 616-073.75: 681.31

Экспериментальная оценка влияния сканера на параметры отсканированного рентгеновского изображения / Л.А.Аверьянова // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2002. Вып. 124. С. 209-212.

Рассмотрен вопрос применимости сканеров различных типов для сканирования медицинских рентгенограмм. Предложена методика тестирования сканера с использованием метрологически аттестованного тест-объекта.

Табл. 1. Ил. 2. Библиогр.: 3 назв.

УДК 616-073.75: 681.31

Експериментальна оцінка впливу сканера на параметри відсканованого рентгенівського зображення / Л.О.Авер'янова // Радиотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2002. Вип. 124. С. 209-212.

Розглянуто питання придатності сканерів різного типу для сканування медичних рентгенограм. Запропоновано методику тестування сканера з використанням метрологічно аттестованого тест-об'єкта.

Табл. 1. Ил. 2. Библиогр.: 3 назви.

UDC 616-073.75: 681.31

Experimental estimation of scanner influence on parameters of scanned X-ray image / L.O.Aver'yanova // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2002. N 124. P. 209-212.

The question of different scanners applicability for scanning of medical roentgenograms is considered. The method of testing the scanner with metrologically attested testing object is offered.

1tab. 2 fig. Ref.: 3 items.

УДК 621.396

Выбор базисных и весовых функций в задаче анализа антенн с нелинейным поверхностным импедансом методом моментов / А.И. Лучанинов, М.А. Омаров, Д.С. Гавва // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2002. Вып. 124. С. 213-218.

Получена система нелинейных интегральных уравнений, описывающая распределение тока проволочных излучателей, поверхностный импеданс которых обладает нелинейными свойствами. С использованием метода моментов данная система сведена к системе уравнений гармонического баланса. На примере анализа проволочного вибратора показано, что на этапе аппроксимации искомого распределения тока в линейной и нелинейной частях интегрального оператора возможно использование различных систем базисных функций, а на этапе сведения исходного интегрального уравнения к уравнениям гармонического баланса – различных систем весовых функций.

Ил. 4. Библиогр.: 6 назв.

УДК 621.396

Вибір базисних та вагових функцій у задачі аналізу антен з нелінійним поверхневим імпедансом методом моментів / А.І. Лучанінов, М.А. Омаров, Д.С. Гавва // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2002. Вип. 124. С. 213-218.

Отримана система нелінійних інтегральних рівнянь, яка описує розподіл струму дротових випромінювачів, поверхневий імпеданс яких має нелінійні властивості. З використанням метода моментів дана система зведена до системи рівнянь гармонійного балансу. На прикладі аналізу дротового вібратора показано, що на етапі апроксимації розподілу струму, який ми шукаємо, у лінійній та нелінійній частинах інтегрального оператора можливо використовувати різні системи базисних функцій, а на етапі зведення початкового інтегрального рівняння до рівнянь гармонійного балансу – різні системи вагових функцій.

Ил. 4. Бібліогр.: 6 назв.

UDC 621.396

Selection of basic and weight functions in the problem of analysis of antennas with non-linear surface impedance by a method of moments / A.I. Luchaninov, M.A. Omarov, D.C. Gavva // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2002. N. 124. P. 213-218.

The system of non-linear integral equations describing the current distribution in the wire radiators with non-linear surface impedance is obtained. Using the moments method the given system is reduced to a harmonic balance equation set. As an example of the wire vibrator analysis it is shown, that at a stage of approximation of the required distribution of current in linear and non-linear parts of the integral operator it is possible to use different systems of basic functions, and at a stage of transformation of initial integral equation to the harmonic balance equations it is possible to use different systems of weight functions.

4 fig. Ref.: 6 items.