

621.396(06)
P 15

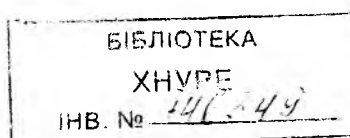
МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ УКРАИНЫ
ХАРЬКОВСКИЙ НАЦИОНАЛЬНЫЙ
УНИВЕРСИТЕТ РАДИОЭЛЕКТРОНИКИ

РАДИОТЕХНИКА

Всеукраинский межведомственный
научно-технический сборник

Основан в 1965 г.

ВЫПУСК 131



Харків
Харківський національний
університет радіоелектроніки

2003

УДК 621.3

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

Регистрационное свидетельство КВ № 4486 от 22.08.2000 г.

Изложены вопросы улучшения характеристик РЛС и повышения точности обработки радиолокационных сигналов. Рассмотрены проблемы моделирования и эксплуатации электронных приборов и систем СВЧ диапазона. Приведены результаты анализа речевых и *цифровых сигналов в каналах связи, а также построения измерительных систем и алгоритмов*. Изложены вопросы применения электронных средств в медицине.

Викладені питання удосконалення характеристик РЛС і підвищення точності обробки радіолокаційних сигналів. Розглянуті проблеми моделювання і експлуатації електронних приладів і систем НВЧ діапазона. Наведені результати аналізу мовних і цифрових сигналів у каналах зв'язку, а також побудови вимірювальних систем і алгоритмів. Викладені питання застосування електронних засобів у медицині.

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

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

Рекомендовано Ученым советом Харьковского национального университета радиоэлектроники, протокол № 43 от 03.07.2002.

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

СОДЕРЖАНИЕ ЗМІСТ

<i>Кондратенко А.П., Шаповалов С.В.</i> Зоны обнаружения воздушных целей в бистатической радиолокационной системе с телевизионным подсветом	7
<i>Куртов А.И.</i> Использование продольного синтеза апертуры в определении угловых координат воздушных целей и картографировании	11
<i>Карташов В.М.</i> Оценка параметров сигнала, рассеянного акустическим волновым пакетом	18
<i>Зубков О.В.</i> Повышение эффективности обработки информации в атмосферных РЛС вертикального зондирования	21
<i>Калюжный Н.М., Закиров С.В., Леушин А.Г.</i> Влияние атмосферных условий на дальность радиогоризонта	27
<i>Шейко С.А.</i> Влияние производных фаз вторичных источников на спектр сигналов, рассеянных турбулентной средой	31
<i>Стрелков А.И., Стрелкова Т.А., Лытюга А.П., Коротков В.В.</i> Алгоритмы обнаружения сигналов в акустооптических анализаторах спектров	37
<i>Овчаренко В.В.</i> О кратности собственных частот неразделимых невырожденных LC - цепей	44
<i>Сухаревский О.И., Василец В.А., Сазонов А.З.</i> Метод расчета влияния тонкой диэлектрической оболочки на рассеяние волн идеально проводящим объектом	56
<i>Козарь А.И.</i> Числа Ферма (Гартальи) и рассеяние электромагнитных волн на пространственных решетках резонансных магнитодиэлектрических сфер	60
<i>Дорошенко В.А., Семенова Е.К.</i> Дифракция электромагнитных волн на конусе с продольными щелями, содержащим внутри сплошной конический экран	71
<i>Катрич В.А., Нестеренко М.В., Бердник С.Л.</i> Метод наведенных магнитодвижущих сил для системы поперечных щелей в широкой стенке прямоугольного волновода	76
<i>Бондаренко И.Н.</i> Уточнение формы резонансной кривой резонаторов стоячих волн	83
<i>Волколупов Ю.Я., Довбня А.Н., Закутин В.В., Красноголовец М.А., Старчевский Ю.Л., Чурюмов Г.И.</i> Векторный метод решения уравнения движения заряженных частиц в скрещенных электрическом и магнитном полях (кинематическое приближение)	88
<i>Копоть М.А.</i> Обоснование возможности регенерации мощных ЭВП. 1. Анодная замедляющая система	95
<i>Васянович А.В., Грицунов А.В., Никитенко А.Н., Хорунжий М.О.</i> Общие принципы построения спектральных моделей СВЧ-приборов	101
<i>Дзюбенко М.И., Замковой А.С., Пелипенко В.П., Шевченко В.В.</i> Исследование лазера на растворе родамина 6Ж в режиме генерации субмиллисекундных импульсов излучения	111
<i>Пащенко А.Г.</i> Распределение интенсивности поперечных мод по поверхности зеркал открытого оптического резонатора	118
<i>Быков М.М., Рудченко И.М.</i> Моделирование физических процессов в лазере с пассивным затвором в условиях шумовых флуктуаций параметра накачки	123
<i>Сахацкий В.Д., Корсунов А.Р.</i> Новые принципы разработки угловых фильтров	131

<i>Воловенко Н.В.</i> Математическая модель для анализа приборов поверхностной волны	135
<i>Белоус Р.И., Макеев Ю.Г., Моторненко А.П., Моторненко Л.П.</i> Расчет и экспериментальное исследование волноводно-диэлектрического резонатора	139
<i>Синотин А.М.</i> Теплофизические и конструктивные параметры алгоритма синтеза многоплатных РЭА по максимальному допустимому перегреву	145
<i>Конс П., Красногоров А., Мачехин Ю.</i> Влияние поляризации и рассогласования на сигнал детектора-ловушки	150
<i>Филипенко А.И.</i> Определение профиля показателя преломления световодов по измеренной интенсивности ближнего поля	155
<i>Дегтярев А.В.</i> Сравнительный анализ методов измерения осевого дипольного магнитного момента	160
<i>Пресняков И.Н., Омельченко С.В.</i> Помехоустойчивые алгоритмы сегментации речи в системах обработки	165
<i>Артюнов С.В.</i> Модуляционный автокомпенсатор активных шумовых помех с ограничителем в цепи вычисления весовых коэффициентов	178
<i>Цопа А.И., Сидоров Г.И., Тихонов В.А., Савченко И.В.</i> Сравнение характеристик линейных и нелинейных структур корректоров межсимвольных искажений	183
<i>Певцов Г.В., Колисниченко Д.А.</i> Показатели качества для оптимизации многофункциональных радиотехнических устройств	191
<i>Колендовская М.М., Булага В.В.</i> Вариант структуры медицинской интеллектуальной системы «Политравма». 2	198
<i>Поспелов Л.А., Мельник С.И., Олейник И.В.</i> Фантомные исследования и разработки для ВЧ-гипертермии	202
<i>Дацок О.М., Саклакова И.В.</i> Оптический метод обработки результатов седиментационных исследований	205
<i>Омаров М.А., Грецких Д.В., Сухомлинов Д.В.</i> Потенциальные характеристики ректенн КВЧ-диапазона	211

CONTENTS

<i>Kondratenko A.P., Shapovalov S.V.</i> The aerial targets detection zones in the bistatic radar-tracking system with television integral lighting	7
<i>Kurtov A.I.</i> Application of the aperture longitudinal synthesis to definition of the air targets angular coordinates and to cartography	11
<i>Kartashov V.M.</i> Estimation of signal parameters scattered by an acoustic wave packet	18
<i>Zubkov O.V.</i> Increase in efficiency of information procession in atmospheric radar of vertical sounding	21
<i>Kaljuzhnyj N.M., Zakirov S.V., Leushin A.G.</i> Influence of atmospheric conditions on the radiohorizon range	27
<i>Sheyko S.A.</i> Influence of subwave sources phase derivatives on signal spectrum, scattered by turbulent medium	31
<i>Strelkov A.I., Strelkova T.A., Korotkov V.V.</i> Algorithms of signals' detection in acoustooptic spectrum analyzers	37
<i>Ovcharenko V.V.</i> On multiplicity of natural frequencies of non-separable non-degenerate LC-circuits	44
<i>Sukharevsky O.I., Vasilets V.A., Sazonov A.Z.</i> Calculation method for estimation of thin dielectric cover influence on perfectly conducting object scattering	56
<i>Kozar A.I.</i> Fermat's (Tartaglia) numbers and electromagnetic waves scattering on spatial lattices of the resonant magnetodielectric spheres	60
<i>Doroshenko V.A., Semenova E.K.</i> Electromagnetic waves diffraction on a cone with longitudinal slots containing entire conic screen	71
<i>Katrich V.A., Nesterenko M.V., Berdnik S.L.</i> Induced MMF method for system of transverse slots in wide wall of rectangular waveguide	76
<i>Bondarenko I.N.</i> Improvement of the shape of a resonance curve for resonators of standing waves	83
<i>Volkolupov Yu.Ya., Dovbnya N.N., Zakutin V.V., Krasnogolovets M.A., Starchevskiy Yu.L., Churyumov G.I.</i> Charged particle motion equation solve vectorial method in crossed fields (kynematic approximation)	88
<i>Kopot' M.A.</i> Justification of the possibility to regenerate powerful electrovacuum device. 1. Anode retardation system	95
<i>Vasyanovich A.V., Gritsunov A.V., Nikitenko O.M., Chorunzhy M.O.</i> The general concepts of microwave devices spectral models creation	101
<i>Dzyubenko M.I., Zamkovoy A.S., Pelipenko V.P., Shevchenko V.V.</i> Research of the of Rhodamine 6G solution based laser in the mode of sub-millisecond radiation pulses generation	111
<i>Pashchenko A.G.</i> Cross-section mode intensity distribution on the mirror' surface of the open optical cavity	118
<i>Bykov M.M., Rudchenko I.M.</i> Physical processes modelling in the laser with passive modulator under conditions of the pumping parameter noise fluctuations	123

<i>Sakhatsky U.D., Korsunov A.R.</i> New principles of corner filters development	131
<i>Volovenko M.V.</i> Mathematical model for surface wave device analysis	135
<i>Belous R.I., Makeev Yu.G., Motornenko A.P., Motornenko L.P.</i> Calculation and experimental investigation of waveguide-dielectric resonator	139
<i>Sinotin A.M.</i> Thermal and structural parameters of the algorithm of multiplate RED synthesis by maximum allowable overhear	145
<i>Kohns P., Krasnogorov A., Machekhin Yu.</i> Influence of polarization and misalignment on the signal of a trap detector	150
<i>Filipenko A.I.</i> Fiber refractive index profile determination from the measured near field intensity	155
<i>Degtyariov A.V.</i> Comparative analysis of measurement methods of the axial dipole magnetic momentum	160
<i>Presnjakov I.N., Omelchenko S.V.</i> Antinoise algorithms of speech segmentation in the procession systems	165
<i>Artyunov S.V.</i> Modulation Jamming Canceller With the Limiter in the Circuit of Weighting Coefficients Calculation	178
<i>Tsopa A.I., Sidorov G.I., Tihonov V.A., Savchenko I.V.</i> Comparison characteristics of linear and non-linear correctors structure for intersymbol interference	183
<i>Pevtsov G.V., Kolisnichenko D.A.</i> Quality indices for optimization of multipurpose radio engineering devices	191
<i>Kolendovskaya M.M., Bulaga V.V.</i> Version of medical intelligent system «Polytrauma» – 2 structure	198
<i>Pospelov L.A., Melnik S.I., Oleynik I.W.</i> Phantom researches and developments for RF hyperthermia	202
<i>Datsok O.M., Saklakova I.V.</i> Optical method of sedimentation researches results' procession	205
<i>Omarov M.A., Gretskih D.V., Sukhomlinov D.V.</i> The potential characteristics of rectennas in UHF band	211

ЗОНЫ ОБНАРУЖЕНИЯ ВОЗДУШНЫХ ЦЕЛЕЙ В БИСТАТИЧЕСКОЙ РАДИОЛОКАЦИОННОЙ СИСТЕМЕ С ТЕЛЕВИЗИОННЫМ ПОДСВЕТОМ

Имеющиеся на сегодняшний день публикации по анализу зон обнаружения в разнесенной радиолокационной системе (РРС) с телевизионным подсветом рассматривают плоскую картину, т.е. в координатах «азимут – дальность». Это объясняется укоренившимся мнением о возможности работы лишь по маловысотным целям, что основано на известном факте концентрации излучаемой передающей антенной телепередатчика энергии в сторону Земли [1]. Вместе с тем в ходе натурных испытаний действующего макета РРС с телевизионным подсветом была неоднократно замечена проводка воздушных объектов (самолетов ГВФ) на средних и больших высотах в районе приемной позиции – по их визуальному наблюдению. Очевидно, энергетического потенциала системы было достаточно для обнаружения целей в «мертвой воронке», т.к. дальность до объекта оказывалась небольшой. Поэтому возникает необходимость новых исследований, направленных на выяснение возможностей нетрадиционной системы осуществлять локацию во всем диапазоне высот полета аэродинамических целей.

Рассмотрим РРС, состоящую из передатчика Т и приемника П (рис. 1), где D_T , D_P – расстояния передатчик-цель и цель-приемник соответственно, B_0 – расстояние передатчик-приемник (база). Антенна передатчика имеет высоту подвеса h_T , приемника – h_P . Антенны характеризуются: G_P , G_T , $F_T(\beta, \epsilon)$, $F_P(\beta, \epsilon)$ – коэффициентами направленного действия приемной и передающей антенн и соответствующими множителями системы. Отметим, что антенна телепередатчика имеет почти круговую характеристику излучения в горизонтальной плоскости с неравномерностью не более 3 дБ [1]. Поэтому в дальнейшем зависимость от азимута для ДНА передатчика опустим, так что $F_T(\beta, \epsilon) = F_T(\epsilon)$. Далее на рис. 1 обозначено: R_z – радиус Земли, равный 6370 км; А – точка входа цели, летящей на постоянной высоте «Н» в зону геометрической видимости ее со стороны приемника; все углы, как обычно, отсчитываются против часовой стрелки.

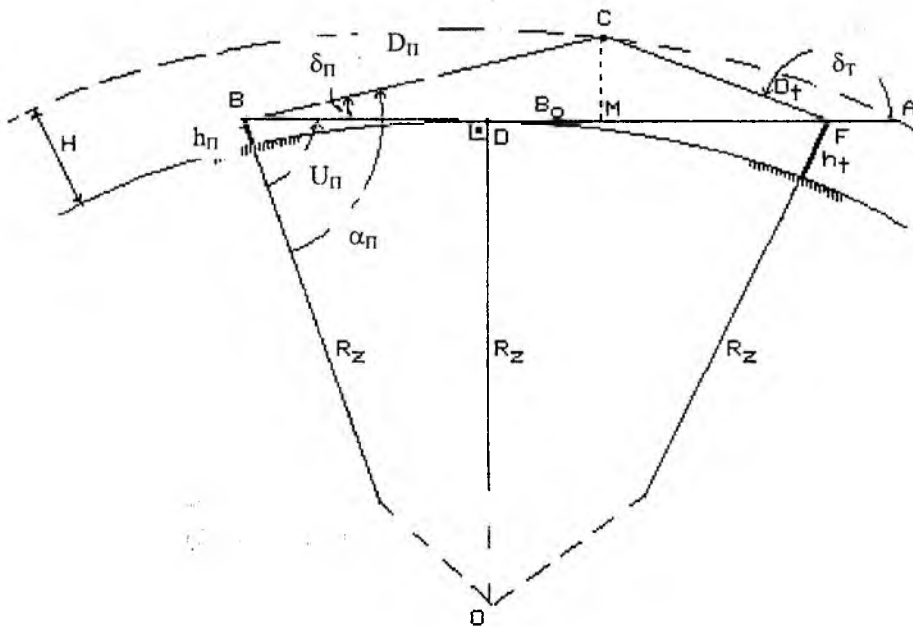


Рис. 1

В дальнейшем все рассуждения ведутся относительно приемной позиции (в передающей ДНА круговая), поэтому целесообразно начало отсчета координат привязать к антенне приемника. Принятое вначале движение цели по дуге окружности вынуждает каждый раз использовать трудоемкие (в машинном смысле) операции с тригонометрическими функциями. Оценим возможность перехода к линейным функциям, используя известные связи в геометрии круга [2]. Максимальное значения центрального угла определится как

$$\gamma_{\max} = 2 \cdot \sin \cdot \left[\frac{\sqrt{2 \cdot H(H + 2 \cdot R_Z)}}{2 \cdot R_Z} \right]. \quad (1)$$

Для этих условий и максимальной высоты полета 20 км различие не превышает 388 м, что допускает на всех высотах полета цели пользоваться линейным приближением движения. Тогда значения текущих дальностей D_{Π} и D_T будут определяться следующими выражениями (координата азимута отсчитывается от линии базы)

$$D_{\Pi} = (R_Z + H) \frac{\sin(\gamma)}{\sin(\alpha)}, \quad (2)$$

$$D_T(\beta) = \sqrt{D_{TT}^2 + D_{\Pi}^2 - D_{\Pi\Pi}^2}, \quad (3)$$

где
$$D_{TT}(\beta) = \sqrt{D_{\Pi\Pi}^2 + B_O^2 - 2 \cdot D_{\Pi\Pi} \cdot B_O \cdot \cos\beta}; \quad (4)$$

$$D_{\Pi\Pi} = D_{\Pi} \cos\delta_{\Pi}. \quad (5)$$

Некоторые результаты изменения дальности «цель-передатчик» показаны на графиках рис. 2 для высот полета 1, 4, 10 и 20 км. Как и следовало ожидать, максимальные дальности соответствуют предельным углам места; кривые для передающей стороны имеют характерный провал в районе «пролета» цели над антенной.

Если под дальностью обнаружения целей в РРС понимать расстояние от цели до приемника, то аналогичное совмещенной радиолокации уравнение для определения максимальной дальности будет иметь вид [1]

$$D_{\Pi\max} = \frac{1}{D_T} \sqrt{\frac{P_T \cdot G_T \cdot G_{\Pi} \cdot \lambda^2 \cdot \sigma_B \cdot F_T(\varepsilon) \cdot F_{\Pi}(\beta, \varepsilon)}{(4 \cdot \pi)^3 \cdot P_{\text{ПОР}}}}, \quad (6)$$

где дополнительно к ранее введенным параметрам обозначено: P_T – средняя («греющая») мощность передатчика; λ – длина волны; $\sigma_B = \sigma_{\Pi} \{1 + \exp[n_B |\gamma_{\Pi}| - (2,4n_B + 1)]\}$ – ЭОП цели в бистатической системе [3]; $P_{\text{ПОР}}$ – пороговая чувствительность приемного устройства, которая в наших условиях может достигать 10^{-16} Вт. Позже учтем также влияние интерференции на приемной и передающей стороне, так что в формулу (6) войдут еще два множителя $F_{T3}(\varepsilon)$ и $F_{\Pi3}(\varepsilon)$.

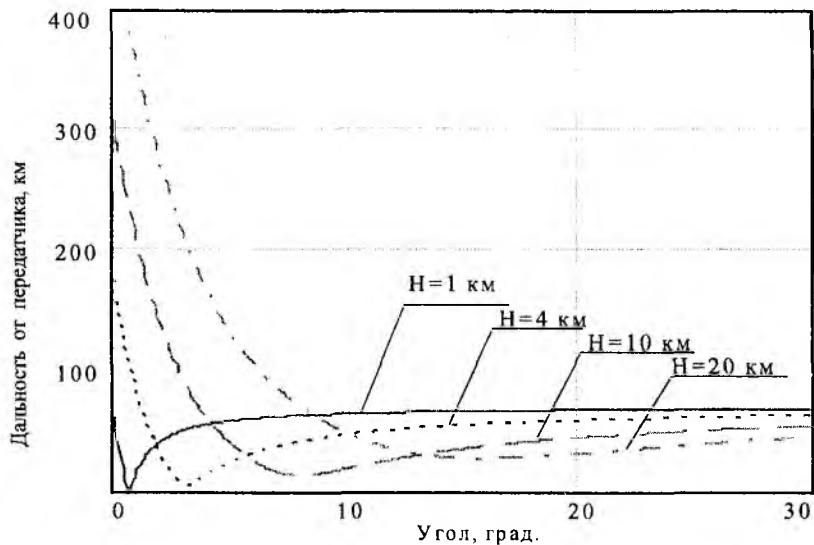


Рис. 2

Некоторые результаты моделирования прямолинейного полета цели (на приемник) показаны на следующих рисунках. Анализ влияния на форму и размеры зоны только диаграммы направленности антенны передатчика свидетельствует, что независимо от высоты полета, энергетического потенциала вполне достаточно для радиолокационного наблюдения воздушных целей при их подсвете телевизионным сигналом, что имеет простое физическое толкование: на малых углах места (при больших дальностях) цели «подсвечиваются» максимумом ДНА; при увеличении угла места, т.е. при подлете цели, она попадает в боковые лепестки передающей антенны, но дальность теперь существенно меньше; таким образом, входящее в уравнение произведение дальности и диаграммы направленности передающей антенны остается примерно постоянным.

Учет воздействия Земли, т.е. влияния интерференции, отличается от аналогичного учета для однопозиционных РЛС, так как приемная и передающая антенны разнесены и имеют существенно разные высоты. Учет интерференции на передающей стороне показывает, что ее влияние начинается с больших высот – рис. 3 для 10 км, что проявляется в наличии провалов в зоне под определенными углами места. Далее по логике наращивания влияния интерференции нужно учесть процессы в приемной антенне и ожидать появления дополнительных провалов, однако моделирование свидетельствует о несущественном изменении общей картины; для примера на рис. 4 показана зона радиолокационного наблюдения целей на высоте 10 км в том же диапазоне углов места (сравни с рис. 3).

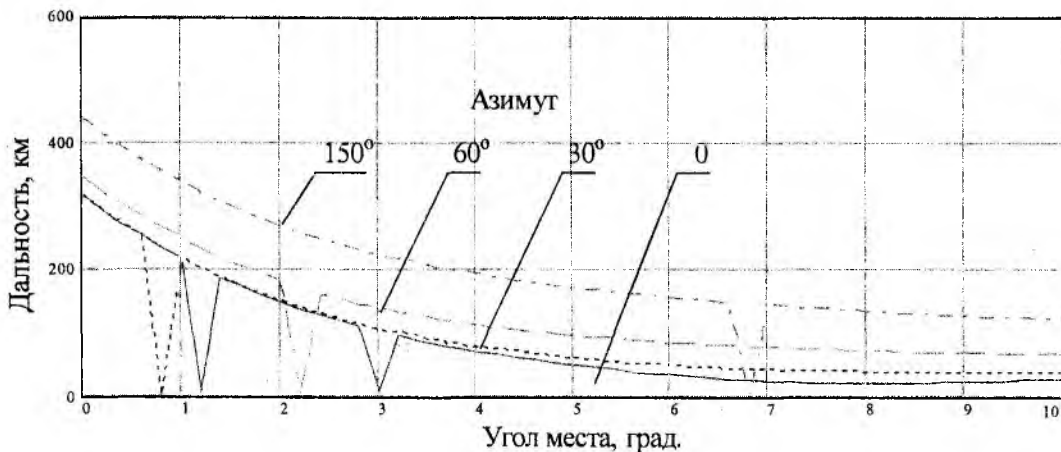


Рис. 3

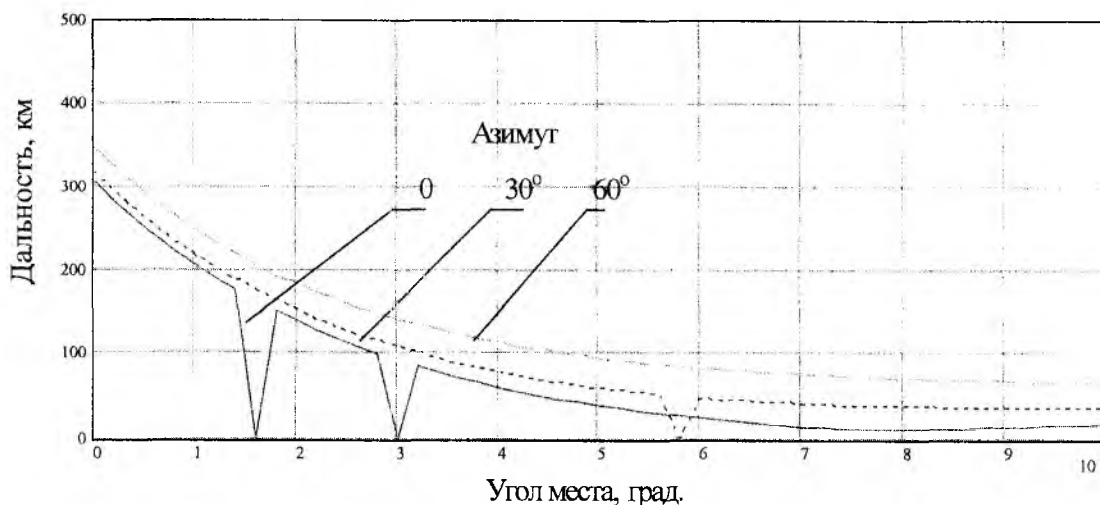


Рис. 4

Это объясняется произведением интерференционных множителей антенн передачи и приема, так что происходит некоторое перераспределение «нулевых» уровней по диапазону углов места: на азимуте 0° один провал сместился, другой остался на 3° ; существенно сместился провал на азимуте 30° ; исчез провал на 60° и т.п. Приведенные характеристики соответствуют монохроматической волне; наличие определенного набора гармоник в спектре при использовании полного сигнала приведет к сглаживанию суммарной интерференционной диаграммы (рис. 5).

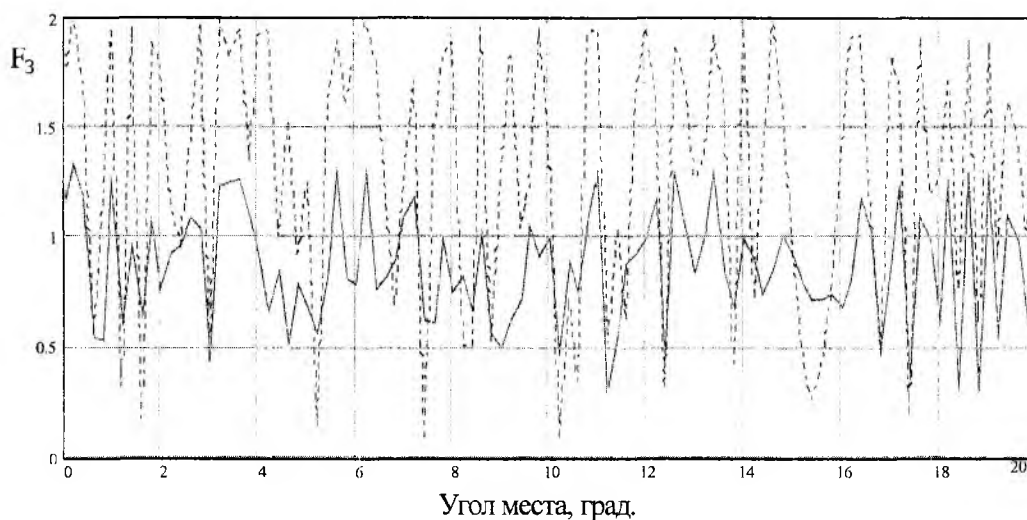


Рис. 5

Таким образом, полученные результаты для станций класса дежурного режима свидетельствуют о возможности обнаружения воздушных целей не только на предельно малых, но и на больших высотах, что позволяет рекомендовать применение нетрадиционной локации с телевизионным подсвечивающим сигналом во всей верхней полусфере; обеспечиваемые при этом дальности обнаружения сравнимы с дальностями действия РЛС в штатном режиме.

Список литературы: 1. Варбанский А.М. Передающие телевизионные станции. М.: Связь, 1980. 328 с. 2. Бронштейн И.Н. и Семендеев К.А. Справочник по математике для инженеров и учащихся ВТУЗов. М.: Наука, 1964. 608 с. 3. Сколник М. Справочник по радиолокации / Под. Ред. Я.С. Ицхоки. М.: Сов. радио, 1976. Т. 4 456 с.

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ПРОДОЛЬНОГО СИНТЕЗА АПЕРТУРЫ В ОПРЕДЕЛЕНИИ УГЛОВЫХ КООРДИНАТ ВОЗДУШНЫХ ЦЕЛЕЙ И КАРТОГРАФИРОВАНИИ

Постановка проблемы. Одной из актуальнейших проблем современной радиолокации является проблема дальнейшего повышения точности и разрешающей способности при определении угловых координат движущихся целей.

Связь с важными научными и практическими заданиями. Важность и практическая значимость решения соответствующих задач связано с эффективностью функционирования современных средств радионавигации, картографирования, средств управления воздушным движением, а также средств аэрокосмического дистанционного исследования и др.

Одной из важнейших задач в рамках указанной проблемы является исследование возможности применения продольного синтеза апертуры.

Анализ последних достижений. Анализ показал, что на вооружении ведущих стран мира применяются в основном РСА бокового обзора и практически отсутствуют сведения о применении метода синтезирования апертуры при встречном облучении цели [1]. Предварительный анализ показал, что применение продольного синтеза позволило бы существенно улучшить характеристики бортовых РЛС перехвата и прицеливания при поражении воздушных целей, а также характеристики координаторов высокоточного оружия (снарядов, ракет, управляемых бомб) для уничтожения наземных целей в режиме пикирования.

Целью работы является разработка метода продольного синтеза апертуры и исследования влияния выбора типа антенной решетки синтезированного раскрыва по форме ДН.

Для того чтобы понять сущность продольного синтеза апертуры, рассмотрим идеализированный одномерный континуальный раскрыв, в котором возможно синфазное сложение принимаемых сигналов [2]. Для него целесообразно рассмотреть ДН в поперечном направлении при углах ϑ , близких к нормали раскрыва, и ДН в продольном направлении при углах θ , дополнительных к $\frac{\pi}{2}$ относительно нормали и близких к линии раскрыва, как показано на рис. 1.

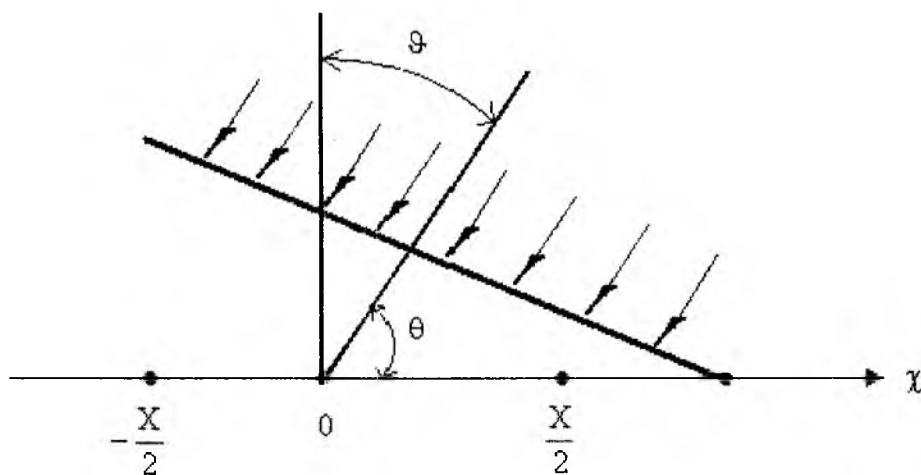


Рис. 1

Поле плоской волны в каждой точке $\chi \in \left(\frac{X}{2}, -\frac{X}{2}\right)$ возбуждает ток, пропорциональный величине

$$\operatorname{Re} \dot{A} e^{j[\omega_0 t + kx \cos \theta]},$$

где $k = \frac{\omega_0}{c} = \frac{2\pi}{\lambda}$; λ – длина волны.

Перед синфазным сложением принятых сигналов в каждой точке раскрыва выполняется их задержка на величину $kx \cos \theta_0$. Синфазное сложение осуществляется для тех сигналов, фронт волны которых падает под углом θ_0 . Тогда ДН такой антенны имеет вид

$$G_n(\theta) = k \left| \int_{-\frac{X}{2}}^{\frac{X}{2}} e^{jkx(\cos \theta - \cos \theta_0)} dx \right| =$$

$$= k 2 \frac{e^{jk(\cos \theta - \cos \theta_0) \frac{X}{2}} - e^{-jk(\cos \theta - \cos \theta_0) \frac{X}{2}}}{2jk(\cos \theta - \cos \theta_0) \frac{X}{2}} \frac{X}{2} = \operatorname{sinc} \left\{ k(\cos \theta - \cos \theta_0) \frac{X}{2} \right\}.$$

Типичные ДН такой идеализированной антенны для $\theta_0 = 0$, $\theta_0 = 30^\circ$, $\theta_0 = 90^\circ$ показаны на рис. 2 (для $\theta_0 = 0$ – ДН 1, $\theta_0 = 90^\circ$ – ДН 2, $\theta_0 = 30^\circ$ – ДН 3, $X/\lambda = 5$).

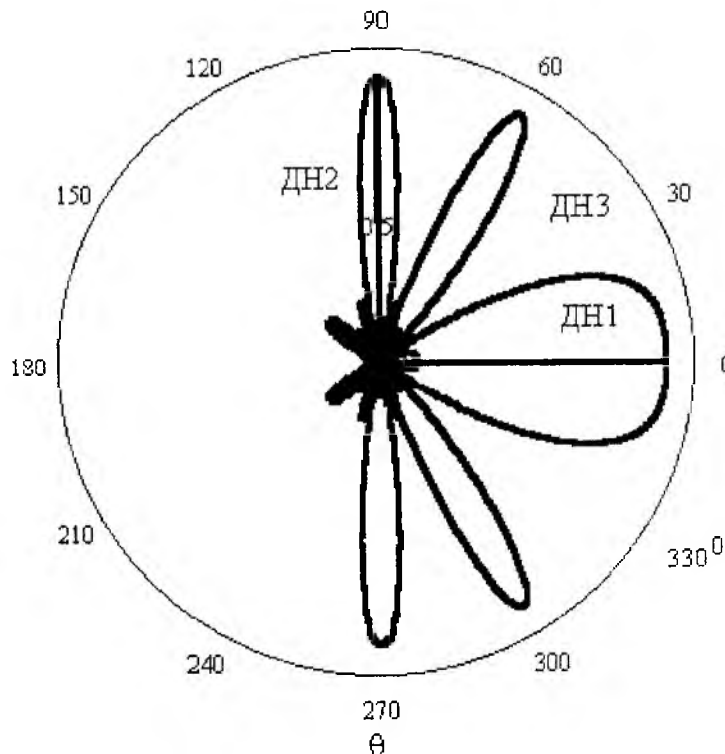


Рис. 2

Практически синфазное сложение может быть реализовано, например, с помощью дискретной антенной решетки, элементарные антенны которых расположены в точках x_k , либо с помощью параболоида, в котором сигналы суммируются в фокальной плоскости. ДН может быть приближенно реализована с помощью директорной антенны.

Идеализированным приближением директорной антенны является антенная решетка, образованная искусственным образом за счет движения самолета, элементами которой являются изотропные (точечные) антенны, расположенные через интервалы $d = VT_n$ друг относительно друга (рис.3), где V – скорость самолета; T_n – период повторения импульсов.

Падающее поле из направления θ с плоским фронтом возбуждает в элементах решетки токи с комплексными амплитудами $\dot{A} \exp(jkmd \cos \theta)$. Для фокусировки решетки на направление θ_0 необходимо скомпенсировать фазовые сдвиги $km d \cos \theta$, а затем полученные токи синфазно сложить [3]. Компенсация фазовых сдвигов и их когерентное сложение осуществляется в процессоре, так же как и в классических РЛС с синтезированной апертурой (РСА).

Компенсация фазовых сдвигов эквивалентна умножению комплексных амплитуд на экспоненциальные множители $\exp(-jkmd \cos \theta_0)$. В результате сложения получим

$$\dot{I}(\theta - \theta_0) = \dot{A} \sum_{m=0}^{M-1} \exp[jkmd(\cos \theta - \cos \theta_0)]. \quad (1)$$

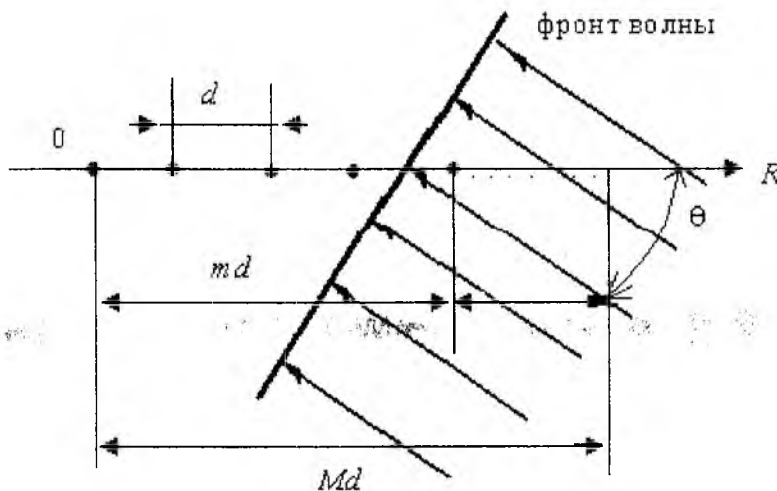


Рис. 3

Зависимость этой функции от углов определяет ДН рассмотренной антенны. Формула представляет собой сумму членов геометрической прогрессии с первым членом $a = 1$ и знаменателем $g = \exp(-j\alpha)$, $\alpha = kd(\cos \theta - \cos \theta_0)$. Используя формулу для суммы членов геометрической прогрессии $S_M = a_1(g^M - 1)/g - 1$, получим

$$\dot{I}(\theta - \theta_0) = \dot{A} \frac{e^{jM\alpha} - 1}{e^{j\alpha} - 1} = \frac{e^{jM\frac{\alpha}{2}} \left(e^{jM\frac{\alpha}{2}} - e^{-jM\frac{\alpha}{2}} \right)}{e^{j\frac{\alpha}{2}} \left(e^{j\frac{\alpha}{2}} - e^{-j\frac{\alpha}{2}} \right)}$$

$$D(\theta - \theta_0) = \left| \frac{i(\theta - \theta_0)}{MA} \right| = \frac{\sin \left[\frac{kd}{2} (\cos \theta - \cos \theta_0) M \right]}{M \sin \left[\frac{kd}{2} (\cos \theta - \cos \theta_0) \right]} \quad (2)$$

Вид этой ДН существенно зависит от количества элементов антенной решетки и от расстояния d между ними [4]. И число M , и величина расстояния d существенно влияют на ширину главного лепестка ДН и на уровень боковых лепестков. Графики ДН для продольного направления $\theta_0 = 0$ и ряда комбинаций величин $M = Z/k\lambda$, $d = k\lambda$ ($Z = 15, \lambda = 0,03$) показаны на рис. 4 а, б. Обозначению $D(Z, \lambda, \theta, k, \theta_0)$ соответствует диаграмма $D(\theta - \theta_0)$. С увеличением расстояния $d = k\lambda$ уровень и число боковых лепестков увеличивается. На рис. 4 а величина $k = 1$, а на рис. 4 б величина $k = 50$.

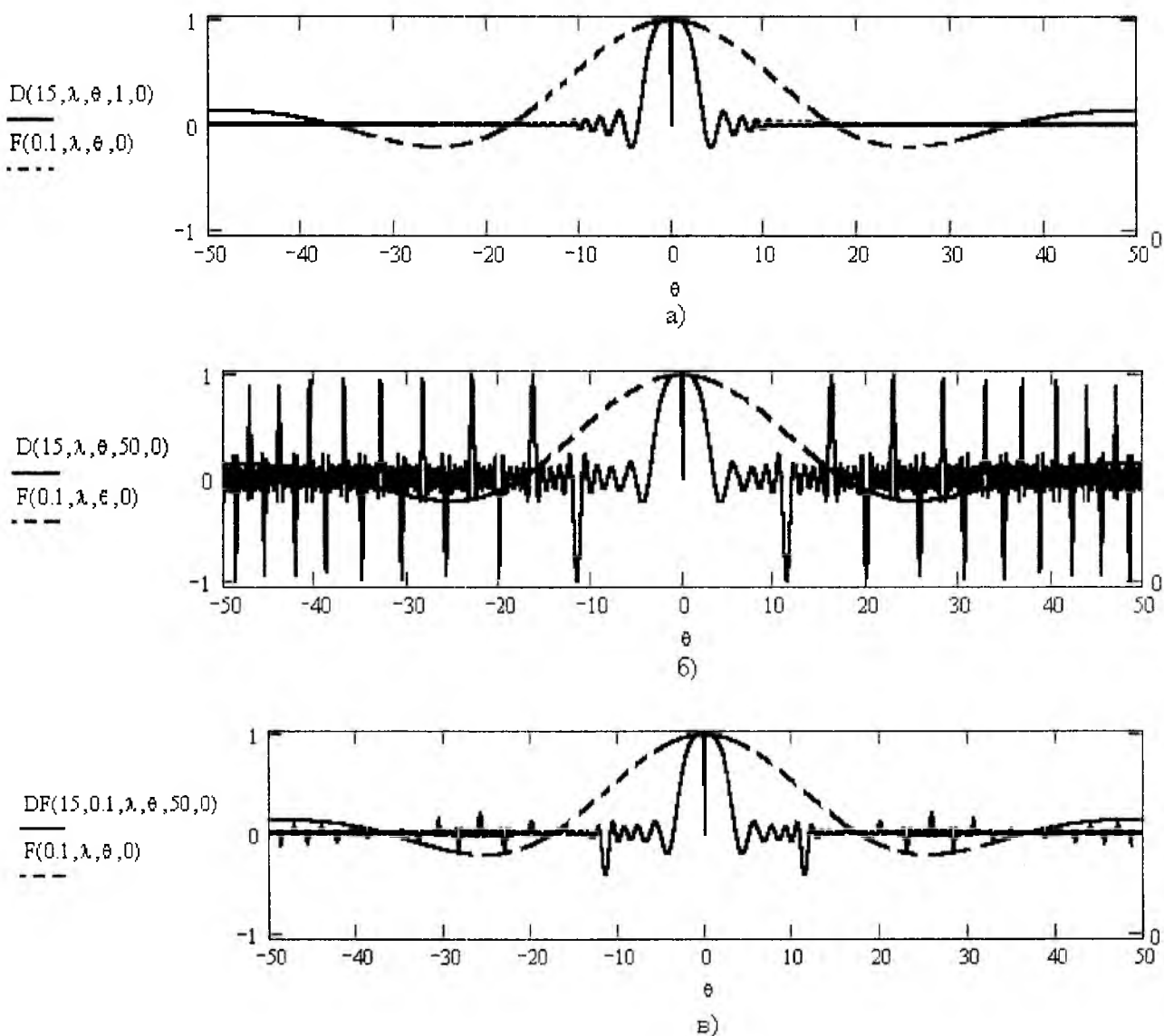


Рис. 4

Реальные элементы решетки не являются изотропными, а обладают направленными свойствами и имеют свои ДН $\dot{F}(\theta)$. Тогда

$$I_p(\theta - \theta_0) = A \sum_{m=0}^{M-1} \dot{F}(\theta) \exp[-jkm d(\cos \theta - \cos \theta_0)], \quad (3)$$

а модуль результирующей нормированной ДН будет иметь такой вид:

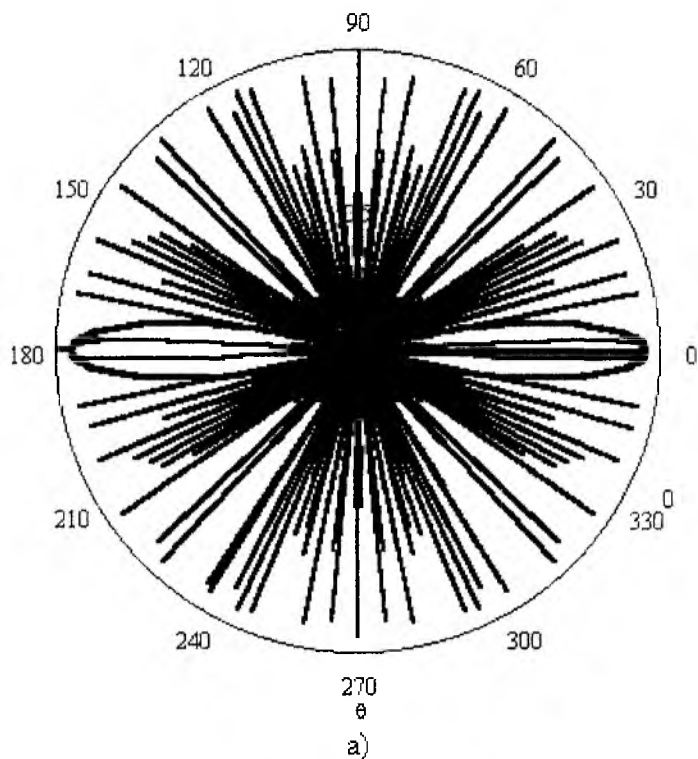
$$D_F(\theta - \theta_0) = |\dot{F}_n(\theta) D(\theta - \theta_0)|.$$

Ориентируя ДН $\dot{F}(\theta)$ в направлении θ_0 , можно существенно снизить уровень боковых лепестков в диаграмме $D_F(\theta - \theta_0)$ за счет умножения $F_n(\theta - \theta_0)$ на $D(\theta - \theta_0)$ (рис. 4 в).

На этом рисунке график DF представляет $D_F(\theta - \theta_0)$, а график $F - F_n(\theta - \theta_0)$. На рис. 5 а, б показаны графики рис. 4 б, в, представлены в полярных координатах.

При решении задач, связанных с таким синтезированием апертуры, целесообразно перейти от угловых координат в направлении $\theta_0 = 0$ и в близких к нему направлениях $\theta_0 \neq 0$ к линейным отклонениям цели [5] от направления R , рис. 6.

$$\frac{D\left(15, \lambda, \theta, \frac{360}{2\pi}, 50, 0\right)}{F\left(0.1, \lambda, \theta, \frac{360}{2\pi}, 0\right)}$$



$$\frac{DF\left(15, 0.1, \lambda, \theta, \frac{360}{2\pi}, 50, 0\right)}{F\left(0.1, \lambda, \theta, \frac{360}{2\pi}, 0\right)}$$

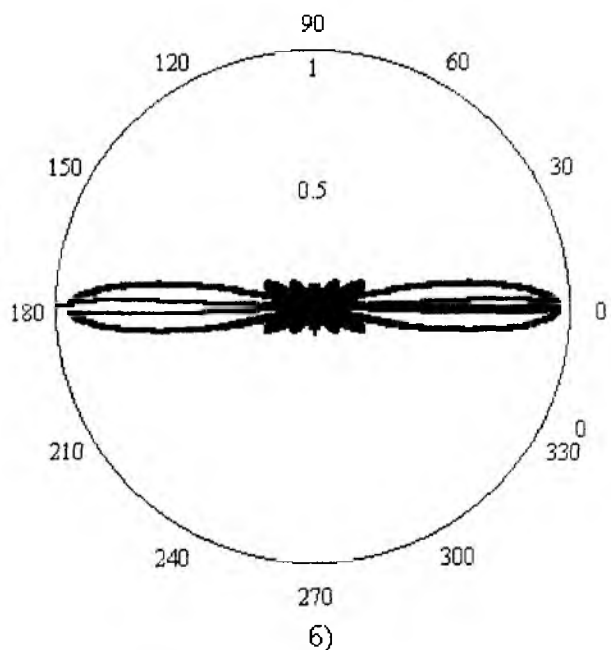


Рис. 5

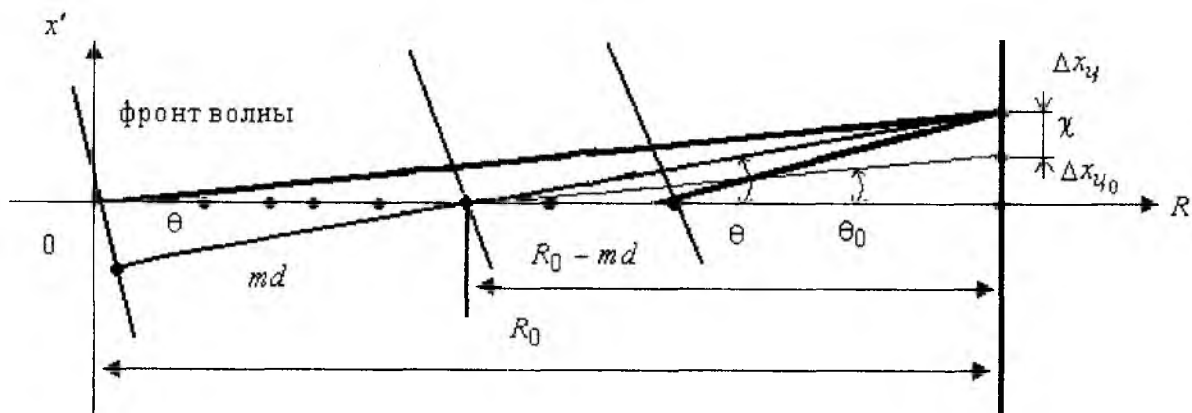


Рис. 6

Здесь

$$\begin{aligned} \cos \theta &= (R_0 - md) / \sqrt{(R_0 - md)^2 + \Delta x_y^2} \approx \left[1 + \frac{\Delta x_y^2}{2(R_0 - md)^2} \right]^{-1} \approx \\ &\approx 1 - \frac{\Delta x_y^2}{2(R_0 - md)^2}. \end{aligned}$$

При этом в формуле 3

$$\begin{aligned} \exp[-jkmd(\cos \theta - \cos \theta_0)] &= \exp \left\{ -jkmd \left[\frac{\Delta x_{y_0}^2 - \Delta x_y^2}{2(R_0 - md)^2} \right] \right\} = \\ &= \exp \left\{ jkmd \left[\frac{2\Delta x_y \chi + \chi^2}{2(R_0 - md)^2} \right] \right\}, \end{aligned}$$

где $\chi = \Delta x_y - \Delta x_{y_0}$.

С другой стороны

$$\begin{aligned} md \cos \theta &= \sqrt{R_0^2 + \Delta x_y^2} - \sqrt{(R_0 - md)^2 + \Delta x_y^2} = R_y - (R_0 - md) \left[1 + \frac{\Delta x_y^2}{2(R_0 - md)^2} \right], \\ md \cos \theta_0 &= \sqrt{R_0^2 + \Delta x_{y_0}^2} - \sqrt{(R_0 - md)^2 + \Delta x_{y_0}^2} = R_{y_0} - (R_0 - md) \left[1 + \frac{\Delta x_{y_0}^2}{2(R_0 - md)^2} \right]. \end{aligned}$$

В этом случае

$$\begin{aligned} \exp[-jkmd(\cos \theta - \cos \theta_0)] &= \exp[-jkmd(R_y - R_{y_0})] \exp \left\{ -jk \left[\frac{\Delta x_{y_0}^2 - \Delta x_y^2}{2(R_0 - md)} \right] \right\} = \\ &= \exp[-jk(R_y - R_{y_0})] \exp \left\{ jk \left[\frac{2\Delta x_y \chi + \chi^2}{2(R_0 - md)} \right] \right\}. \end{aligned}$$

Тогда

$$\begin{aligned} \left| j[\theta(\Delta x_y) - \theta_0(\Delta x_{y0})] \right| &= \left| A \left| \sum_{m=0}^{M-1} \exp \left[jkmd \frac{2\Delta x_y \chi + \chi^2}{2(R_0 - md)^2} \right] \right| \right| = \\ &= \left| A \left| \sum_{m=0}^{M-1} \exp \left[jk \frac{2\Delta x_y \chi + \chi^2}{2(R_0 - md)} \right] \right| \right|. \end{aligned} \quad (4)$$

Нормированная функция в формуле (4) и нормированная ДН в (2) при малых углах θ и при $Md \ll R_0$, с учетом пересчета угловых переменных в линейные, являются эквивалентными.

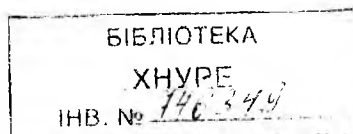
Вывод. Таким образом, в работе показано, что существенное увеличение разрешающей способности можно получить путем формирования синтезированного (искусственного) раскрыва, используя движение ЛА и когерентную обработку сигналов. Введение новых видов обзора позволяет значительно расширить возможности применения радиолокаторов с синтезированной апертурой (РСА).

Перспективным направлением выполнения дальнейших разработок является нахождение оптимальных алгоритмов продольного синтеза апертуры в режимах реальных геометрий движения РЛС и цели с учетом использования радиосигналов конкретного вида.

Список литературы: 1. Куртов А. И. РСА с продольным синтезом апертуры – новый способ обнаружения, наблюдения, сопровождения и распознавания объектов // Прикладная радиоэлектроника. Состояние и перспективы. Ч 1. МРФ. 2002. С. 65 – 69. 2. Первачев С. В., Валуев А. А., Чиликин В. М. Статистическая динамика радиотехнических следающих систем. М.: Сов. радио. 1973. 488с. 3. Оценка эффективности селекции целей на фоне земной поверхности при наклонном зондировании / В. К. Волосюк, О. Г. Горбуненко, А. А. Шаповалов, А. И. Куртов // Зарубежная радиоэлектроника. 1999. №11. С. 32 – 45. 4. Леонов А. И., Фомичев К. И. Моноимпульсная радиолокация. М.: Изд-во 2. 1984. 37 с. 5. Оптимизация когерентной обработки сигналов в суммарном и разностном каналах моноимпульсного амплитудного радиовизира / А. И. Куртов, В. И. Бледнов, В. К. Волосюк, В. Г. Кравец // Открытые информационные и интегрированные компьютерные технологии. 2002. Вып. 14. С. 71 – 82.

Харьковский Институт ВВС им. И. Кожедуба

Поступила в редколлегию 28.01.2003



ОЦЕНКА ПАРАМЕТРОВ СИГНАЛА, РАССЕЯННОГО АКУСТИЧЕСКИМ ВОЛНОВЫМ ПАКЕТОМ

Распространенные в радиолокации алгоритмы обработки колебаний строятся в предположении, что форма сигнала при отражении от цели не изменяется, а изменяются лишь значения его параметров, в которые и закладывается полезная информация. Оптимальной в этом случае является обработка принимаемых сигналов с использованием корреляторов или фильтров, согласованных с излучаемым сигналом, которые позволяют решать задачи обнаружения, оценивания параметров, разрешения [1, 2, 3].

Аналогичные процедуры обработки реализуются и в радиоакустических станциях (РАС). Однако в радиоакустическом локационном канале, как показано [4], наблюдается изменение формы излучаемых колебаний, в силу чего принимаемый радиосигнал существенно отличается от излучаемого или опорного, если при обработке используются корреляторы. Вследствие этого результаты измерений, например, доплеровской частоты в расдарах, содержат систематическую погрешность, что характерно как для простых, так и сложных звуковых импульсов.

Несущественным изменение формы сигнала в канале можно считать только при использовании простых акустических импульсов и выполненном условии Брэгга $q = 0$ (q – параметр расстройки условия Брэгга), когда имеет место искажение огибающей без нарушения тонкой внутренней структуры колебания. Поэтому при $q = 0$ используемые в системах РАЗ традиционные устройства обработки, предназначенные для измерения доплеровской частоты, не дают специфической систематической погрешности оценивания скорости звука, обусловленной искажениями сигнала в канале; если же $q \neq 0$, такая ошибка имеет место и возрастает с увеличением значения параметра q . Параметр расстройки определяется как $q = 2k_s - k_e$, где k_s – волновое число для звука; k_e – волновое число радиоволны. При распространении звуковой волны в атмосфере изменяется величина k_s , а следовательно и q .

На практике процесс выполнения измерений при излучении простых звуковых импульсов осуществляют, как правило, используя подстройку частоты акустического или электромагнитного сигналов под условие Брэгга, что существенно усложняет систему и процесс зондирования. Выполняют измерения и без частотной адаптации системы к метеорологической обстановке по трассе распространения волн, но систематические ошибки оценивания метеопараметров получаются в этом случае очень значительными.

Таким образом, как следует из изложенного, применяемые в расдарах алгоритмы обработка сигналов не адекватны процессам, происходящим в локационном канале. Используя полученные в работе [4] результаты, оказывается возможным создавать алгоритмы обработки сигналов радиоакустических систем, построенные с учетом преобразования радиоволны в канале и позволяющие осуществлять качественные измерения параметров атмосферы не только при выполненном условии Брэгга, но и при $q \neq 0$, а также при излучении сложных звуковых импульсов.

Уравнение наблюдения или принимаемое рассеянное поле в задаче радиоакустического зондирования представим в следующем общем виде:

$$E_1(\vec{r}, t) = \Re \left[E(\vec{r}, t), S(\vec{r}, t) \vec{\Theta}(\vec{r}, t) \right] + n(\vec{r}, t), \quad (1)$$

где $E(\vec{r}, t)$ – комплексная огибающая электромагнитного сигнала; $S(\vec{r}, t)$ – комплексная огибающая акустического сигнала; $\vec{\Theta}(\vec{r}, t)$ – вектор параметров атмосферы; \Re – оператор преобразования сигналов в канале (оператор рассеяния); $n(\vec{r}, t)$ – поле аддитивных помех;

\vec{r} – радиус вектор точки пространства. На выходе приемной антенны принимаемый процесс является функцией времени t :

$$U_1(t) = U_{ES}(t, \vec{\Theta}) + n(t), \quad (2)$$

где U_{ES} – рассеянный (полезный) сигнал на выходе антенны при заданных функциях E и S .

При зондировании атмосферы с целью измерения температуры (а большинство известных расдаров решают именно эту задачу) вектор параметров среды $\vec{\Theta}$ можно представить единой интегральной характеристикой c_s – скоростью звука, зависящей от температуры, скорости ветра, давления, влажности и т.д. С другой стороны, c_s является параметром движения цели – акустического волнового пакета.

Рассмотрим задачу оценки величины c_s – параметра среды и объекта, постоянного на интервале времени Δt анализа входного колебания и принадлежащего континуальному множеству возможных значений $c_s \in C$.

Из теории радиосистем известно [1, 2, 3], что синтез оптимального математического оператора измерительной системы и формирование оптимального решения основываются на использовании функции правдоподобия, которую применительно к данной задаче можно записать, как $w(U_1/c_s)$. Возможно использование и некоторых других функций, монотонно связанных с $w(U_1/c_s)$, которые называют достаточными статистиками. Достаточная статистика $X(U_1, c_s)$ включает в себя всю информацию об измеряемой величине, которая содержится в принимаемом колебании $U_1(t)$. Статистика X может быть использована при формировании различных решений – обнаружения, оценивания и т. д., однако вынесение решения приводит к «разрушению» информации, содержащейся в X , и полученный результат уже не включает всех сведений, имеющихся в $U_1(t)$ и X .

Задача устройств обработки расдаров должна сводиться, таким образом, к формированию достаточной статистики $X(U_1, c_s)$ на интервале возможных значений $C: c_s \in (c_{s \min} - c_{s \max})$ и нахождению значения c_s , соответствующего максимуму функции $X(U_1, c_s)$. Оптимальным выходным эффектом может выступать модульное значение комплексного корреляционного интеграла $Q(c_s)$

$$Q(c_s) = \left| \int U_1(t) U_{ES}(t, c_s) dt \right|, \quad (3)$$

где $U_{ES}(t, c_s)$ – опорный сигнал. Значения c_s связаны функциональной зависимостью с k_s : $k_s = 2\pi f_s / c_s$, а следовательно, с параметром расстройки условия Брэгга $q = 2k_s - k_e$. Для заданных значений q и c_s вид опорного сигнала (или его комплексная огибающая) может быть определен в соответствии с выражением

$$U(r, q) = \int_{-\infty}^{\infty} E(2r' - r) S^*(r') e^{jq r'} dr', \quad (4)$$

где r' – продольная пространственная координата; r – смещение сигналов по координате r' . Если r представить в (4) как $r = ct$, где c – скорость распространения электромагнитных волн, то (4) становится функцией времени t .

С целью подтверждения возможности применения известных результатов [1, 2, 3] к рассматриваемой ситуации заметим, что в процессе их получения на форму сигнала не накладывалось никаких ограничений кроме того, что при приеме эта форма должна быть известна. Помеха $n(t)$ в (2) должна представлять собой гауссовский случайный процесс с равномерной

спектральной плотностью в пределах полосы пропускания приемника. Это предположение с достаточной точностью выполняется для радиоакустических систем, поскольку внешние помехи не оказывают существенного влияния на эффективность их функционирования, а основное негативное влияние оказывают внутренние шумы приемника.

Таким образом, рассматриваемая процедура оценивания заключается в вычислении совокупности значений корреляционного интеграла (3) в n точках, позволяющих воспроизвести искомую кривую $Q(c_s)$ с достаточной точностью (где $n = (c_{\max} - c_{\min}) / \Delta c$), нахождению максимума функции $Q(c_s)$ на анализируемом интервале и значения c_s , соответствующего найденному максимуму.

Оценки c_s , полученные в соответствии с предложенным алгоритмом, свободны от систематических погрешностей, а случайные, нормальные ошибки измерений достаточно хорошо описываются, как показывал анализ, известным соотношением [3]

$$\sigma_{c_s}^2 = \frac{c}{2f_e} \frac{1}{\mu^2 T_l^2},$$

где μ^2 – отношение сигнал/шум по мощности; T_l – эффективная длительность радиосигнала.

В случае применения простых звуковых колебаний и предложенного алгоритма оценивания необходимость настройки на условие Брэгга отпадает. Если вследствие значительного изменения метеопараметров с высотой будет наблюдаться выход системы за пределы «полосы рассеяния» АВП и возникает необходимость в повышении отношения сигнал/шум, то это может быть достигнуто изменением частоты одного из сигналов (на практике более просто это реализуется с помощью звука). Такая техническая задача уже не представляет трудностей и может быть решена использованием дискретной сетки фиксированных несущих частот.

На практике данный алгоритм может быть реализован в различных вариантах, например, по параллельной или последовательной схемам.

Существенное отличие предложенного алгоритма оценивания от широко распространенных на практике (как в РЛС, так и РАС) устройств измерения параметров заключается в опорном сигнале. В данном случае опорные колебания в различных точках диапазона C отличаются видом, формой, а не значением параметра, как это принято, например частоты. Только в точке, где значение параметра расстройки $q = 0$, опорный сигнал по форме совпадает с излученным.

Система, реализующая такой метод обработки, может называться доплеровской только с некоторыми оговорками, поскольку измерение собственно доплеровской частоты здесь не производится. Амплитудные и фазовые измерения для сигнала, рассеянного акустическим волновым пакетом, как и его обнаружение, также должны выполняться с учетом описанных преобразований в канале. Классические радиолокационные алгоритмы обработки – обнаружения, оценивания параметров – являются «мельницей» для входного сигнала РАС, разрушающей либо существенно искажающей содержащуюся в нем полезную информацию о состоянии атмосферы.

Список литературы: 1. Тихонов В.И. Оптимальный прием сигналов. М.: Радио и связь, 1983. 320 с. 2. Ширман Я.Д., Манжос В.Н. Теория и техника обработки радиолокационной информации на фоне помех. М.: Радио и связь, 1981. 416 с. 3. Петров А.В., Яковлев А.А. Анализ и синтез радиотехнических комплексов. М.: Радио и связь, 1984. 246 с. 4. Карташов В.М. Анализ зондирующих радиоакустических сигналов с использованием тел рассеяния // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.- техн. сб. 2002. Вып. 124. С. 95 – 99.

Харьковский национальный
университет радиоэлектроники

Поступила в редколлегию 27.12.2002

ПОВЫШЕНИЕ ЭФФЕКТИВНОСТИ ОБРАБОТКИ ИНФОРМАЦИИ В АТМОСФЕРНЫХ РЛС ВЕРТИКАЛЬНОГО ЗОНДИРОВАНИЯ

Постановка задачи

Для получения информации о высотных профилях скорости ветра, температуры и среднеквадратических пульсаций скорости ветра в атмосферном пограничном слое (АПС) бесконтактными методами применяются радио-, радиоакустические и акустические РЛС вертикального зондирования. В подобных РЛС информация о скорости ветра, его среднеквадратических пульсациях и температуре содержится в первых двух моментах доплеровских вариаций спектральной плотности мощности (СПМ) принимаемых сигналов. При этом одно из основных требований к радиолокационным системам вертикального зондирования атмосферы, используемым для метеорологического обеспечения полетов – получение достоверных результатов в реальном масштабе времени. Поэтому для подобных РЛС актуальна задача уменьшения времени оценивания нулевого и первых двух моментов доплеровских вариаций СПМ принимаемых сигналов.

При оценивании первых двух моментов СПМ в соответствии с [1] выполняются следующие этапы обработки принятого сигнала:

- 1) производится квадратурная обработка принимаемого сигнала с дискретизацией по времени и квантованием по уровню квадратурных составляющих;
- 2) рассчитывается СПМ по временной выборке длиной в N отсчетов одним из классических либо неклассических методов [2];
- 3) оцениваются первые два момента СПМ одним из методов параметрического оценивания. При параметрическом оценивании СПМ в качестве аппроксимирующей кривой согласно работе Вудмана [3] используется гауссоида

$$S(f) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \exp\left(-\frac{(f-f_0)^2}{2\sigma^2}\right), \quad (1)$$

где f_0 – центральная частота спектра отраженного сигнала; σ – половина ширины спектрального максимума по уровню 0.607; f – отклонение частоты от центральной.

Для уменьшения времени спектральной и параметрической обработки принимаемых сигналов необходимо снижать вычислительную сложность второго и третьего этапов обработки.

Следует отметить, что при практической реализации вычисления СПМ наиболее часто используются быстрое преобразование Фурье (БПФ) и периодограммный метод Уэлча, а при параметрическом оценивании – метод наименьших квадратов (НК) и метод моментов. Применение трех последних методов связано с их малой чувствительностью к влиянию шума на результат вычисления СПМ и параметрического оценивания по сравнению с другими методами, как показано в работах [2,4,5]. Поэтому сравнительный анализ вычислительных затрат на вычисление СПМ и параметрическое оценивание при длинах временных выборок квадратурных составляющих от $N=64$ до $N=4096$ отсчетов проведем только для вышеперечисленных методов. Результаты анализа представлены на рис. 1. На данном рисунке при расчете СПМ кривой 1 соответствует количество операций сложения и умножения при использовании БПФ; кривой 2 – периодограммного метода Уэлча; кривой 3 – неклассический метод расчета СПМ по коэффициентам авторегрессии (АР), найденным с использованием алгоритма Берга; кривой 4 – с использованием ковариационного алгоритма. Количеству операций при параметрическом оценивании по методу НК соответствует кривая 5, а по методу моментов – кривая 6.

Анализ рис. 1 показывает, что методы параметрического оценивания, которые наиболее часто применяются, по вычислительной сложности соизмеримы с вычислением СПМ. Кроме этого, особенность применения метода НК либо метода моментов заключается в том, что для получения достоверных результатов параметрического оценивания при малых отношениях сигнал/шум необходимо:

- выполнять параметрическое оценивание перекрывающихся участков выборочной СПМ;
- для метода наименьших квадратов построить функцию минимизации среднеквадратической ошибки аппроксимации

$$f_{\min}(\sigma, f_0) = \min\{S'(f) - S(f)\}^2, \quad (2)$$

где $S'(f)$ – выборочная СПМ.

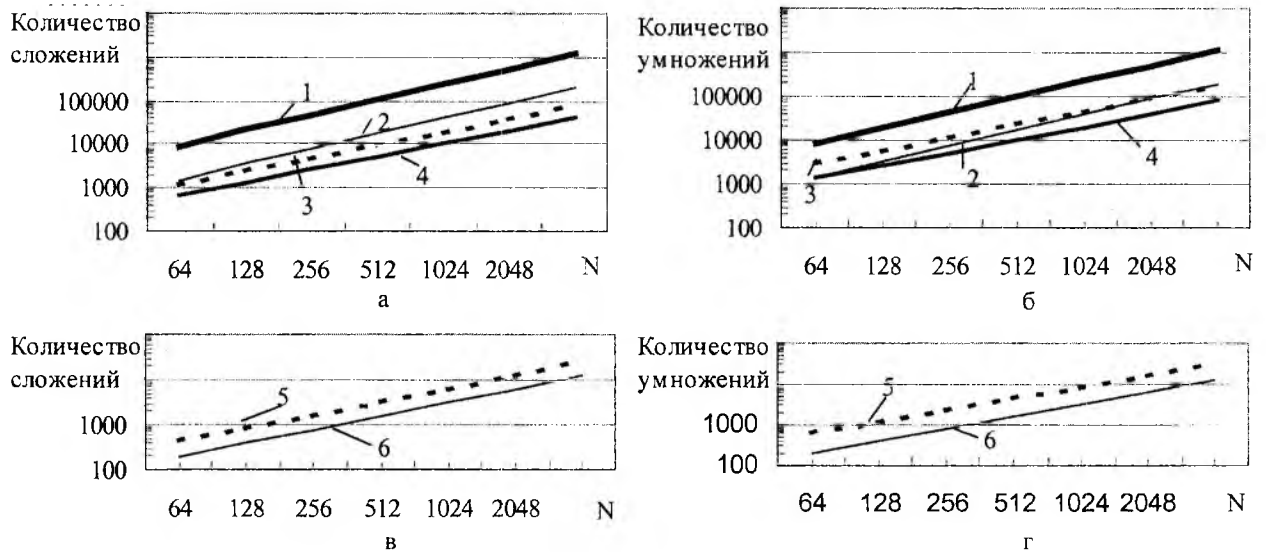


Рис. 1

Далее выбрать параметры аппроксимирующей гауссоиды (1), соответствующие минимуму функции $f_{\min}(\sigma, f_0)$. Для метода моментов необходимо построить функцию максимизации нулевого момента и определить значения σ и f_0 , соответствующие максимуму этой функции. Как следствие, значительно увеличивается вычислительная сложность параметрического оценивания. Так, например, если при построении функции минимизации среднеквадратической ошибки аппроксимации использовать 50 %-е перекрытие участков выборочной СПМ, количество операций сложения возрастет в 1.74 раза, умножения – 2 и деления в 1.08 раза.

Метод решения

Уменьшить вычислительные затраты на вычисление СПМ и параметрическое оценивание можно, имея априорную информацию о доплеровском смещении спектрального максимума рассеянного сигнала. Для этого предлагается оценивать 1-й момент СПМ с использованием АР анализа и в дальнейшем проводить параметрическое оценивание участка СПМ, содержащего главный максимум по методу НК либо методу моментов. Однако достичь уменьшения требуемого количества вычислительных операций при комбинированных методах можно только при использовании неклассических методов расчета СПМ. При их применении рассчитанные коэффициенты авторегрессии будут использоваться как для вычисления СПМ, так и для оценивания доплеровского смещения главного максимума. Следовательно, не требуется проведение значительных дополнительных вычислений (приблизительно 2/3 от общего числа операций, требуемого для вычисления коэффициентов АР и СПМ) при расчете коэффициентов авторегрессии.

На практике наибольший интерес представляют сигналы с одномодовым спектром (сигнал, отраженный от ясного неба) и с двумодовым спектром (в спектре присутствуют отражения от птиц, остатки земной помехи). Поэтому остановимся на рассмотрении именно этих сигналов.

В работе [6] получены выражения, связывающие параметры СПМ (центральную частоту моды и ее ширину по половинному уровню мощности) с выборочными коэффициентами АР для одномодового процесса

$$\begin{aligned}\Phi_c[1] &= e^{-2 \cdot \pi \cdot \Delta f \cdot T / 2} \cos(2 \cdot \pi \cdot f_0 \cdot T), \\ \Phi_s[1] &= e^{-2 \cdot \pi \cdot \Delta f \cdot T / 2} \sin(2 \cdot \pi \cdot f_0 \cdot T),\end{aligned}\quad (3)$$

где f_0 – центральная частота моды; T – период следования отсчетов во временной выборке; $\Phi_c[1], \Phi_s[1]$ – косинусная и синусная составляющие комплексного коэффициента авторегрессии первого порядка; Δf – ширина полосы моды по уровню 0.5 СПМ.

Из (1) получаем, что

$$\begin{aligned}f_0 &= \frac{1}{2 \cdot \pi \cdot T} \arctan\left(\frac{\Phi_s[1]}{\Phi_c[1]}\right), \\ \Delta f &= \frac{1}{2 \cdot \pi \cdot T} \ln\left(\frac{\Phi_c[1]}{\Phi_s[1]} \tan(2 \cdot \pi \cdot f_0 \cdot T)\right).\end{aligned}\quad (4)$$

Ширина полосы Δf связана с σ соотношением

$$\sigma = \sqrt{-\Delta f^2 / (2 \cdot \ln(0.5))}.\quad (5)$$

Определяя выигрыш по вычислительным затратам, который обеспечивают предложенные комбинированные методы, учтем, что при вычислении значений функций \tan , \arctan , \ln , \exp с использованием стандартных рядов разложения достаточно ограничиться четвертым членом. Результаты расчета необходимого количества операций умножения, сложения и деления представлены на рис. 2.

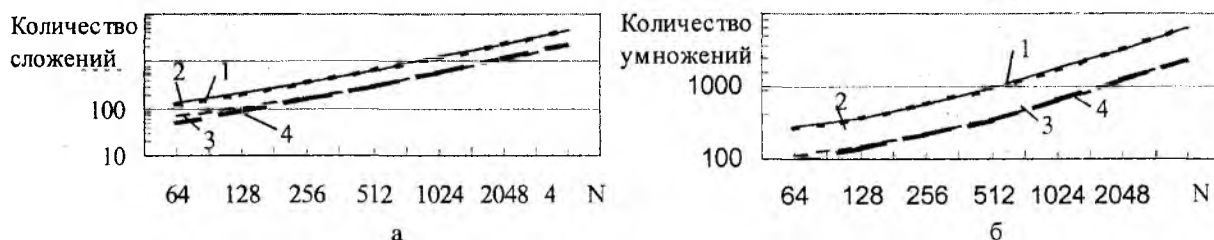


Рис. 2

На рис. 2 кривой 1 соответствует требуемое количество математических операций при комбинации метода наименьших квадратов и АР-анализа с использованием модели АР первого порядка; кривой 2 – метода НК- и АР-анализа с использованием модели АР второго порядка; кривой 3 – метода моментов и АР-анализа с использованием модели АР первого порядка; кривой 4 – метода моментов и АР-анализа с использованием модели АР второго порядка.

Анализируя рис. 2, можно сделать вывод, что комбинация метода НК- и АР-анализа при параметрическом оценивании в диапазоне отношений сигнал/шум свыше 10 позволяет уменьшить необходимое количество операций сложения в 3,5...5,3 раз при длинах временных выборок от 64 до 4096 отсчетов соответственно. Общее количество операций умножения и деления уменьшается в 2,1...5,2 раз соответственно. Комбинация метода моментов и

АР- анализа позволяет уменьшить количество операций сложения в 4,1...5,3 раз, а умножения и деления – в 1,65...5,15 раза при тех же длинах временных выборок. При малых отношениях сигнал/шум (меньше 10) выигрыш от применения комбинированных методов увеличивается еще в 2 раза.

В случае двумодового процесса, воспользовавшись формулой для расчета СПМ по коэффициентам АР [2], получаем

$$S(f) = \frac{\rho_w^2}{|1 - \Phi_1 \cdot z^{-1} - \Phi_2 \cdot z^{-2}|^2} = \frac{\rho_w^2}{|z^2 - \Phi_1 \cdot z - \Phi_2|^2}, \quad (6)$$

где $z = e^{j \cdot 2\pi \cdot f \cdot T}$; Φ_1, Φ_2 – комплексные коэффициенты АР; ρ_w – дисперсия шумов предсказания.

Так как максимумам $S(f)$ соответствуют нули квадратного уравнения $z^2 - \Phi_1 \cdot z - \Phi_2 = 0$, то, рассчитав корни p_1 и p_2 этого уравнения,

$$p_{1,2} = \frac{\Phi_1 \pm \sqrt{\Phi_1^2 + 4 \cdot \Phi_2}}{2}, \quad (7)$$

можно определить частоты мод

$$f_1 = \frac{1}{2 \cdot \pi \cdot T} \arctan\left(\frac{\text{Im}(p_1)}{\text{Re}(p_1)}\right),$$

$$f_2 = \frac{1}{2 \cdot \pi \cdot T} \arctan\left(\frac{\text{Im}(p_2)}{\text{Re}(p_2)}\right). \quad (8)$$

Результаты расчета необходимого количества математических операций для двумодового процесса приведены на рис. 2. Анализ полученных результатов позволяет сделать вывод, что комбинация метода НК и модели АР в диапазоне отношений сигнал/шум свыше 10 позволяет уменьшить необходимое количество операций сложения в 2,6÷5,2 раз при длинах временных выборок от 64 отсчетов до 4096 отсчетов соответственно. Общее количество операций умножения и деления уменьшается в 1,87÷5,15 раз соответственно. При комбинации метода моментов и модели АР количество операций сложения уменьшается в 2÷5,2 раз, а умножения и деления в 1,72÷5,18 при тех же длинах временных выборок. При отношении сигнал/шум менее 10 выигрыш в требуемом количестве математических операций от применения комбинированных методов увеличивается еще в два раза.

Не менее важным результатом применения комбинированного метода, вытекающим из выражения для расчета СПМ (6), является уменьшение требуемого количества вычислений при расчете СПМ неклассическими методами. В отличие от БПФ, используя выражение (6), можно не вычислять все N отсчетов СПМ, а рассчитать лишь те отсчеты СПМ, которые соответствуют главному максимуму. Так, например, если при длинах временных выборок от 64 до 4096 отсчетов рассчитывать 3/16 от общего числа отсчетов СПМ, соответствующие главному максимуму, то применение комбинированных методов позволяет уменьшить количество операций сложения в 2,3 раза (для алгоритма Берга) и в 1,25 раз (для ковариационного алгоритма), а общее количество операций умножения и деления уменьшается в 2,7 раз и 1,6 раз соответственно.

Для экспериментальной проверки предлагаемого способа сокращения времени обработки отраженного сигнала на фоне шумов использовалась модель рассеянного сигнала, в соответствии с которой был сгенерирован ансамбль из 100 временных реализаций случайного

процесса. Длина каждой реализации – 128 отсчетов. Параметры СПМ, описываемой функцией (1) следующие: центральная частота – $f_0 = (10/128) \cdot f_{\partial}$; ширина спектрального максимума $\sigma = (4/128) \cdot f_{\partial}$, где f_{∂} – частота следования отсчетов.

К каждой реализации сигнала добавлен аддитивный белый гауссов шум. В диапазоне отношений сигнал/шум от 1 до 10 рассчитана выборочная СПМ ковариационным методом и проведено параметрическое оценивание СПМ методами: моментов, наименьших квадратов, комбинированными методами. По выборочным оценкам σ и f_0 рассчитаны среднеквадратические отклонения выборочных оценок (СКОВО) от задаваемых. Результаты сравнительных вычислений СКОВО при применении метода наименьших квадратов и моментов, а также их комбинаций с АР- анализом представлены на рис 3. На рис 3 кривой 1 соответствует комбинация метода наименьших квадратов и АР- анализа; кривой 2 – метод наименьших квадратов; кривой 3 – комбинация метода моментов и АР анализа; кривой 4 – метод моментов.

Анализируя зависимости на рис. 3, можно сделать вывод, что при оценивании ширины полосы спектрального максимума σ комбинированными методами наблюдается уменьшение погрешности оценки на 1.5% при отношении сигнал/шум 1. С ростом отношения сигнал/шум уменьшение погрешности составляет 0.5...0.1%. При оценивании доплеровского сдвига комбинированными методами погрешность оценки уменьшается на 0.4...0.1%.

Апробация метода была проведена на временных реализациях сигналов, отраженных от турбулентной атмосферы, на выходе квадратурного детектора стратосферно-тропосферной РЛС вертикального зондирования.

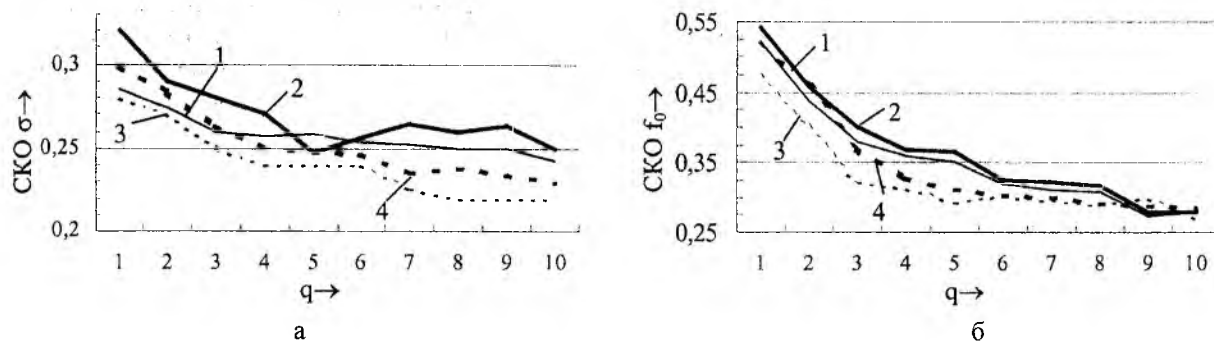


Рис. 3

Анализ результатов показал, что при параметрическом оценивании среднеквадратических пульсаций скорости ветра методами наименьших квадратов, моментов и комбинированными методами величина σ отличается не более чем на 1%, а результаты оценивания скорости ветра отличаются не более чем на 0,45%.

Научная новизна полученных результатов

- 1) Для сокращения числа вычислительных операций и, следовательно, времени выполнения параметрического оценивания первых двух моментов СПМ доплеровских вариаций отраженного сигнала в РЛС вертикального зондирования предложены комбинированные методы: НК с авторегрессионным анализом и моментов с авторегрессионным анализом. Применение первого комбинированного метода позволяет уменьшить общее число операций сложения, умножения и деления в 2,8-5,25 раз при использовании модели АР 1-го порядка для анализа временных выборок длительностью 64-4096 отсчетов соответственно. При использовании модели АР 2-го порядка общее количество математических операций уменьшается в 2,2-5,17 раз соответственно. Применение второго комбинированного метода позволяет снизить общее количество операций сложения, умножения и деления в 2,8-5,2 раза при использовании модели АР 1-го порядка и в 1,8-5,2 раза при использовании модели АР 2-го порядка для анализа временных выборок той же длительности.
- 2) При отношениях сигнал/шум меньше 10 выигрыш в требуемом количестве математических операций увеличивается еще в 2 раза.

- 3) Предлагаемые комбинированные методы позволяют уменьшить число операций при вычислении СПМ в 1,4-2,5 раза в зависимости от применяемого алгоритма для расчета коэффициентов авторегрессии.
- 4) Комбинированные методы позволяют уменьшить погрешность измерения скорости ветра и его среднеквадратических пульсаций на 1,5-0,1% в диапазоне отношений сигнал/шум от 1 до 10 соответственно.

Практическая ценность полученных результатов

Полученные результаты позволяют расширить функциональные возможности радио-, радиоакустических и акустических РЛС вертикального зондирования, то есть, например, увеличить количество обрабатываемых высот зондирования при тех же аппаратных возможностях систем, либо снизить стоимость таких систем за счет уменьшения аппаратной сложности при неизменных функциональных возможностях систем благодаря предложенным программным методам обработки принимаемых сигналов.

Список литературы: 1. *Pekour M.S.* Removal of bird contamination in wind profiler signal spectra / Proceeding 9-th symposium on acoustic remote sensing of the atmosphere and oceans. 1998. С. 80-83. 2. *Бокс Дж., Дженкинс Г.* Анализ временных рядов. Прогноз и управление: Пер. с англ. Вып. 1 / Под ред. В.Ф. Писаренко. М.: Мир, 1974. 406 с. 3. *Woodman R.F.*, Spectral moment estimation in MST radars, Radio Sci., 1985, 20(6), P. 1185 – 1195. 4. *Matsumoru Yamamoto, Toru Sato, Peter T / May, Toshitaka Tsuda, Shoichiro Fukao, Susumo Kato* Estimation error of spectral parameters of mesosphere-stratosphere-troposphere radars obtained by least fitting method and its lower bound // Radio Science, Volume 23, 1988, P. 1013 – 1021. 5. *Young Bok, Song Park* // Estimation of mean frequency and variance of ultrasonic Doppler signal by using second-order autoregressive model. 1991 IEEE transactions on ultrasonic, ferroelectrics and frequency control Vol. 32, N. 3. 6. *Кармалита В.А.* Цифровая обработка случайных колебаний. М.: Машиностроение, 1986. 88 с.

*Харьковский национальный
университет радиоэлектроники*

Поступила в редколлегию 21.10.2002

ВЛИЯНИЕ АТМОСФЕРНЫХ УСЛОВИЙ НА ДАЛЬНОСТЬ РАДИОГОРИЗОНТА

При расчете зоны уверенного приема сигналов излучающих источников необходимо знать дальность радиогоризонта, величина которого оценивается с помощью выражения:

$$R_{ПВ} = \sqrt{2KR_0} (\sqrt{h_{ИСТ}} + \sqrt{h_P}), \quad (1)$$

где $R_{ПВ}$ – дальность прямой видимости, км; R_0 – радиус Земли, равный 6370 км; $h_{ИСТ}$ – высота подъема антенны источника излучения относительно общего уровня отсчета – поверхности земли, м; h_P – высота подъема антенны приёмника, м; K – коэффициент, учитывающий рефракцию радиоволн.

В настоящее время дальность прямой видимости грубо оценивается с помощью приближенной формулы, полученной при использовании модели атмосферы, основанной на концепции эквивалентного радиуса Земли, равного $R_{ЭКВ} = 4/3 R_0$:

$$R_{ПВ} = 4.12(\sqrt{h_{ИСТ}} + \sqrt{h_P}). \quad (2)$$

Тропосферой принято называть нижние слои атмосферы, верхняя граница которой проходит на высоте около 12 км. Особенности распространения радиоволн в тропосфере являются рефракция и заметное поглощение радиоволн.

Под рефракцией радиоволн в атмосфере понимают изменение направления распространения радиоволн вследствие изменения скорости их распространения при прохождении через неоднородную среду. При исследовании процессов распространения радиоволн в тропосфере пользуются показателем преломления воздуха, связанного с относительной диэлектрической проницаемостью воздуха соотношением $n = \sqrt{\epsilon'}$.

Обычно атмосфера вызывает искривление излучаемых в горизонтальном направлении радиоволн в направлении к земной поверхности. Такое искривление лучей обусловлено естественным уменьшением коэффициента преломления воздуха n по мере увеличения высоты над земной поверхностью. Скорость распространения электромагнитной волны в среде с коэффициентом преломления n определяется через скорость света в вакууме c с помощью соотношения $v=c/n$. Согласно закону Дейла и Гледстоуна коэффициент преломления среды определяется из соотношения $n=1+k\rho$, где ρ – плотность среды; k – постоянный для данной среды коэффициент. На практике принято пользоваться величиной N , называемой преломляемостью или индексом рефракции и определяемой как $N=(n-1)10^6$.

Применительно к радиочастотам выражение для расчета N имеет вид [1]:

$$N = K_1 \frac{P}{T} + K_2 \frac{e}{T^2}, \quad (2)$$

где T – температура в градусах Кельвина; P – полное атмосферное давление, мбар; e – парциальное давление водяного пара, мбар.

На основе обзора данных, относящихся к определению коэффициентов K_1 , K_2 в различных метрологических лабораториях мира, Смит и Вайнтрауб рекомендовали принять следующие значения этих коэффициентов: $K_1=77.6$ К/мбар, $K_2=3.73 \cdot 10^{-5}$ (К)²/мбар, при этом величина N будет определена со среднеквадратической ошибкой до 0.5% на частотах, не превышающих 100 ГГц. Выражение (1) обычно представляют в виде:

$$N = 77.6/T(P + 4810e/T). \quad (3)$$

Выражение (3) справедливо для высот до 60 км и частот ниже 100 ГГц. На высотах более 60 км начинает сказываться влияние ионизации, а на частотах выше 100 ГГц становится заметной дисперсия коэффициента преломления воздуха, обусловленная наличием резонансных линий поглощения молекул паров воды, кислорода и углекислого газа.

Учет влияния атмосферной рефракции радиоволн базируется на представлении об эквивалентном радиусе Земли $R_{ЭКВ} = KR_0$, где R_0 – истинный радиус Земли, K – коэффициент, характеризующий относительное его изменение обусловленное рефракцией. Этот метод разработан Шеллингом, Берроузом и Феррелем, которые предложили считать размер земного шара больше истинного на соответствующую величину, вследствие чего кривизна радиолуча может как бы «поглощаться» кривизной такой «эффективной Земли», а относительная кривизна радиолуча и Земли остается той же. Таким образом, искривленные траектории радиолучей оказываются прямолинейными по отношению к «эффективной Земле». Поскольку относительная кривизна выпрямленного луча относительно «эффективной Земли» сохраняется неизменной, то можно записать:

$$1/R_0 - 1/\rho = 1/R_{ЭКВ} - 1/\infty, \quad (4)$$

где ρ – действительный радиус траектории луча, получаемый из соотношения:

$$\frac{1}{\rho} = -\frac{1}{n} \frac{dn}{dh} \cos \Theta, \quad (5)$$

где Θ – угол, образующийся между траекторией луча и поверхностью равных значений коэффициента преломления.

Обобщая вышесказанное, можно записать $R_{ЭКВ} = KR_0 = (1/R_0 - 1/\rho)^{-1}$, откуда

$$K = \frac{1}{1 + \frac{R_0}{n} \frac{dn}{dh} \cos \Theta}, \quad (6)$$

где dn/dh – градиент коэффициента рефракции.

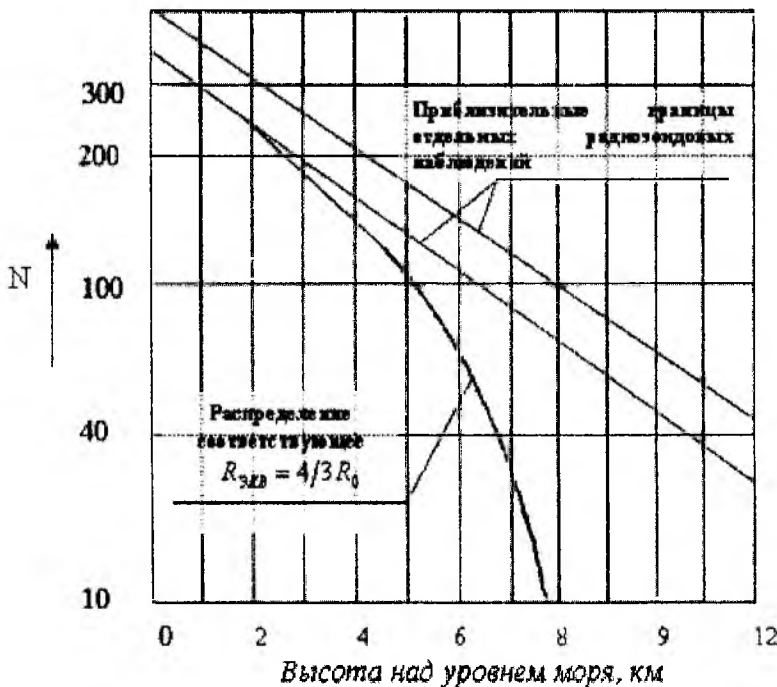


Рис. 1

Хотя модель, основанная на концепции эффективного радиуса Земли, и оказалась весьма полезной в инженерной практике, она весьма приближенно отображает действительную вертикальную структуру индекса рефракции в атмосфере.

На рис. 1 изображено вертикальное распределение индекса рефракции N . Как видно из рис.1, в пределах первого километра над земной поверхностью эти распределения хорошо согласуются друг с другом, однако на больших высотах N падает значительно быстрее, чем в действительности. Учитывая далее, что рис. 1 построен в полулогарифмическом масштабе, можно сделать вывод, что наблюдаемые вертикальные распределения N ближе к экспоненциальной, чем к линейной зависимости, соответствующей концепции эффективного радиуса Земли при $R_{ЭКВ} = 4/3 R_0$. Этот результат можно было ожидать, если проанализировать выражение (3), в котором первое слагаемое, включающее отношение P/T , составляет, по крайней мере, 70% от общей величины N и пропорционально величине

атмосферного давления, которое, как известно, является экспоненциальной функцией высоты.

Для получения величины dN/dh , более точно отражающей реальную структуру атмосферы, были проанализированы результаты 10 годовых циклов наблюдений в различных климатических зонах [3]. На основании обработки и анализа результатов исследований была предложена модель модифицированного эквивалентного радиуса Земли. В ней предполагается, что в пределах высот до 1 км индекс рефракции N линейно уменьшается с высотой в интервале высот от h_s - высоты земной поверхности над уровнем моря до h_s+1 . Таким образом, для интервала высот $h_s \leq h \leq h_s+1$

$$N(h) = N_s + (h - h_s) \Delta N, \quad (7.1)$$

где $\Delta N = -7.32e^{0.005577 N_s}$, N_s - индекс рефракции на высоте h_s .

Далее полагается, что, начиная с высоты h_s+1 км, величина N уменьшается по экспоненциальному закону до постоянного значения, равного 105 N -единиц на высоте 9 км над уровнем моря. Таким образом, для интервала высот $h_s+1 \leq h \leq 9$ км:

$$N(h) = N_1 e^{-C(h-h_s-1)}, \quad (7.2)$$

где N_1 - индекс рефракции на высоте 1 км,

$$C = (8 - h_s)^{-1} \ln(N_1/105).$$

На высотах более 9 км, вклад которых в общее искривление луча оказывается менее 10%, можно пользоваться единой экспоненциальной зависимостью N от высоты для всех климатических районов и сезонов года. Можно считать, что при $h \geq 9$ км:

$$N(h) = 105e^{-0.1424(h-9)}, \quad (7.3)$$

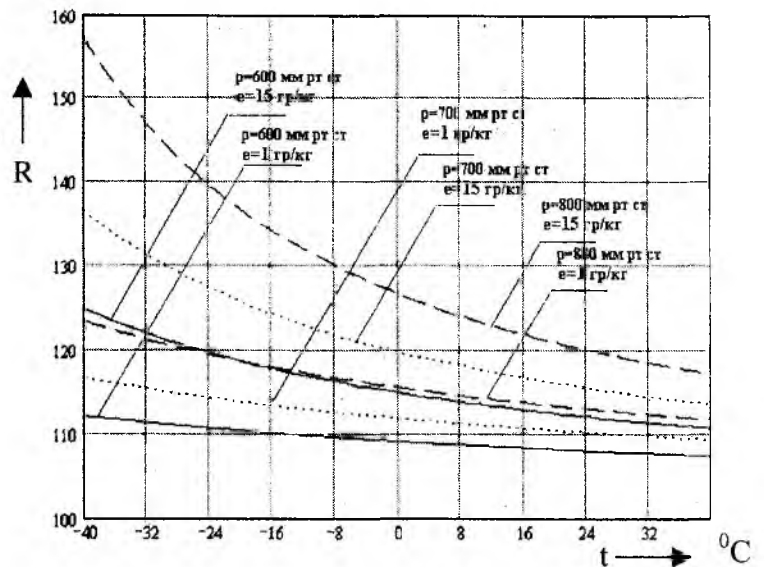


Рис. 2

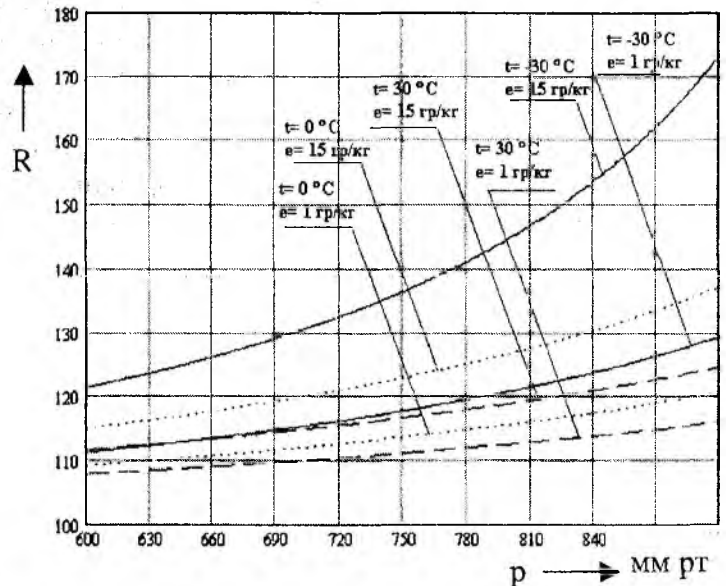


Рис. 3

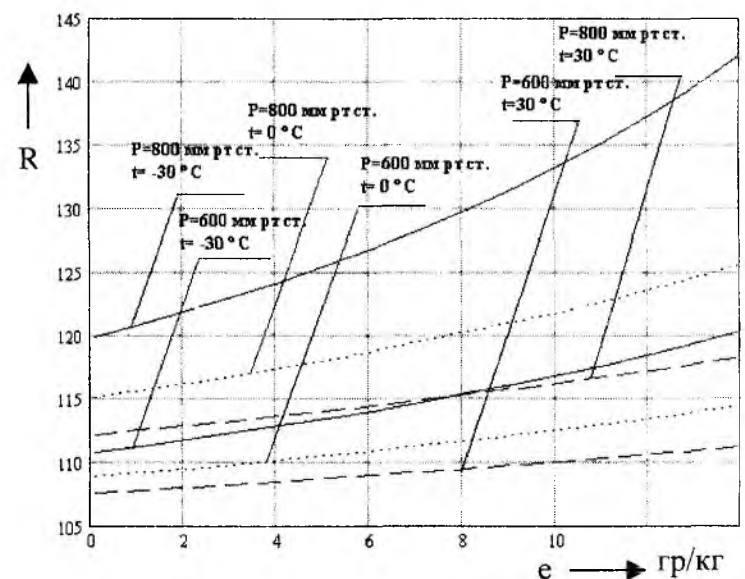


Рис. 4

где показатель экспоненты определен путем обработки данных методом наименьших квадратов.

Использование данной модели модифицированного эквивалентного радиуса Земли позволяет оценить влияние параметров атмосферы на дальность прямой видимости излучающих источников. На рисунках 2-4 представлены результаты вычислений по формуле (1). При расчете с помощью формулы (2) дальность прямой видимости составляет 115 км. Результаты, полученные с использованием модели эквивалентного радиуса Земли при $R_{ЭКВ} = 4/3 R_0$ и модели модифицированного эквивалентного радиуса Земли существенно отличаются. Так, дальность радиогоризонта при изменении температуры воздуха меняется от 7 до 28%, атмосферного давления от 9 до 33%, удельной влажности воздуха от 4 до 20%. В связи с тем, что все параметры атмосферы взаимосвязаны друг с другом, можно ожидать изменение дальности радиогоризонта от 4 до 33%.

Следует отметить, что хотя вышеназванная модель достаточно близко отражает реальное изменение величины N в атмосфере, в действительности наблюдаются отклонения от этого распределения. Движение воздушных масс и изменение влажности (факторы «погоды»), особенности конвекции воздуха при различных режимах нагрева почвы обуславливают в первую очередь плавные деформации профиля индекса преломления.

В заключении можно сказать, что учет состояния атмосферы при расчетах дальности прямой видимости излучающих объектов может существенно отличаться от расчетов, произведенных для стандартных условий, что необходимо принимать во внимание при соответствующих исследованиях. Практически целесообразно использовать статистические данные о состоянии атмосферы с учетом времен года, т.е. классифицировать их по таким периодам, как «зима», «лето», «весна», «осень». При необходимости получения более точных результатов необходимо проводить зондирование атмосферы с целью определения ее параметров

Список литературы: 1. *Фейнберг Е.Л.* Распространение радиоволн вдоль земной поверхности. М.: АН СССР, 1961. 397 с. 2. *Никольский В.В.* Электродинамика и распространение радиоволн. М.: Наука, 1978. 544 с. 3. *Справочник по радиолокации*: Пер. с англ. / Под ред. К.Н. Трофимова. М.: Сов. радио, 1976. Т. 1. 456 с. 4. *Хитни Г.В.* Распространение радиоволн в тропосфере: Обзор ТИИЭР. 1985. Т. 23, №2. С. 72 – 75. 5. *Введенский Б.А.* Распространение УКВ радиоволн. М.: Наука, 1973. 342 с. 6. *Исимару А.* Распространение и рассеяние волн в случайно – неоднородных средах: М.: Мир, 1982. Т. 2. 318 с. 7. *Распространение ультракоротких волн*: Пер. с англ. / Под ред. В.А. Шиллерова. М.: Сов. радио, 1985. 710 с.

Харьковский военный университет

Поступила в редколлегию 26.09.2002

ВЛИЯНИЕ ПРОИЗВОДНЫХ ФАЗ ВТОРИЧНЫХ ИСТОЧНИКОВ НА СПЕКТР СИГНАЛОВ, РАССЕЯННЫХ ТУРБУЛЕНТНОЙ СРЕДОЙ

Спектр сигналов в доплеровских системах зондирования атмосферы обычно однозначно связывают с распределением радиальных скоростей элементарных рассеивателей в объемном элементе разрешения системы [1, 2]. В качестве элементарных рассеивателей в свободной атмосфере рассматривают случайные флуктуации $\varepsilon_1(x, y, z, t)$ диэлектрической проницаемости среды (x, y, z – прямоугольные пространственные координаты, t – время).

Результаты многих экспериментальных исследований показывают, что ширина спектра скоростей по радиолокационным данным, как правило, больше, чем следует из результатов прямых контактных измерений [2-5]. При измерениях на коротких интервалах времени экспериментально наблюдаются спектры с несколькими экстремумами [6], которые существуют в течение времени, значительно превышающего время однократного зондирования. Исследователи подвергают сомнению длительное существование резких скачков диэлектрической проницаемости в атмосфере [7], отраженные сигналы которых могли бы объяснить выбросы в спектрах.

В работе [8] показано, что учет волнового поля, рассеянного в полусферу, обращенную к источнику падающей волны, приводит к эквивалентной структуре элементарных источников вторичных волн в виде линейных решеток (рис.1). Оси решеток направлены вдоль вектора рассеяния, период решеток постоянен и составляет величину $\lambda/2$, где λ – длина волны. Амплитуды и фазы (продольное положение) решеток случайны и определяются реализацией $\varepsilon_1(x, y, z, t)$ в рассеивающем объеме.

Ниже рассматривается влияние динамики парциальных решеток как источников вторичного поля на спектр рассеянных сигналов при наличии гидродинамического переноса среды в объеме рассеяния.

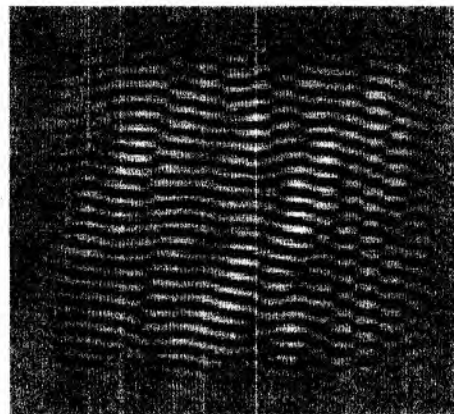


Рис. 1

1. Связь рассеянных сигналов с характеристиками источников вторичных волн

В работе [9] получено общее выражение для поля, рассеянного турбулентной средой:

$$\vec{E}_s(\vec{r}) = \frac{k}{4\pi} \int_V \frac{e^{jk|\vec{r}-\vec{r}'|}}{|\vec{r}-\vec{r}'|} \varepsilon_1(\vec{r}') [\vec{n}[\vec{E}_0(\vec{r}')\vec{n}]] d^3r', \quad (1)$$

где \vec{E}_0 и \vec{E}_s – векторы напряженности поля падающей и рассеянной волн; $k = 2\pi/\lambda$ – волновое число; \vec{n} – единичный вектор, направленный из переменной точки интегрирования r' в сторону точки наблюдения r ; $d^3r' \equiv dx'dy'dz$.

Поместим начало координат в центр рассеивающего объема V (рис.2). Будем считать, что зондирование осуществляется вдоль оси x из точки $x = R$, $y = 0$, $z = 0$, а регистрация рассеянного поля ведется в некоторой окрестности этой точки на плоскости $x = R$. Характерный размер области рассеяния $L \ll R$.

Структура источников вторичного излучения (линейных решеток) описывается выражением [8]:

$$\varepsilon_s(x, y, z) = F(y, z) \cdot f(x) \cos(bx) = |\varepsilon_g| \exp\{j\varphi_g\} \cdot f(x) \cos(bx), \quad (2)$$

где $F(y, z)$ – комплексная функция, определяющая амплитуду $|\varepsilon_g|$ и начальную фазу φ_g колебаний параметра ε_s при фиксированных y, z ; $f(x)$ – огибающая решеток; b – модуль вектора рассеяния, при обратном рассеянии $b = 4\pi/\lambda$.

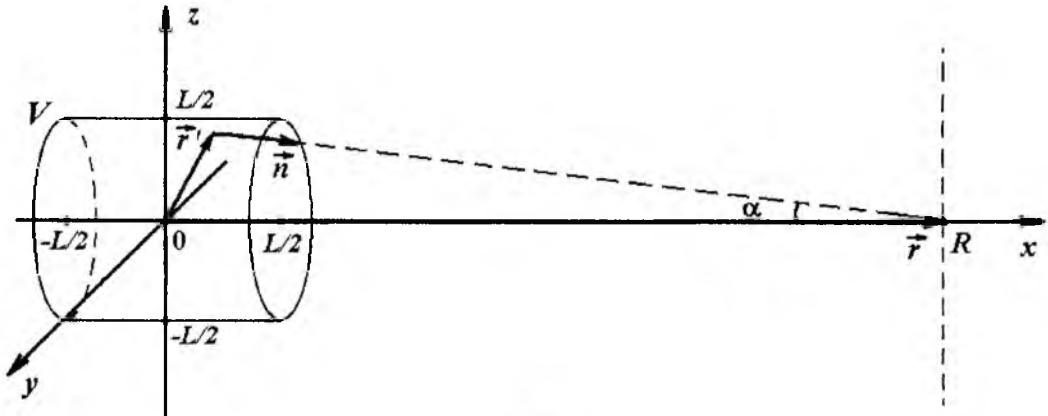


Рис. 2

Подставляя (2) в (1), в декартовых координатах запишем:

$$\vec{E}_s(R,0,0) = \frac{k}{4\pi} \iiint_{XYZ} \frac{e^{jk[(R-x)^2+y^2+z^2]}}{(R-x)^2+y^2+z^2} F(y, z) \cdot f(x) \cos(bx) \cdot [\vec{n}[\vec{E}_0(x, y, z)\vec{n}]] dx dy dz, \quad (3)$$

где X, Y, Z – области интегрирования по координатам x, y, z .

В предположении, что падающая волна плоская, при обратном рассеянии и малых углах α двойное векторное произведение

$$[\vec{n}[\vec{E}_0\vec{n}]] = \vec{E}_0(\vec{n}\vec{n}) - \vec{n}(\vec{n}\vec{E}_0) = \vec{E}_0. \quad (4)$$

Раскладывая выражение $(R-x)^2+y^2+z^2$ в биномиальный ряд и ограничиваясь первыми двумя членами разложения, получим:

$$(R-x)^2+y^2+z^2 = (R-x) + \frac{1}{2} \frac{(y^2+z^2)}{(R-x)} + \dots \approx (R-x) + \frac{y^2+z^2}{2R}. \quad (5)$$

Полагая в знаменателе выражения (3)

$$(R-x)^2+y^2+z^2 \approx R,$$

с учетом (4) и (5)

$$\begin{aligned} \vec{E}_s(R,0,0) &= \frac{k}{4\pi} \iiint_{XYZ} \frac{e^{jk[(R-x) + \frac{y^2+z^2}{2R}]} }{R} F(y, z) \cdot f(x) \cos(bx) \vec{E}_0 dx dy dz = \\ &= \vec{E}_0 \frac{e^{jkR}}{R} \frac{k}{4\pi} \int_{-\frac{L}{2}}^{\frac{L}{2}} f(x) \cos(bx) \cdot e^{-jkx} dx \iint_{YZ} F(y, z) \cdot e^{jk \frac{y^2+z^2}{2R}} dy dz. \end{aligned} \quad (6)$$

Обозначим первый интеграл в (6) как $I_X = |I_X| \arg\{I_X\}$. Тогда

$$\vec{E}_s(R,0,0) = \vec{E}_0 \frac{e^{jkR}}{R} \frac{k}{4\pi} I_X \iint_{YZ} F(y,z) \cdot e^{jk \frac{y^2+z^2}{2R}} dydz. \quad (7)$$

Можно считать, что $|I_X|$ определяет амплитуду, а $\arg\{I_X\}$ – фазу сигнала, рассеянного всем объемом в целом.

Двойной интеграл в (7) соответствует интегралу Кирхгофа-Френеля и учитывает амплитуды $|\varepsilon_g|$ и фазы φ_g коэффициента отражения каждой парциальной решетки.

Частота сигнала, рассеянного i -й парциальной решеткой, определяется производной его полной фазы и равна:

$$\omega_i = \omega_0 + \frac{d\varphi_{gi}}{dt},$$

здесь $d\varphi_{gi}/dt$ – сдвиг частоты при отсутствии радиального переноса рассеивателей, т.е. не связанный с эффектом Доплера.

В общем случае измеряемый сдвиг частоты парциального сигнала

$$\Delta\omega_i = \frac{d\varphi_{gi}}{dt} + 2\pi \frac{2v_{pi}}{\lambda},$$

где v_{pi} – радиальная скорость гидродинамического переноса рассеивателей, формирующих i -ю решетку. Тогда кратковременный спектр рассеянных сигналов:

$$S(\omega - \omega_0) = \sum_{i=1}^N |\varepsilon_{gi}(\Delta\omega_i)|, \quad (8)$$

где N – общее число решеток в рассеивающем объеме. При суммировании в (8) можно считать, что амплитуды решеток $|\varepsilon_{gi}|$ неизменны в течение времени измерения.

2. Спектры рассеянных сигналов

Выявление численных значений производных фаз $d\varphi_i/dt$ и исследование спектров рассеянных сигналов при заданных изменениях $\varepsilon_1(x,y,z,t)$ проводилось методом машинного моделирования.

Для удобства обработки и представления результатов использовалась двумерная модель реализации неоднородностей $\varepsilon_1(x,y,z,t)$ в сечении $z = const$ в фиксированные моменты времени t_n .

В силу нормального распределения флуктуаций диэлектрической проницаемости в атмосфере [9] распределение величины ε_1 также выбрано нормальным. Корреляционные свойства функции $\varepsilon_1(x,y)$, заданной дискретными значениями, формировались путем умножения ее спектра $G(\vec{k})$ на весовую функцию, соответствующую скорости убывания энергетического спектра турбулентности в реальной атмосфере [9]:

$$w(k) = A |\vec{k}|^{-11/6}, |\vec{k}| \neq 0, A = const, \quad (9)$$

где \vec{k} – волновой вектор.

Полагались отличными от нуля компоненты $G(\vec{k})$, волновые векторы которых соответствуют обратному рассеянию в полусфере [8]:

$$|\vec{k}| = 2b \sin(\Psi / 2), \quad |\Psi| \leq 90^\circ,$$

где Ψ – угол рассеяния.

Обратным двумерным преобразованием Фурье находились эквивалентные структуры вторичных источников $\varepsilon_s(x, y)$ для заданных реализаций $\varepsilon_1(x, y)$.

На рис. 3(а) показана исходная реализация неоднородностей $\varepsilon_1(x, y)$, а на рис. 3(б) – соответствующая ей структура вторичных источников $\varepsilon_s(x, y)$. Обе двумерные функции нормированы и показаны в виде полутоновых изображений.

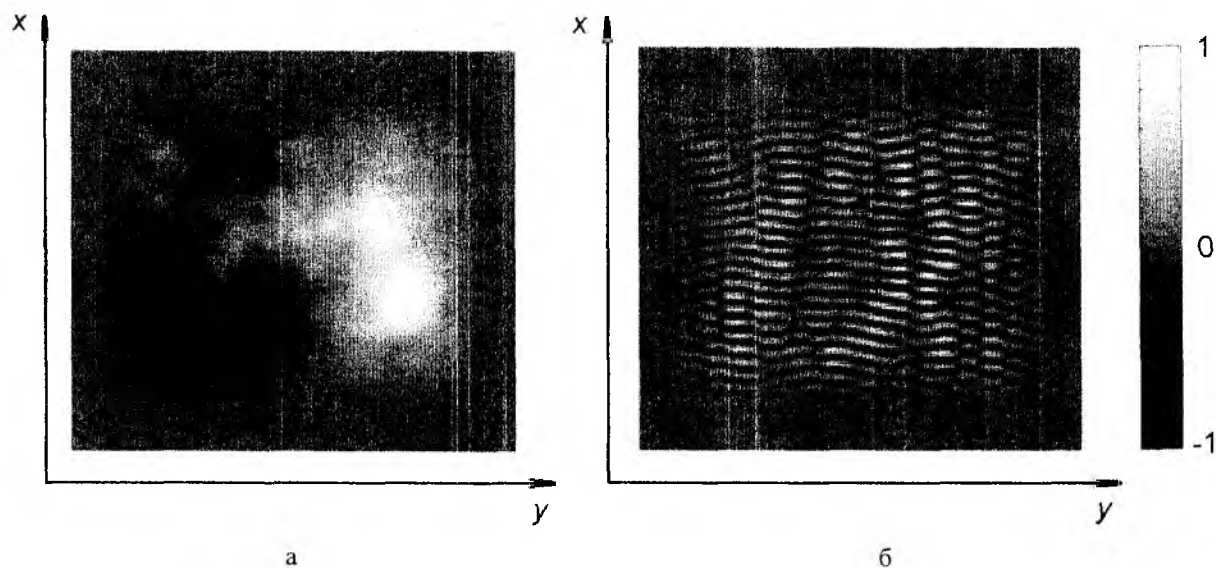


Рис. 3

Интервал корреляции r_k решеток вдоль оси y составляет [8] величину порядка λ . При моделировании принято $\lambda / L = 0,05$. В реальных условиях отношение λ / L много меньше принятого.

Моделирование гидродинамического переноса осуществлялось путем перемещения элементов исходного массива случайных чисел в заданном направлении, присвоении освободившимся элементам случайных значений с тем же законом распределения и последующей весовой обработкой спектра $G(\vec{k})$ в соответствии с (9).

Определение производных фазы осуществлялось методом конечных приращений. По результатам вычислений $|\varepsilon_g|$ и $\Delta\varphi_g / \Delta t$ находились ожидаемые спектры рассеянных сигналов (8).

Проведен модельный эксперимент, в котором осуществлялся продольный и поперечный к направлению зондирования перенос неоднородностей. В первом случае в спектре рассеянного сигнала должна присутствовать единственная спектральная составляющая на доплеровской частоте F_D , во втором – доплеровский сдвиг равен нулю.

Получаемые в результате моделирования спектры сигналов содержат составляющие на указанных частотах и уширяются незначительно. Такой эффект известен [2, 9] и объясняется декорреляцией рассеянных сигналов при частичной смене реализации $\varepsilon_1(x, y)$ в объеме рассеяния.

На практике часто встречается сдвиг ветра, когда его горизонтальная скорость изменяется с высотой. При моделировании сдвига ветра создавались условия, соответствующие вертикальному зондированию при горизонтальном ветре. В этом случае радиальные перемещения неоднородностей отсутствуют и доплеровские сдвиги частоты $F_D = 0$.

Наиболее характерный кратковременный спектр рассеянного сигнала для этого случая представлен на рис.4(а). Частоты ΔF_m и $-\Delta F_m$ соответствуют доплеровским сдвигам при аналогичном разбросе радиальных скоростей в пределах объема рассеяния.

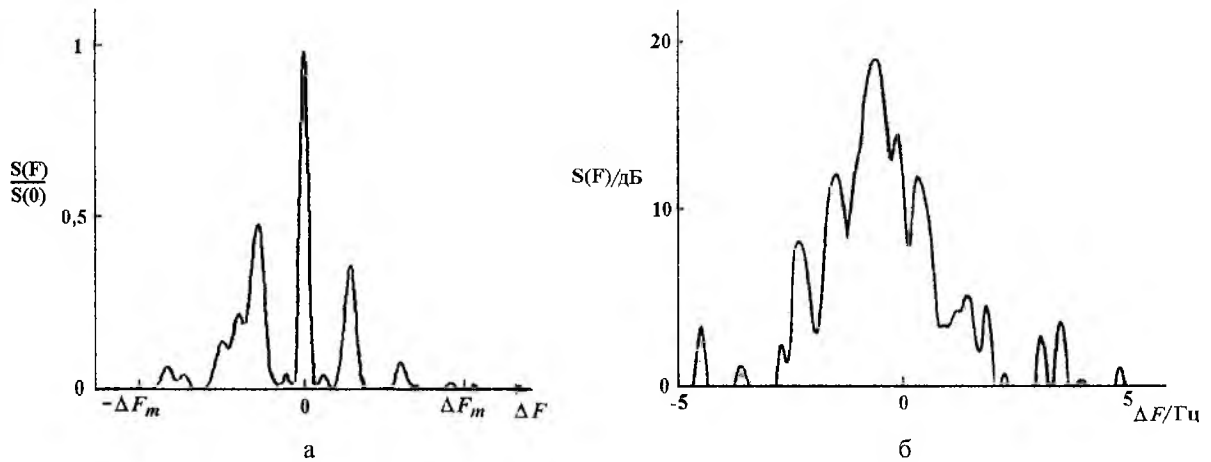


Рис. 4

Центральный максимум в спектре на рис. 4(а) обусловлен сложением парциальных сигналов решеток, фазы φ_g которых не претерпели изменений. Выбросы на частотах, отличных от нулевой, вызваны влиянием регулярных (в течение времени наблюдения) фазовых сдвигов $\Delta\varphi_g / \Delta t$ в отдельных решетках.

Анализ динамики вторичных источников показывает, что изменение фазы φ_{gi} происходит при относительном смещении неоднородностей, формирующих i -ю парциальную решетку на расстояние, соизмеримое с ее интервалом корреляции r_k . Поскольку $r_k \ll L$, изменение фаз, а следовательно, и уширение спектра, возможно при достаточно малом разбросе тангенциальных скоростей.

На рис. 4(б) показан спектр рассеянных сигналов, полученный экспериментально [6] при вертикальном зондировании атмосферы. Вид спектра соответствует полученным при моделировании. Средний сдвиг частоты в спектре на рис. 4(б), очевидно, обусловлен наличием незначительного вертикального ветрового потока.

На практике имеет место разброс как тангенциальных, так и радиальных по отношению к направлению зондирования скоростей ветра. Моделировался случай, соответствующий слабонаклонному зондированию при линейном сдвиге горизонтального ветра. Параметры ветрового переноса выбирались такими, что средний доплеровский сдвиг частоты F_D в этом случае равнялся частоте F_m , соответствующей аналогичному разбросу вертикальных составляющих скорости ветра. Типичный спектр для данного случая представлен на рис. 5(а).

Для выявления характера средних спектров рассеянных сигналов проведен эксперимент, при котором каждому элементу исходного массива давались случайные приращения:

$$\varepsilon_1(x, y) = \varepsilon_{10}(x, y) + \Delta\varepsilon(x, y),$$

причем дисперсия $\sigma_{\Delta\varepsilon}^2 \ll \sigma_{\varepsilon_{10}}^2$. Для сохранения величины дисперсии каждый элемент массива умножался на величину $[\sigma_{\varepsilon_{10}}^2 / (\sigma_{\varepsilon_{10}}^2 + \sigma_{\Delta\varepsilon}^2)]^{1/2}$. Такое изменение реализации $\varepsilon_1(x, y)$ аналогично общему случаю, когда возможны как радиальные, так и тангенциальные перемещения отдельных рассеивателей.

На рис. 5(б) показан средний спектр рассеянных сигналов, полученный по результатам усреднения сорока измерений.

В данном случае можно наблюдать интегральный эффект воздействия на спектр сигналов производных фаз коэффициента отражения решеток и эффекта Доплера.

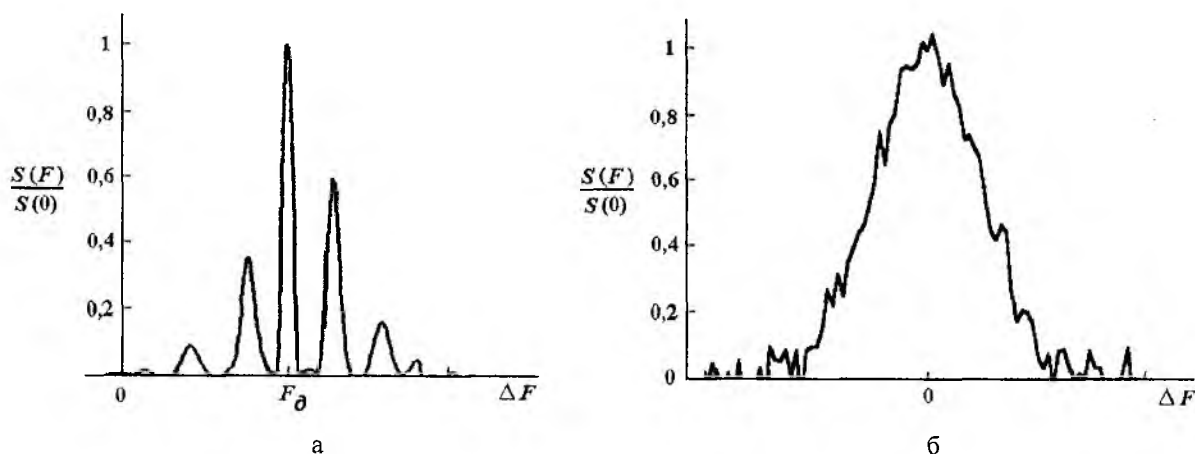


Рис. 5

Полученный спектр хорошо согласуется с гауссовым законом, что подтверждается многими теоретическими и экспериментальными исследованиями [2,10].

Таким образом, спектр сигналов, рассеянных нестационарной турбулентной средой связан не только с радиальными составляющими скоростей рассеивателей, но и с производными фаз коэффициента отражения парциальных источников вторичных волн. Сдвиг частоты, обусловленный производными фаз, не связан с эффектом Доплера и является характерной особенностью метеорологической радиолокационной цели (турбулентной атмосферы).

Величина уширения спектра, связанная с влиянием производной фаз вторичных источников, соизмерима с величиной среднего доплеровского сдвига.

Локальные максимумы в спектре рассеянных сигналов, очевидно, обусловлены текущими сдвигами фаз коэффициента отражения парциальных решеток, причем наибольшие сдвиги фаз претерпевают решетки с малыми амплитудами. Производные фаз коэффициента отражения решеток с амплитудами выше среднеквадратичных практически неизменны.

Список литературы: 1. Степаненко В.Д. Радиолокация в метеорологии. Л.: Гидрометеиздат, 1973. 344 с. 2. Довиак Р., Зрнич Д. Доплеровские радиолокаторы и метеорологические наблюдения. Л.: Гидрометеиздат, 1988. 512 с. 3. Черников А.А. Радиолокационные отражения от ясного неба. Л.: Гидрометеиздат, 1979. 46 с. 4. Сравнение самолетных и радиолокационных измерений турбулентности в условиях развитой конвекции / Н.К. Винниченко, Ю.В. Мельничук и др. // Тр. ЦАО. 1970. Вып. 100. С. 47 – 54. 5. Мельничук Ю.В., Черников А.А. Измерение ветра и турбулентности в атмосфере по радиолокационным отражениям от ясного неба // Труды ЦАО. 1973. С. 22 – 35. 6. Радиолокационные отражения турбулентной тропосферой на частоте 150 МГц / В.А. Бутько, М.Е. Ровкин и др. // Радиотехника и электроника. 1996. Т. 41. №1. С. 66 – 71. 7. Горелик А.Г., Черников А.А. Измерения скоростей движения источников отражения от ясного неба. М.: Гидрометеиздат, 1968. С. 151 – 156. 8. Петров В.А., Шейко С.А. Эквивалентная структура вторичных источников при обратном рассеянии волн // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-тех. сб. 2002. Вып. 124. С. 36 – 41. 9. Татарский В.И. Распространение волн в турбулентной атмосфере. М.: Наука, 1976. 586 с. 10. Фельдман Ю.И. Мандуровский И.А. Теория флуктуаций локационных сигналов, отраженных распределенными целями. М.: Радио и связь, 1988. 272 с.

*А. И. СТРЕЛКОВ, д-р техн. наук, Т. А. СТРЕЛКОВА, канд. техн. наук,
А. П. ЛЫТЮГА, В. В. КОРОТКОВ*

АЛГОРИТМЫ ОБНАРУЖЕНИЯ СИГНАЛОВ В АКУСТООПТИЧЕСКИХ АНАЛИЗАТОРАХ СПЕКТРА

Введение

Современные радиотехнические системы призваны решать задачи обнаружения и измерения параметров непрерывных и импульсных сигналов, излучаемых радиолокационными станциями различного назначения. Для оперативного мониторинга радиообстановки необходимо определять такие параметры источников радиоизлучения, как мощность, длительность, время прихода радиоимпульса, частоту несущей радиосигнала и др., в реальном масштабе времени.

Радиолокационные системы обнаружения широко используют сигналы не только различных частот, но и различных длительностей. При изменении длительности зондирующих сигналов энергия импульсов, как правило, остается неизменной для предотвращения ухудшения характеристик обнаружения объектов.

Зависимость потенциальных характеристик обнаружения сигнала в выходной плоскости акустооптического анализатора спектра (АОАС) достаточно подробно описана в [1]. В известных системах решение о наличии сигнала на выходе устройства обработки акустооптического анализатора спектра принимается в случае превышения амплитудой сигнала заданного порога. При этом используются алгоритмы обработки сигналов, полученные в предположении, что акустооптические анализаторы спектра являются линейными системами.

Известно, что характеристики обнаружения радиоканала не зависят от длительности принимаемых импульсов, а определяются энергией сигнала. Однако опыт эксплуатации радиотехнических систем показал, что характеристики обнаружения сигналов в выходной плоскости акустооптического спектроанализатора существенно ухудшаются при уменьшении длительности радиоимпульса даже в том случае, когда энергия радиоимпульса остается постоянной.

При более детальном рассмотрении причин этого явления выяснилось, что передаточная характеристика акустооптического спектроанализатора не является линейной функцией длительности обнаруживаемых радиоимпульсов. Так, в [2] сделан вывод о нелинейности зависимости дифракционной эффективности акустооптического модулятора (АОМ) от длительности регистрируемого импульса. В [3,4,5] проведен анализ влияния конечности времени регистрации дифрагированного излучения и переходных процессов в акустооптическом модуляторе на характеристики выходных сигналов при уменьшении длительности обнаруживаемых импульсов и показано, что нелинейные эффекты оказывают существенное влияние на качественные характеристики обнаружения коротких радиолокационных импульсов в выходной плоскости акустооптических анализаторов спектра.

Следовательно, для обеспечения эффективности функционирования акустооптических спектроанализаторов необходимо модифицировать алгоритмы обнаружения сигналов с целью учета нелинейных эффектов, проявляющихся в акустооптических спектроанализаторах при обнаружении коротких радиолокационных импульсов.

Цель работы

Целью данной работы является разработка алгоритмов обнаружения сигналов в выходной плоскости акустооптических анализаторов спектра при измерении спектральных характеристик коротких радиоимпульсов и получения аналитических выражений для оценки их эффективности.

Постановка задачи

Теоретической основой для разработки алгоритмов обнаружения сигналов может служить математическая модель, описывающая связь параметров входных радиосигналов с характеристиками оптических сигналов на выходе акустооптического анализатора спектра, учитывающая нелинейные эффекты, возникающие при прохождении коротких сигналов. Тезисному изложению математической модели, описывающей связь этих параметров в зависимости от спектра радиоимпульсов и сигнала лазерного источника, посвящена работа [6]. В модели учтена корпускулярная структура сигнала на входе фотоприемника.

Параметры элементов оптического тракта реальных акустооптических спектроанализаторов, как правило, согласованы. Особое внимание при этом уделяется согласованию размеров линии задержки, параметров линзы, размеров элементарного фотоприемника. Коэффициент усиления выбирается из условия стабилизации шумовой составляющей. В случае, когда длительность анализируемого радиоимпульса $\tau_{рад}$ значительно превосходит время распространения ультразвуковой волны в кристалле акустооптического модулятора, т.е. $\tau_{рад} \gg \frac{D}{V_{зв}}$ (D – геометрический размер АОМ, $V_{зв}$ – скорость распространения ультразвуковой волны в кристалле), обнаружение производится по превышению амплитудой сигнала определенного порога. Такая схема является квазиоптимальной и сравнительно легко технически реализуема.

При уменьшении длительности радиоимпульса в случае, когда $\tau_{рад} \leq \frac{D}{V_{зв}}$, условия согласования элементов АОАС изменяются и обнаружение по порогу становится неоптимальным, характеристики обнаружения существенно ухудшаются. Для оптимизации алгоритмов обнаружения сигналов в выходной плоскости акустооптического анализатора спектра необходимо учесть нелинейность передаточных функций структурных элементов АОАС при прохождении коротких сигналов и корпускулярную структуру оптического сигнала.

Разработка алгоритмов обнаружения. Оценка их эффективности

Проанализируем процесс формирования выходного сигнала АОАС. Для этого рассмотрим схему формирования выходного сигнала АОАС, приведенную на рис. 1.

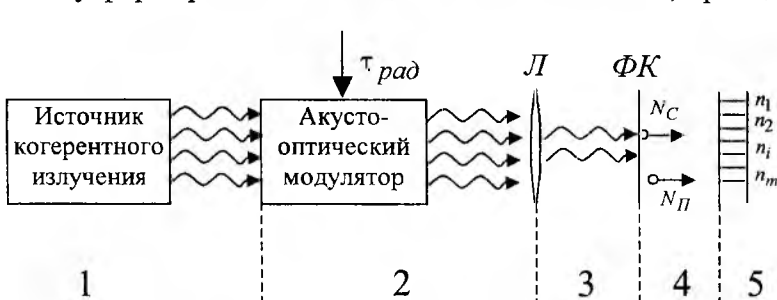


Рис. 1.

Для удобства рассмотрения схемы разобьем ее на 5 областей, каждую из которых можно характеризовать одним видом взаимодействия света с веществом или одним способом представления сигналов. Источник когерентного излучения формирует световой поток (область 1). Проходя через АОМ, этот поток взаимодействует с ультразвуковой волной, распространяющейся в акустооптическом кристалле (область 2). Оптическое излучение, выходящее из АОМ, содержит информацию о спектральных характеристиках анализируемого радиосигнала. Линза L выполняет Фурье-преобразование (область 3). Пространственное распределение интенсивности в плоскости фотокатода ФК, полученное с помощью методов волновой теории света и теории акустооптического взаимодействия, описывается выражением, приведенным в [4]. Запишем его в виде пропорциональности

$$E_{\Phi K} \sim E_0 \frac{\sin a(x - x_0)}{a(x - x_0)}, \quad (1)$$

где

$$a = \tau_{\text{рад}} \delta x b; \quad (2)$$

E_0 – амплитуда электрической составляющей световой волны в точке $x = x_0$; x – текущая пространственная координата в плоскости фотоприемника; x_0 – координата максимума интенсивности; b – размерный коэффициент пропорциональности, учитывающий параметры оптической системы.

С другой стороны, световой поток можно представить, используя положения корпускулярной теории света, как поток частиц – фотонов. Количество фотонов в световом потоке пропорционально квадрату модуля амплитуды электрической составляющей электромагнитной волны. Фотокатод осуществляет преобразование потока квантов света в поток носителей заряда N_C (область 4 (рис. 1)), тогда

$$N_C \sim |E_{\Phi K}|^2 \sim N_{C_0} \left[\frac{\sin a(x - x_0)}{a(x - x_0)} \right]^2. \quad (3)$$

Из [4] известно, что амплитуда сигнала в выходной плоскости АОАС пропорциональна квадрату длительности радиоимпульса, т.е. в принятых нами обозначениях, введя размерный коэффициент пропорциональности b_1 , можно записать:

$$N_{C_0} \sim b_1 \tau_{\text{рад}}^2 N_0, \quad (4)$$

где N_0 – поток носителей, формирующийся при полном использовании апертуры АОМ, т.е.

$$\text{при } \tau_{\text{рад}} \gg \frac{D}{V_{\text{зв}}}.$$

Схематически вид пространственного распределения N_C можно представить в виде рис. 2.

Ширина главного лепестка δx находится из (1) и (2) при условии $|a(x - x_0)| = \pi$:

$$\delta x = \frac{2\pi}{\tau_{\text{рад}} b}. \quad (5)$$

Кроме сигнального потока зарядов N_C , возникающих вследствие взаимодействия квантов оптического излучения с веществом фотокатода, в области 4 образуется помеховый поток носителей N_{Π} , характеризующийся внутренними шумами фотокатода. Будем считать этот поток не связанным с оптическим излучением.

В области 5 интегрирующее звено производит интегрирование потоков N_C

и N_{Π} по пространственно-временным ячейкам, ограниченным размерами элемента разрешения фотоприемника (фотокатода) и временем накопления T_H .

Будем считать, аналогично [7, 9], что потоки носителей заряда N_C и N_{Π} подчиняются закону Пуассона. Разобьем приемную апертуру (область 5 на рис. 1) на m элементарных пространственных областей размером Δx_i (рис. 3).

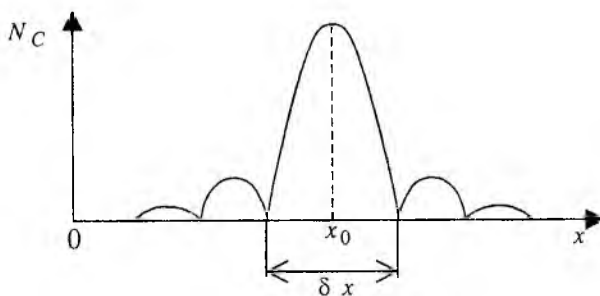


Рис. 2

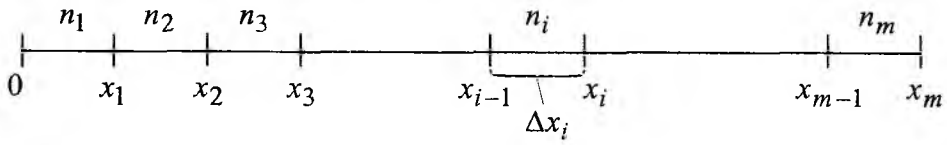


Рис. 3

На каждую элементарную область Δx_i за время накопления T_H приходится n_i зарядов. Так как N_C и N_{Π} – пуассоновские потоки, то закон распределения числа зарядов n_i определяется выражением:

$$P(n_i) = \frac{(\bar{n}_i)^{n_i}}{n_i!} \exp[-\bar{n}_i]. \quad (6)$$

Многомерная плотность вероятности дискретных величин n_i в случае отсутствия сигнальной составляющей в силу их независимости определяется выражением:

$$P_{\Pi}(n_1, \dots, n_i, \dots, n_m; \Delta x_1, \dots, \Delta x_i, \dots, \Delta x_m) = \prod_{i=1}^m \frac{[N_{\Pi} T_H \Delta x_i]^{n_i}}{n_i!} \exp[-N_{\Pi} T_H \Delta x_i], \quad (7)$$

где $N_{\Pi} T_H \Delta x_i = \bar{n}_{\Pi_i}$ – среднее значение числа помеховых зарядов на i -м интервале; N_{Π} – средняя скорость счета помеховых зарядов на единичном пространственном интервале.

Для простоты изложения будем считать, что $\bar{n}_{\Pi_i} = \bar{n}_{\Pi_j} = \bar{n}_{\Pi}$.

Многомерная плотность вероятности величин n_i при наличии сигнальной компоненты определяется выражением:

$$P_{\Pi+C}(n_1, \dots, n_i, \dots, n_m; \Delta x_1, \dots, \Delta x_i, \dots, \Delta x_m) = \prod_{i=1}^m \frac{[(N_{\Pi} + N_C) T_H \Delta x_i]^{n_i}}{n_i!} \exp[-(N_{\Pi} + N_C) T_H \Delta x_i]. \quad (8)$$

Используя выражения (3), (7) и (8), запишем логарифм отношения правдоподобия для случая:

$$\frac{N_{C_i}}{N_{\Pi}} \ll 1, \quad (9)$$

т.е.

$$\ln L = \frac{N_0}{N_{\Pi}} Y(\hat{n}) - W_C. \quad (10)$$

В выражении (10) использованы следующие обозначения:

$$Y(\hat{n}) = \sum_{i=1}^m n_i \left[\frac{\sin a(x_i - x_0)}{a(x_i - x_0)} \right]^2, \quad (11)$$

где $\hat{n} = n_1, n_2, \dots, n_m$;

$$W_C = \sum_{i=1}^m N_{C_0} \left[\frac{\sin a(x_i - x_0)}{a(x_i - x_0)} \right]^2 \Delta x_i T_H. \quad (12)$$

Очевидно, что величина W_C пропорциональна энергии принимаемого сигнала.

Из выражения (10) следует, что величина логарифма отношения правдоподобия с точностью до постоянных коэффициентов определяется значением функции $Y(\hat{n})$. Поэтому алгоритм обнаружения слабого сигнала в выходной плоскости акустооптического анализатора спектра можно представить в виде (рис.4).

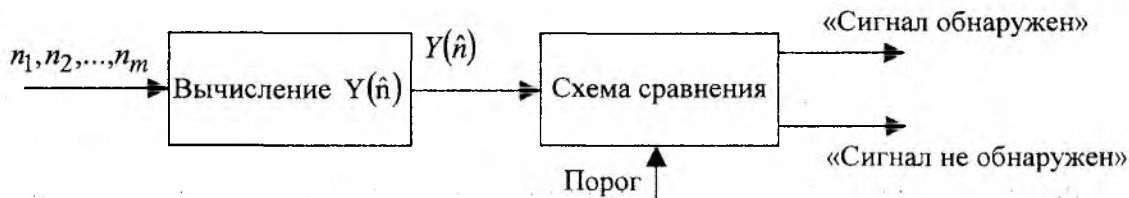


Рис. 4

Для оценки эффективности предложенного алгоритма необходимо определить характеристики обнаружения, т.е. условную вероятность правильного обнаружения и условную вероятность ложной тревоги. Выражения для нахождения этих вероятностей для общего случая приведены, например, в [8]:

$$D = \int_{u_{пор}}^{\infty} w_{C+\Pi}(u) du, \quad (13)$$

$$F = \int_{u_{пор}}^{\infty} w_{\Pi}(u) du, \quad (14)$$

где D и F – условные вероятности правильного обнаружения и ложной тревоги; $w_{C+\Pi}(u)$ – плотность вероятности величины u в случае наличия сигнальной и помеховой составляющих; $w_{\Pi}(u)$ – плотность вероятности помеховой составляющей.

Значения функции $Y(\hat{n})$ являются случайной величиной и зависят от принятой реализации \hat{n} . Закон распределения, которому подчиняется величина $Y(\hat{n})$, из выражения (11) не очевиден. Хотя величины n_i , входящие в (11), имеют пуассоновскую статистику, m слагаемых, каждое из которых является произведением независимых пуассоновских величин на различные коэффициенты, определенным образом зависящие от пространственной координаты, не будет подчиняться закону Пуассона.

Однако, если число интервалов m достаточно велико для выполнения условия $\Delta x_i \rightarrow 0$ (см. рис. 3), при больших значениях n_i , в силу закона больших чисел, закон распределения величины $Y(\hat{n})$ будет стремиться к нормальному закону.

В силу вышесказанного будем в первом приближении считать величину $Y(\hat{n})$ распределенной по нормальному закону. Тогда плотности вероятности, которые необходимо подставить в (13) и (14), можно записать в виде:

$$w_{C+\Pi}(u) = \frac{1}{\sigma_{C+\Pi} \sqrt{2\pi}} \exp \left[-\frac{(u - \bar{u}_{C+\Pi})^2}{2\sigma_{C+\Pi}^2} \right], \quad (15)$$

$$w_{\Pi}(u) = \frac{1}{\sigma_{\Pi} \sqrt{2\pi}} \exp \left[-\frac{(u - \bar{u}_{\Pi})^2}{2\sigma_{\Pi}^2} \right]. \quad (16)$$

Величина u в (15) и (16) соответствует величине $Y(\hat{n})$, определяемой выражением (11), а среднее значение \bar{u} и дисперсия σ^2 соответствуют среднему значению и дисперсии величины $Y(\hat{n})$.

Запишем выражение для среднего значения величины $Y_{\Pi}(\hat{n})$:

$$\overline{Y_{\Pi}(\hat{n})} = \sum_{i=1}^m \bar{n}_i \left[\frac{\sin a(x_i - x_0)}{a(x_i - x_0)} \right]^2. \quad (17)$$

Подставляя в (17) значение $\bar{n}_i = N_{\Pi} T_H \Delta x_i$, полагая $x_0 = 0$ и заменив в (11) сумму интегралом, получим выражение для среднего значения помехи:

$$\overline{Y_{\Pi}(\hat{n})} = N_{\Pi} T_H \int_{-D/2}^{D/2} \left[\frac{\sin ax_i}{ax_i} \right]^2 dx = \frac{\pi}{a} N_{\Pi} T_H. \quad (18)$$

Выражение для дисперсии величины $Y_{\Pi}(\hat{n})$ будет иметь вид (D – знак дисперсии):

$$D(Y_{\Pi}(\hat{n})) = N_{\Pi} T_H \int_{-D/2}^{D/2} \left[\frac{\sin ax_i}{ax_i} \right]^4 dx = \frac{2\pi}{3a} N_{\Pi} T_H. \quad (19)$$

Аналогичные рассуждения проведем для определения среднего значения и дисперсии величины $Y_{C+\Pi}(\hat{n})$ и запишем:

$$\begin{aligned} \overline{Y_{C+\Pi}(\hat{n})} &= N_{\Pi} T_H \int_{-D/2}^{D/2} \left[\frac{\sin ax_i}{ax_i} \right]^2 dx + N_{C_0} T_H \int_{-D/2}^{D/2} \left[\frac{\sin ax_i}{ax_i} \right]^4 dx = \\ &= \frac{\pi}{a} N_{\Pi} T_H + \frac{2\pi}{3a} N_{C_0} T_H, \end{aligned} \quad (20)$$

$$\begin{aligned} D(Y_{C+\Pi}(\hat{n})) &= N_{\Pi} T_H \int_{-D/2}^{D/2} \left[\frac{\sin ax_i}{ax_i} \right]^4 dx + N_{C_0} T_H \int_{-D/2}^{D/2} \left[\frac{\sin ax_i}{ax_i} \right]^6 dx = \\ &= \frac{2\pi}{3a} N_{\Pi} T_H + \frac{11\pi}{20a} N_{C_0} T_H. \end{aligned} \quad (21)$$

Для оценки условной вероятности ложной тревоги выражения (18) и (19) необходимо подставить в (16), а полученный результат использовать для вычисления (14). Для оценки условной вероятности правильного обнаружения выражения (20) и (21) необходимо подставить в выражение (15), а затем вычислить (13).

Обсуждение результатов, выводы

Полученные аналитические выражения для сигнального и помехового компонентов, их средних значений и дисперсии позволяют оценить вероятностные характеристики обнаружения по предложенному алгоритму при условии (9).

Проведем оценку эффективности предложенного алгоритма по критерию величины отношения сигнал/шум. Как известно из [8], этот критерий является универсальным при оценке эффективности обнаружения известного сигнала на фоне гауссовых помех. Следовательно, при оценке эффективности обнаружения по условным вероятностям правильного обнаружения и ложной тревоги результат будет аналогичным. Запишем выражения для отношения сигнал/шум φ в виде, аналогичном приведенному в [9]:

$$\varphi = \frac{\bar{u}}{\sqrt{D(u)}}. \quad (22)$$

Используя введенные обозначения, запишем (22) в виде:

$$\varphi = \frac{\overline{Y_C(\hat{n})}}{\sqrt{2D(Y_{C+\Pi}(\hat{n}))}}. \quad (23)$$

Подставляя (19) и (20) в (23) и учитывая, что $N_{C_0} \ll N_{\Pi}$, получим:

$$\varphi = \frac{N_{C_0} \sqrt{T_H} \sqrt{\frac{\pi}{3a}}}{\sqrt{N_{\Pi}}} \quad (24)$$

или с учетом (2) и (4):

$$\varphi = \tau_{\text{рад}}^{3/2} \frac{N_0 b_1 \sqrt{T_H} \sqrt{\frac{\pi}{3b}}}{\sqrt{N\Pi}} \quad (25)$$

Как показано в [4], в случае пренебрежения нелинейными эффектами, возникающими в АОАС при прохождении коротких радиоимпульсов, величина отношения сигнал/шум пропорциональна квадрату длительности импульса, т.е.

$$\varphi \sim \tau_{\text{рад}}^2 \quad (26)$$

Из сравнения (25) и (26) следует, что учет изменений энергии оптического сигнала, пространственного распределения интенсивности сигнала в выходной плоскости АОАС, связанных с уменьшением длительности анализируемого радиоимпульса, а также учет корпускулярных свойств оптического излучения позволяют синтезировать более эффективный (по критерию величины отношения сигнал/шум) алгоритм обнаружения оптических сигналов в выходной плоскости акустооптического спектроанализатора при анализе коротких радиоимпульсов.

Следовательно, использование предложенных алгоритмов позволит обнаруживать более короткие радиолокационные импульсы в выходной плоскости акустооптического анализатора спектра. При этом эффективность радиотехнической системы значительно увеличится по сравнению с эффективностью систем, использующих алгоритмы, не учитывающие нелинейные эффекты.

Предложенные алгоритмы обнаружения, учитывающие изменения пространственного распределения интенсивности сигнала в выходной плоскости АОАС с уменьшением длительности обнаруживаемого радиоимпульса и корпускулярные свойства оптического излучения, целесообразно использовать при модернизации существующих и проектировании перспективных систем мониторинга радиолокационной обстановки.

В заключение следует отметить, что при синтезе алгоритмов обнаружения сигналов в выходной плоскости АОАС необходимо наряду с учетом изменений энергетических и пространственных характеристик сигналов также учесть временную зависимость принимаемого сигнала в интервале $0 < t < T_H$. Решение этой задачи требует дополнительного рассмотрения и является предметом дальнейших исследований.

Список литературы: 1. *Оптическая обработка радиосигналов в реальном времени* / Под ред. С.В. Кулакова. М.: Радио и связь. 1989. 136 с. 2. *Стрелков А.И., Купченко Л.Ф., Коротков В.В.* Дифракционная эффективность акустооптических модуляторов системы спектрального анализа коротких радиолокационных импульсов // Системи обробки інформації: Зб. наук. праць. Харків: ХВУ. 2001. Вип. 5(15). С. 3 – 5. 3. *Стрелков А.И., Коротков В.В.* Алгоритмы обнаружения сигнала в выходной плоскости акустооптического анализатора спектра // Тр. 8-й межд. конф. «Теория и техника передачи, приема и обработки информации» ХНУРЭ. Харьков, 2002. С. 295 – 296. 4. *Стрелков А.И., Стадник А.М., Коротков В.В.* Особенности работы некогерентного акустооптического спектроанализатора при конечном времени регистрации // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.- техн. сб. 2001. Вып. 122. С. 162 – 168. 5. *Стрелков А.И., Копылов А.А., Коротков В.В.* Особенности обработки сигнала оптического датчика акустооптического спектроанализатора в режиме наблюдения коротких радиоимпульсов // Системи обробки інформації: Зб. наук. праць. Харків: ХВУ. 2002. Вип. 3(19). С. 162 – 171. 6. *Стрелков А.И., Коротков В.В.* Алгоритмы обнаружения сигнала в выходной плоскости акустооптического анализатора спектра // Тр. 7-й межд. конф. «Теория и техника передачи, приема и обработки информации» ХНУРЭ. Харьков, 2001. С. 114 – 115. 7. *Москвитин С.В., Стрелков А.И.* Теоретические основы оптической локации, МО Украины. Харьков. 1992. 208 с. 8. *Левин Б.Р.* Теоретические основы статистической радиотехники. М.: Сов. радио, 1968. Т. 2. 503 с. 9. *Гальярди Р., Карп Ш.* Оптическая связь. М.: Связь, 1978. 424 с.

Харьковский национальный
университет радиоэлектроники
Харьковский военный университет

Государственная акционерная
холдинговая компания «Топаз», г. Донецк

Поступила в редколлегию 24.03.2003

О КРАТНОСТИ СОБСТВЕННЫХ ЧАСТОТ НЕРАЗДЕЛИМЫХ НЕВЫРОЖДЕННЫХ LC -ЦЕПЕЙ

1. Введение. В работе [7] изучена связь геометрических свойств графа автономной LC -цепи с ее динамическими инвариантами, которые однозначно определяются канонической формой $\mathbf{K}(\lambda)$ регулярного матричного пучка $\mathbf{A}(\lambda)$ LC -цепи [6, гл. 12]. Доказано [7], что $\mathbf{K}(\lambda)$ может содержать только одномерные и двумерные N -блоки, а также одномерные жордановы клетки [6, с.334]. Получен алгоритм для вычисления количества каждого из перечисленных типов блоков. В этих формулах использована лишь геометрия графа LC -цепи. На основе жордановой части канонической формы матричного пучка можно определить количество собственных частот автономной LC -цепи. Оно равно половине числа жордановых клеток, так как одной собственной частоте отвечает пара одномерных жордановых клеток с мнимыми комплексно сопряженными корнями характеристического уравнения матричного пучка. Обычно все эти частоты различны для неразделимых¹ невырожденных² LC -цепей.

Возникает естественный вопрос: могут ли собственные частоты неразделимой невырожденной LC -цепи быть одинаковыми? На первый взгляд, может показаться, что ответить на этот вопрос нетрудно. Достаточно взять какую-либо неразделимую невырожденную LC -цепь с двумя индуктивностями и двумя емкостями и подобрать параметры LC -цепи так, чтобы собственные частоты совпали. В связи с тем, что произвольных параметров – четыре, а условие, которому они должны удовлетворить, всего одно (равенство частот), появляется уверенность в том, что необходимый набор параметров существует. Однако анализ различных вариантов построения LC -цепей с небольшим числом реактивностей почему-то всегда приводит к некрратным частотам [3, с. 238]. В то же время анализ LC -цепей с большим числом элементов провести практически невозможно в силу того, что, как известно, корни алгебраических уравнений высоких степеней не могут быть выражены в радикалах через коэффициенты уравнения при степенях выше пятой [5]. Поэтому вопрос о невозможности получения кратных частот в неразделимой невырожденной LC -цепи остается открытым. Неясны также причины этого явления. Вопрос не может быть решен и с помощью современных ЭВМ в силу того, что здесь приходится сравнивать вещественные числа, в отличие от комбинаторных задач, которые решаются в целых числах.

В настоящей работе изложен способ нахождения делителей характеристического многочлена LC -цепи, основанный на использовании имеющейся в данном случае дополнительной информации геометрического характера о свойствах симметрии LC -цепи. Этим способом удалось найти делители характеристических многочленов высокой степени для некоторых неразделимых невырожденных LC -цепей и обнаружить среди характеристических многочленов 12-й и 16-й степеней случаи кратности собственных частот. Тем самым получен положительный ответ на вопрос о возможности получения в неразделимых невырожденных LC -цепях кратных собственных частот, который долгое время не поддавался решению.

2. Неразделимые невырожденные LC -цепи. Первыми из основных инвариантов LC -цепи являются числа L - и C -ребер n_L и n_C , то есть число индуктивностей и число емкостей. Через них можно выразить размерность λ -матрицы LC -цепи $\mathbf{A}(\lambda)$, а значит и размерность ее канонической формы $\mathbf{K}(\lambda)$, совпадающую с размерностью $\mathbf{A}(\lambda)$. В самом деле,

¹ Связный граф называется неразделимым, если он не содержит вершин сочленения [4, с. 51]; LC -цепь, граф которой неразделим, называется неразделимой LC -цепью.

² См. ниже определение 1.

Согласно изложенному в [7] способу построения λ -матрицы $A(\lambda)$ первая половина матрицы $A(\lambda)$ описывает всю совокупность дифференциальных уравнений, входящих в полную систему уравнений LC -цепи. Так как любой реактивный элемент (индуктивность или емкость) описывается одним дифференциальным уравнением, то общее число таких уравнений равно $n_L + n_C$. Из этого следует, что размерность λ -матриц $A(\lambda), K(\lambda)$ равна $2(n_L + n_C)$.

Основным параметром λ -матрицы $K(\lambda)$ является n – количество собственных частот LC -цепи. Эта величина определяется структурой графа Γ LC -цепи, так как оно равно числу фундаментальных пар L -ребер и C -ребер³. Но тогда число L -ребер n_L , а также число C -ребер n_C больше или равно n , то есть $n_L, n_C \geq n, n \leq \min(n_L, n_C)$.

Следует подчеркнуть, что параметр n , так же как и параметры n_L, n_C , является геометрическим, то есть, если n_L и n_C описывают число L - и C -ребер в графе Γ LC -цепи, то n описывает число фундаментальных циклов в том же графе Γ [7]. Следовательно, все три параметра n_L, n_C, n однозначно определяются геометрией графа Γ LC -цепи.

Рассмотрим LC -цепь, у которой $n_L = n_C = n_0$. Тогда размерность матриц $A(\lambda), K(\lambda)$ будет равна $2(n_L + n_C) = 4n_0$, а параметр n будет либо равен n_0 , либо меньше n_0 .

Определение 1. LC -цепь называется невырожденной, если $n_L = n_C = n$.

Из этого определения следует, что если LC -цепь невырождена, то имеет место равенство $2n = n_L + n_C$. Оказывается справедливо и обратное утверждение.

Предложение 1. Если $2n = n_L + n_C$, то LC -цепь невырождена.

Доказательство. Пусть $2n = n_L + n_C$. Если $n_L = n_C$, то мы получаем $n_L = n_C = n$ и значит LC -цепь невырождена. Теперь предположим, что $2n = n_L + n_C$, но $n_L \neq n_C$. Не ограничивая общности будем считать, что $n_L < n_C$. Тогда $n \leq n_L$ и $n < n_C$. Сначала рассмотрим случай $n < n_L, n < n_C$. Складывая эти неравенства получим $2n < n_L + n_C$. Теперь предположим, что $n = n_L, n < n_C$. Прибавляя к левой части последнего равенства n , а к правой n_L снова получим $2n < n_L + n_C$. Таким образом, если $n_L \neq n_C$, то $2n < n_L + n_C$, то есть при $n_L \neq n_C$ не может выполняться равенство $2n = n_L + n_C$. Значит оно выполняется только при $n_L = n_C$, а в этом случае LC -цепь невырождена.

Теорема 1. Для того чтобы LC -цепь была невырожденной, необходимо и достаточно, чтобы она была составлена из двух деревьев: индуктивного D_L и емкостного D_C , все узлы которых являются общими для D_L и D_C .

Доказательство. Достаточность. Пусть LC -цепь составлена из двух деревьев D_L и D_C . Обозначим через u_L, u_C – числа узлов деревьев D_L, D_C . Пусть каждый узел D_L является узлом D_C и каждый узел D_C является узлом D_L , то есть все узлы общие. Тогда $u_L \leq u_C$ и $u_C \leq u_L$, поэтому $u_L = u_C, n_L + 1 = n_C + 1, n_L = n_C$. Для доказательства невырожденности рассматриваемой LC -цепи, согласно определению 1, остается показать, что $n = n_C$ (или $= u_L$). Но это следует из того, что каждый узел этой LC -цепи является общим для D_L и D_C и поэтому к каждому узлу подходит одно L -ребро и одно C -ребро. Составляя из них фундаментальные пары L - и C -ребер относительно некоторого нулевого узла, получим

³ Геометрический способ выделения таких пар L - и C -ребер изложен в [7].

столько пар, сколько узлов, например у дерева D_C , минус единица, то есть n_C . Следовательно, число фундаментальных пар L - и C -ребер и, значит, число фундаментальных циклов $n = n_C$; поэтому рассматриваемая LC -цепь невырождена.

Необходимость. Пусть LC -цепь – невырождена. Тогда у нее $n_L = n_C = n$ и подграфы Γ_L и Γ_C ее графа Γ представляют из себя объединение конечного числа компонент связности в виде деревьев. Если бы компоненты связности не были деревьями, то Γ_L и Γ_C содержали бы замкнутые циклы, состоящие только из L -ребер (в Γ_L) или только из C -ребер (в Γ_C), что невозможно в силу невырожденности LC -цепи. Покажем, что в каждом подграфе Γ_L и Γ_C имеется только одна компонента связности. В самом деле, пусть Γ_L содержит более одной компоненты связности. Выделим в каждой из них по одному максимальному дереву (максимальное дерево в дальнейшем будем называть просто деревом) и составим основное дерево D (см. [7]), в которое входят все выделенные L -деревья и некоторое число C -ребер. Отметим, что нельзя составить дерево D из одних L -деревьев, ибо тогда Γ_L имел бы одну компоненту связности. Теперь удалим из Γ_C те C -ребра, которые отошли к D . В результате мы получим подграф Γ_C , число C -ребер которого $n_C < n_C = n$. Так как фундаментальные циклы строятся с помощью C -ребер подграфа Γ_C (см. [7]), то этих циклов не может быть больше, чем $n_C < n$. Таким образом, предположение о том, что Γ_L имеет более одной компоненты связности приводит к выводу о том, что число фундаментальных циклов n строго меньше полного числа C -ребер n_C , что противоречит условию невырожденности $n = n_C$. Следовательно, Γ_L содержит только одно L -дерево $\Gamma_L = D_L$. Проведя дуальные построения можно показать, что Γ_C также имеет одну компоненту связности: $\Gamma_C = D_C$. Из равенств $n_L = n$, $n_C = n$ следует, что D_L и D_C содержат одинаковое число ребер, равное n . Следовательно, каждое дерево покрывает $n+1$ узлов. Покажем, что у D_L и D_C все узлы общие. Если бы это было не так, то существовал хотя бы один узел одного типа (индуктивный или емкостной) и поэтому нельзя было бы составить n фундаментальных пар L - и C -ребер и n фундаментальных циклов. Поэтому мы имели бы $n < n_C = n_L$, что противоречило бы условию невырожденности: $n = n_C = n_L$. Таким образом, D_L и D_C имеют общие узлы. Необходимость доказана.

В дальнейшем мы будем рассматривать только неразделимые невырожденные жордановы LC -цепи, так как разделимые LC -цепи описываются несколькими независимыми системами уравнений, каждое из которых соответствует одной неразделимой компоненте связности. Из этого следует, что в разделимой LC -цепи весьма просто устроить совпадение собственных частот – достаточно взять LC -цепь, состоящую из двух одинаковых неразделимых компонент связности, соединенных в одной вершине сочленения. В то же время доказательство существования неразделимых невырожденных LC -цепей, у которых совпадают хотя бы две собственные частоты, является трудной задачей. Решению этой задачи для произвольного числа собственных частот посвящена данная работа.

3. Делители графа и собственные частоты. Рассмотрим жорданову неразделимую невырожденную LC -цепь. Для ее описания вводим токи и напряжения всех элементов цепи и естественные фундаментальные циклы относительно индуктивного дерева D_L . После этого записываем: 1) дифференциальные уравнения для индуктивностей; 2) дифференциальные уравнения для емкостей; 3) уравнения для токов на основе метода контурных токов; 4) уравнения Кирхгофа для напряжений по тем же контурам. В результате получаем матричный пучок LC -цепи в виде блочной матрицы с $n \times n$ -блоками :

$$\mathbf{A}(\lambda) = \begin{bmatrix} \mathbf{E} & \mathbf{0} & \lambda \mathbf{L} & \mathbf{0} \\ \mathbf{0} & \mathbf{E} & \mathbf{0} & \lambda \mathbf{C} \\ \mathbf{0} & -\mathbf{B}' & \mathbf{E} & \mathbf{0} \\ \mathbf{B} & \mathbf{0} & \mathbf{0} & \mathbf{E} \end{bmatrix},$$

где $\lambda = \frac{d}{dt}$; \mathbf{E} – единичная матрица, $\mathbf{L} = \text{diag}(L_1, \dots, L_n)$, $\mathbf{C} = \text{diag}(C_1, \dots, C_n)$, матрица \mathbf{B}' находится путем транспонирования невырожденной матрицы \mathbf{B} [7, II, п.5]. Для получения удобной записи характеристического уравнения

$$\det \mathbf{A}(\lambda) = 0 \quad (1)$$

выполним некоторые элементарные преобразования блочного матричного пучка $\mathbf{A}(\lambda)$, при которых характеристическое уравнение не изменяется [6, с.136]. А именно, умножим первую блочную строку слева на \mathbf{L}^{-1} и вычтем из нее третью блочную строку, умноженную на λ . Выполним аналогичные элементарные преобразования второй блочной строки, получим эквивалентный матричный пучок $\mathbf{A}_1(\lambda)$ (см.(2)). Ясно, что характеристическое уравнение (1) определяется матричным пучком $\mathbf{A}_2(\lambda)$ (см.(3)),

$$\mathbf{A}_1(\lambda) = \begin{bmatrix} \mathbf{L}^{-1} & \lambda \mathbf{B}' & \mathbf{0} & \mathbf{0} \\ -\lambda \mathbf{B} & \mathbf{C}^{-1} & \mathbf{0} & \mathbf{0} \\ \mathbf{0} & -\mathbf{B}' & \mathbf{E} & \mathbf{0} \\ \mathbf{B} & \mathbf{0} & \mathbf{0} & \mathbf{E} \end{bmatrix}; \quad (2) \quad \mathbf{A}_2(\lambda) = \begin{bmatrix} \mathbf{L}^{-1} & \lambda \mathbf{B}' \\ -\lambda \mathbf{B} & \mathbf{C}^{-1} \end{bmatrix}, \quad (3)$$

которому элементарными преобразованиями можно придать две различные формы

$$\mathbf{A}_3(\lambda) = \begin{bmatrix} \mathbf{L}^{-1} + \lambda^2 \mathbf{B}' \mathbf{C} \mathbf{B} & \mathbf{0} \\ -\lambda \mathbf{B} & \mathbf{C}^{-1} \end{bmatrix};$$

$$\mathbf{A}_4(\lambda) = \begin{bmatrix} \mu \mathbf{E} & \sqrt{\mathbf{L} \mathbf{B}' \mathbf{C}} \\ -\sqrt{\mathbf{C} \mathbf{B}} \sqrt{\mathbf{L}} & \mu \mathbf{E} \end{bmatrix} = \mathbf{A}_4 + \mu \mathbf{E}, \quad \mu = \frac{1}{\lambda};$$

где \mathbf{A}_4 – кососимметрическая матрица. Благодаря этому пучок $\mathbf{A}_4 + \mu \mathbf{E}$, а следовательно, и эквивалентный ему пучок $\mathbf{A}_2(\lambda)$, приводятся к канонической форме, содержащей только одномерные жордановы клетки, соответствующие чисто мнимым корням характеристического уравнения [6, с.258]. Множество этих клеток распадается на n пар, отвечающих комплексно сопряженным корням (см. там же). Каждой паре клеток соответствует собственная частота ω , квадрат которой, в силу эквивалентности $\mathbf{A}_2(\lambda) \sim \mathbf{A}_3(\lambda)$, является корнем уравнения

$$\det(\mathbf{L}^{-1} - \omega^2 \mathbf{B}' \mathbf{C} \mathbf{B}) = 0. \quad (4)$$

Проведем дальнейшее сужение класса рассматриваемых цепей, ограничиваясь LC -цепями, у которых одинаковы все индуктивности и все емкости; обозначим их через L_0, C_0 , соответственно. Такие цепи можно назвать двуцветными LC -цепями, предполагая, что все L -ребра раскрашены одним цветом, а C -ребра – другим. Для двуцветных LC -цепей уравнение (4) принимает вид

Итак, учитывая уравнение (5), приходим к выводу о том, что задача о собственных частотах двуцветных невырожденных жордановых LC -цепей сводится к задаче о спектре J -мультиорграфа. Для ее решения воспользуемся методами теории спектров графов [2].

В основе одного из эффективных методов нахождения спектров графов лежит понятие D -раскраски вершин графа. Если такая раскраска найдена, то она определяет новый граф – делитель исходного графа. Характеристический многочлен делителя графа является делителем над полем целых чисел \mathbf{Z} характеристического многочлена исходного графа. Используя это свойство делителей графа, можно понизить степень характеристического многочлена LC -цепи и произвести фактическое вычисление его корней (если степени делителей не превышают четырех). Переходим к точным формулировкам.

Определение 3, [2, с. 121,129]. Пусть Γ_S – двуцветный мультиорграф на n вершинах, определяемый матрицей смежности \mathbf{S} . Пусть $\mathbf{D} = [d_{ik}]$ – квадратная матрица порядка $m < n$ с целочисленными элементами d_{ik} . Будем говорить, что Γ_S допускает D -раскраску, если существует такая раскраска каждой вершины Γ_S в один из $1, 2, \dots, m$ цветов, при которой выполняется следующее свойство: зафиксируем любые два цвета i и k , выделим множества W_i и W_k всех вершин цвета, соответственно, i и k , выберем произвольную вершину $V \in W_i$ и найдем алгебраическую сумму чисел всех положительных и всех отрицательных ребер, идущих из вершины V к вершинам множества W_k , при этом число положительных ребер берется со знаком плюс, а отрицательных – со знаком минус. Тогда указанная алгебраическая сумма равна элементу d_{ik} матрицы D для любых i и k .

Двуцветный мультиорграф Γ_D на m вершинах, для которого \mathbf{D} является матрицей смежности, называется делителем мультиорграфа Γ_S .

Теорема 2. Пусть Γ_S и Γ_D – двуцветные мультиорграфы, описанные в определении 3, а \mathbf{S} и \mathbf{D} – соответствующие матрицы смежности. Тогда элементарными целочисленными преобразованиями⁴ матричный пучок $\mathbf{S} - \alpha\mathbf{E}$ приводится к виду

$$\tilde{\mathbf{S}}(\alpha) = \begin{bmatrix} \mathbf{D} - \alpha\mathbf{E} & \mathbf{R} \\ 0 & \mathbf{F} - \alpha\mathbf{E} \end{bmatrix}, \quad (6)$$

где \mathbf{F}, \mathbf{R} – матрицы с целочисленными элементами.

Доказательство. С целью использования в последующих конкретных примерах соответствующей техники вычислений мы приводим здесь конструктивное доказательство, идея которого изложена в [2, с. 128] на примере одноцветных неориентированных мультиорграфов.

Обозначим подмножество вершин, имеющих цвет i через $W_i, i = 1, 2, \dots, m$. Для каждого i выберем вершину $V_i \in W_i$ и переименуем множество вершин $(W_1 \setminus \{V_1\}) \cup \dots \cup (W_m \setminus \{V_m\})$ в естественном порядке так, что, если $i < k < m, V_p \in W_i \setminus \{V_i\}, V_q \in W_k \setminus \{V_k\}$, то $p < q$. При такой нумерации вершин матричный пучок $\mathbf{S}_1 - \alpha\mathbf{E} = \mathbf{P}^{-1}(\mathbf{S} - \alpha\mathbf{E})\mathbf{P}$, где \mathbf{P} – матрица перехода от старой нумерации к новой, можно разбить на блоки, показанные в представлении (7):

⁴ Под целочисленными элементарными преобразованиями здесь понимаются элементарные преобразования, которым соответствуют элементарные матрицы [6, с.137] с целочисленными элементами.

$$\mathbf{S}_1 - \alpha \mathbf{E} = \begin{bmatrix} \mathbf{S}_{11} - \alpha \mathbf{E} & \mathbf{S}_{12} & \cdots & \mathbf{S}_{1,m+1} \\ \mathbf{S}_{21} & \mathbf{S}_{22} - \alpha \mathbf{E} & \cdots & \mathbf{S}_{2,m+1} \\ \cdots & \cdots & \cdots & \cdots \\ \mathbf{S}_{m+1,1} & \mathbf{S}_{m+1,2} & \cdots & \mathbf{S}_{m+1,m+1} - \alpha \mathbf{E} \end{bmatrix}. \quad (7)$$

Здесь 1-й блочный столбец (строка) содержит m обычных столбцов (строк), $1+i$ -й блочный столбец (строка) содержит $n_i - 1$ обычных столбцов (строк), где n_i – количество вершин цвета i , $i = 1, \dots, m$; $n_1 + \dots + n_m = n$. Матрица (7) обладает следующими свойствами: 1) если к элементу $s_{ik}(\alpha) \in \mathbf{S}_{11} - \alpha \mathbf{E}$ прибавить все элементы i -ой строки подматрицы \mathbf{S}_{1k} , $k > 1$, то сумма будет равна $d_{ik} - \alpha \delta_{ik}$, где δ_{ik} – символ Кронекера; 2) если в любой строке i -ой горизонтальной полосы, где $i > 1$, выполнить такое же суммирование, как указано в 1), то для любого $k = 1, 2, \dots, m$ сумма будет также равна $d_{ik} - \alpha \delta_{ik}$.

Проведя описанные в пп. 1), 2) правосторонние элементарные преобразования матричного пучка (7), мы получим на месте блока $\mathbf{S}_{11} - \alpha \mathbf{E}$ блок $\mathbf{D} - \alpha \mathbf{E}$, а на месте \mathbf{S}_{i1} , $i > 1$, – блок $\mathbf{S}_{i1}(\alpha)$, состоящий из одинаковых строк: $(d_{i1}; \dots; d_{i,i-1}; d_{i,i} - \alpha; d_{i,i+1}; \dots; d_{im})$. С помощью соответствующих целочисленных левосторонних элементарных преобразований блоки $\mathbf{S}_{i1}(\alpha)$, $i > 1$, обращаются в нулевые. Теорема 2 доказана.

Замечание 1. Так как квадратная матрица \mathbf{F} имеет целочисленные элементы, то она определяет двуцветный мультиорграф Γ_F с матрицей смежности \mathbf{F} .

Из теоремы 2 вытекает

Следствие. Характеристические многочлены матриц \mathbf{D} и \mathbf{F} являются делителями над \mathbf{Z} характеристического многочлена матрицы \mathbf{S} .

Доказательство. Обозначим рассматриваемые многочлены следующим образом: $\Delta_S(\alpha) = \det(\mathbf{S} - \alpha \mathbf{E})$, $\Delta_D(\alpha) = \det(\mathbf{D} - \alpha \mathbf{E})$, $\Delta_F(\alpha) = \det(\mathbf{F} - \alpha \mathbf{E})$. Пусть \mathbf{T}, \mathbf{Q} – целочисленные невырожденные матрицы использованных в доказательстве теоремы 2, соответственно, левосторонних и правосторонних преобразований. Тогда $\mathbf{T}^{-1}, \mathbf{Q}^{-1}$ также целочисленные невырожденные матрицы и $\mathbf{S} - \alpha \mathbf{E} = \mathbf{T}^{-1} \tilde{\mathbf{S}}(\alpha) \mathbf{Q}^{-1}$. Так как согласно теореме 2 $\det \tilde{\mathbf{S}}(\alpha) = \det(\mathbf{D} - \alpha \mathbf{E}) \det(\mathbf{F} - \alpha \mathbf{E}) = \Delta_D(\alpha) \Delta_F(\alpha)$, то $\Delta_S(\alpha) = \det(\mathbf{S} - \alpha \mathbf{E}) = \det \mathbf{T}^{-1} \det \tilde{\mathbf{S}}(\alpha) \det \mathbf{Q}^{-1} = \det \mathbf{T}^{-1} \Delta_D(\alpha) \Delta_F(\alpha) \det \mathbf{Q}^{-1}$, где $\det \mathbf{T}^{-1}, \det \mathbf{Q}^{-1}$ – целые числа, не равные нулю.

Замечание 2. Согласно теореме 2 $\mathbf{T}(\mathbf{S} - \alpha \mathbf{E}) \mathbf{Q} = \mathbf{TSQ} - \alpha \mathbf{TQ} = \tilde{\mathbf{S}} - \alpha \mathbf{E}$, где $\tilde{\mathbf{S}} = \begin{bmatrix} \mathbf{D} & \mathbf{R} \\ \mathbf{0} & \mathbf{F} \end{bmatrix}$.

Следовательно, $\mathbf{TQ} = \mathbf{E}$, $\tilde{\mathbf{S}} = \mathbf{TSQ}$ и для фактического приведения матрицы $\mathbf{S} - \alpha \mathbf{E}$ к виду $\tilde{\mathbf{S}}(\alpha)$ достаточно описанными в доказательстве теорема 2 элементарными преобразованиями видоизменить только матрицу \mathbf{S} . Это облегчает практическое приведение матричного пучка $\mathbf{S} - \lambda \mathbf{E}$ к виду (6).

Пример 1 (продолжение). Пусть Γ_S – это J -мультиорграф, представленный на рис. 1,б. Очевидны две D -раскраски его вершин. Одна из них – двумя цветами, например, так, что $W_1 = \{1,3,5,7\}$, $W_2 = \{2,4,6,8\}$; при этом \mathbf{D} -матрица определяется таблицей (8). Вторая раскраска – четырьмя цветами, например, так, что $W_1 = \{1,5\}$, $W_2 = \{2,6\}$, $W_3 = \{3,7\}$, $W_4 = \{4,8\}$; при этом \mathbf{D} -матрица определяется таблицей (9)

$$\mathbf{D}_2 = \begin{bmatrix} 1 & 1 \\ 1 & 2 \end{bmatrix}, (8) \quad \mathbf{D}_4 = \begin{bmatrix} 3 & 2 & -2 & -1 \\ 2 & 2 & -1 & 0 \\ -2 & -1 & 3 & 2 \\ -1 & 0 & 2 & 2 \end{bmatrix}, (9) \quad \mathbf{F} = \begin{bmatrix} 3 & 2 & 0 & 1 \\ 2 & 2 & -1 & 0 \\ 0 & -1 & 3 & 2 \\ 1 & 0 & 2 & 2 \end{bmatrix}. (10)$$

Чтобы быстрее прийти к делителям над \mathbf{Z} наименьшей степени характеристического многочлена матрицы \mathbf{S} , выберем D_4 -раскраску. При этом на первом шаге мы получим два делителя 4-й степени, корни которых поддаются вычислению. Если на первом шаге использовать D_2 -раскраску, то получим один делитель 2-й степени, а второй – 6-й степени, и придется выполнять еще один шаг, чтобы получить делители степени ≤ 4 .

Итак, используем описанную выше D_4 -раскраску; тогда принятая на рис. 1, б нумерация вершин соответствует указанной в доказательстве теоремы 2, и мы имеем $\mathbf{S} = \mathbf{S}_1$. Применяя к $\mathbf{S} - \alpha \mathbf{E}$ описанные там же правые и левые элементарные преобразования, получим матрицу (6), где \mathbf{F} и $\mathbf{D}(= \mathbf{D}_4)$ определяются таблицами (10) и (9).

На рис. 2, а и 2, б построены мультиорграфы Γ_{D_4} и Γ_F . Мультиорграф Γ_{D_4} допускает D_2 -раскраску, например, такую, что $W_1 = \{1,3\}$, $W_2 = \{2,4\}$. Тогда

$$\mathbf{D}_4 = \begin{bmatrix} 3 & 2 & -2 & -1 \\ 2 & 2 & -1 & 0 \\ -2 & -1 & 3 & 2 \\ -1 & 0 & 2 & 2 \end{bmatrix} \sim \begin{bmatrix} 1 & 1 & -2 & -1 \\ 1 & 2 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 5 & 3 \\ 0 & 0 & 3 & 2 \end{bmatrix}$$

и мы получим первые два делителя

$$\begin{vmatrix} 1-\alpha & 1 \\ 1 & 2-\alpha \end{vmatrix} = \alpha^2 - 3\alpha + 1 = \left(\alpha - \frac{3-\sqrt{5}}{2}\right) \left(\alpha - \frac{3+\sqrt{5}}{2}\right),$$

$$\begin{vmatrix} 5-\alpha & 3 \\ 3 & 2-\alpha \end{vmatrix} = \alpha^2 - 7\alpha + 1 = \left(\alpha - \frac{7-\sqrt{45}}{2}\right) \left(\alpha - \frac{7+\sqrt{45}}{2}\right).$$

Их корни не являются целыми числами, поэтому они не приводимы над \mathbf{Z} .

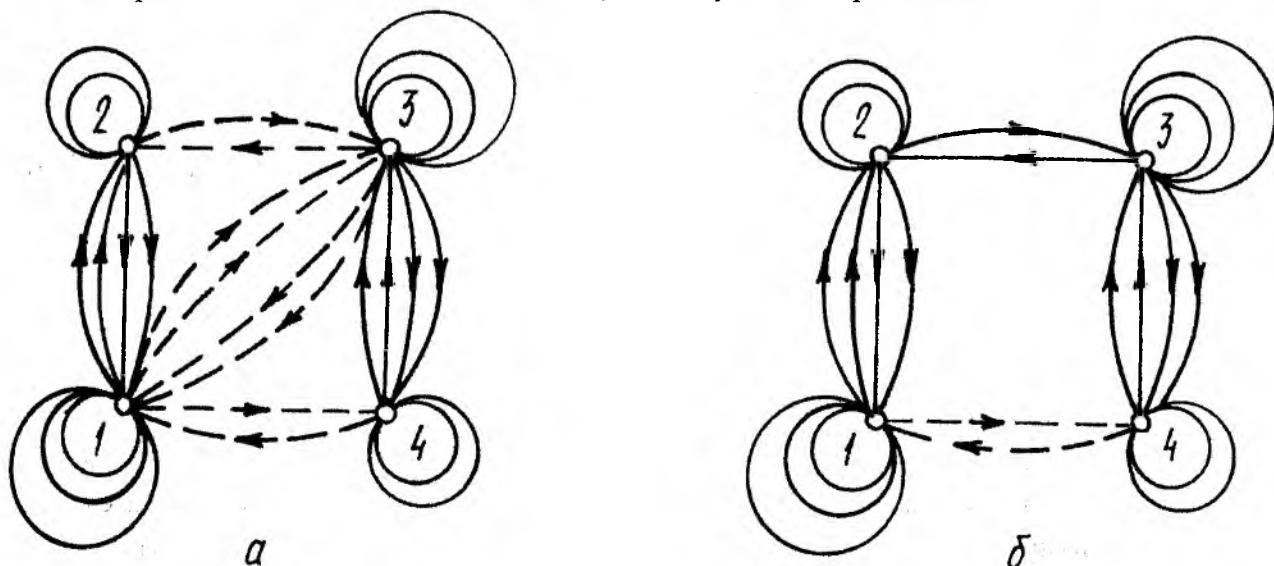


Рис. 2

Теперь рассмотрим мультиорграф Γ_F . Простым перебором легко проверить, что Γ_F не имеет ни одной D -раскраски, кроме тривиальной, когда каждая вершина раскрашивается в свой цвет. Однако непосредственно вычисляя определитель

$$\det(\mathbf{F} - \alpha\mathbf{E}) = \begin{vmatrix} 3-\alpha & 2 & 0 & 1 \\ 2 & 2-\alpha & -1 & 0 \\ 0 & -1 & 3-\alpha & 2 \\ 1 & 0 & 2 & 2-\alpha \end{vmatrix} = (3-\alpha) \begin{vmatrix} 2-\alpha & -1 & 0 \\ -1 & 3-\alpha & 2 \\ 0 & 2 & 2-\alpha \end{vmatrix} - 2 \begin{vmatrix} 2 & -1 & 0 \\ 0 & 3-\alpha & 2 \\ 1 & 2 & 2-\alpha \end{vmatrix} -$$

$$- \begin{vmatrix} 2 & 2-\alpha & -1 \\ 0 & -1 & 3-\alpha \\ 1 & 0 & 2 \end{vmatrix} = (3-\alpha)(2-\alpha)[(3-\alpha)(2-\alpha)-4] - (3-\alpha)(2-\alpha) - 4[(3-\alpha)(2-\alpha)-4] +$$

$$+ 4 + 4 - [(3-\alpha)(2-\alpha) - 1] = (3-\alpha)^2(2-\alpha)^2 - 10(3-\alpha)(2-\alpha) - 25 = [(3-\alpha)(2-\alpha) - 5]^2,$$

мы убеждаемся в том, что характеристический многочлен матрицы \mathbf{F} приводим над \mathbf{Z} , хотя мультиорграф Γ_F не допускает нетривиальной D -раскраски. Этот факт доказывает, что условие допустимости нетривиальной D -раскраски мультиорграфа – условие достаточное, но оно не является необходимым для приводимости над \mathbf{Z} характеристического многочлена матрицы смежности мультиорграфа.

Кроме того, полученная в последнем вычислении кратность корней характеристического уравнения доказывает, что существуют неразделимые невырожденные LC -цепи, имеющие кратные собственные частоты. Это основной результат данной работы.

Замечание 3. Был исследован также пример 2, в котором LC -цепь отличалась от LC -цепи примера 1 только количеством “спиц” (3 вместо 4) в каждом из деревьев D_L и D_C . Результаты получились те же: на последнем шаге – приводимость без D -раскраски и кратные собственные частоты. Дальнейшее уменьшение количества “спиц” не приводило к кратным собственным частотам.

Замечание 4. Выше были предъявлены неразделимые невырожденные LC -цепи с кратными собственными частотами, в которых число элементов сравнительно велико. Автору неизвестна наиболее простая неразделимая LC -цепь с кратными собственными частотами. Однако теперь ясно, что в такой LC -цепи не должно быть более 12 реактивных элементов.

Замечание 5. Понятие J -мультиорграфа можно распространить и на произвольные автономные LC -цепи, используя процедуру приведения к канонической форме регулярных матричных пучков таких LC -цепей, описанную в работе [7].

4. Группы автоморфизмов LC -цепей. Из теории спектров графов известно, что D -раскраски тесно связаны с группами автоморфизмов (группами симметрии) графов [2, с. 124]. Рассмотрим этот вопрос применительно к автономным LC -цепям. Пусть G_{BL}, G_{BC} , – соответственно, группы вершинных автоморфизмов [8, с. 319] для ориентированных подграфов Γ_L, Γ_C орграфа Γ напряжений автономной LC -цепи. Тогда $G_B = G_{BL} \cap G_{BC}$ является группой вершинных автоморфизмов орграфа Γ . Пусть G_{PL}, G_{PC} – группы реберных автоморфизмов, соответственно, для Γ_L, Γ_C . Тогда $G_P = G_{PL} \cap G_{PC}$ является группой реберных автоморфизмов орграфа Γ .

Для всех двуцветных орграфов за исключением небольшого числа орграфов, содержащих не более четырех вершин, имеет место изоморфизм групп $G_B \cong G_P$. Для доказательства этого изоморфизма нужно убедиться в том, что существуют сохраняющие групповую операцию отображения $f: G_B \rightarrow G_P$ и $f^{-1}: G_P \rightarrow G_B$. Является очевидным существование

сохраняющего групповую операцию отображения $f : G_B \rightarrow G_P$, определяемого однозначным индуцированием реберного автоморфизма, если задан вершинный автоморфизм. Причем указанное отображение имеет место для любого орграфа, и лишь это отображение мы будем использовать в дальнейшем. Заметим, однако, что доказательство существования обратного отображения $f^{-1} : G_P \rightarrow G_B$, то есть доказательство инъективности отображений f и f^{-1} , а также выделение тех орграфов, для которых отображение f^{-1} не существует, составляет трудную теорему Уитни [8, с. 320].

Пусть

$$q = \begin{bmatrix} q(1), & \dots, & q(n+1) \\ 1, & \dots, & n+1 \end{bmatrix} \quad (11)$$

перестановка вершин, то есть биективное отображение на себя множества из $n+1$ вершин орграфа $\Gamma = D_L \cup D_C$ LC -цепи, описываемое формулой (11), где $q(i)$ обозначает номер той вершины, которая попадает на i -е место после воздействия перестановки q . В дальнейшем будем считать, что q является вершинным автоморфизмом. В этом случае перестановка q индуцирует две перестановки ребер:

$$p_L = \begin{pmatrix} p_L(1), & \dots, & p_L(n) \\ 1, & \dots, & n \end{pmatrix}, \quad p_C = \begin{pmatrix} p_C(1), & \dots, & p_C(n) \\ 1, \dots, & & n \end{pmatrix}.$$

Перестановка p_L (p_C) переставляет L -ребра (C -ребра) с сохранением ориентации; причем имеет место:

Правило А: после действия автоморфизма q на месте L -ребра (C -ребра) с номером i будет стоять L -ребро (C -ребро) с номером $p_L(i)$ ($p_C(i)$).

Будем считать, что принятая ориентация орграфа Γ соответствует выбору положительных направлений для напряжений на всех ребрах. Вводим векторы напряжений на L - и C -ребрах:

$$U_L = \text{colon}(U_L^1, \dots, U_L^n), \quad U_C = \text{colon}(U_C^1, \dots, U_C^n)$$

и записываем уравнения Кирхгофа для напряжений по фундаментальным циклам, определяемым C -ребрами и деревом D_L ; получаем матричное равенство

$$BU_L + U_C = 0. \quad (12)$$

Теперь построим матрицы P_L и P_C , соответствующие перестановкам p_L и p_C компонент n -мерного вектора. Матрица P_L (P_C) формируется так: в i -й строке на месте $p_L(i)$ ($p_C(i)$) ставим 1, а на всех остальных местах i -й строки – нули. С помощью матриц P_L, P_C строим векторы

$$\tilde{U}_L = P_L U_L, \quad \tilde{U}_C = P_C U_C. \quad (13)$$

Компоненты этих векторов подчиняются правилу А. Подставляя (13) в (12), получаем: $BP_L^{-1}\tilde{U}_L + P_C^{-1}\tilde{U}_C = 0$. Умножение на P_C слева дает $P_C BP_L^{-1}\tilde{U}_L + \tilde{U}_C = 0$, или

$$\tilde{B}\tilde{U}_L + \tilde{U}_C = 0, \quad (14)$$

где $\tilde{B} = P_C BP_L^{-1}$.

Теорема 3. $\tilde{\mathbf{B}} = \mathbf{B}$ или $\mathbf{P}_C \mathbf{B} \mathbf{P}_L^{-1} = \mathbf{B}$.

Доказательство. Для i -го цикла, согласно (12) имеем

$$\sum_{k=1}^n b_k^i U_L^k + U_C^i = 0. \quad (15)$$

Теперь рассматриваем геометрически тот же цикл (с номером i) после воздействия автоморфизма q . Мы имеем право это делать, так как q не изменяет орграфа Γ и в нем, следовательно, сохраняются все циклы. Однако после воздействия автоморфизма q в рассматриваемом i -м цикле будут стоять другие компоненты векторов напряжений, которые мы находим согласно правилу А. Используя это правило, из (15) получаем

$$\sum_{k=1}^n b_k^i U_L^{p_C(k)} + U_C^{p_C(i)} = 0. \quad (16)$$

С другой стороны, записывая i -е уравнение системы (14), имеем

$$\sum_{k=1}^n \tilde{b}_k^i \tilde{U}_L^k + \tilde{U}_C^i = 0. \quad (17)$$

Так как компоненты векторов $\tilde{\mathbf{U}}_L$, $\tilde{\mathbf{U}}_C$ удовлетворяют правилу А, то из (17) следует равенство:

$$\sum_{k=1}^n \tilde{b}_k^i U_L^{p_L(k)} + U_C^{p_C(i)} = 0. \quad (18)$$

Сравнивая (18) и (16) и учитывая единственность описания циклов при заданной нумерации ребер, получаем: $\tilde{b}_k^i = b_k^i$, для любых i, k , то есть $\tilde{\mathbf{B}} = \mathbf{B}$.

Следствие. Пусть \mathbf{P}_L – матрица реберного автоморфизма p_L , индуцированного вершинным автоморфизмом q , а $\mathbf{S} = \mathbf{B}'\mathbf{B}$ – матрица смежности J -мультиорграфа LC -цепи.

Тогда $\mathbf{P}_L \mathbf{S} \mathbf{P}_L^{-1} = \mathbf{S}$.

Доказательство.

$$\begin{aligned} \mathbf{S} = \mathbf{B}'\mathbf{B} &= (\mathbf{P}_C \mathbf{B} \mathbf{P}_L^{-1})' (\mathbf{P}_C \mathbf{B} \mathbf{P}_L^{-1}) = (\mathbf{P}_L^{-1})' \mathbf{B}' \mathbf{P}_C' \mathbf{P}_C \mathbf{B} \mathbf{P}_L^{-1} = (\mathbf{P}_L^{-1})^{-1} \mathbf{B}' \mathbf{P}_C^{-1} \mathbf{P}_C \mathbf{B} \mathbf{P}_L^{-1} = \mathbf{P}_L \mathbf{B}' \mathbf{B} \mathbf{P}_L^{-1} = \\ &= \mathbf{P}_L \mathbf{S} \mathbf{P}_L^{-1}. \end{aligned}$$

Итак, группа G_B вершинных автоморфизмов орграфа Γ LC -цепи индуцирует группу G_p реберных автоморфизмов Γ , которая одновременно является группой вершинных автоморфизмов Γ_S -мультиорграфа LC -цепи. Если теперь раскрасить в свой цвет каждую орбиту этой группы, то согласно теореме 4.3 из [2, с. 124], мы получим D -раскраску Γ_S и соответствующее разложение характеристического многочлена LC -цепи. Таким образом, каждой группе симметрии двуцветной неразделимой невырожденной LC -цепи соответствует некоторая приводимость над \mathbf{Z} характеристического многочлена этой цепи, то есть его разложение в произведение двух многочленов с целыми коэффициентами. Указанная связь групп автоморфизмов с D -раскрасками существенно облегчает поиск разложений над \mathbf{Z} характеристических многочленов LC -цепей. Так, в примере 1 первая D_4 -раскраска J -мультиорграфа LC -цепи фактически представляла собой раскраску орбит группы автоморфизмов, порядок которой равен двум. В связи с этим следует иметь в виду, что в настоящее время группы автоморфизмов деревьев (из которых состоят рассматриваемые в данной работе LC -цепи) обстоятельно исследованы в работах Пойа [8, с.314]. Это позволяет разработать эффективные алгоритмы разложения над \mathbf{Z} характеристических многочленов LC -цепей.

Отметим, однако, что так же как все D -раскраски не дают всех приводимостей (см. конец анализа примера 1), так и все группы автоморфизмов не дают всех D -раскрасок и, тем более, всех приводимостей над \mathbf{Z} характеристических многочленов рассмотренных LC -цепей.

Список литературы: 1. Уилсон Р. Введение в теорию графов. М., 1977. 208 с. 2. Цветкович Д., Дуб М., Захс Х. Спектры графов. Теория и применение. К., 1984. 384 с. 3. Капчинский И.М. Методы теории колебаний в радиотехнике. М., 1954. 352 с. 4. Сошу С., Рид М.Б. Линейные графы и электрические цепи. М., 1971. 448 с. 5. Курош А.Г. Курс высшей алгебры. М., 1968. 432 с. 6. Гантмахер Ф.Р. Теория матриц. М., 1967. 576 с. 7. Овчаренко В.В. Матричные пучки в структурной теории электрических цепей. Сообщение I-III // Радиотехника. Вып. 77-79. 1986. 8. Оре О. Теория графов. М., 1968. 352 с.

АО НИИ радиотехнических измерений г. Харьков

Поступила в редколлегию 13.12.2002

О. И. СУХАРЕВСКИЙ, д-р техн. наук, В. А. ВАСИЛЕЦ, канд. техн. наук,
А. З. САЗОНОВ, канд. техн. наук

МЕТОД РАСЧЕТА ВЛИЯНИЯ ТОНКОЙ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ОБОЛОЧКИ НА РАССЕЯНИЕ ВОЛН ИДЕАЛЬНО ПРОВОДЯЩИМ ОБЪЕКТОМ

Для решения ряда задач электродинамики и радиолокации возникает необходимость расчета характеристик рассеяния идеально проводящих объектов, имеющих оболочку в виде тонкой диэлектрической диафрагмы. Примером задачи такого класса является расчет характеристик рассеяния беспилотного летательного аппарата, фюзеляж которого выполнен из тонкого стеклопластика и внутри содержит металлические элементы. В статье предлагается асимптотический метод расчета характеристик рассеяния таких систем. Метод основан на оценке рассеяния металлических элементов конструкции и учете влияния тонкой диэлектрической диафрагмы на результирующее поле.

Для описания процесса рассеяния на идеально проводящем объекте, закрытом тонкой диэлектрической оболочкой (рис.1), введем следующие обозначения:

$\vec{E}(x)$ – полное дифрагированное поле, рассеянное всей системой «объект-оболочка»;

$\vec{E}(x)$ – соответствующее поле, возникающее в результате дифракции той же первичной волны на идеально проводящем объекте (в отсутствие диэлектрической оболочки);

$\vec{E}(\vec{r}^0), \vec{E}(\vec{r}^0)$ – диаграммы рассеяния всей системы и металлических элементов в направлении \vec{r}^0 ;

\vec{p} – орт поляризации прямо-передающей антенны.

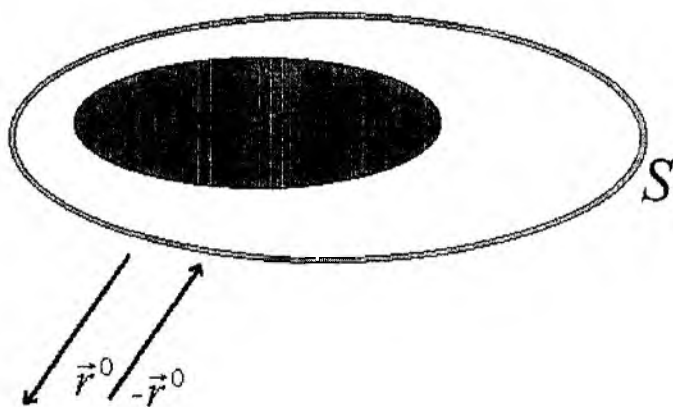


Рис. 1

Используя лемму Лоренца [1], для связи между полями $\vec{E}(x)$ и $\vec{E}(x)$ можно записать представление для полного поля $\vec{E}(x_0)$

$$\vec{p}(\vec{E}(x_0) - \vec{E}(x_0)) = (\epsilon - \epsilon_0) \iint_{V_\delta} \vec{E}(x) \vec{E}(x | x_0, \vec{p}) dV. \quad (1)$$

Здесь $\vec{E}(x | x_0, \vec{p})$ - поле, порожденное точечным источником с ортом поляризации \vec{p} , расположенным в точке x_0 , рассеянное на металлическом объекте (без учета диэлектрической оболочки); V_δ – область, занятая диэлектрической оболочкой толщины δ ; ϵ – диэлектрическая проницаемость материала оболочки.

В интегральном представлении (1) точка x_0 может принадлежать как диэлектрической оболочке (объем V_δ), так и находиться вне ее. Пусть $x_0 \in V_\delta$ и (1) рассматривается как интегральное уравнение относительно вектор-функции $\vec{E}(x)$ в области V_δ .

Чтобы упростить и сделать наглядным дальнейшее изложение, рассмотрим в качестве примера произвольный участок V_δ в виде цилиндрической области толщиной δ , много меньшей длины волны зондирующего сигнала.

Докажем, что для любой гладкой функции $F(x)$ интеграл

$$\vec{I} = \vec{I}(x_0, \vec{p}) = \int_{V_\delta} F(x) \vec{E}^e(x | x_0, \vec{p}) dV = O(\delta). \quad (2)$$

Представив полное дифрагированное поле \vec{E}^e в виде суммы первичного и рассеянного полей:

$$\vec{E}^e(x | x_0, \vec{p}) = \vec{E}_0^e(x | x_0, \vec{p}) + \vec{E}_{\text{расс}}^e(x | x_0, \vec{p}), \quad (3)$$

рассмотрим лишь получение требуемой оценки для интеграла

$$\hat{I}_0(x_0, \vec{p}) = \int_{V_0} F(x) \vec{E}_0^e(x | x_0, \vec{p}) dV, \quad (4)$$

где V_0 – круговой цилиндр, высота которого $\delta_1 \leq \delta$; радиус оснований R_1 – произвольно фиксированное число; центр одного из оснований цилиндра совпадает с точкой x_0 ($V_0 \subset V_\delta$).

Для интеграла, содержащего $\vec{E}_{\text{расс}}^e(x | x_0, \vec{p})$, требуемая оценка, очевидно, имеет место.

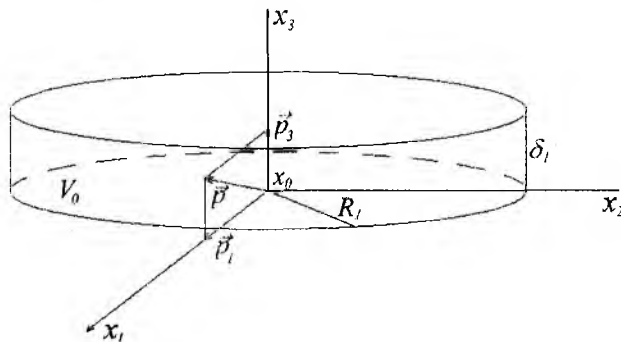


Рис. 2

Координатные оси выберем, как показано на рис.2 и соотнесем с этими осями цилиндрические координаты r, φ, z ($x_1 = r \cos \varphi$, $x_2 = r \sin \varphi$, $x_3 = z$).

Заметим, что

$$\vec{E}_0^e(x | x_0, \vec{p}) = \frac{1}{\epsilon_0} \left[\vec{\nabla}(\vec{p} \cdot \vec{\nabla} g) + k_0^2 \vec{p} g \right], \quad (5)$$

где $g = g(R) = \frac{e^{jkR}}{4\pi R}$, $\vec{R} = \vec{x} - \vec{x}_0$, причем

$$g''(R) + \frac{2}{R} g'(R) + k_0^2 g(R) = 0. \quad (6)$$

Тогда можно показать, что

$$\epsilon_0 \vec{E}_0^e(x | x_0, \vec{p}) = \frac{g'(R)}{R} \left(\vec{p} - 3\vec{R}^0(\vec{p} \cdot \vec{R}^0) \right) + k_0^2 g(R) \left(\vec{p} - \vec{R}^0(\vec{p} \cdot \vec{R}^0) \right). \quad (7)$$

Используя выражение (7), оценку $\hat{I}_0(x_0, \vec{p})$ можно представить в виде суммы

$$\hat{I}_0(x_0, \bar{p}) = \hat{I}_0^{(1)}(x_0, \bar{p}) + \hat{I}_0^{(2)}(x_0, \bar{p}), \quad (8)$$

где

$$\hat{I}_0^{(1)}(x_0, \bar{p}) = \int_{V_0} \frac{1}{4\pi\epsilon_0} e^{jkR} (1 - jkR) F(x) \frac{3(\bar{p}\bar{R}^0)\bar{R}^0 - \bar{p}}{R^3} dV,$$

$$\hat{I}_0^{(2)}(x_0, \bar{p}) = \int_{V_0} \frac{k_0^2}{4\pi\epsilon_0} e^{jkR} F(x) \frac{\bar{p} - (\bar{p}\bar{R}^0)\bar{R}^0}{R} dV.$$

Очевидно,

$$\left| \hat{I}_0^{(2)} \right| \leq \text{Const} \int_{V_0} \frac{dV}{R} = \text{Const} \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\delta_1} dz \int_0^{R_1} \frac{rdr}{R} = C_2 \delta_1 \leq C_2 \delta. \quad (9)$$

Выражение для $\hat{I}_0^{(1)}(x_0, \bar{p})$ после преобразований может быть представлено в виде суммы четырех интегралов

$$\begin{aligned} \hat{I}_0^{(1)}(x_0, \bar{p}) &= \frac{\bar{C}_0}{4\pi\epsilon_0} \int_0^{\delta_1} F_{00}(z) dz \int_0^{R_1} \frac{1}{R^3} \left(1 - \frac{3z^2}{R^2} \right) r dr + \\ &+ \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \int_0^{\delta_1} [F_{10}(z)\bar{C}_1 + F_{01}(z)\bar{C}_2] dz \int_0^{R_1} \frac{1}{R^5} r^3 z dr + \\ &+ \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \int_0^{\delta_1} dz \int_0^{R_1} \frac{1 + R^2 h(R)}{R^3} r^3 \bar{B} dr + \\ &+ \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \int_0^{\delta_1} dz \int_0^{R_1} h(R) \frac{r}{R^3} \left[F_{00}(z) \left(1 - \frac{3z^2}{R^2} \right) \bar{C}_0 + \frac{r^2 z}{R^2} (F_{10}(z)\bar{C}_1 + F_{01}(z)\bar{C}_2) \right] dr = \\ &= \bar{I}_I + \bar{I}_{II} + \bar{I}_{III} + \bar{I}_{IV}. \end{aligned} \quad (10)$$

Здесь $F_{00}(z) = F(0, 0, z)$; $F_{10}(z) = \frac{\partial F(0, 0, z)}{\partial x_1}$; $F_{01}(z) = \frac{\partial F(0, 0, z)}{\partial x_2}$; $\bar{C}_0, \bar{C}_1, \bar{C}_2$ - некоторые

векторные константы, определяемые вектором \bar{p} ; $h(R)$ - ограниченная функция; \bar{B} - ограниченная вектор-функция координат r и z .

Подынтегральные функции в \bar{I}_{III} и \bar{I}_{IV} ограничены в V_0 и, следовательно, эти интегралы имеют порядок $O(\delta_1)$. Вследствие ограниченности внутренних интегралов в \bar{I}_I и \bar{I}_{II} они также имеют порядок $O(\delta_1)$.

Интеграл, аналогичный (4), но по области $V_\delta - V_0$ имеет порядок $O(\delta)$ в силу непрерывности подынтегральной функции в этой области. На основании приведенных выше оценок

$$\bar{I}(x_0, \bar{p}) = O(\delta). \quad (11)$$

Аналогично можно показать, что равенство (11) имеет место для произвольной конечной области V_δ толщиной δ .

Из полученных оценок и соотношения (1) следует, что при $x \in V_\delta$

$$\bar{p} [\bar{E}(x_0) - \bar{E}(x)] = O(\delta) \quad (12)$$

для любого орта \bar{p} , то есть

$$\vec{E}(x_0) = \vec{E}(x_0) + O(\delta). \quad (13)$$

Из интегрального представления (1) следует, что соотношение (13) имеет место и для $x_0 \notin V_\delta$ в силу непрерывности подынтегральной функции в этом случае. Поэтому из (1) и (13) имеем

$$\vec{p}(\vec{E}(x_0) - \vec{E}(x_0)) = (\varepsilon - \varepsilon_0) \iint_{V_\delta} \vec{E}(x) \vec{E}(x | x_0, \vec{p}) dV + O(\delta^2). \quad (14)$$

Переходом к дальней зоне в V_δ ($\vec{x}_0 = R\vec{r}^0, R \rightarrow \infty$) непосредственно получаем выражение для комплексных диаграмм рассеяния:

$$\vec{p}(\vec{E}(\vec{r}^0) - \vec{E}(\vec{r}^0)) = (\varepsilon - \varepsilon_0) \iint_{V_\delta} \vec{E}(x) \vec{E}(x | \vec{r}^0, \vec{p}) dV + O(\delta^2). \quad (15)$$

$\vec{E}(x | \vec{r}^0, \vec{p})$ - поле, рассеянное на металлическом объекте при его облучении плоской волной

$$\vec{E}(x | \vec{r}^0, \vec{p}) = k_0^2 \omega \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}} \vec{p}^T e^{-jk_0(\vec{r}^0 \vec{x})} = \frac{k_0^3}{\varepsilon_0} \vec{p}^T e^{-jk_0(\vec{r}^0 \vec{x})},$$

$$\vec{p}^T = \vec{p} - \vec{r}^0(\vec{r}^0 \vec{p}).$$

Перепишем выражение (15) в виде

$$\vec{p}(\vec{E}(\vec{r}^0) - \vec{E}(\vec{r}^0)) = (\varepsilon' - 1) \iint_{V_\delta} \vec{E}(x) \vec{E}'(x | \vec{r}^0, \vec{p}) dV + O(\delta^2), \quad (16)$$

где

$$\vec{E}'(x | \vec{r}^0, \vec{p}) = \varepsilon_0 \vec{E}(x | \vec{r}^0, \vec{p}).$$

В этом случае можно считать, что поле $\vec{E}'(x | \vec{r}^0, \vec{p})$ порождено плоской волной

$$\vec{E}'(x | \vec{r}^0, \vec{p}) = k_0^3 \vec{p}^T e^{-jk_0(\vec{r}^0 \vec{x})}. \quad (17)$$

Принимая во внимание малую толщину оболочки δ и равномерность поля внутри нее для поля, рассеянного всей системой, можно записать выражение

$$\vec{p} \vec{E}(\vec{r}^0) = \vec{p} \vec{E}(\vec{r}^0) + (\varepsilon' - 1) \delta \iint_S \vec{E}(x) \vec{E}'(x | \vec{r}^0, \vec{p}) dS + O(\delta^2), \quad (18)$$

где S - поверхность оболочки.

Таким образом, интегральное представление (18) позволяет асимптотически оценить поле, рассеянное металлическим объектом с диэлектрической оболочкой, используя лишь знания поля, рассеянного металлическим объектом без оболочки. Отметим, что практическое использование соотношения (18) требует не только малости δ по сравнению с длиной волны зондирующего сигнала, но и малости произведения $(\varepsilon' - 1)\delta$.

Список литературы: 1. Никольский В.В., Никольская Т.И. Электродинамика и распространение радиоволн. М.: Наука, 1989. 544с.

ЧИСЛА ФЕРМА (ТАРТАЛЬИ) И РАССЕЙЯНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН НА ПРОСТРАНСТВЕННЫХ РЕШЕТКАХ РЕЗОНАНСНЫХ МАГНИТОДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ СФЕР

Целью работы является решение задачи о рассеянии электромагнитных волн на специальных сложных пространственных решетках малых однородных резонансных магнитодиэлектрических сфер, пространственное распределение которых подчинено числам Ферма (Тартальи) – фигурным числам [1]. В задаче длина рассеиваемой волны может быть соизмерима с постоянными решетки, что позволяет изучить влияние решеточных структурных резонансов электромагнитного взаимодействия между сферами на внутренние резонансы сфер решетки и их тонкую структуру.

Постановка и решение задачи

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

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

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, порождающего подрешетку c и находящегося внутри области (рис. 1)

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

Координаты $x_{c,s}, y_{c,t}, z_{c,p}$ – определяют положение узлов подрешетки c вне пределов области (2) и являются функциями координат $x_{c,s=0}, y_{c,t=0}, z_{c,p=0}$. В координатное представление (1) можно ввести зависимость от времени, если координаты $x_{c,s=0}, y_{c,t=0}, z_{c,p=0}$ считать некоторыми функциями времени. 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.

Нужный тип элементарной ячейки решетки (примитивную, объемноцентрированную, гранецентрированную и другие) формируют из C узлов внутри области (2), которую повторит за пределами области (2) координатное представление (1) в виде пространственной решетки определенного вида.

На (рис. 1) представлены пространственные распределения узлов решетки, когда порождающий узел решетки находится в центре области (2), для случаев: $p = 0, \pm 1; s = 0, \pm 1; t = 0, \pm 1$ и $p = 0, 1, 2, 3, 4, 5; s = 0, \pm 1, \pm 2; t = 0, \pm 1, \pm 2$.

Распределение узлов вдоль оси z подчинено таблице чисел Ферма (рис.2). Каждой тройке чисел $(p = 0, s, t)$ плоскости $x_{c,s}, y_{c,t}, z_{c,p=0}$ ставится в соответствие определенное число таблицы Ферма, например, точке $(p = 0, s = -3, t = -3)$ соответствует число 20, точке $(p = 0, s = -5, t = 4)$ – число 126, а точке $(p = 0, s = 4, t = 3)$ – число 35.

Эти числа и определяют число узлов вдоль оси z (1) для заданной точки $(p = 0, s, t)$ (рис. 2). Между тройкой чисел $(p = 0, s, t)$ плоскости $x_{c,s}, y_{c,t}, z_{c,p=0}$ (1) и числом таблицы Ферма существует связь, определяемая функцией

$$\frac{(|s| + |t|)!}{|s|!|t|!}$$

Отсюда числа p , определяющие координаты узлов вдоль оси z (1), задаются последовательностью

$$0, \pm 1, \pm 2, \dots, \pm \left(\frac{(|s| + |t|)!}{|s|!|t|!} - 1 \right),$$

где $|s|, |t| = 0, 1, 2, 3, \dots$

Если изменять координаты узлов в области (2), то положения узлов вне области (2) будут также соответствующим образом смещаться и будет происходить перестройка ячеек и формирование пространственной конфигурации решетки.

Расстояние между узлами определим (1)

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

Если в центре области (2) находится один порождающий узел решетки, то для случая, когда $(p, s = 1, t)$, из (1) получим плоскую решетку с распределением узлов вдоль оси z , подчиняющимся ряду натуральных чисел (рис.3).

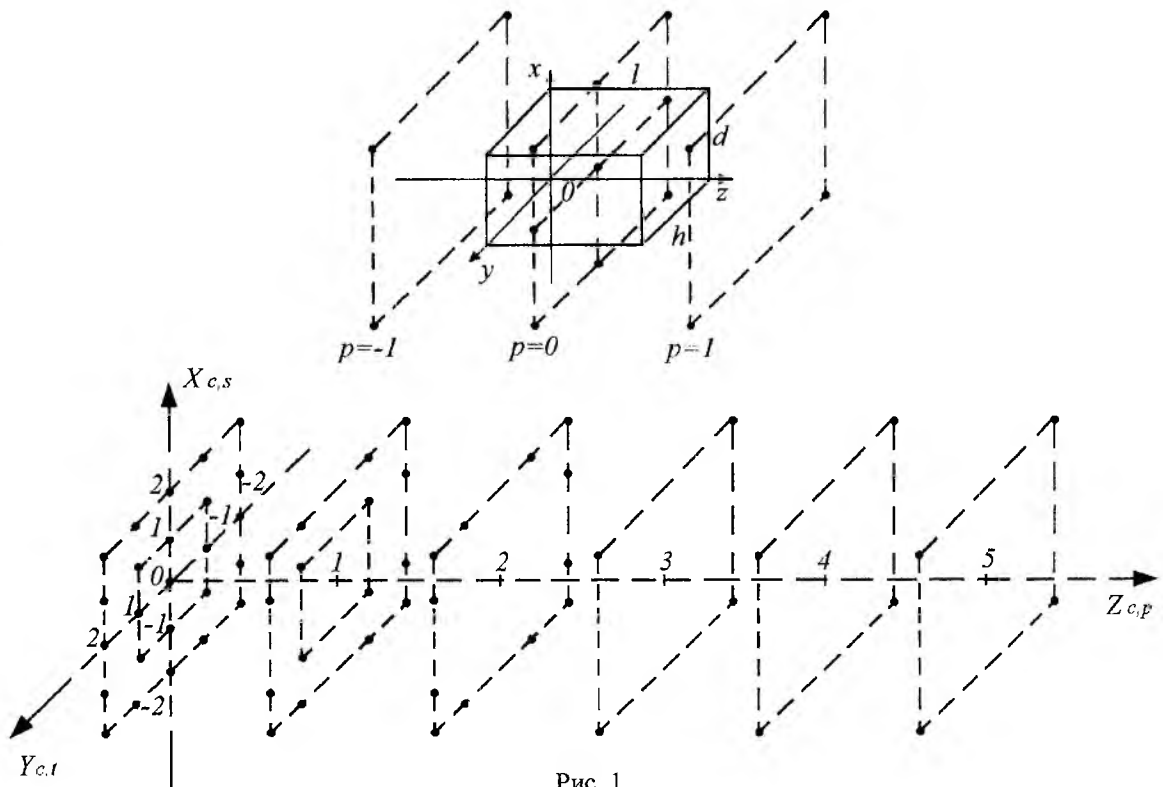


Рис. 1

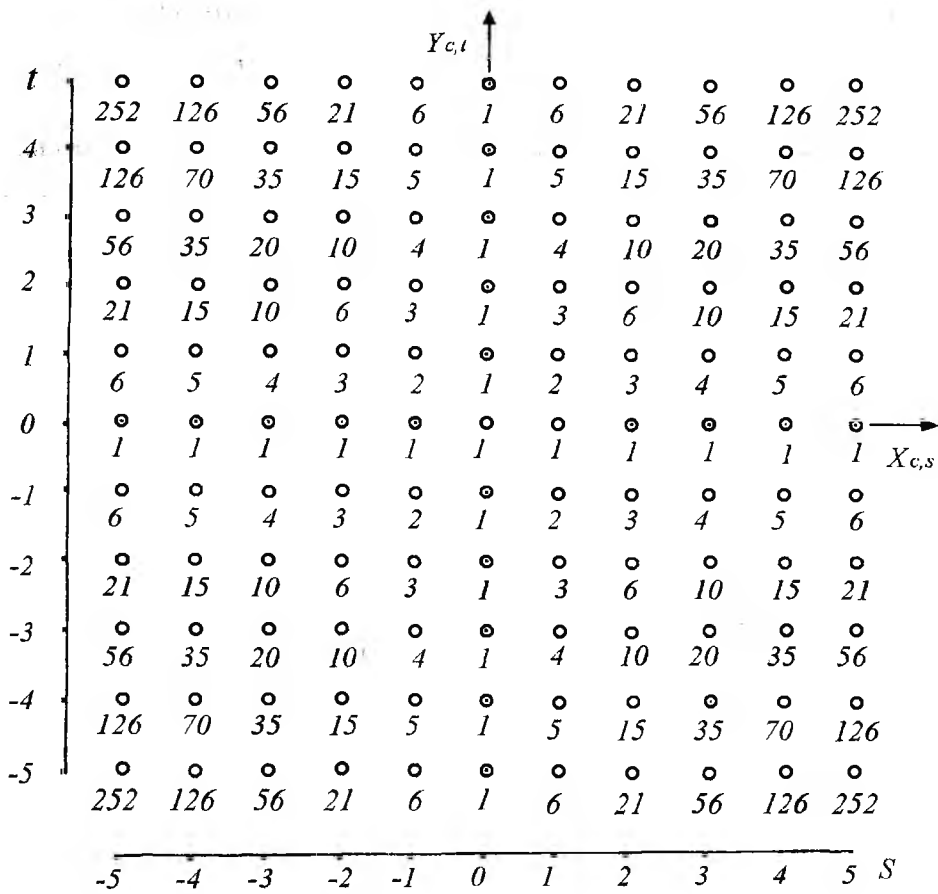


Рис. 2

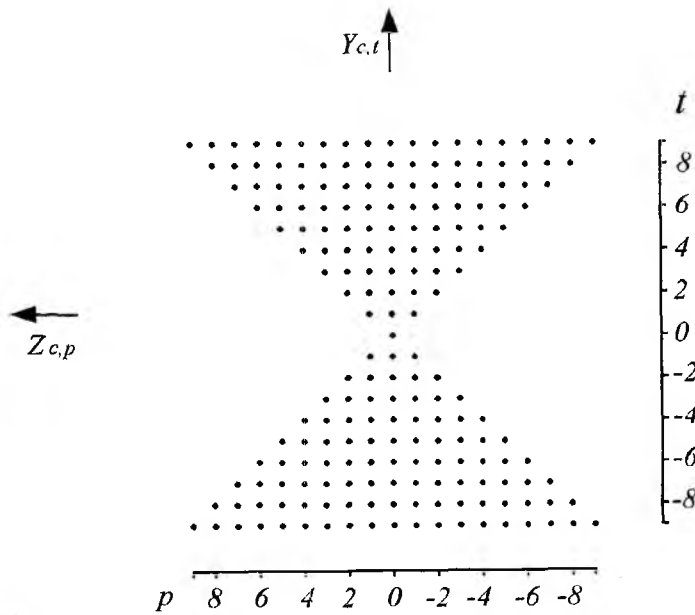


Рис. 3

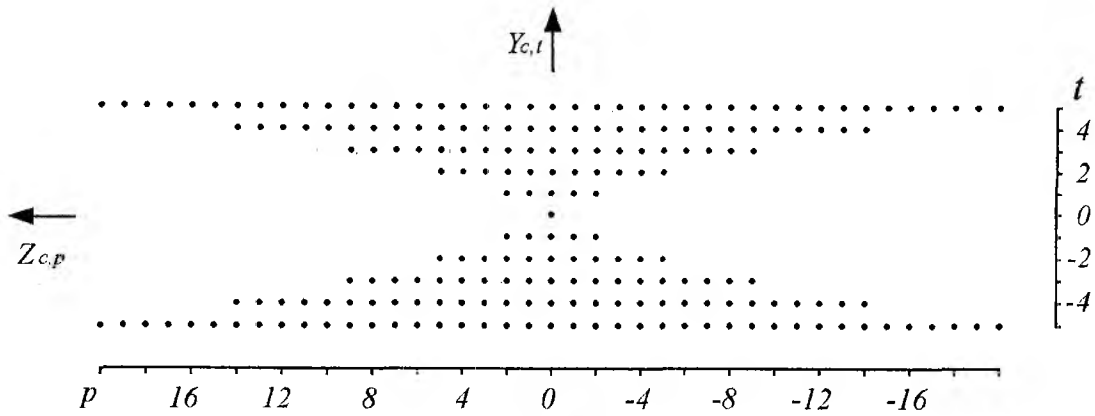


Рис. 4

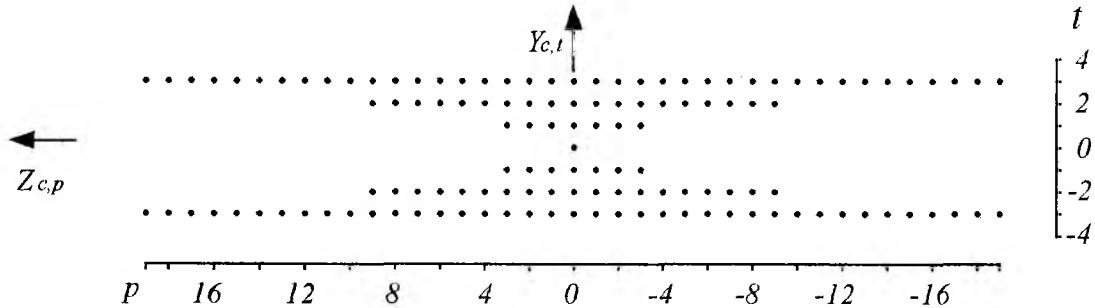


Рис. 5

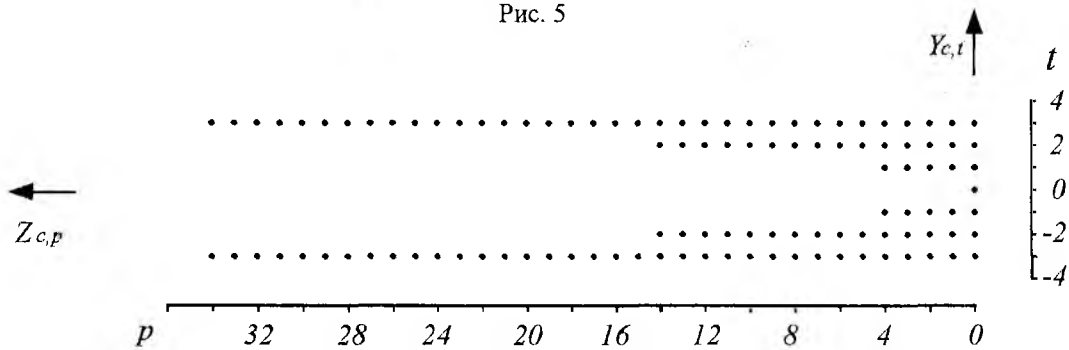


Рис. 6

Если $(p, s = 2, t)$, то возникает плоская решетка с распределением узлов вдоль оси z , подчиняющимся фигурным треугольным числам $(1, 3, 6, 10, 15, 21, \dots)$ (рис. 4).

Когда $(p, s = 3, t)$, то возникает плоская решетка с распределением узлов вдоль оси z , подчиняющимся фигурным трехсторонним пирамидальным числам $(1, 4, 10, 20, 35, 56, \dots)$ (рис. 5).

Если $(p, s = 4, t)$, то возникает плоская решетка, подчиняющаяся последовательности чисел $(1, 5, 15, 35, 70, 126, \dots)$ (рис. 6).

Производя соответствующие сечения этого распределения узлов (1), можно получить различного вида плоские перестраиваемые решетки. Если в области (2) сформирована элементарная ячейка, то вместо одиночных узлов в решетках (рис. 3, 4, 5, 6) будут находиться ячейки из области (2).

В узлы подрешеток (1) помещаются центры сфер с проницаемостями $\epsilon_{c(p,s,t)}, \mu_{c(p,s,t)}$ и радиусами $a_{c(p,s,t)}$, далее обозначим – ϵ_c, μ_c, a_c . Сферы решетки находятся в свободном пространстве.

Будем считать, что вне сфер $a/\lambda \ll 1$, но внутри сферы возможен резонансный случай $a/\lambda_g \sim 1$, где λ – длина волны в свободном пространстве, а λ_g – длина волны в сфере [2].

Для решения задачи будем использовать интегральные уравнения [3] и решать её будем в два этапа. На первом этапе найдем внутреннее поле рассеивающих сфер, а на втором – найдем 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

$$\begin{aligned}\vec{E}_{\text{расс}} &= (\nabla\nabla + k^2\varepsilon_0\mu_0)\vec{\Pi}^{\text{э}} - ik\mu_0[\nabla, \vec{\Pi}^{\text{м}}], \\ \vec{H}_{\text{расс}} &= (\nabla\nabla + k^2\varepsilon_0\mu_0)\vec{\Pi}^{\text{м}} + ik\varepsilon_0[\nabla, \vec{\Pi}^{\text{э}}].\end{aligned}\quad (4)$$

Потенциалы Герца рассеянного поля имеют вид

$$\begin{aligned}\vec{\Pi}^{\text{э}} &= \frac{1}{4\pi} \int_V \left(\frac{\varepsilon}{\varepsilon_0} - 1 \right) \vec{E}^0(\vec{r}') f(|\vec{r} - \vec{r}'|) dV, \\ \vec{\Pi}^{\text{м}} &= \frac{1}{4\pi} \int_V \left(\frac{\mu}{\mu_0} - 1 \right) \vec{H}^0(\vec{r}') f(|\vec{r} - \vec{r}'|) dV,\end{aligned}\quad (5)$$

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

$$\Delta f(|\vec{r} - \vec{r}'|) + k^2\varepsilon_0\mu_0 f(|\vec{r} - \vec{r}'|) = -4\pi\delta(|\vec{r} - \vec{r}'|),$$

удовлетворяющего условию излучения на бесконечности и имеет вид

$$f(|\vec{r} - \vec{r}'|) = \frac{e^{-ki\sqrt{\varepsilon_0\mu_0}|\vec{r} - \vec{r}'|}}{|\vec{r} - \vec{r}'|}.\quad (6)$$

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

$$W(\vec{r}) = \int_V \frac{e^{-ik\sqrt{\varepsilon_0\mu_0}|\vec{r} - \vec{r}'|}}{|\vec{r} - \vec{r}'|} dV = \frac{4\pi}{k_1^3} (\sin k_1 a - k_1 a \cos k_1 a) \frac{e^{-ik_1 r}}{r},\quad (7)$$

где $k_1 = k\sqrt{\varepsilon_0\mu_0}$, $k = 2\pi/\lambda$, а r – определяет расстояние от центра до внешних точек сферы.

Внутреннее поле $c'(p', s', t')$ сферы найдем из системы квазистационарных неоднородных уравнений, которые построим, опираясь на интегральные уравнения [3]. Входящие в эту систему неоднородные уравнения для произвольной выделенной сферы имеют вид

$$\begin{aligned}
\bar{E}_{0c'}(p',s',t')(\bar{r}',t) &= \left\{ \left[1 + \frac{1}{3} \left(\frac{\varepsilon_{c'}}{\varepsilon_0} - 1 \right) \right] \bar{E}^0_{c'}(p',s',t')(\bar{r}',t) - \right. \\
&- \sum_p \sum_s \sum_t \left\{ \left(\nabla \nabla + k^2 \varepsilon_0 \mu_0 \right) \frac{1}{4\pi} \left(\frac{\varepsilon_{c'}}{\varepsilon_0} - 1 \right) W^{\mathcal{E}}_{c'}(p,s,t)(\bar{r}) \bar{E}^0_{c'}(p,s,t)(\bar{r}',t) - \right. \\
&c'(p,s,t) \neq c'(p',s',t') \\
&- ik\mu_0 \left[\nabla, \frac{1}{4\pi} \left(\frac{\mu_{c'}}{\mu_0} - 1 \right) W^M_{c'}(p,s,t)(\bar{r}) \bar{H}^0_{c'}(p,s,t)(\bar{r}',t) \right] \left. \right\} - \\
&- \sum_{c=1}^C \left[\sum_p \sum_s \sum_t \left\{ \left(\nabla \nabla + k^2 \varepsilon_0 \mu_0 \right) \frac{1}{4\pi} \left(\frac{\varepsilon_c}{\varepsilon_0} - 1 \right) W^{\mathcal{E}}_{c'}(p,s,t)(\bar{r}) \bar{E}^0_{c'}(p,s,t)(\bar{r}',t) - \right. \right. \\
&(c \neq c') \\
&- ik\mu_0 \left[\nabla, \frac{1}{4\pi} \left(\frac{\mu_c}{\mu_0} - 1 \right) W^M_{c'}(p,s,t)(\bar{r}) \bar{H}^0_{c'}(p,s,t)(\bar{r}',t) \right] \left. \right] \left. \right\}, \tag{8}
\end{aligned}$$

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

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

Величины $W^{\mathcal{E}}_{c'}(p,s,t)(\bar{r}')$, $W^M_{c'}(p,s,t)(\bar{r}')$ имеют вид (3,7,8)

$$\begin{aligned}
W^{\mathcal{E}}_{c'}(p,s,t)(\bar{r}') &= \frac{4\pi}{k_1^3} (\sin k_1 a_c - k_1 a_c \cos k_1 a_c) \frac{e^{-ik_1 r_{c'}(p',s',t'),c(p,s,t)}}{r_{c'}(p',s',t'),c(p,s,t)}, \\
W^M_{c'}(p,s,t)(\bar{r}') &= -\frac{4\pi}{k_1^3} (\sin k_1 a_c - k_1 a_c \cos k_1 a_c) \frac{e^{-ik_1 r_{c'}(p',s',t'),c(p,s,t)}}{r_{c'}(p',s',t'),c(p,s,t)}.
\end{aligned}$$

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:

$$\begin{aligned} \bar{E}_{c'(p', s', t')}^0(\bar{r}', t) &= \frac{1}{\Delta^{\text{эм}}} \sum_{c=1}^C \left(\sum_u \left[\hat{g}_u^{\text{эу}'} \bar{E}_{0c(p, s, t)}(\bar{r}', t) + \hat{\beta}_u^{\text{эу}'} \bar{H}_{0c(p, s, t)}(\bar{r}', t) \right] \right), \\ \bar{H}_{c'(p', s', t')}^0(\bar{r}', t) &= \frac{1}{\Delta^{\text{эм}}} \sum_{c=1}^C \left(\sum_u \left[\hat{\beta}_u^{\text{му}'} \bar{H}_{0c(p, s, t)}(\bar{r}', t) + \hat{g}_u^{\text{му}'} \bar{E}_{0c(p, s, t)}(\bar{r}', t) \right] \right), \end{aligned} \quad (9)$$

$$\hat{g}_u^{\text{эу}'} = \begin{bmatrix} g_{xxu}^{\text{эу}'} & g_{xyu}^{\text{эу}'} & g_{xzu}^{\text{эу}'} \\ g_{yxu}^{\text{эу}'} & g_{yyu}^{\text{эу}'} & g_{yzu}^{\text{эу}'} \\ g_{z xu}^{\text{эу}'} & g_{zyu}^{\text{эу}'} & g_{z zu}^{\text{эу}'} \end{bmatrix}; \quad \hat{\beta}_u^{\text{эу}'} = \begin{bmatrix} \beta_{xxu}^{\text{эу}'} & \beta_{xyu}^{\text{эу}'} & \beta_{xzu}^{\text{эу}'} \\ \beta_{yxu}^{\text{эу}'} & \beta_{yyu}^{\text{эу}'} & \beta_{yzu}^{\text{эу}'} \\ \beta_{z xu}^{\text{эу}'} & \beta_{zyu}^{\text{эу}'} & \beta_{z zu}^{\text{эу}'} \end{bmatrix};$$

$$\hat{\beta}_u^{\text{му}'} = \begin{bmatrix} \beta_{xxu}^{\text{му}'} & \beta_{xyu}^{\text{му}'} & \beta_{xzu}^{\text{му}'} \\ \beta_{yxu}^{\text{му}'} & \beta_{yyu}^{\text{му}'} & \beta_{yzu}^{\text{му}'} \\ \beta_{z xu}^{\text{му}'} & \beta_{zyu}^{\text{му}'} & \beta_{z zu}^{\text{му}'} \end{bmatrix}; \quad \hat{g}_u^{\text{му}'} = \begin{bmatrix} g_{xxu}^{\text{му}'} & g_{xyu}^{\text{му}'} & g_{xzu}^{\text{му}'} \\ g_{yxu}^{\text{му}'} & g_{yyu}^{\text{му}'} & g_{yzu}^{\text{му}'} \\ g_{z xu}^{\text{му}'} & g_{zyu}^{\text{му}'} & g_{z zu}^{\text{му}'} \end{bmatrix}.$$

$\Delta^{\text{эм}}$ – детерминант основной матрицы системы уравнений (8).
Компоненты внутреннего поля сферы (9) представим в виде

$$\begin{aligned} E_{xu}^0(\bar{r}', t) &= \frac{1}{\Delta^{\text{эм}}} \sum_{c=1}^C \left(\sum_u \left[g_{xxu}^{\text{эу}'} \bar{E}_{0xu}(\bar{r}', t) + g_{xyu}^{\text{эу}'} E_{0yu}(\bar{r}', t) + g_{xzu}^{\text{эу}'} E_{0zu}(\bar{r}', t) + \right. \right. \\ &\quad \left. \left. + \beta_{xxu}^{\text{эу}'} H_{0xu}(\bar{r}', t) + \beta_{xyu}^{\text{эу}'} H_{0yu}(\bar{r}', t) + \beta_{xzu}^{\text{эу}'} H_{0zu}(\bar{r}', t) \right] \right), \\ E_{yu}^0(\bar{r}', t) &= \frac{1}{\Delta^{\text{эм}}} \sum_{c=1}^C \left(\sum_u \left[g_{yxu}^{\text{эу}'} \bar{E}_{0xu}(\bar{r}', t) + g_{yyu}^{\text{эу}'} E_{0yu}(\bar{r}', t) + g_{yzu}^{\text{эу}'} E_{0zu}(\bar{r}', t) + \right. \right. \\ &\quad \left. \left. + \beta_{yxu}^{\text{эу}'} H_{0xu}(\bar{r}', t) + \beta_{yyu}^{\text{эу}'} H_{0yu}(\bar{r}', t) + \beta_{yzu}^{\text{эу}'} H_{0zu}(\bar{r}', t) \right] \right), \\ E_{zu}^0(\bar{r}', t) &= \frac{1}{\Delta^{\text{эм}}} \sum_{c=1}^C \left(\sum_u \left[g_{z xu}^{\text{эу}'} \bar{E}_{0xu}(\bar{r}', t) + g_{zyu}^{\text{эу}'} E_{0yu}(\bar{r}', t) + g_{z zu}^{\text{эу}'} E_{0zu}(\bar{r}', t) + \right. \right. \\ &\quad \left. \left. + \beta_{z xu}^{\text{эу}'} H_{0xu}(\bar{r}', t) + \beta_{zyu}^{\text{эу}'} H_{0yu}(\bar{r}', t) + \beta_{z zu}^{\text{эу}'} H_{0zu}(\bar{r}', t) \right] \right), \\ H_{xu}^0(\bar{r}', t) &= \frac{1}{\Delta^{\text{эм}}} \sum_{c=1}^C \left(\sum_u \left[\beta_{xxu}^{\text{му}'} H_{0xu}(\bar{r}', t) + \beta_{xyu}^{\text{му}'} H_{0yu}(\bar{r}', t) + \beta_{xzu}^{\text{му}'} H_{0zu}(\bar{r}', t) + \right. \right. \\ &\quad \left. \left. + g_{xxu}^{\text{му}'} \bar{E}_{0xu}(\bar{r}', t) + g_{xyu}^{\text{му}'} E_{0yu}(\bar{r}', t) + g_{xzu}^{\text{му}'} E_{0zu}(\bar{r}', t) \right] \right), \end{aligned}$$

$$H_{yu}^0(\vec{r}', t) = \frac{1}{\Delta_{\text{ЭМ}}} \sum_{c=1}^C \left(\sum_u \left[\beta_{yxu}^{\mu u'} H_{0xu}(\vec{r}', t) + \beta_{yyu}^{\mu u'} H_{0yu}(\vec{r}', t) + \beta_{yzu}^{\mu u'} H_{0zu}(\vec{r}', t) + \right. \right. \\ \left. \left. + g_{yxu}^{\mu u'} \vec{E}_{0xu}(\vec{r}', t) + g_{yyu}^{\mu u'} E_{0yu}(\vec{r}', t) + g_{yzu}^{\mu u'} E_{0zu}(\vec{r}', t) \right] \right), \\ H_{zu}^0(\vec{r}', t) = \frac{1}{\Delta_{\text{ЭМ}}} \sum_{c=1}^C \left(\sum_u \left[\beta_{z xu}^{\mu u'} H_{0xu}(\vec{r}', t) + \beta_{zyu}^{\mu u'} H_{0yu}(\vec{r}', t) + \beta_{zzu}^{\mu u'} H_{0zu}(\vec{r}', t) + \right. \right. \\ \left. \left. + g_{z xu}^{\mu u'} \vec{E}_{0xu}(\vec{r}', t) + g_{zyu}^{\mu u'} E_{0yu}(\vec{r}', t) + g_{zzu}^{\mu u'} E_{0zu}(\vec{r}', t) \right] \right).$$

Полученные решения (9) справедливы, когда $a_c/\lambda \ll 1$ снаружи и $a_c/\lambda_g \ll 1$ внутри сферы. Но их можно обобщить на резонансный случай $a_c/\lambda_g \sim 1$, если вместо проницаемостей ϵ_c и μ_c сферы ввести эффективные проницаемости [4, 2].

$$\begin{aligned} \epsilon_{c\text{эф}} &= \epsilon_c F(ka_c \sqrt{\epsilon_c \mu_c}), \\ \mu_{c\text{эф}} &= \mu_c F(ka_c \sqrt{\epsilon_c \mu_c}), \end{aligned} \quad (10)$$

где, рис. 7,

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

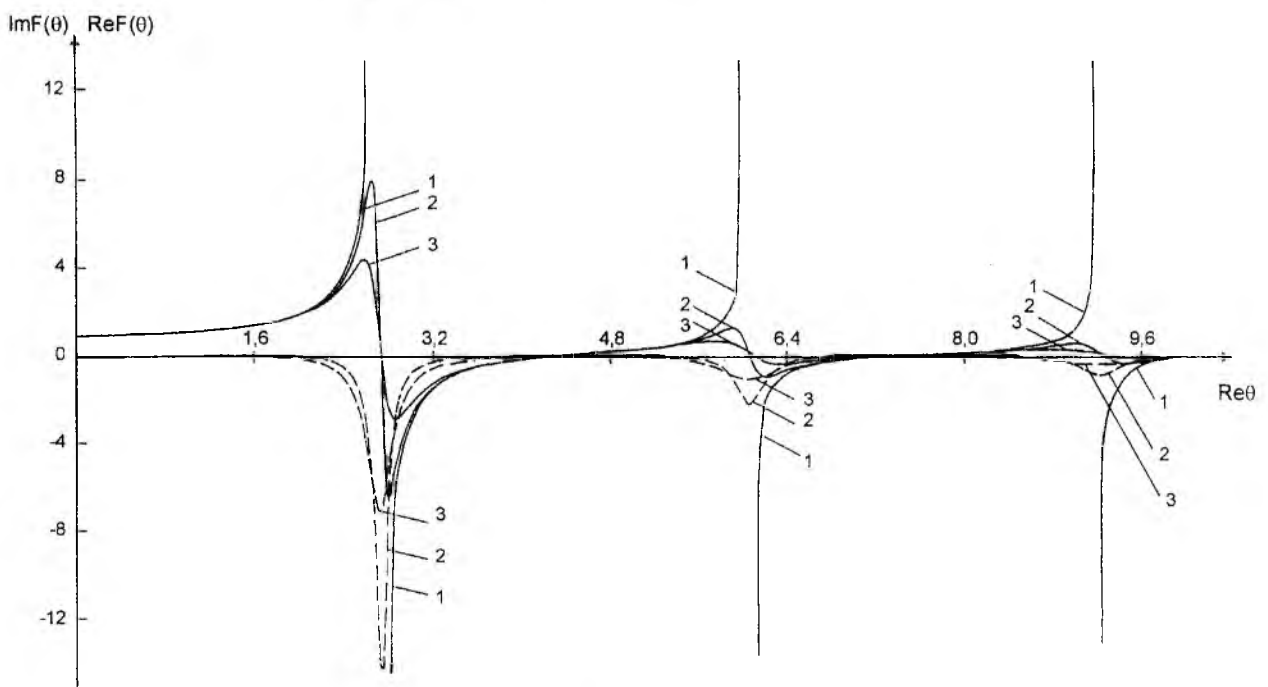


Рис. 7

На рис. 7 представлены особенности поведения $\text{Re}F(\theta)$ (сплошная кривая) и $\text{Im}F(\theta)$ (пунктирная кривая) в зависимости от $\text{Re}\theta$ при разных значениях тангенса угла диэлектрических потерь $\text{tg} \delta_\epsilon$ (1 – $\text{tg} \delta_\epsilon = 0$; 2 – $\text{tg} \delta_\epsilon = 0,05$; 3 – $\text{tg} \delta_\epsilon = 0,1$) и $\mu_c = 1$, здесь $\theta = ka_c \sqrt{\epsilon_c \mu_c}$.

Если электромагнитным взаимодействием между сферами решетки пренебречь, то обобщенные выражения для внутреннего поля произвольной сферы решетки (9) будут иметь вид (10)

$$\begin{aligned} \bar{E}_{c(p,s,t)}^0(\bar{r}',t) &= \frac{3\epsilon_0 e^{i\theta_{1c}}}{(\epsilon_{c\varepsilon\phi} + 2\epsilon_0) + \theta_{1c}^2 \epsilon_{c\varepsilon\phi} + i\theta_{1c}(\epsilon_{c\varepsilon\phi} + 2\epsilon_0)} \bar{E}_{0c(p,s,t)}(\bar{r}',t), \\ \bar{H}_{c(p,s,t)}^0(\bar{r}',t) &= \frac{3\mu_0 e^{i\theta_{1c}}}{(\mu_{c\varepsilon\phi} + 2\mu_0) + \theta_{1c}^2 \mu_{c\varepsilon\phi} + i\theta_{1c}(\mu_{c\varepsilon\phi} + 2\mu_0)} \bar{H}_{0c(p,s,t)}(\bar{r}',t), \end{aligned} \quad (10a)$$

где $\theta_{1c}^2 = k^2 a_c^2 \epsilon_0 \mu_0$.

На рис. 8 представлены кривые для модуля $|\eta^M|$ и аргумента φ^M выражения для внутреннего магнитного поля (10a) диэлектрической сферы ($\mu_c = 1$) от длины падающей волны λ в области первых трех внутренних резонансов магнитного типа для случая, когда $a_c = 0,15$ см; $\epsilon_c = 100$; $\text{tg } \delta_\epsilon = 0$; $\epsilon_0 = \mu_0 = 1$.

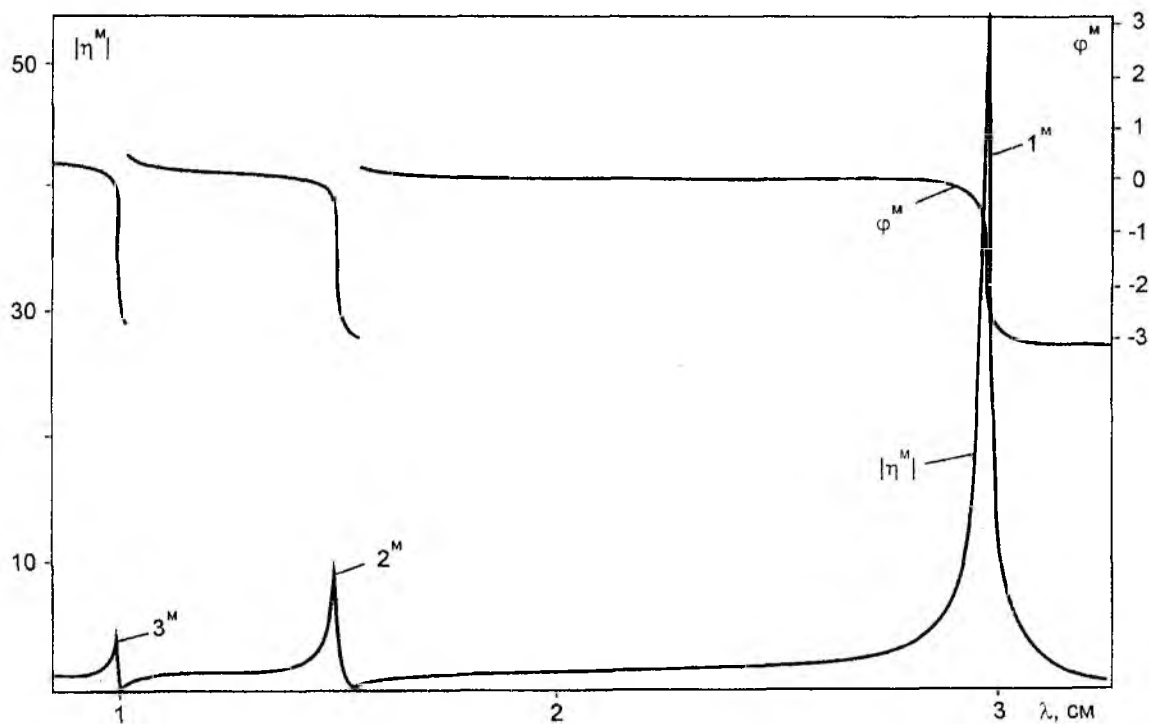


Рис. 8

Потенциалы Герца (5), рассеянного сферами решетки поля, можно представить, учитывая (9) и (10), в виде суперпозиции потенциалов Герца отдельных сфер решетки

$$\begin{aligned} \bar{\Pi}^3(\bar{r},t) &= \sum_{c=1}^C \left[\sum_p \sum_s \sum_t \frac{1}{k_1^3} (\sin k_1 a_c - k_1 a_c \cos k_1 a_c) \left(\frac{\epsilon_{c\varepsilon\phi}}{\epsilon_0} - 1 \right) \bar{E}_{c(p,s,t)}^0(\bar{r}',t) \frac{e^{-ik_1 r_{c(p,s,t)}}}{r_{c(p,s,t)}} \right], \\ \bar{\Pi}^M(\bar{r},t) &= - \sum_{c=1}^C \left[\sum_p \sum_s \sum_t \frac{1}{k_1^3} (\sin k_1 a_c - k_1 a_c \cos k_1 a_c) \left(\frac{\mu_{c\varepsilon\phi}}{\mu_0} - 1 \right) \bar{H}_{c(p,s,t)}^0(\bar{r}',t) \frac{e^{-ik_1 r_{c(p,s,t)}}}{r_{c(p,s,t)}} \right]. \end{aligned} \quad (11)$$

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),(11), из (4) найдем искомое рассеяное сферами решетки поле

$$\begin{aligned} \vec{E}_{pacc} &= \sum_{c=1}^C \left[\sum_p \sum_s \sum_t \frac{1}{k_1^3} (\sin k_1 a_c - k_1 a_c \cos k_1 a_c) \left\{ \left(\frac{\varepsilon_{c\phi}}{\varepsilon_0} - 1 \right) \hat{L}_c \vec{E}_{c(p,s,t)}^0(\vec{r}') - \right. \right. \\ &\quad \left. \left. - ik\mu_0 \left(\frac{\mu_{c\phi}}{\mu_0} - 1 \right) (-1) \hat{P}_c \vec{H}_{c(p,s,t)}^0(\vec{r}') \right\} e^{i(\omega t - k_1 r_{c(p,s,t)})} \right], \\ \vec{H}_{pacc} &= \sum_{c=1}^C \left[\sum_p \sum_s \sum_t \frac{1}{k_1^3} (\sin k_1 a_c - k_1 a_c \cos k_1 a_c) \left\{ \left(\frac{\mu_{c\phi}}{\mu_0} - 1 \right) (-1) \hat{L}_c \vec{H}_{c(p,s,t)}^0(\vec{r}') + \right. \right. \\ &\quad \left. \left. + ik\varepsilon_0 \left(\frac{\varepsilon_{c\phi}}{\varepsilon_0} - 1 \right) \hat{P}_c \vec{E}_{c(p,s,t)}^0(\vec{r}') \right\} e^{i(\omega t - k_1 r_{c(p,s,t)})} \right], \end{aligned} \quad (12)$$

где \hat{L}_c и \hat{P}_c функциональные матрицы вида

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

Величины, входящие в функциональные матрицы (12), имеют вид (1)

$$\begin{aligned} \Psi_{xxc} &= \frac{1}{r_{c(p,s,t)}} k^2 \varepsilon_0 \mu_0 + \frac{3(x-x_{c,s})^2 - r_{c(p,s,t)}^2}{r_{c(p,s,t)}^5} - \frac{k_1^2 (x-x_{c,s})^2}{r_{c(p,s,t)}^3} + ik_1 \frac{3(x-x_{c,s})^2 - r_{c(p,s,t)}^2}{r_{c(p,s,t)}^4}, \\ \Psi_{yyc} &= \frac{1}{r_{c(p,s,t)}} k^2 \varepsilon_0 \mu_0 + \frac{3(y-y_{c,t})^2 - r_{c(p,s,t)}^2}{r_{c(p,s,t)}^5} - \frac{k_1^2 (y-y_{c,t})^2}{r_{c(p,s,t)}^3} + ik_1 \frac{3(y-y_{c,t})^2 - r_{c(p,s,t)}^2}{r_{c(p,s,t)}^4}, \\ \Psi_{zcc} &= \frac{1}{r_{c(p,s,t)}} k^2 \varepsilon_0 \mu_0 + \frac{3(z-z_{c,p})^2 - r_{c(p,s,t)}^2}{r_{c(p,s,t)}^5} - \frac{k_1^2 (z-z_{c,p})^2}{r_{c(p,s,t)}^3} + ik_1 \frac{3(z-z_{c,p})^2 - r_{c(p,s,t)}^2}{r_{c(p,s,t)}^4}, \\ \Psi_{xyc} &= \Psi_{yxc} = \frac{3(x-x_{c,s})(y-y_{c,t})}{r_{c(p,s,t)}^5} - k_1^2 \frac{(x-x_{c,s})(y-y_{c,t})}{r_{c(p,s,t)}^3} + ik_1 \frac{3(x-x_{c,s})(y-y_{c,t})}{r_{c(p,s,t)}^4}, \\ \Psi_{zxc} &= \Psi_{zxc} = \frac{3(x-x_{c,s})(z-z_{c,p})}{r_{c(p,s,t)}^5} - k_1^2 \frac{(x-x_{c,s})(z-z_{c,p})}{r_{c(p,s,t)}^3} + ik_1 \frac{3(x-x_{c,s})(z-z_{c,p})}{r_{c(p,s,t)}^4}, \\ \Psi_{xyc} &= \Psi_{zyc} = \frac{3(y-y_{c,t})(z-z_{c,p})}{r_{c(p,s,t)}^5} - k_1^2 \frac{(y-y_{c,t})(z-z_{c,p})}{r_{c(p,s,t)}^3} + ik_1 \frac{3(y-y_{c,t})(z-z_{c,p})}{r_{c(p,s,t)}^4}, \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \Psi_{xc} &= \frac{(x-x_{c,s})}{r_{c(p,s,t)}^3} + ik_1 \frac{(x-x_{c,s})}{r_{c(p,s,t)}^2}, & \Psi_{xc}^0 &= -\Psi_{xc}, \\ \Psi_{yc} &= \frac{(y-y_{c,t})}{r_{c(p,s,t)}^3} + ik_1 \frac{(y-y_{c,t})}{r_{c(p,s,t)}^2}, & \Psi_{yc}^0 &= -\Psi_{yc}, \\ \Psi_{zc} &= \frac{(z-z_{c,p})}{r_{c(p,s,t)}^3} + ik_1 \frac{(z-z_{c,p})}{r_{c(p,s,t)}^2}, & \Psi_{zc}^0 &= -\Psi_{zc}. \end{aligned}$$

Поле в произвольной точке пространства, лежащей вне сфер, представим в виде (12)

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

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

Из детерминанта системы уравнений (8) определяются резонансные условия. Когда проницаемости ϵ_c , μ_c сфер решетки действительны и $a_c/\lambda_g \sim 1$, они находятся из выражения

$$\det \text{Re} \|\alpha_{sj}\| = 0, \quad (13)$$

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

Разрешая условие (13) относительно функции $F(ka_c\sqrt{\epsilon_c\mu_c})$ (10) для случая, когда электромагнитным взаимодействием между сферами можно пренебречь, резонансное условие для внутренних магнитных резонансов диэлектрической сферы ($\mu_c = 1$) представим как

$$n\pi = \frac{2a_c\sqrt{\epsilon_c}}{\lambda} + \left[\frac{2(1+\theta_{1c}^2)}{1+2\theta_{1c}^2} - 2 \right] \frac{\mu_0}{2\pi n},$$

где $n = 1, 2, 3 \dots$ порядок резонансов магнитного типа, рис. 8 [5].

Заключение

Данное решение может быть полезно для разработки устройств по управлению полем излучения электромагнитных излучателей и создания композиционных материалов с сильной дисперсией, используя области аномальной дисперсии решеток [6, 7, 8].

Список литературы: 1. Рыжик И.М. Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений. М.Л.: ОГИЗ. 1948. С. 248–251. 2. Козарь А.И., Хижняк Н.А. Отражение электромагнитных волн от резонансной диэлектрической сферы в волноводе // Укр. физ. журн. 1970. Т. 15. С. 847–849. 3. Хижняк Н.А. Интегральные уравнения макроскопической электродинамики. Киев.: Наукова думка. 1986. С. 279. 4. Левин Л. Современная теория волноводов. М.: Изд-во иностр. лит. 1954. С. 216. 5. Козарь А.И. Рассеяние электромагнитных волн в волноводе с однородными магнитоэлектрическими сферами // Радиотехника и электроника. – Харьков: Ин-т радиотехники и электроники НАН Украины. – 2002. – 7. – Спец. выпуск. – С. 183–189. 6. Козарь А.И. Рассеяние электромагнитных волн на сложных пространственных решетках резонансных магнитоэлектрических сфер // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2002. Вып. 124. С. 24–35. 7. Козарь А.И. Треугольник чисел Паскаля и рассеяние электромагнитных волн на пространственных решетках резонансных магнитоэлектрических сфер // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2002. Вып. 127. С. 67–76. 8. Козарь А.И. Полигональные числа и рассеяние электромагнитных волн на пространственных решетках резонансных магнитоэлектрических сфер // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2003. Вып. 129. С. 5–13.

ДИФРАКЦИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН НА КОНУСЕ С ПРОДОЛЬНЫМИ ЩЕЛЯМИ, СОДЕРЖАЩИМ ВНУТРИ СПЛОШНОЙ КОНИЧЕСКИЙ ЭКРАН

Введение

Исследование граничных электродинамических задач для незамкнутых конических и биконических структур представляет большой интерес при проектировании широкополосных и сверхширокополосных антенных систем [1]. Наличие неоднородностей, например, щелей на поверхности рассеивающего тела позволяет управлять его электродинамическими характеристиками и создавать направленное излучение. В работе [2] предложен подход для нахождения функции Грина второй краевой задачи уравнения Гельмгольца для полубесконечного кругового тонкого конуса с периодически прорезанными вдоль образующих щелями и получено решение в предельном случае полупрозрачного конуса. Этот подход был использован при решении электродинамических граничных задач для конуса с продольными щелями [3-5] и получил свое дальнейшее развитие в задачах рассеяния волн на биконических поверхностях [6,7]. В [7] получено строгое аналитическое решение задачи возбуждения магнитным радиальным диполем конуса с периодическими продольными щелями, содержащего внутри себя сплошной конус в частном случае большого числа щелей, ширина которых мала по сравнению с периодом. На основе этого решения изучено влияние щелей и сплошного конического экрана на спектр граничной задачи, структуру поля и его поведение вблизи вершины. Целью настоящей работы является построение численного алгоритма решения задачи с дальнейшим проведением численного эксперимента в случае произвольных параметров задачи.

Постановка задачи. Метод решения

Рассмотрим задачу о возбуждении магнитным радиальным диполем полубесконечного тонкого кругового идеально проводящего конуса с периодически прорезанными вдоль образующих N щелями, содержащего внутри себя полубесконечный тонкий круговой сплошной конус (вершины и оси конусов совпадают) (рис. 1). Считаем, что поле диполя, расположенного в точке B_0 и имеющего направленный на вершину момент \vec{p} , меняется во времени гармонически. Поскольку конус совпадает с одной из координатных поверхностей сферической системы координат r, θ, φ , введем ее с началом в вершине конуса. В этой системе координат сплошной конус Σ_1 определяется уравнением $\theta = \gamma_1$, а конус с продольными щелями Σ_2 – уравнением $\theta = \gamma_2$, r_0, θ_0, φ_0 – координаты источника. Ширина щелей d_2 и период $l = 2\pi/N$ конуса Σ_2 – величины двугранных углов, которые образованы пересечением плоскостей, проведенных через ось конусов и ребра соседних конических лент. Электромагнитное поле \vec{E}, \vec{H} в среде с биконусом $\Sigma = \Sigma_1 \cup \Sigma_2$ и источником удовлетворяет системе уравнений Максвелла, граничному условию обращения в нуль тангенциальной составляющей электрического поля на поверхности биконуса Σ , условию на бесконечности и условию ограниченности энергии. Электродинамическая задача в такой постановке имеет единственное решение [8]. Представим \vec{E} и \vec{H} в виде

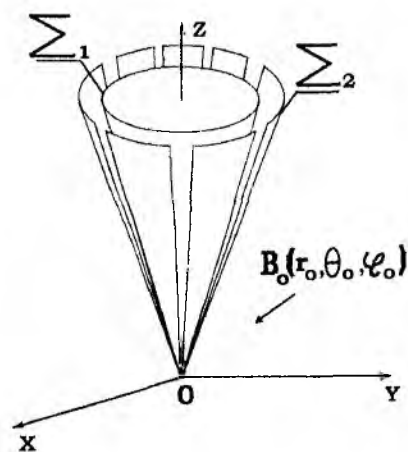


Рис. 1

$$\vec{E} = \vec{E}_0 + \vec{E}_1, \quad \vec{H} = \vec{H}_0 + \vec{H}_1, \quad (1)$$

где \vec{E}_0, \vec{H}_0 – поле диполя; \vec{E}_1, \vec{H}_1 – рассеянное биконусом Σ поле. Для решения электродинамической задачи используем магнитный потенциал Дебая $\nu(r, \theta, \varphi)$, через который выразим составляющие электромагнитного поля \vec{E}, \vec{H} по формулам

$$\begin{aligned} E_r &= 0, & H_r &= \left(\frac{\partial^2}{\partial r^2} - q^2 \right) \cdot (r\nu), \\ E_\theta &= -\frac{qw}{\sin\theta} \cdot \frac{\partial}{\partial\theta} \nu, & H_\theta &= \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial^2}{\partial r \partial\theta} \cdot (r\nu), \\ E_\varphi &= qw \frac{\partial}{\partial\theta} \nu, & H_\varphi &= \frac{1}{r \sin\theta} \cdot \frac{\partial^2}{\partial r \partial\varphi} \cdot (r\nu), \end{aligned} \quad (2)$$

где $q = -ik$ ($\text{Im } k \geq 0$), k – волновое число, при гармонической зависимости от времени t в виде $\exp(i\omega t)$, $q = ik$ ($\text{Im } k \leq 0$) при гармонической зависимости от времени t в виде $\exp(-i\omega t)$; $w = \sqrt{\mu/\varepsilon}$ – волновое сопротивление среды с диэлектрической ε и магнитной μ проницаемостями. Искомый потенциал Дебая ν удовлетворяет

- 1) однородному уравнению Гельмгольца $\Delta\nu - q^2\nu = 0$ вне биконуса и источника;
- 2) граничному условию Неймана на поверхности биконуса:

$$\left. \frac{\partial\nu}{\partial n} \right|_\Sigma = 0; \quad (3)$$

- 3) принципу предельного поглощения;
- 4) условию ограниченности энергии.

В соответствии со структурой полного поля (1) ν ищем в виде

$$\nu = \nu_0 + \nu_1, \quad \nu_0 = b_0 \frac{e^{-q|\vec{r}-\vec{r}_0|}}{4\pi|\vec{r}-\vec{r}_0|},$$

потенциал Дебая поля диполя, а $\nu_1(r, \theta, \varphi)$ – потенциал для рассеянного поля, $b_0 = -\frac{w|\vec{p}|}{qr_0}$.

Одним из эффективных средств решения краевых задач с конической границей являются интегральные преобразования Конторовича-Лебедева [9, 1-3, 10]. Неизвестный потенциал ν_1 будем искать в виде интеграла Конторовича-Лебедева относительно радиальной координаты сферической системы координат

$$\begin{aligned} \nu_1 &= \frac{2}{\pi^2} \int_0^\infty \tau \text{sh}\pi\tau \tilde{\nu}_1 \frac{K_{i\tau}(qr)}{\sqrt{r}} d\tau, & \tilde{\nu}_1 &= \int_0^\infty \nu_1 \frac{K_{i\tau}(qr)}{\sqrt{r}} d\tau, \\ \tilde{\nu}_1 &= - \sum_{m=-\infty}^{+\infty} a_{m\tau} U_{m\tau}(\theta, \varphi) P_{-1/2+i\tau}^m(-\cos\theta) \frac{d}{d\gamma_2} P_{-1/2+i\tau}^m(\cos\gamma_2), \\ U_{m\tau} &= \begin{cases} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \left[\beta_{mn} P_{-1/2+i\tau}^{m+nN}(\cos\theta) + \xi_{mn} P_{-1/2+i\tau}^{m+nN}(-\cos\theta) \right] e^{i(m+nN)\varphi}, & \gamma_1 < \theta < \gamma_2, \\ \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \eta_{mn} P_{-1/2+i\tau}^{m+nN}(-\cos\theta) e^{i(m+nN)\varphi}, & \gamma_2 < \theta < \pi, \end{cases} \end{aligned}$$

где $K_z(z)$ – функция Макдональда; $\Gamma(z)$ – гамма-функция; $P_\zeta^m(\cos\theta)$ – присоединенная функция Лежандра первого рода; $\beta_{mn}, \xi_{mn}, \eta_{mn}$ – искомые коэффициенты. Считаем, что источник расположен вне конуса Σ_2 ($\gamma_2 < \theta_0$). Связь между неизвестными коэффициентами и функциональные уравнения для их определения находятся из условий непрерывности поля (потенциала Дебая и его частных производных) в щелях и граничных условий (3) на сплошном конусе Σ_1 и лентах конуса Σ_2 . В результате приходим к следующей системе функциональных уравнений относительно неизвестных коэффициентов $y_n^{(m_0)}$, через которые выражаются искомые коэффициенты [7]:

$$\sum_{n=-\infty}^{+\infty} y_n^{(m_0)} e^{inN\varphi} = 0, \quad \pi d/l < |N\varphi| \leq \pi, \quad (4)$$

$$\sum_{m=-\infty}^{+\infty} \frac{1}{N(n+\nu)} \frac{|n|}{n} (1-\varepsilon_n) y_n^{(m_0)} e^{inN\varphi} = -\frac{1}{N(m_0+\nu)} g_\tau^{(m_0)} e^{im_0N\varphi}, \quad |N\varphi| < \pi d/l, \quad (5)$$

$$g_\tau^{(n)} = \frac{|n|}{n} (1-\varepsilon_n) (1-C_\tau^{(n+\nu)N}), \quad C_\tau^M = \frac{\frac{d}{d\gamma_1} P_{-1/2+i\tau}^M(\cos\gamma_1) - \frac{d}{d\gamma_2} P_{-1/2+i\tau}^M(-\cos\gamma_2)}{\frac{d}{d\gamma_1} P_{-1/2+i\tau}^M(-\cos\gamma_1) - \frac{d}{d\gamma_2} P_{-1/2+i\tau}^M(\cos\gamma_2)},$$

$$\delta_n^{m_0} = 1, n = m_0, \quad \delta_n^{m_0} = 0, n \neq m_0,$$

$$\frac{1}{N(n+\nu)} \frac{|n|}{n} (1-\varepsilon_n) = \frac{(-1)^{(n+\nu)N+1} \operatorname{ch}\pi\tau \Gamma(1/2+i\tau+(n+\nu)N)}{\pi \sin^2 \gamma_2 \Gamma(1/2+i\tau-(n+\nu)N)} \times$$

$$\times \frac{1}{\frac{d}{d\gamma_2} P_{-1/2+i\tau}^{(n+\nu)N}(\cos\gamma_2) - \frac{d}{d\gamma_2} P_{-1/2+i\tau}^{(n+\nu)N}(-\cos\gamma_2)} \frac{1}{1-C_\tau^{(n+\nu)N}},$$

$\frac{m}{N} = m_0 + \nu$, m_0 – ближайшее целое число к $\frac{m}{N}$, $-1/2 \leq \nu < 1/2$. Для коэффициентов ε_n

имеет место оценка при $(n+\nu)N \gg 1$ $\varepsilon_n = O\left(\frac{1}{(n+\nu)^2 N^2}\right)$.

Используя процедуру регуляризации уравнений (4), (5) и метод задачи Римана-Гильберта [2, 7], сведем исходную задачу к решению систем линейных алгебраических уравнений второго рода фредгольмовского типа (СЛАУ-2) относительно коэффициентов

$x_n^{m_0} = y_n^{m_0} + \delta_n^{m_0}$ следующего вида:

$$x_n^{m_0} - \delta_n^{m_0} = \sum_{p=-\infty}^{+\infty} b_{np} (x_p^{m_0} - \delta_p^{m_0}) - g_\tau^{(m_0)} V_{n-1}^{m_0-1}(u), \quad n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots \quad (6)$$

$$M_\nu(\dots)(x_0^{m_0} - \delta_0^{m_0}) = N \cdot \nu \sum_{p=-\infty}^{+\infty} \left[\frac{|n|}{n} \varepsilon_n (x_0^{m_0} - \delta_0^{m_0}) - g_\tau^{(n)} \delta_n^{m_0} \right] V^p(u), \quad (7)$$

$$b_{np} = \frac{|p|}{p} \varepsilon_p V_{n-1}^{m_0-1}(u) + \delta_p^0 P_n(u), \quad u = \cos \alpha, \quad \alpha = \pi d/l,$$

$$V_{n-1}^{p-1}(u) = \frac{n}{2(n-p)} [P_{n-1}(u)P_p(u) - P_n(u)P_{p-1}(u)], \quad n \neq p,$$

$$V^p(u) = \frac{1}{p+\nu} \{P_p(u) + M_\nu(-u)V_{p-1}^{-1}(u)\}, V_{n-1}^{-1}(u) = \frac{1}{2}[P_{n-1}(u) - P_n(u)], M_\nu(u) = \frac{2P_{\nu-1}(u)}{P_\nu(u) + P_{\nu-1}(u)}.$$

Следует отметить, что матричные коэффициенты СЛАУ-2 не зависят от волнового числа k , что существенно упрощает алгоритм построения диаграмм рассеяния и определения поля вблизи вершины биконуса. Для любых параметров задачи решение СЛАУ-2 может быть получено численно методом редукции. Этот метод и используется для построения численного решения поставленной задачи.

Численное решение

Рассмотрим случай, когда источник расположен на оси биконической структуры ($m = m_0 = 0, \nu = 0$), а конус Σ_2 с одной щелью ($N = 1$). Коэффициенты x_n , являющиеся решением системы (6), (7), по абсолютной величине не превосходят единицы. На рис. 2, 3 приведены зависимости $|x_n|, n = 0, 1$ от величины ширины щели d_2 и различных фиксированных углах раствора сплошного конуса $\theta = \gamma_1$ ($\gamma_2 = \pi/8$, 1. – $\gamma_1 = \pi/18$, 2. – $\gamma_1 = \pi/16$, 3. – $\gamma_1 = \pi/14$).

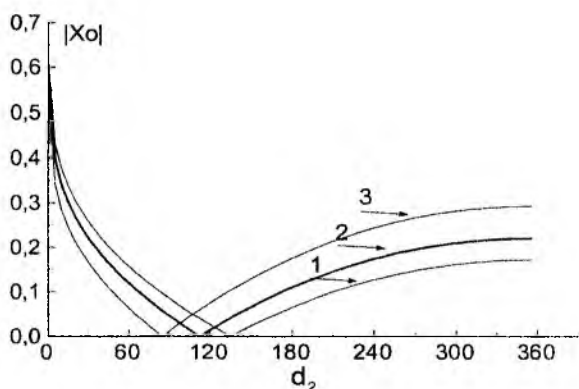


Рис. 2

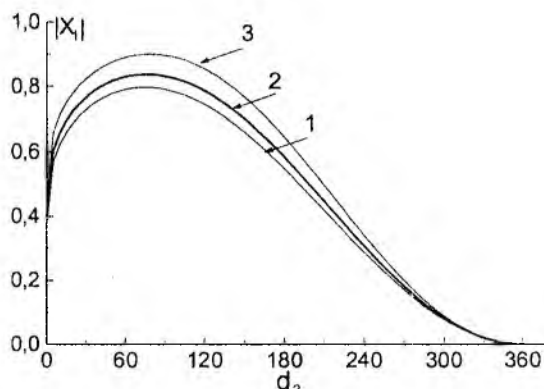


Рис. 3

Коэффициент x_0 связан с отражением поля от поверхности биконической структуры и в предельном случае отсутствия щели ($d_2 = 0$) равен единице (сплошной конус $\theta = \gamma_2$). При увеличении ширины щели сначала наблюдается убывание $|x_0|$ до нуля (минимума), а затем рост (рис. 2). Уменьшение угла раствора сплошного конуса $\theta = \gamma_1$ приводит к смещению минимума $|x_0|$ в сторону увеличения ширины щели d_2 . В случае узкого сплошного конуса ($\gamma_1 \ll 1$) кривая зависимости $|x_0|$ от d_2 мало чем отличается от кривой $|x_0|$ для одиночного конуса с продольной щелью [11]. Остальные коэффициенты связаны с прохождением поля через щель в пространство между конусами Σ_1 и Σ_2 и убывают с уменьшением ширины щели и конической ленты. Кривая зависимости $|x_1|$ от ширины щели приведена на рис. 3. При увеличении ширины щели наблюдается монотонное возрастание $|x_1|$, а затем убывание до нуля. Причем в окрестности $d_2 = 70^\circ$ $|x_1|$ достигает своего наибольшего значения во всем промежутке изменения ширины щели. Поле в дальней зоне строится на основании использования представления (2) составляющих электромагнитного поля через потенциал Дебая и поведения функция Макдональда $K_\zeta(z)$ при $z \gg 1$ [12]. На рис. 4, 5 даны диаграммы рассеяния поля в горизонтальной плоскости (перпендикулярной оси структуры) в зависимости от ширины щели ($\gamma_1 = \pi/16, \gamma_2 = \pi/8, \theta = \pi/4 + \pi/20, kr_0 = 1$, Рис. 4: 1. – $d_2 = 5^\circ$, 2. – $d_2 = 30^\circ$, 3. – $d_2 = 60^\circ$; Рис. 5: 1. – $d_2 = 90^\circ$, 2. – $d_2 = 180^\circ$, 3. – $d_2 = 240^\circ$).

Анализ диаграмм рассеяния показал, что с увеличением ширины щели наблюдается влияние внутреннего сплошного конуса на излучение из щели. При ширине щели, равной 60° это излучение будет наибольшим (рис.4). По мере расширения щели (уменьшения угловых размеров конической ленты) форма диаграммы непрерывно изменяется, превращаясь в круговую (предельный случай биконической поверхности-сплошной конус Σ_1).

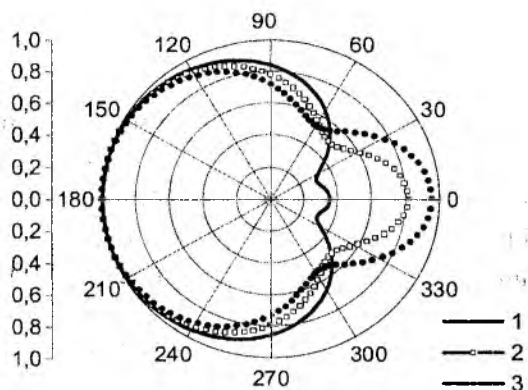


Рис. 4

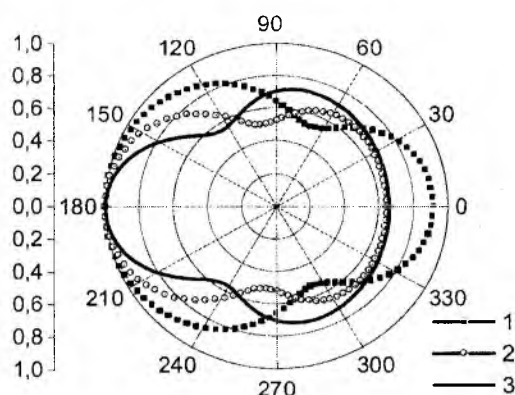


Рис. 5

Заключение

Построен численно-аналитический алгоритм решения задачи возбуждения магнитным радиальным диполем неограниченной идеально проводящей биконической поверхности, состоящей из конуса с периодическими продольными щелями и вложенного внутри его сплошного конического экрана. Получено численное решение задачи, на основе которого изучено влияние щелей и сплошного конуса на коэффициенты Фурье составляющих электромагнитного поля и диаграммы рассеяния. В предельных случаях биконической структуры полученные результаты согласуются с известными для сплошного конуса и биконуса.

Благодарность

Авторы выражают благодарность проф. Шифрину Я.С. и проф. Лучанинову А.И. за обсуждение результатов работы.

Список литературы: 1. Гошин Г.Г. Граничные задачи электродинамики в конических областях. Томск. Изд-во Томск. ун-та. 1987. 127с. 2. Сологуб В.Г., Харчевникова Т.И. Дифракция сферических волн на конической поверхности специального вида // Радиотехника. Вып. 20. Харьков: Изд-во Харьк. ун-та. 1972. С.52 – 58. 3. Дорошенко В.А., Сологуб В.Г. О структуре поля радиального магнитного диполя, рассеянного конической поверхностью с прорезанными вдоль образующих щелями // Радиотехника и электроника. 1987. Т. 32. №5. С. 1110 – 1112. 4. Дорошенко В.А. Возбуждение магнитным радиальным диполем конуса с продольными щелями // Радиотехника Всеукр. межвед. науч-техн. сб. 1992. Вып. 97. С. 54 – 61. 5. Дорошенко В.А., Семенова Е.К., Русакова А.Г. Рассеяние поля точечного гармонического источника на незамкнутом конусе // Радиоэлектроника и информатика. Харьков. 2001. №2(15). С.21 – 26. 6. Дорошенко В.А., Сологуб В.Г. Возбуждение биконической поверхности специального вида электрическим радиальным диполем // Радиопизика и электроника: Сб. науч. тр. ИРЭ АН УССР. Харьков. 1988. С. 7. Дорошенко В.А. Возбуждение модифицированной биконической структуры магнитным радиальным диполем // Радиотехника Всеукр. межвед. науч-техн. сб. 2001. Вып. 121. С. 19 – 26. 8. Хенл Х., Мауэ Л., Вестпфаль К. Теория дифракции. М: Мир. 1964. 428 с. 9. Конторович М.И., Лебедев Н.Н. Об одном методе решения некоторых задач теории дифракции и родственных ей проблем. ЖЭТФ. 1938. Т. 8. Вып. 10-11. С.1192 – 1206. 10. Колодій Б.І., Куриляк Д.Б. Осесиметричні задачі дифракції електромагнітних хвиль на конічних поверхнях. Київ: Наук. думка. 1995. 167 с. 11. Дорошенко В.А., Евсюкова Е.К., Кравченко В.Ф. Возбуждение конической щелевой антенны // Радиотехника и электроника. 2001. Т.46. С. 1 – 7. 12. Бейтмен Г., Эрдеи А. Высшие трансцендентные функции. В 3-х т. Т.2. М.: Наука, 1974. 295с.

МЕТОД НАВЕДЕННЫХ МАГНИТОДВИЖУЩИХ СИЛ ДЛЯ СИСТЕМЫ ПОПЕРЕЧНЫХ ЩЕЛЕЙ В ШИРОКОЙ СТЕНКЕ ПРЯМОУГОЛЬНОГО ВОЛНОВОДА

Введение

Системы из нескольких, в частности двух, щелей различной конфигурации (например, //, //, Λ , T – образные) в широкой или узкой стенках прямоугольного волновода широко используются в антенно-волноводных устройствах техники СВЧ как в качестве излучателей, формирующих в дальней зоне поле заданной направленности и поляризации [1–5], так и элементов связи в направленных ответвителях, фильтрах, делителях мощности [6,7]. Как правило, расчеты таких устройств производятся или методом Галеркина [8], когда эквивалентные магнитные токи в каждой из щелей ищутся в виде разложения по тригонометрическим базисным функциям [2,4,7] (s_1 и s_2 – локальные продольные координаты, связанные со щелями длиной $2L_1$ и $2L_2$)

$$J_{1,2}(s_{1,2}) = \sum_{p=1}^P J_{p1,2} \sin \frac{p\pi(L_{1,2} + s_{1,2})}{2L_{1,2}}, \quad (1)$$

или авторы ограничиваются одной симметричной функцией ($P = 1$, полуволновая аппроксимация) [1,3,6]

$$J_1(s_1) = J_{01} \cos \frac{\pi s_1}{2L_1}, \quad J_2(s_2) = J_{02} \cos \frac{\pi s_2}{2L_2}, \quad (2)$$

тогда метод Галеркина переходит в метод наведенных магнитодвижущих сил (МДС) [8]. При этом в первом случае для нахождения неизвестных коэффициентов $J_{p1,2}$ возникает необходимость численного решения системы линейных алгебраических уравнений (СЛАУ) порядка $2 \times P$, а в функциях вида (2) отсутствуют величины, пропорциональные длинам волн, распространяющихся в свободном пространстве и в волноводе, соотношения которых между собой и длинами щелей предопределяют формирование амплитудно-фазовых распределений магнитных токов в системе щелей.

В предлагаемой работе для решения задачи о системе двух щелей методом наведенных МДС используются функции, которые получены в результате асимптотического решения интегрального уравнения для тока в одиночной щели методом усреднения [9] и свободны от указанных выше недостатков выражений (2), а также приведены расчетные данные и анализ энергетических характеристик системы поперечных щелей в широкой стенке прямоугольного волновода.

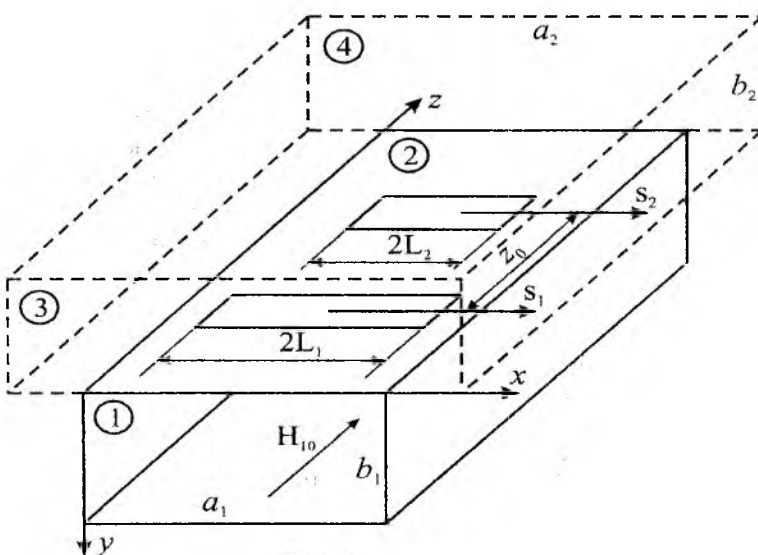


Рис. 1

Теория

Пусть система из двух узких прямолинейных щелей связывает между собой два электродинамических объема с бесконечно тонкой общей стенкой, как это показано на рис.1: $(d_1/2L_1) \ll 1$, $(d_2/2L_2) \ll 1$, $(d_1/\lambda) \ll 1$, $(d_2/\lambda) \ll 1$; d_1 , d_2 – ширина щелей, λ – длина волны в свободном пространстве. Тогда, воспользовавшись граничными условиями непрерывности тангенциальных составляющих магнитных полей на поверхности каждой из щелей, можно получить систему интегро-дифференциальных уравнений относительно эквивалентных магнитных токов $J_1(s_1)$ и $J_2(s_2)$ (зависимость от времени выбрана $e^{i\omega t}$):

$$\begin{cases} \left[\left(\frac{d^2}{ds_1^2} + k^2 \right) \int_{-L_1}^{L_1} J_1(s'_1) G_{s_1}^\Sigma(s_1, s'_1) ds'_1 + \int_{-L_2}^{L_2} J_2(s'_2) G_{s_1}^\Sigma(s_1, s'_2) ds'_2 \right] = -i\omega H_{0s_1}(s_1), \\ \left[\left(\frac{d^2}{ds_2^2} + k^2 \right) \int_{-L_2}^{L_2} J_2(s'_2) G_{s_2}^\Sigma(s_2, s'_2) ds'_2 + \int_{-L_1}^{L_1} J_1(s'_1) G_{s_2}^\Sigma(s_2, s'_1) ds'_1 \right] = -i\omega H_{0s_2}(s_2). \end{cases} \quad (3)$$

Здесь $G_{s_{1,2}}^\Sigma(s_{1,2}, s'_{1,2}) = G_{s_{1,2}}^1(s_{1,2}, s'_{1,2}) + G_{s_{1,2}}^2(s_{1,2}, s'_{1,2})$, где $G_{s_{1,2}}^1(s_{1,2}, s'_{1,2})$ и $G_{s_{1,2}}^2(s_{1,2}, s'_{1,2})$ – квазиодномерные (зависимость от поперечных координат в щелях выбрана в виде [9] $|z - z'| \cong (d/4)$) функции Грина для векторного потенциала соответственно первого и второго объемов, которые могут представлять собой прямоугольный волновод, полупространство над идеально проводящим бесконечным экраном и т.д.; $k = 2\pi/\lambda$; $H_{0s_1}(s_1)$ и $H_{0s_2}(s_2)$ – проекции поля сторонних источников на оси щелей.

Представим токи в щелях в виде произведения неизвестных амплитуд и заданных функций распределения, удовлетворяющих соответствующим краевым условиям:

$$J_1(s_1) = J_{01} f_1(s_1), \quad J_2(s_2) = J_{02} f_2(s_2); \quad f_1(\pm L_1) = 0, \quad f_2(\pm L_2) = 0. \quad (4)$$

Следуя методу наведенных МДС для системы щелей [8], умножим первое уравнение системы (3) на $f_1(s_1)$, а второе уравнение на $f_2(s_2)$ и проинтегрируем левые и правые части полученных выражений соответственно по интервалам: $[-L_1, L_1]$ – для первого уравнения и $[-L_2, L_2]$ – для второго уравнения. Тогда (3) переходит в систему алгебраических уравнений относительно неизвестных амплитуд J_{01} и J_{02}

$$\begin{cases} J_{01} Y_{11}^\Sigma(kd_1, kL_1) + J_{02} Y_{12}^\Sigma(kL_1, kL_2) = M_1(kL_1), \\ J_{01} Y_{21}^\Sigma(kL_2, kL_1) + J_{02} Y_{22}^\Sigma(kL_2, kL_2) = M_2(kL_2). \end{cases} \quad (5)$$

Здесь

$$Y_{11,22}^\Sigma(kd_{1,2}, kL_{1,2}) = \frac{1}{\omega} \int_{-L_{1,2}}^{L_{1,2}} f_{1,2}(s_{1,2}) \left[\left(\frac{d^2}{ds_{1,2}^2} + k^2 \right) \int_{-L_{1,2}}^{L_{1,2}} f_{1,2}(s'_{1,2}) G_{s_{1,2}}^\Sigma(s_{1,2}, s'_{1,2}) ds'_{1,2} \right] ds_{1,2} \quad (6)$$

– собственные проводимости щелей;

$$Y_{12,21}^\Sigma(kL_{1,2}, kL_{2,1}) = \frac{1}{\omega} \int_{-L_{1,2}}^{L_{1,2}} f_{1,2}(s_{1,2}) \left[\left(\frac{d^2}{ds_{1,2}^2} + k^2 \right) \int_{-L_{2,1}}^{L_{2,1}} f_{2,1}(s'_{2,1}) G_{s_{1,2}}^\Sigma(s_{1,2}, s'_{2,1}) ds'_{2,1} \right] ds_{1,2} \quad (7)$$

– взаимные проводимости щелей;

$$M_{1,2}(kL_{1,2}) = -i \int_{-L_{1,2}}^{L_{1,2}} f_{1,2}(s_{1,2}) H_{0s_{1,2}}(s_{1,2}) ds_{1,2} \quad (8)$$

– магнитодвижущие силы.

Не теряя общности предположим, что две поперечные щели расположены симметрично относительно средней линии широкой стенки прямоугольного волновода, в котором из области $z = -\infty$ распространяется волна основного типа H_{10} с амплитудой H_0 . Тогда

$$H_{0s_1}(s_1) = H_0 \cos k_{kp} s_1, \quad H_{0s_2}(s_2) = H_0 e^{-ik_g z_0} \cos k_{kp} s_2, \quad (9)$$

где $k_{kp} = 2\pi/\lambda_{kp}$; λ_{kp} – критическая длина H_{10} волны; $k_g = 2\pi/\lambda_g = \sqrt{k^2 - k_{kp}^2}$; λ_g – длина волны в волноводе; z_0 – расстояние между осями щелей. В этом случае токи в щелях целесообразно аппроксимировать следующими функциями [9]:

$$\begin{aligned} f_1(s_1) &= \cos ks_1 \cos k_{kp} L_1 - \cos kL_1 \cos k_{kp} s_1, \\ f_2(s_2) &= \cos ks_2 \cos k_{kp} L_2 - \cos kL_2 \cos k_{kp} s_2, \end{aligned} \quad (10)$$

которые, в отличие от (2), зависят как от геометрических размеров щелей, так и от волновых чисел распространяющихся электромагнитных волн.

Если связываемые объемы представляют собой два равноразмерных волновода сечением $a \times b$, то согласно (6)-(8) с учетом (9),(10) получаем:

$$\begin{aligned} Y_{MM}^\Sigma(kd_M, kL_M) &= Y_{MM}^\Sigma + iY_{MM}^{\prime\Sigma} = 2Y_{MM}^W(kd_M, kL_M), \quad M = 1,2; \\ Y_{MN}^\Sigma(kL_{M,N}, kL_{N,M}) &= Y_{MN}^\Sigma + iY_{MN}^{\prime\Sigma} = 2Y_{MN}^W(kL_{M,N}, kL_{N,M}), \quad M \neq N, \quad M, N = 1,2; \end{aligned} \quad (11)$$

$$\begin{aligned} Y_{MM}^W(kd_M, kL_M) &= \frac{4\pi}{ab} \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\varepsilon_n (k^2 - k_x^2)}{k_z} e^{-k_z \frac{d_M}{4}} \sin^2 \frac{m\pi}{2} \times \\ &\quad \times [\mathbf{I}(kL_M) \cos k_{kp} L_M - \mathbf{I}(k_{kp} L_M) \cos kL_M]^2, \\ Y_{MN}^W(kL_{M,N}, kL_{N,M}) &= Y_{NM}^W(kL_{N,M}, kL_{M,N}) = \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\varepsilon_n (k^2 - k_x^2)}{k_z} e^{-k_z z_0} \sin^2 \frac{m\pi}{2} \times \\ &\quad \times [\mathbf{I}(kL_M) \cos k_{kp} L_M - \mathbf{I}(k_{kp} L_M) \cos kL_M] [\mathbf{I}(kL_N) \cos k_{kp} L_N - \mathbf{I}(k_{kp} L_N) \cos kL_N], \end{aligned} \quad (12)$$

$$\mathbf{I}(kL) = 2 \frac{k \sin kL \cos k_x L - k_x \sin k_x L \cos kL}{k^2 - k_x^2};$$

$$\begin{aligned} M_{M,N}(kL_{M,N}) &= -\frac{i}{k} H_0 e^{-ik_g z_{M,N}} F(kL_{M,N}), \\ F(kL) &= 2 \cos k_{kp} L \frac{\sin kL \cos k_{kp} L - (k_{kp}/k) \cos kL \sin k_{kp} L}{1 - (k_{kp}/k)^2} - \cos kL \frac{\sin 2k_{kp} L + 2k_{kp} L}{(2k_{kp}/k)}. \end{aligned} \quad (13)$$

В формулах (12), (13) $k_x = \frac{m\pi}{a}$; $k_y = \frac{n\pi}{b}$; $k_z = \sqrt{k_x^2 + k_y^2 - k^2}$; m, n – целые числа; ε_n – множитель Неймана ($\varepsilon_n = 1$ при $n = 0$, $\varepsilon_n = 2$ при $n \neq 0$); $z_0 = |z_M - z_N|$, где $z_{M,N}$ – координаты осей M -й и N -й щелей.

Отметим, что если второй объем является полупространством над бесконечным экраном, то $Y_{MN}^{\Sigma} = Y_{MN}^F + Y_{MN}^W$, а при получении выражения для Y_{MN}^F необходимо воспользоваться магнитной тензорной функцией Грина для полупространства [10], однако в этом случае аналитически можно вычислить только внутренние интегралы в (6),(7).

Подставляя (11)-(13) в (5), находим искомые выражения для тока:

$$J_1(s_1) = \frac{M_1(kL_1)Y_{22}^{\Sigma}(kd_2, kL_2) - M_2(kL_2)Y_{12}^{\Sigma}(kL_1, kL_2)}{Y_{11}^{\Sigma}(kd_1, kL_1)Y_{22}^{\Sigma}(kd_2, kL_2) - [Y_{12}^{\Sigma}(kL_1, kL_2)]^2} (\cos ks_1 \cos k_{kp}L_1 - \cos kL_1 \cos k_{kp}s_1),$$

$$J_2(s_2) = \frac{M_2(kL_2)Y_{11}^{\Sigma}(kd_1, kL_1) - M_1(kL_1)Y_{21}^{\Sigma}(kL_2, kL_1)}{Y_{11}^{\Sigma}(kd_1, kL_1)Y_{22}^{\Sigma}(kd_2, kL_2) - [Y_{12}^{\Sigma}(kL_1, kL_2)]^2} (\cos ks_2 \cos k_{kp}L_2 - \cos kL_2 \cos k_{kp}s_2).$$
(14)

Коэффициенты отражения S_{11} , прохождения S_{12} и передачи S_{13}, S_{14} ($|S_{\Sigma}|^2$ – коэффициент излучения по мощности во второй волновод) соответственно равны:

$$S_{11} = -\frac{4\pi k_g e^{2ik_g z}}{iabk^2} \left[\mathcal{J}_1 F(kL_1) + e^{-ik_g z_0} \mathcal{J}_2 F(kL_2) \right],$$

$$S_{12} = 1 - \frac{4\pi k_g}{iabk^2} \left[\mathcal{J}_1 F(kL_1) + e^{ik_g z_0} \mathcal{J}_2 F(kL_2) \right],$$

$$S_{13} = S_{11}, \quad S_{14} = S_{12} - 1,$$

$$|S_{\Sigma}|^2 = |S_{13}|^2 + |S_{14}|^2,$$
(15)

где

$$\mathcal{J}_1 = \frac{F(kL_1)Y_{22}^{\Sigma} - e^{-ik_g z_0} F(kL_2)Y_{12}^{\Sigma}}{Y_{11}^{\Sigma}Y_{22}^{\Sigma} - (Y_{12}^{\Sigma})^2},$$

$$\mathcal{J}_2 = \frac{e^{-ik_g z_0} F(kL_2)Y_{11}^{\Sigma} - F(kL_1)Y_{12}^{\Sigma}}{Y_{11}^{\Sigma}Y_{22}^{\Sigma} - (Y_{12}^{\Sigma})^2}.$$
(16)

Следует подчеркнуть, что учет конечной толщины стенки h между связываемыми объемами в самосогласованной постановке приводит к увеличению порядка СЛАУ как при использовании формулы (1), так и в выражении (5). Однако при выполнении условия $(h/\lambda) \ll 1$ можно в расчетных соотношениях заменить d на $d_{eff} = f(h, d)$ [11], что позволяет исследовать методом наведенных МДС многощелевые антенны и элементы связи без изменения порядка СЛАУ.

Численные результаты

С целью проверки достоверности полученных аналитических выражений для тока и коэффициентов матрицы рассеяния системы двух поперечных щелей, связывающих соосные прямоугольные волноводы по широкой стенке, были рассчитаны зависимости $|S_{\Sigma}|^2$ от длины щелей и длины волны стандартного волновода сантиметрового диапазона (здесь и далее $a=23\text{мм}$, $b=10\text{мм}$) и проведено сравнение как с экспериментальными данными (рис. 2), так и с теоретическими, полученными методом Галеркина ($P=9$ в формуле (1)) и методом наведенных МДС при аппроксимации распределений тока в щелях функциями вида (2) (рис. 2, 3).

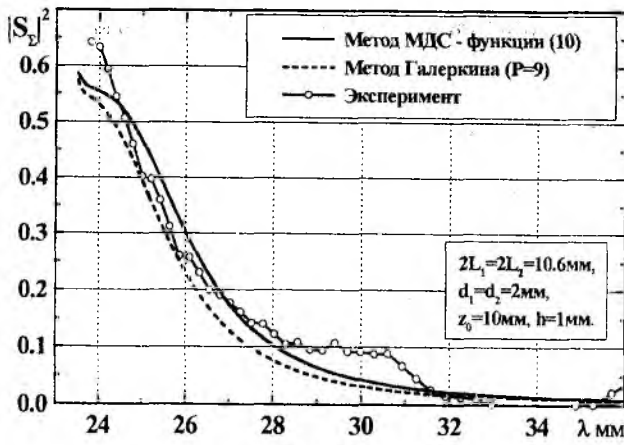


Рис. 2

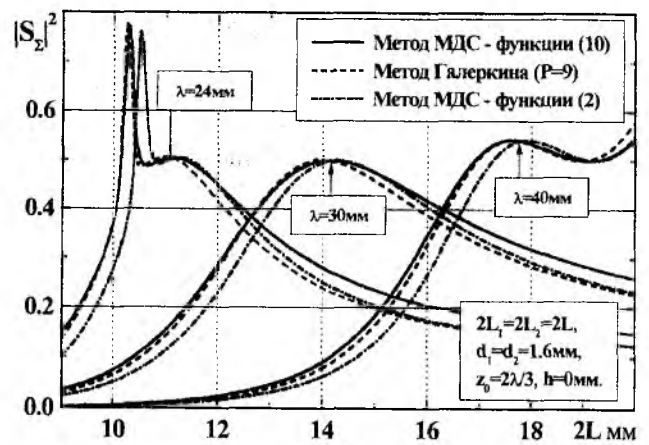


Рис. 3

Как видно, расчеты методом наведенных МДС с использованием выражений (10) и методом Галеркина достаточно удовлетворительно совпадают в разных частях диапазона H_{10} волны и при различных длинах щелей, в то время как формулы (2) не вполне соответствуют истинному распределению магнитных токов в щелях.

Энергетические характеристики системы щелей в зависимости от их длины, взаимного расположения, длины волны, а также высоты связываемых волноводов представлены на рис. 4-11 ($d_1 = d_2 = 1.6 \text{ мм}$, $h = 0 \text{ мм}$; для определенности будем считать, что при $\lambda_g = \lambda_{кр}$ $\lambda_{ср} = 32.53 \text{ мм}$ – средняя длина волны одномодового диапазона волновода).

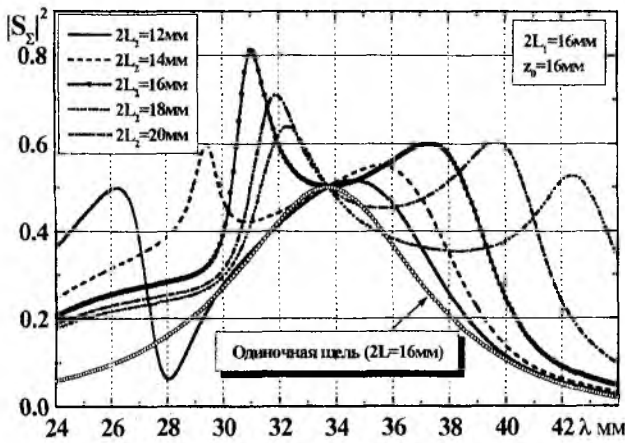


Рис. 4

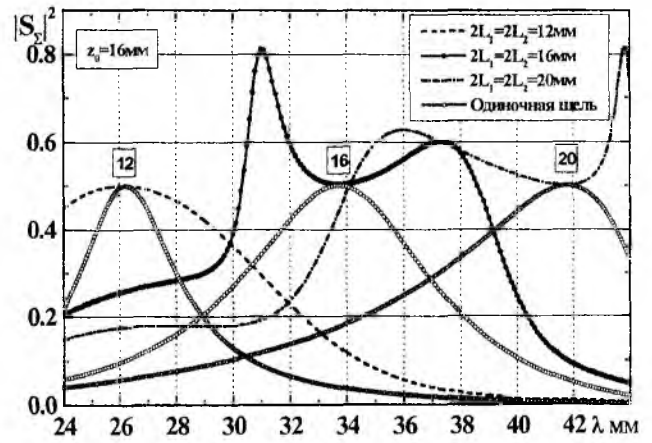


Рис. 5

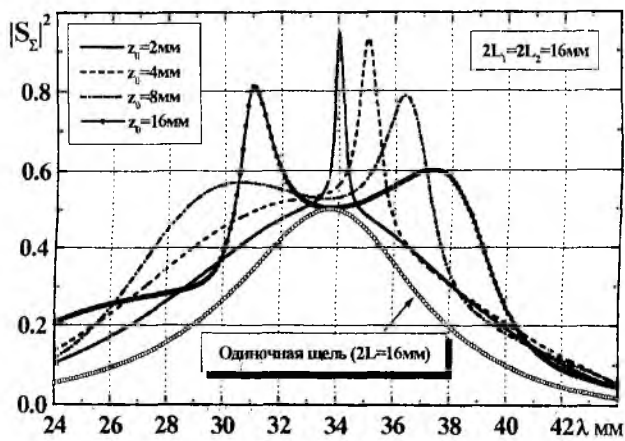


Рис. 6

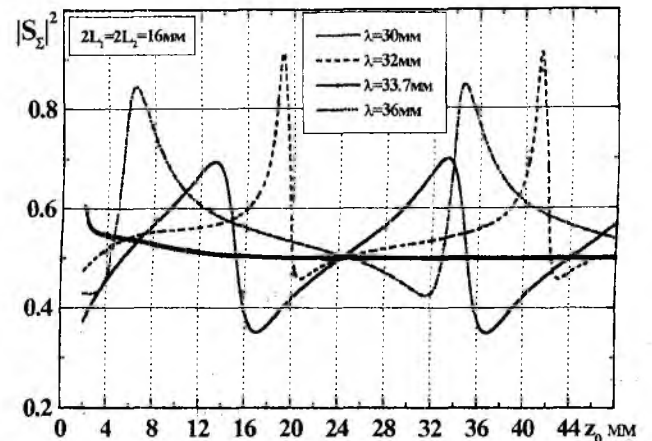


Рис. 7

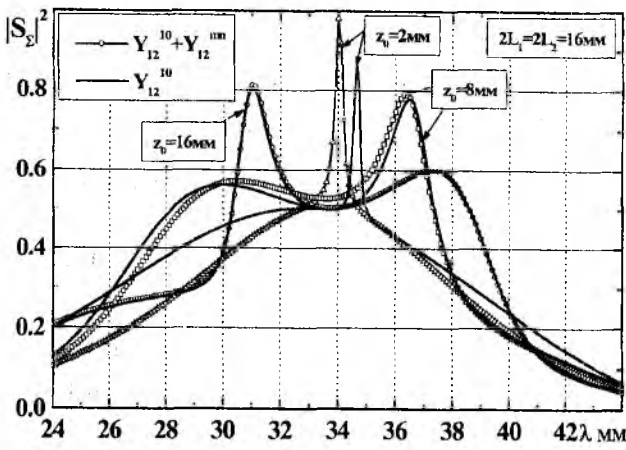


Рис. 8

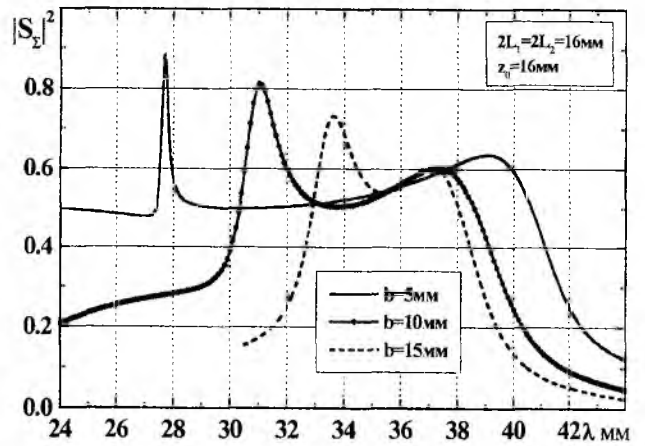


Рис. 9

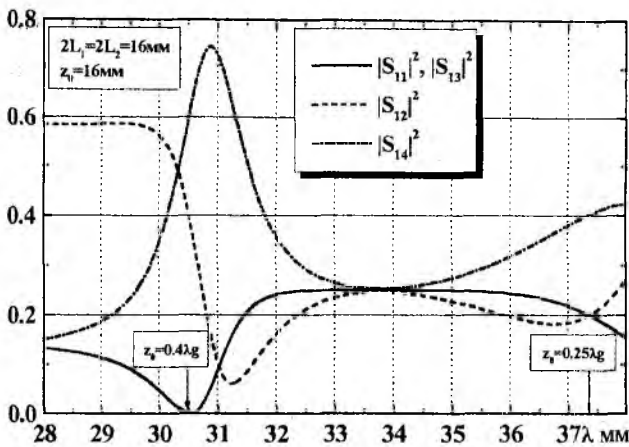


Рис. 10

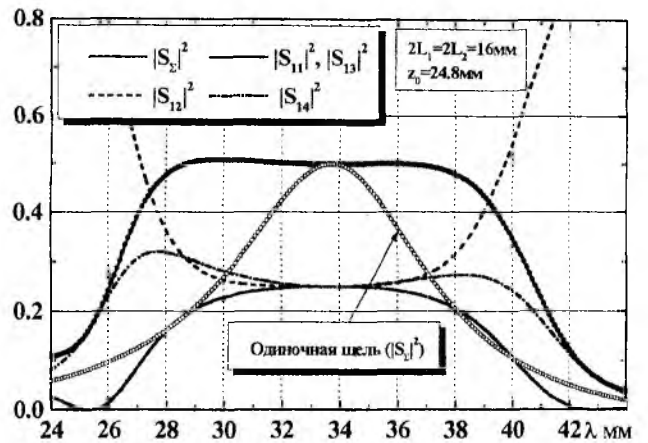


Рис. 11

Анализ графиков и выражений (15), (16) для токов и энергетических характеристик системы щелей позволяет сделать следующие выводы:

1. При $z_0 \geq (\lambda_{cp} / 2)$ (в этом случае взаимным влиянием между щелями по высшим типам волн Y_{12}^{mn} можно пренебречь – рис. 8) и когда $\lambda = \lambda_{рез}$ для одиночной щели длиной $2L = 2L_1$, $Y'_{11} = 0$ и из (15) следует, что $|S_{11}| = 0.5$, а коэффициент излучения по мощности $|S_{\Sigma}|^2$ не зависит от длины второй щели $2L_2$, так как согласно (16) $\mathcal{J}_2 = 0$ (рис. 4).
2. В случае, если $2L_1 = 2L_2 = 2L_{рез}$ для одиночной щели и $z_0 \geq (\lambda_{cp} / 2)$, то $Y'_{11} = Y'_{22} = 0$, $Y_{12} = Y_{12}^{10}$ и $|S_{11}| = |S_{12}| = |S_{13}| = |S_{14}| = 0.5$ (рис. 5).
3. При расстояниях $z_0 < (\lambda_{cp} / 2)$ вследствие сильного взаимодействия между щелями по высшим типам колебаний ($Y_{12} = Y_{12}^{10} + Y_{12}^{mn}$) наблюдается существенное возрастание коэффициента излучения $|S_{\Sigma}|^2$ в узкой полосе частот (рис. 6, 8). Аналогичный результат получен в [3] для двух близко расположенных продольных щелей в широкой стенке волновода. Отметим, что если $z_0 \ll (\lambda_{cp} / 2)$, то $\text{Re } \mathcal{J}_1 = -\text{Re } \mathcal{J}_2$, $\text{Im } \mathcal{J}_1 = \text{Im } \mathcal{J}_2$ (причем $\text{Im } \mathcal{J} \ll \text{Re } \mathcal{J}$) и согласно выражениям (15) $|S_{11}| = |S_{12}| = |S_{13}| \approx 0$, $|S_{14}| \approx 1$, т.е. практически вся мощность падающей волны поступает в 4-е плечо ($z_0 = 2$ на рис. 6, 8).
4. Если расстояние между щелями $z_0 \geq (\lambda_{cp} / 2)$ и $2L_1 = 2L_2$, то $|S_{\Sigma}|^2$ не зависит от z_0 на резонансной длине волны $\lambda_{рез}$ одиночной щели (рис.7, кривая для $\lambda = 33.7$ мм).

5. При $z_0 = (n\lambda_g^{pez} / 2)$ ($n = 1, 2, 3, \dots$, λ_g^{pez} – длина волны в волноводе, соответствующая резонансной длине волны одиночной щели) из (15) следует, что в случае $2L_1 = 2L_2$ коэффициент излучения $|S_\Sigma|^2 = 0.5$ и не зависит от длины волны в окрестности резонанса одиночной щели (рис. 7).
6. Чем больше высота связываемых щелями волноводов, тем уже полоса передачи по уровню мощности $|S_\Sigma|^2 = 0.5$ (рис. 9).
7. Ввиду сильного взаимного влияния щелей друг на друга минимальное значение коэффициента отражения $|S_{11}|$ достигается при $z_0 = 0.4\lambda_g$, а не для $z_0 = 0.25\lambda_g$, как это было бы при отсутствии взаимодействия (рис. 10). В этом случае $|S_{12}|^2 = |S_{14}|^2 = 0.5$, т.е. вся падающая мощность делится поровну между вторым и четвертым плечами.
8. Если $z_0 = \lambda_g^{pez} / 2 = 24.8$ мм ($\lambda_{pez} = 33.7$ мм для $2L = 2L_1 = 2L_2 = 16$ мм), то мощность, поступающая в первое плечо основного волновода, делится на четыре равные части в широком диапазоне длин волн: $|S_{11}|^2 = |S_{12}|^2 = |S_{13}|^2 = |S_{14}|^2 = 0.25$ (рис. 11). При этом относительная полоса частот $\Delta f / f_{pez}$ для значений коэффициента передачи $|S_\Sigma|^2$ по уровню 3дБ составляет в случае одиночной щели 24%, а для системы двух щелей 45%, т.е. практически в два раза больше.

Таким образом, использование функций, адекватных реальному распределению токов в системе из двух поперечных щелей, дает возможность методом наведенных МДС получить (в отличие от полуволновой аппроксимации) результаты, достаточно удовлетворительно совпадающие с численным решением интегральных уравнений относительно магнитного тока в щелях методом Галеркина и с экспериментальными данными. Это позволяет значительно упростить расчет направленных и энергетических характеристик многоэлементных волноводно-щелевых антенных решеток и устройств антенно-фидерных трактов с полным учетом взаимного влияния щелей друг на друга как по внутреннему, так и по внешнему пространству взаимодействия, поскольку порядок системы уравнений метода наведенных МДС определяется (в отличие от метода Галеркина) только количеством щелевых элементов.

Список литературы: 1. Elliott R.S., Kurtz L.A. The design of small slot arrays // IEEE Trans. 1978. V. AP-26, № 2. P. 214 – 219. 2. Лященко В.А. Излучение из системы близко расположенных щелей // Деп. в УкрИНТИ 29.04.1985. № 853 Ук 85 Деп. 28 С. 3. Яцук Л.П., Блинова Н.К. Диапазонные свойства продольной двояной щели в широкой стенке прямоугольного волновода // Радиотехника (Москва). 2001. № 6. С. 24 – 28. 4. Бердник С.Л., Катрич В.А., Лященко В.А. Энергетические и направленные характеристики комбинированных волноводно-щелевых излучателей // Вісник ХНУ ім. В.Н. Каразіна. 2002. № 544. С. 39 – 42. 5. Катрич В.А., Мартыненко С.А., Яцук Л.П. Энергетические характеристики системы двух наклонных щелей в узкой стенке прямоугольного волновода // Радиофизика и радиоастрономия. 2002. Т. 7, №3. С. 289 – 295. 6. Riblet H.J., Saad T.S. A new type of waveguide directional coupler // Proc. IRE. 1948. V. 36, № 1, P. 61 – 64. 7. Жиронкина А.В., Яцук Л.П., Катрич В.А. Сдвоенная щель как элемент связи электродинамических объемов // Радиотехника (Москва). 1993. № 1. С. 56 – 63. 8. Фельд Я.Н., Бененсон С.Л. Антенно-фидерные устройства. М.: Изд-во ВВИА им. Жуковского, 1959. Ч. 2. 551 С. 9. Катрич В.А., Нестеренко М.В., Хижняк Н.А. Асимптотическое решение интегрального уравнения для магнитного тока в щелевых излучателях и отверстиях связи // Радиофизика и радиоастрономия. 2001. Т.6, №3. С. 230 – 240. 10. Катрич В.А., Нестеренко М.В. Ближнее поле и резонансные частоты узких продольных щелей в широкой стенке прямоугольного волновода // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2002. Вып. 124. С. 11 – 15. 11. 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 21.10.2002

УТОЧНЕНИЕ ФОРМЫ РЕЗОНАНСНОЙ КРИВОЙ РЕЗОНАТОРОВ СТОЯЧИХ ВОЛН

Известно, что добротность колебательной системы (резонатора) определяется формулой [1]:

$$Q = 2\pi f \frac{W_{зан}}{P_{рас}}, \quad (1)$$

где f – значение частоты (резонансной); $W_{зан}$ – энергия, запасенная в резонаторе на резонансной частоте, величина которой зависит от объема резонатора и характера (структуры) колебаний, возбуждаемых в резонаторе; $P_{рас}$ – мощность, рассеиваемая в резонаторе за период, которая зависит от структуры колебания, а также от значения поверхностного сопротивления материала стенок резонатора (объемные резонаторы с проводящими стенками), поверхностного сопротивления, потерь в диэлектрике и потерь на излучение (металлодиэлектрические, полосковые и микрополосковые резонаторы), потерь в диэлектрике и потерь на излучение (диэлектрические резонаторы) и т. д.

На основании (1) можно утверждать, что чем больше величина запасенной в резонаторе энергии и чем меньше потери, тем больше значение добротности. В то же время получить описание формы резонансной характеристики из (1) нельзя.

Форма резонансной кривой, как правило, описывается таким известным соотношением [2]:

$$S(a) = \frac{1}{\sqrt{1+a^2}}, \quad (2)$$

где $a = Q \frac{2\Delta f}{f_p} = \frac{\Delta f}{\Delta f_p}$ – обобщенная расстройка; Δf – величина отклонения частоты от резонансного значения f_p ; Δf_p – полуширина полосы пропускания резонатора по уровню $1/\sqrt{2}$.

Выражение (2) было получено при рассмотрении условий резонанса в колебательном контуре с сосредоточенными параметрами (R , C , L) и в настоящее время используется для описания всех типов резонансных систем. Более того, практически при всех экспериментальных исследованиях, построенных на измерении значения добротности резонаторов, ее величина находится как отношение значения резонансной частоты к значению полосы пропускания ($Q = f_p / 2\Delta f_p$), получаемое как следствие из формулы (2).

По мнению автора формула (2) не совсем справедлива при описании некоторых типов резонансных систем.

Рассмотрим характер колебаний в резонаторах стоячих волн. К этому типу колебательных систем может быть отнесено значительное число резонансных систем, используемых на практике начиная с диапазона акустических волн и заканчивая оптическим диапазоном.

Предположим, что в резонаторе отсутствуют потери, а сам резонатор имеет форму линии, закрытой на концах торцевыми стенками.

Тогда характер преобразования сигнала в резонаторе за время одного колебания можно описать оператором:

$$\overset{\bullet}{S}(t, f) = \overset{\bullet}{\Gamma}_1 \overset{\bullet}{\Gamma}_2 \overset{\bullet}{K}_{np} \overset{\bullet}{K}_{обр}, \quad (3)$$

где $\overset{\bullet}{\Gamma}_1 = \left| \overset{\bullet}{\Gamma}_1 \right| \cdot e^{j\varphi_1}$, $\overset{\bullet}{\Gamma}_2 = \left| \overset{\bullet}{\Gamma}_2 \right| \cdot e^{j\varphi_2}$ – коэффициенты отражения сигнала от торцевых стенок;

$\overset{\bullet}{K}_{np} = \left| \overset{\bullet}{K}_{np} \right| \cdot e^{j\beta l}$, $\overset{\bullet}{K}_{обр} = \left| \overset{\bullet}{K}_{обр} \right| \cdot e^{j\beta l}$ – коэффициенты, характеризующие изменение сигнала

ла при его прохождении по линии в прямом и обратном направлениях; $\beta = 2\pi/\lambda_l = 2\pi f/v_{фл}$ – постоянная распространения линии; $\lambda_l, v_{фл}$ – длина и фазовая скорость волны в линии; l – длина линии.

Условия отсутствия потерь и зеркальности отражения сигнала от торцевых стенок на всех частотах (или, по крайней мере, на частотах рабочего диапазона) приводят к трансформации (3):

$$\dot{S}(t, f) = e^{j2\beta l} \quad (4)$$

Используя формулу Эйлера и учитывая только ее действительную часть для n -го колебания, из (4) можно получить

$$\text{Re} \dot{S}(t, f) = \cos 2n\beta l \quad (5)$$

Для резонатора, длина которого равна $\lambda_{рл}/2$:

$$\varphi_{\Sigma} = 2n\beta l = \frac{2\pi n \lambda_{рл}}{\lambda_l} = \frac{2\pi n f}{f_p} \quad (6)$$

где $\lambda_{рл}$ – резонансная длина волны в линии.

При $f = f_p$ ($\lambda_l = \lambda_{рл}$) все сигналы в резонаторе будут складываться в фазе и амплитуда суммарного сигнала будет определяться количеством колебаний в резонаторе ($A_{\Sigma} = A_{01} \cdot n$). Для полуволнового резонатора длительность одного колебания будет равна периоду ($T = 1/f$).

При отклонении значения частоты от резонансного суммарный набег фаз в резонаторе уже не будет кратным 2π и, соответственно, амплитуда суммарного сигнала будет уменьшаться.

Если ввести дополнительное условие когерентности в течение времени наблюдения на всех частотах рабочего диапазона для внешнего сигнала, вводимого в резонатор, то функция, которая описывает форму резонансной кривой рассматриваемого резонатора, может быть записана следующим образом:

$$S(t, f) = \sum_{k=1}^n \sum_{k=1}^n \cos \left(\frac{2\pi k f}{f_p} \right) \quad (7)$$

Суммарный сигнал будет формироваться из разного количества сумм колебаний сигнала, которые произойдут за время наблюдения. Набег фазы каждого из них зависит от времени его существования в резонаторе и может меняться от 2π до $n \cdot 2\pi$.

Выражение (7) учитывает только те сигналы, которые прошли путь между стенками резонатора. Если не учитывать фазу максимумов, образующихся при сложении колебаний, то типичные формы резонансных кривых, описываемых выражением (7), будут выглядеть так, как показано на рис.1. Видно, что резонансные кривые представляют собой систему из центрального максимума и большого числа боковых максимумов, количество, амплитуда, ширина и место расположения которых на оси частот зависит от количества колебаний в резонаторе. С ростом величины n (или времени наблюдения) будет увеличиваться амплитуда и уменьшаться ширина главного максимума, увеличиваться число боковых максимумов и уменьшаться их относительная амплитуда. Таким образом, будет формироваться постоянно меняющаяся во времени резонансная характеристика, в пределе стремящаяся к дельта-функции на резонансной частоте. Следовательно, при сделанных выше допущениях получается, что форма резонансной характеристики резонатора стоячей волны не является постоянной, а меняется в зависимости от времени наблюдения.

Поскольку ширина главного максимума в рассматриваемом случае меняется с изменением $n = f \cdot t$ (t – время поддержания колебаний в резонаторе), то можно утверждать, что значение добротности, определяемое как $Q = f_p / 2\Delta f_p$, будет функцией частоты и времени $Q = F(f, t)$, что противоречит выражению (1).

Для полуволнового резонатора волноводного типа условие (6) можно записать:

$$\varphi_{\Sigma} = 2n\beta l = \frac{2\pi n \lambda_{pv}}{\lambda_v} = 2\pi n \frac{\sqrt{(\lambda_{kp} f / c)^2 - 1}}{\sqrt{(\lambda_{kp} f_p / c)^2 - 1}}, \quad (8)$$

где λ_{kp} – критическая длина волны в волноводе; c – скорость распространения электромагнитных волн в вакууме (скорость света).

С учетом (8) изменится соответственно и выражение (7), однако характер изменения функции (7) останется тем же.

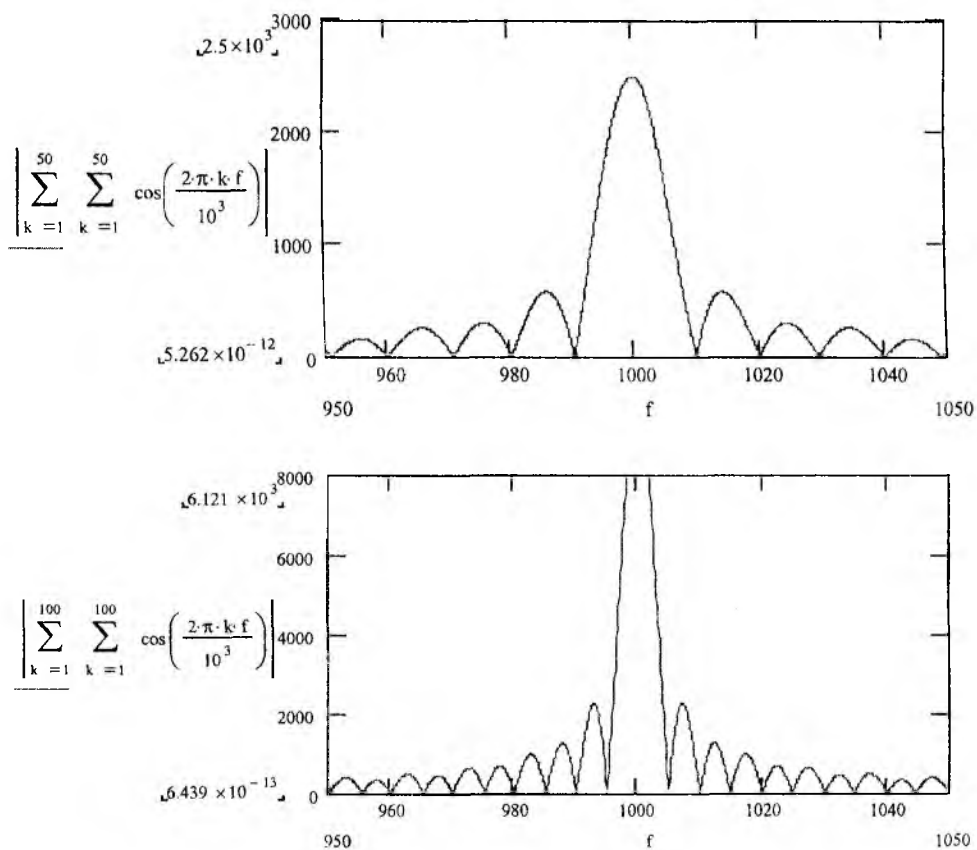


Рис. 1

Влияние активных потерь в резонаторе на форму его резонансной кривой можно учесть путем введения некоторой постоянной затухания α , которая характеризует потери в сигнале за время одного колебания.

Тогда выражение (7) запишется следующим образом:

$$S(t, f) = \sum_{k=1}^n \sum_{k=1}^n e^{-(n-k+1)\alpha} \cos\left(\frac{2\pi k f}{f_p}\right). \quad (9)$$

Используя выражение (9), можно построить графики типичных резонансных характеристик для разных значений постоянной затухания (рис. 2, 3).

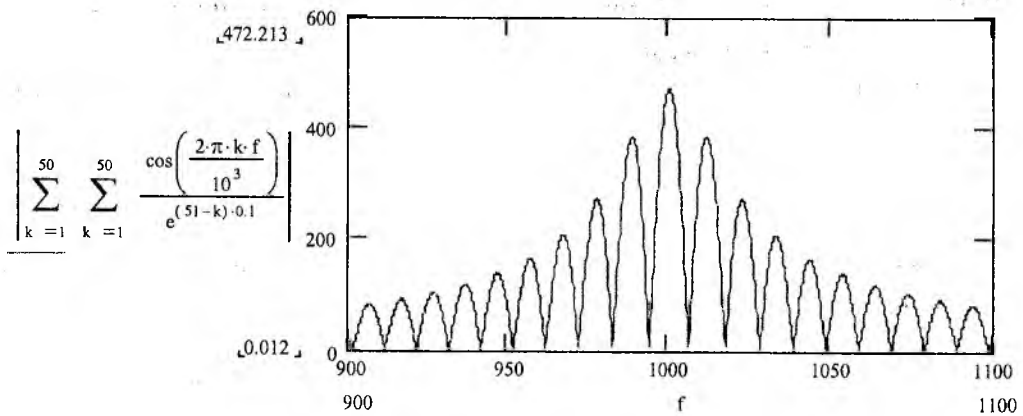


Рис. 2

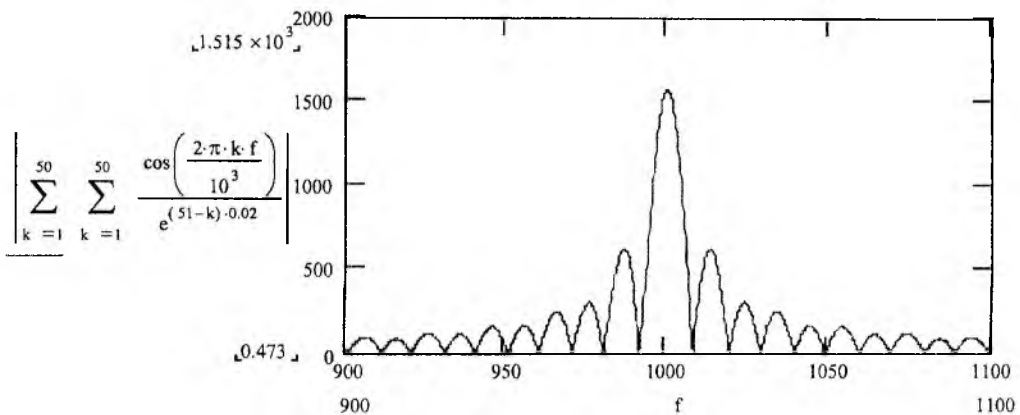


Рис. 3

Из графиков (рис.2 и 3) видно, что уменьшение активных потерь в резонаторе ведет к росту центрального максимума и уменьшению амплитуд боковых максимумов. Однако и зависимость формы резонансной кривой от времени действия внешнего сигнала (значения n), показанная на рис.1 и описываемая выражениями (7) и (9), тоже сохраняется.

Таким образом, форма резонансной кривой резонатора стоячих волн будет зависеть от характера интерференции колебаний в резонаторе и величины активных потерь в нем. Причем, если степень влияния процессов интерференции на форму резонансной кривой будет зависеть от времени действия внешнего сигнала, то степень воздействия активных потерь будет определяться временем установления колебаний в резонаторе, т. е. временем, за которое в резонаторе установится режим, при котором величина мощности потерь за период будет равна мощности входного сигнала.

При малом уровне активных потерь в резонаторе (например, для охлаждаемых и сверхпроводящих резонаторов) основным фактором, влияющим на формирование резонансной характеристики, будет процесс интерференции колебаний.

При значительном уровне потерь (для обычных резонаторов) можно оценить время (или количество колебаний), за которое сформируется резонансная характеристика. Установление колебаний в резонансной системе характеризуется некоторой постоянной переходного процесса τ , которая определяется следующим образом [3]: $\tau = Q/\pi f_p$, где Q – добротность резонатора на резонансной частоте. При этом предполагается, что за время τ амплитуда колебаний в резонаторе достигает величины $A = (1 - 1/e)A_{\text{макс}}$. Для достижения $A \approx 0,95A_{\text{макс}}$ необходимо время $t \approx 3\tau$ ($n \approx 3Q/\pi$). При добротностях резонаторов $\sim 10^3$ на частотах $\sim 10^{10}$

время установления колебаний и, соответственно, формирования резонансной характеристики составит $\sim 10^{-7}$ с, а $n \sim 10^3$. Используя (9) и (8), можно оценить форму резонансной кривой и величину полосы пропускания.

Проведенное рассмотрение приводит нас к выводу о том, что если вести речь о характеристиках собственно резонатора, то таковыми могут быть только значение добротности на определенной частоте (1) и значение резонансной частоты. Значение же полосы пропускания будет определяться соотношением геометрических размеров резонатора и рабочей длины волны, величиной активных потерь, а также характеристиками внешнего сигнала (в частности, его длительностью).

При экспериментальных исследованиях характеристики, подобные построенным на рис.3 и 4 или их огибающим, не наблюдаются, поскольку, во-первых, используемые измерительные генераторы, как правило, не излучают сигналы, когерентные в рабочей полосе частот, а изменения формы резонансной характеристики происходят за время порядка $2l/v_{фл}$.

Список литературы: 1. *Лебедев И.В.* Техника и приборы СВЧ. Том 1. М.: Высш. школа, 1970. 440 с. 2. *Калашников А.М., Степук Я.В.* Колебательные системы. М.: Изд. МО СССР, 1972. 376 с. 3. *Альтман Дж.* Устройства сверхвысоких частот. М.: Мир, 1968. 488 с.

Харьковский институт ВВС

Поступила в редколлегию 22.02.2003

Ю. Я. ВОЛКОЛУПОВ, канд. физ.-мат. наук, А. Н. ДОВБНЯ, д-р физ.-мат. наук,
В. В. ЗАКУТИН, канд. физ.-мат. наук, М. А. КРАСНОГОЛОВЕЦ, д-р физ.-мат. наук,
Ю. Л. СТАРЧЕВСКИЙ, Г. И. ЧУРЮМОВ, д-р физ.-мат. наук

ВЕКТОРНЫЙ МЕТОД РЕШЕНИЯ УРАВНЕНИЯ ДВИЖЕНИЯ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ В СКРЕЩЕННЫХ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ И МАГНИТНОМ ПОЛЯХ (КИНЕМАТИЧЕСКОЕ ПРИБЛИЖЕНИЕ)

Введение

Стандартный подход к расчету траекторий заряженных частиц при их движении в скрещенных статических электрическом и магнитном полях представляет собой решение системы дифференциальных уравнений, описывающих динамику их поведения во времени и пространстве. Один из подходов реализации системы дифференциальных уравнений движения в двумерной постановке задачи для плоского магнетрона был предложен П.Л. Капицей [1], который использовал метод усреднения для получения аналитического решения. Данный подход был развит далее и применен для решения уравнения движения в цилиндрической системе координат. Однако такой подход предполагает использование рядов с последующим пренебрежением некоторыми членами ряда [2], что не позволяет признать решение абсолютно точным. Иногда такой метод содержит неберущиеся интегралы, значение которых возможно определить при помощи численных методов. В связи с этим существует целесообразность сразу перейти к применению численных методов для решения системы дифференциальных уравнений движения [3]. К недостаткам численных методов можно отнести постоянную необходимость контролировать точность расчётов, а также проблемы, связанные с трудоемкостью вычислений, что, в свою очередь, требует применения мощных вычислительных средств.

В данной работе представлен новый численный подход к расчету траекторий движения заряженных частиц (векторный метод). Его достоинства заключаются в высокой скорости и точности вычислений. Принципиально отличаясь от описанных выше методов, предлагаемый подход является универсальным и может быть применен при любой конфигурации электродов и полей.

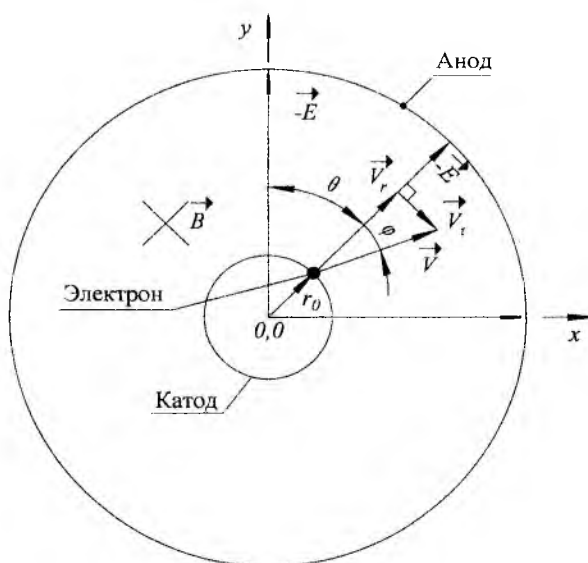


Рис. 1

Постановка задачи

На рис. 1 схематично показано распределение электрического и магнитного полей в пространстве между катодом и анодом. Магнитное поле является однородным, а электрическое – радиально-симметричным. Выбираем декартову систему координат, связанную с центром катода, и ориентируем её так, как показано на рис. 1. Расчеты проводятся с учетом двумерного приближения, т.е. движение в аксиальном направлении отсутствует. Введем следующий перечень входных данных: E – модуль напряжённости электрического поля; B – модуль индукции магнитного поля; V_0 – модуль начальной скорости электрона; r_0 – радиус-вектор, характеризующий начальное положение электрона относительно начала выбранной системы координат в любой момент времени; θ – угол между осью ординат и радиус-вектором; φ – угол между вектором скорости и вектором напряжённости электрического поля; e – заряд электрона; m – масса электрона; Δt – интервал времени, за который рассчитывается одна итерация цикла; X_{el}, Y_{el} – декартовы координаты электрона; V_{x_0}, V_{y_0} – декартовы координаты начала вектора скорости электрона; V_x, V_y – декартовы координаты конца вектора скорости электрона.

Моделирование движения заряженной частицы (электрона)

В соответствии с принципом суперпозиции рассмотрим движение заряженной частицы раздельно: сначала в статическом электрическом поле $\vec{E}(r_0)$, а затем – в магнитном поле. Выражение для модуля вектора напряжённости электрического поля $\vec{E}(r_0)$ имеет вид:

$$|\vec{E}(r_0)| = \frac{U}{r_0 \cdot \ln\left(\frac{R_a}{r_k}\right)}, \quad (1)$$

где R_a и r_k – радиусы анода и катода соответственно; U – напряжение, прикладываемое к аноду.

Для определения влияния электрического поля на скорость электрона за интервал времени Δt , при котором вычисляется одна итерация цикла, воспользуемся следующим выражением:

$$dV = \frac{e \cdot E(r_0) \cdot \Delta t}{m}. \quad (2)$$

В результате вычисления следующей формулы определяется угол $Rang$ вектора напряжённости электрического поля в той точке, где находится электрон:

$$Rang = Ang(X_{el}, 0, Y_{el}, 0). \quad (3)$$

Т а б л и ц а 1

Условие	dV
$0 > Rang > \pi/2$	$V_{ex} = V_{x_0} + dV \cdot \sin(Rang); V_{ey} = V_{y_0} + dV \cdot \cos(Rang).$
$\pi/2 > Rang > \pi$	$V_{ex} = V_{x_0} + dV \cdot \sin(\pi - Rang); V_{ey} = V_{y_0} - dV \cdot \cos(\pi - Rang).$
$\pi > Rang > 3 \cdot \pi/2$	$V_{ex} = V_{x_0} - dV \cdot \sin(Rang - \pi); V_{ey} = V_{y_0} - dV \cdot \cos(Rang - \pi).$
$3 \cdot \pi/2 > Rang > 2 \cdot \pi$	$V_{ex} = V_{x_0} - dV \cdot \sin(2 \cdot \pi - Rang); V_{ey} = V_{y_0} + dV \cdot \cos(2 \cdot \pi - Rang).$

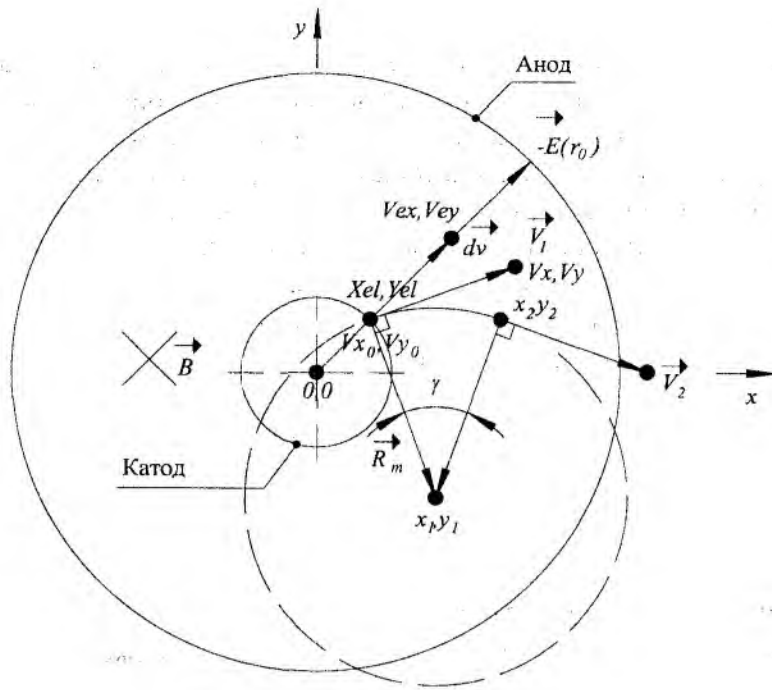


Рис. 2

Работа функции «Ang» рассмотрена ниже. В таблице 1 показано, как рассчитать вектор скорости, которую обретает электрон в электрическом поле без учёта магнитного. Ниже приведены выражения для определения координаты и модуля вектора скорости:

$$V_x = V_{x0} + V_{ex}, \quad (4)$$

$$V_y = V_{y0} + V_{ey}, \quad (5)$$

$$V = \sqrt{(V_x - V_{x0})^2 + (V_y - V_{y0})^2}. \quad (6)$$

Графическая интерпретация векторов скорости, обусловленных действием электрического и магнитного полей, представлена на рис. 2.

Рассмотрим влияние магнитного поля на движение заряженной частицы. При этом предполагается, что электрическое поле отсутствует. Определим необходимые параметры, используя следующие выражения:

$$\gamma = e \cdot B \cdot \sin(\alpha) \cdot \Delta t / m, \quad (7)$$

$$R_m = v \cdot m / (e \cdot B \cdot \sin(\alpha)). \quad (8)$$

В соответствии с (7) определим угол γ , на который поворачивается электрон в магнитном поле за определённое время относительно центра вращения x_1, y_1 . Так как выражение (7) не содержит скорости, можно предположить, что электроны, имеющую любую скорость, будут поворачиваться на один и тот же угол, который зависит только от электромагнитной индукции и интервала времени. В соответствии с (8) получим радиус окружности, по которой будут двигаться электроны. Вектор скорости направлен по касательной к этой окружности, следовательно, перпендикулярно её радиусу. Схематическое изображение этого процесса представлено на рис. 3 (а). Используя информацию о векторе скорости и тот факт,

что скалярное произведение взаимно перпендикулярных векторов равно нулю, можно поставить локальную задачу определения координат x_1, y_1 конца радиуса вращения электрона. В этом случае имеем следующую систему уравнений:

$$\begin{cases} (V_x - V_{x_0}) \cdot (X_{el} - x_1) + (V_y - V_{y_0}) \cdot (Y_{el} - y_1) = 0, \\ (X_{el} - x_1)^2 + (Y_{el} - y_1)^2 = R_m^2. \end{cases} \quad (9)$$

В результате выполненных алгебраических преобразований получаем две пары значений x_1, y_1 . Неопределённость можно проиллюстрировать рисунком 3 (б). Математика не даёт возможности однозначно установить координаты без физической интерпретации.

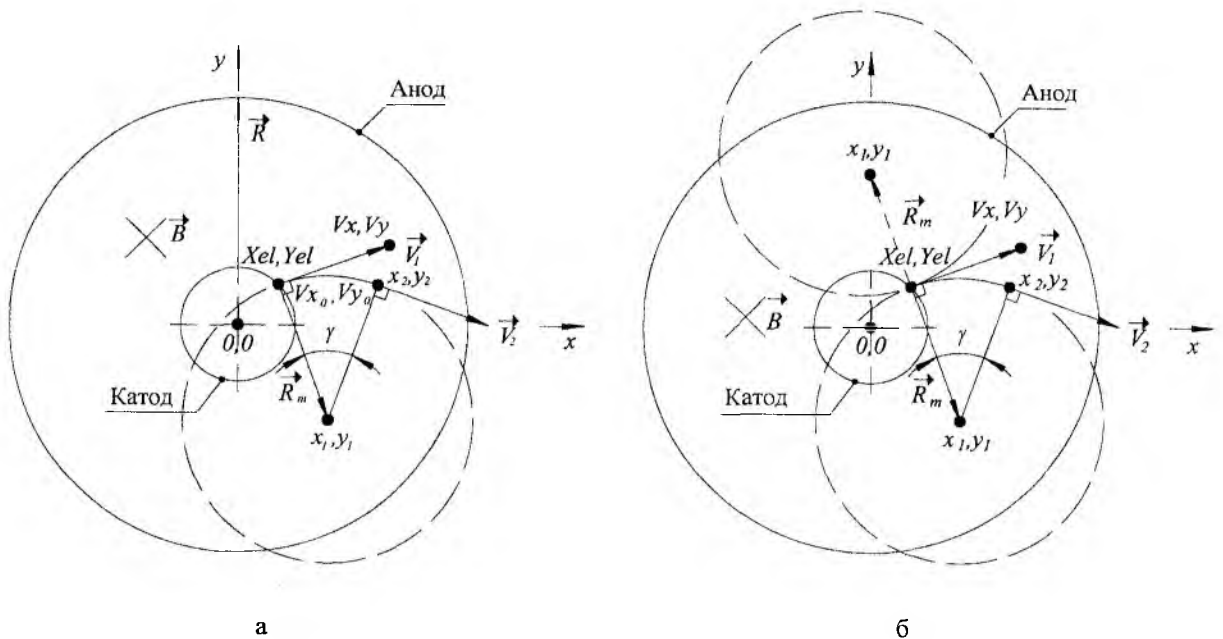


Рис. 3

Радиус \vec{R}_m был проведен перпендикулярно вектору скорости. Электрон движется в соответствии с правилом «правой руки», поэтому абсолютный угол вектора радиуса, проведенного от электрона к центру окружности траектории, всегда будет больше абсолютного угла вектора скорости на $\pi/2$. Это и будет критерием оценки. Для внедрения предложенного критерия необходимо ввести систему абсолютных углов с учётом возможных полных оборотов (рис. 4) при помощи специальной функции «Ang». Входными данными для неё будут координаты вектора (формальные параметры $xxx1, yyy1$ – начало, $xxx2, yyy2$ – конец), а выходными – абсолютный угол Ang . Она реализована согласно таблице 2. Принцип её использования представлен на рис. 5.

Таблица 2

Условие	Ang
$xxx2 > xxx1$ и $yyy2 > yyy1$	$Ang = \text{ArcTg}((xxx2 - xxx1) / (yyy2 - yyy1))$
$xxx2 > xxx1$ и $yyy2 < yyy1$	$Ang = \pi - \text{ArcTg}((xxx2 - xxx1) / (yyy1 - yyy2))$
$xxx2 < xxx1$ и $yyy2 < yyy1$	$Ang = \pi + \text{ArcTg}((xxx1 - xxx2) / (yyy1 - yyy2))$
$xxx2 < xxx1$ и $yyy2 > yyy1$	$Ang = 2 \cdot \pi - \text{ArcTg}((xxx1 - xxx2) / (yyy2 - yyy1))$

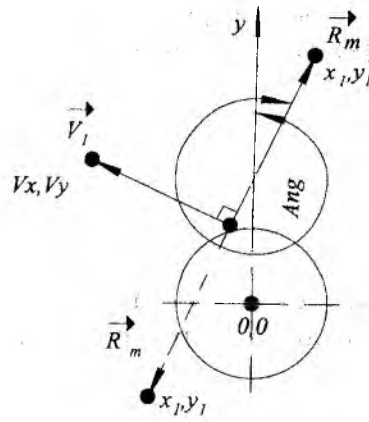


Рис. 4

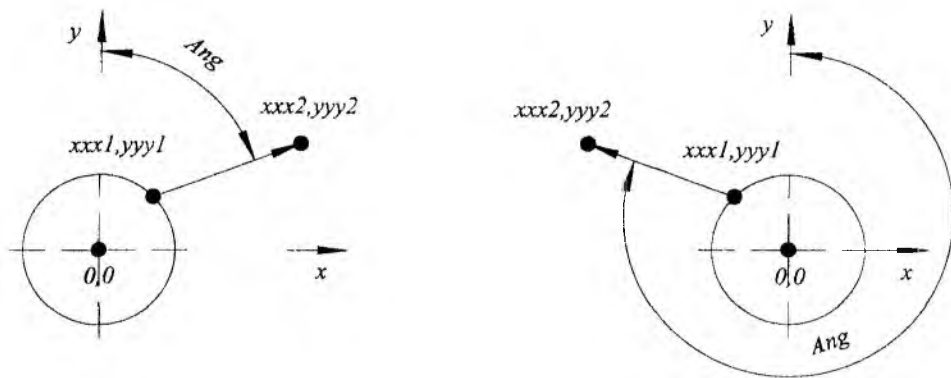


Рис. 5

Если выяснить угол вектора скорости, то угол вектора магнитного радиуса автоматически становится известным. Таким образом, локальную задачу определения координат x_1 , y_1 конца радиуса оборота электрона можно считать решённой.

Используя скалярное произведение радиусов до и после поворота, ставим следующую локальную задачу определения координат радиуса x_2 , y_2 после его поворота вокруг точки x_1 , y_1 на угол γ . Для её решения составляем систему уравнений:

$$\begin{cases} (x_2 - x_1)^2 + (y_2 - y_1)^2 = R_m^2, \\ (X_{el} - x_1) \cdot (x_2 - x_1) + (Y_{el} - y_1) \cdot (y_2 - y_1) = R_m^2 \cdot \cos \gamma. \end{cases} \quad (10)$$

В результате выполненных алгебраических преобразований получаем четыре пары значений x_2 , y_2 . Неопределённость можно пояснить рисунком, аналогичным рис. 3 (б). Математика не позволяет однозначно установить координаты без физической интерпретации. Радиус в данной конфигурации полей всегда поворачивается по часовой стрелке, поэтому его следующий угол всегда будет больше предыдущего на γ . Это и будет критерием оценки правильных координат. Для реализации предложенного выше метода используем несколько иной принцип, чем при определении координат центра окружности, по которой двигался электрон. В данном случае будет удобнее записать все возможные варианты в двумерный массив, а потом сравнивать с критерием. Это целесообразно, поскольку мы не знаем, какая может быть разница между вариантами, а она иногда еле заметна. С другой стороны, выбор неверных координат вызывает сбой в программе и делает её непригодной для дальнейших исследований.

Локальную задачу определения координат x_2, y_2 конца радиуса оборота электрона после поворота на угол γ можно считать решённой. Начальные координаты вектора скорости изменяются в соответствии с положением электрона.

Следующая локальная задача заключается в определении координат V_x, V_y вектора скорости (рис. 6), который после оборота электрона изменил своё направление.

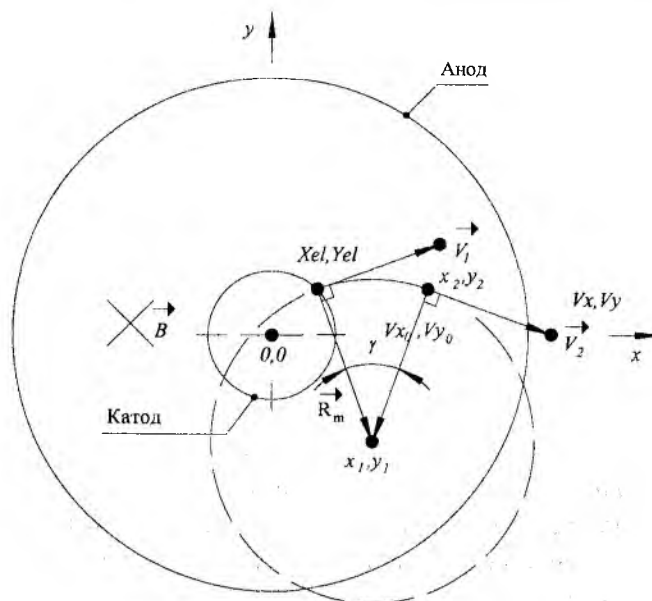


Рис. 6

Для её решения составим систему уравнений опираясь на равенство нулю скалярного произведения вектора скорости частицы и вектора магнитного радиуса. Данная система имеет следующий вид:

$$\begin{cases} (x_1 - x_2) \cdot (V_x - V_{x_0}) + (y_1 - y_2) \cdot (V_y - V_{y_0}) = 0, \\ (V_x - V_{x_0})^2 + (V_y - V_{y_0})^2 = V^2. \end{cases} \quad (11)$$

В результате выполненных алгебраических преобразований получаем две пары значений V_x, V_y . Неопределённость можно пояснить рисунком, аналогичным рисунку 3 (б). Математика не позволяет однозначно установить координаты без физической интерпретации. В данном случае целесообразно воспользоваться способом, который был успешно применён при установлении однозначности координат после решения системы 9.

Локальную задачу моделирования движения электрона в магнитном поле можно считать решённой. Далее электрон перемещается в точку с координатами x_2, y_2 и повторяется расчёт для определения его следующего состояния.

Анализ работы программы

Наш метод расчёта сравнивался с известным методом Рунге-Кутты четвёртого порядка [4]. Для этого были написаны две программы: одна с использованием метода Рунге-Кутты четвёртого порядка, а другая – на основе предлагаемого подхода. Сравнение работы обеих программ показало, что точность обоих методов существенно зависит от шага по времени. При этом программа, написанная с применением предлагаемого метода, работает значительно быстрее. Так, например, расчёт траектории движения электрона за 20 нс при прочих равных условиях был проведен быстрее в 2,5 раза.

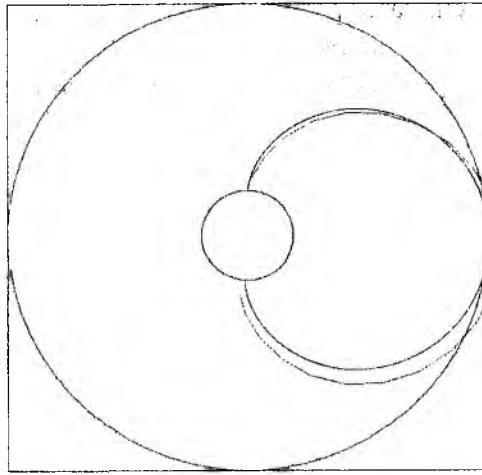


Рис. 7

Рассмотрим оценку точности расчётов для одной из тестовых задач. Пусть электрон с нулевой начальной энергией двигался в стационарных скрещенных полях в течение одного циклотронного периода. Определим энергию этого электрона в конце пути. Известно, что энергия электрона с нулевой начальной энергией при возврате на катод в стационарном поле должна быть равна нулю. Программа, написанная по методу Рунге-Кутты четвёртого порядка, для этого случая даёт значение 5,9 эВ. Программа на основе предлагаемого метода даёт значение 0,3 эВ, что в 20 раз точнее. При этом на последнем шаге применяется линейная аппроксимация, позволяющая оценить значения параметров при ударе с ещё более высокой точностью. Так, для описанного выше случая значение энергии электрона при ударе о катод равно 0,007 эВ.

На рис. 7 представлены траектории движения электрона, рассчитанные при разных шагах по времени. В каждом случае электрон вылетал из катода и пролетал 0,51 нс. Траектория, рассчитанная при шаге по времени $2 \cdot 10^{-11}$ с, значительно отличается от траектории, рассчитанной для шага по времени 10^{-13} с. Траектории, рассчитанные для шага 10^{-13} с и 10^{-14} с практически неразличимы. Дальнейшее уменьшение шага приводит к незначительному увеличению точности. Следовательно, нецелесообразно выбирать шаг менее 10^{-13} с из-за увеличения времени расчёта.

Выводы

В данной работе построена векторная численная модель для анализа движения электрона в скрещенных статических электрическом и магнитном полях в кинематическом приближении. Она позволяет прогнозировать состояние электрона в любой момент времени с определённой точностью, которая существенно зависит от шага дискретизации процесса по времени. Сравнение предлагаемого подхода с известными численными методами показывает его преимущество как по точности вычисления, так и по скорости счёта.

Список литературы: 1. П.Л. Капица. Электроника больших мощностей. М.: АН СССР, 1962. 2. Электронные сверхвысокочастотные приборы со скрещенными полями. Т. 1: Пер. с англ. / Под ред. М.К. Федорова. М.: ИЛ, 1961. С. 451 – 461. 3. Поттер Д. Вычислительные методы в физике. М.: Мир, 1975. 391 с. 4. Д. Мак-Кракен, У. Дорн. Численные методы и программирование на фортране. М.: МИР, 1977. 579 с.

ОБОСНОВАНИЕ ВОЗМОЖНОСТИ РЕГЕНЕРАЦИИ МОЩНЫХ ЭВП. 1. АНОДНАЯ ЗАМЕДЛЯЮЩАЯ СИСТЕМА

В настоящее время проблема развития электровакуумных приборов (ЭВП) СВЧ связана с одной стороны с совершенствованием конструкций и электрического режима работы данных приборов, а с другой – с упрощением технологического процесса их изготовления. Но из-за достаточно малого финансирования работы по созданию новых приборов ведутся не столь активно. Учитывая значительное количество сгоревших приборов, а также экономическую «невыгодность» их утилизации, процесс их восстановления является единственным эффективным путем решения проблемы воспроизводства данных приборов. Такой путь восстановления работоспособности приборов, получивший название регенерация ЭВП СВЧ, доказал свою экономическую целесообразность [1]. Однако в существующей концепции проектирования и разработки ЭВП СВЧ регенерации приборов не уделялось отдельного внимания и поэтому весь цикл их конструирования проходил без учета последующего возможного восстановления с целью повторного их использования в радиоэлектронной аппаратуре. Этот путь эффективно может быть применён к мощным магнетронам, которые длительное время выпускались промышленностью и продолжают эффективно эксплуатироваться в существующих радиоэлектронных системах, но в силу разных причин потерявших работоспособность.

В самой общей формулировке анодная система ЭВП – это электрод, являющийся приёмником электронов и имеющий положительный потенциал относительно катода. Конструктивные особенности и материал анодного узла (системы) определяются спецификой его работы в приборе. Помимо «чисто электронной» функции анод магнетрона обеспечивает отвод выделяющейся на нём мощности посредством теплоизлучения, теплопроводности, конвекции воздуха или с помощью систем охлаждения. В рассматриваемых мощных ЭВП применяются, как правило, медные аноды с принудительным, воздушным или водяным охлаждением, в зависимости от мощности прибора. В конструкциях анодов используется обычно бескислородная медь, обладающая чрезвычайно высокой теплопроводностью, газонепроницаемостью и механическими свойствами, позволяющими, в частности, изготавливать их методом пластических деформаций.

Достаточно универсальна роль анодной системы в приборах М-типа (магнетроны, амплитроны и др.). Дело в том, что в этих приборах анод и катод образуют рабочее пространство прибора, в котором одновременно реализуются все основные физические процессы, происходящие при взаимодействии электронного пучка с СВЧ-полем, включая фокусировку электронного потока, подпитку его за счёт вторичной эмиссии, обеспечение условий синхронизма электронов с ВЧ-полем, отдачу ВЧ-энергии в нагрузку, сбор отработавших электронов и т.д..

По существу анодные системы определяют диапазон частот, мощность, КПД, коэффициент усиления, устойчивость работы прибора и целый ряд других рабочих параметров, включая габариты и массу. Такая многофункциональность, сочетаемая с требованиями высокой надёжности и долговечности, как показывает практика, обуславливает сложность их конструкции, необходимость использования особо ценных материалов, высокий уровень технологии. Это делает анодный узел одним из самых дорогостоящих в общей конструкции ЭВП, поэтому анализ и обоснование возможности вторичного использования анодных узлов – одна из основных задач в общей проблеме регенерации. Общая методика регенерации магнетронных генераторов, включая перечень технологических операций, рассмотрена в [2].

Применительно к не пакетированным магнетронам таблица относительной стоимости изготовления различных узлов выглядит следующим образом.

Т а б л и ц а

№ п/п	Наименование узлов	Цена
1.	Катодный узел	0,1
2.	Замедляющая система	0,45
3.	Вывод энергии и армировочные детали	0,10
4.	Сборка	0,25
5.	Динамическая настройка	0,07
6.	Сдача ОТК и представителю заказчика	0,01

Это даёт возможность определить экономическую целесообразность проведения работ по восстановлению приборов. Анодные системы (блоки), как известно, представляют собой функционально чрезвычайно важную [3-6] и дорогостоящую часть ЭВП (практически половину стоимости прибора), тем важнее значимость их регенерационных технологий.

В процессе эксплуатации анодные блоки подвергаются воздействию различных физико-химических факторов. К ним относятся, прежде всего, термохимические напряжения и тепловые эффекты, возникающие вследствие бомбардировки электронным потоком рабочих поверхностей электродов, в особенности в импульсном режиме [7,8]. При этом могут иметь место электронная эрозия участков поверхности, проплавление и соответственно необратимая деформация. Рассмотрим основные физико-химические факторы и процессы, влияющие на состояние анодных узлов мощных ЭВП в процессе их эксплуатации. В первую очередь к ним, безусловно, следует отнести теплофизические процессы. Именно анод в магнетронах принимает основной поток электронов, вылетевших из катода и прошедших предварительно те или иные системы фокусировки и управления. Электрон, получивший определённый запас кинетической энергии в результате предварительно ускорения, при ударе о поверхность анода отдаёт свою энергию в виде тепла, реализуя процесс так называемой электронной бомбардировки. В ряде мощных электронных приборов, например амплитронах и магнетронах, интенсивность такой бомбардировки настолько велика, что вызывает эрозию поверхности анода, обращённой к электронному потоку. Поэтому нередко на ламели резонаторной системы наносятся защитные покрытия из тугоплавких металлов, например вольфрама, а сами ламели изготавливаются в виде трубок (бугелей), внутри которых протекает охлаждающая жидкость.

Процесс эрозии и напыления на торцы ламелей приводит к изменению их геометрических размеров. Как показано в работе [9], напыление, если рассматривать его как увеличение геометрических размеров, не приводит к существенным изменениям, хотя не исключает процесса очистки АЗС при регенерации.

Так как основной характеристикой замедляющей системы является дисперсионная характеристика, остановимся на рассмотрении этой характеристики, при некоторых возможных деформациях ламелей, что схематично изображено на рис. 1.

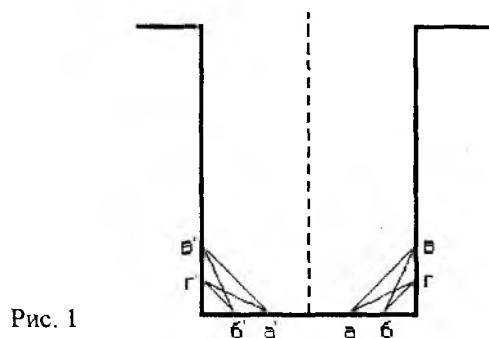


Рис. 1

Для этого воспользуемся подходом, изложенным в [10], и выберем к примеру обычную систему без связей со щелевым резонатором, так как для данных расчетов тип резонатора не является критичным. Поскольку мы будем рассматривать профиль окончания ламели на границе с пространством взаимодействия, процедура расчета дисперсионной характеристики ЗС сводится к нахождению корней резонансного уравнения (справедливого как для обычного магнетрона, так и обращенного):

$$Y_{np} + Y_{npus} = 0. \quad (1)$$

Проводимость пространства взаимодействия КМ определяется по формуле [11]:

$$Y_{np} = \frac{1}{377} \frac{Nh}{2\pi a} \sum_{m=-\infty}^{\infty} \left(\frac{\sin \gamma \theta}{\gamma \theta} \right)^2 \frac{Z_{\gamma}(kr_a)}{Z'_{\gamma}(kr_a)}, \quad (2)$$

где N – число резонаторов;

$\gamma = n + mN$ – номер вида (моды) колебания;

m – целое число;

n – номер основного вида колебания;

h – высота анодного блока,

k – волновое число, которое является корнем уравнения (1);

Z_{γ} и Z'_{γ} – функции, которые определяются выражениями [10]:

$$Z_{\gamma}(kr_a) = J_{\gamma}(kr) - \frac{J'_{\gamma}(kr_k)}{N'_{\gamma}(kr_k)} N_{\gamma}(kr); \quad Z'_{\gamma}(kr_a) = J'_{\gamma}(kr) - \frac{J_{\gamma}(kr_k)}{N_{\gamma}(kr_k)} N'_{\gamma}(kr),$$

где $J_{\gamma}, N_{\gamma}, J'_{\gamma}, N'_{\gamma}$ – Функции Бесселя и Неймана и их производные порядка γ ;

r_k – радиус катода магнетрона;

r – текущая координата.

Проводимость щелевого резонатора определяется выражением [10]:

$$Y_{pez} = -\frac{1}{377} \frac{h}{d} ctgkl, \quad (3)$$

где d – ширина щели,

l – высота щелевого резонатора.

Пересчет проводимости резонатора к общей границе с пространством взаимодействия, т.е. учет скоса (выбоины), будем производить по формуле:

$$Y_{npus} = Y_{ob} \frac{Y_{oa} C_2 - Y_{pez} C_4}{Y_{pez} C_3 - Y_{oa} C_1}, \quad (4)$$

где $Y_{oa} = \frac{1}{377} \frac{l_a}{2\theta a}$; $Y_{ob} = \frac{1}{377} \frac{h}{2\theta b}$;

$$C_1 = J_0(ka)N_1(kb) - J_1(kb)N_0(ka); \quad C_2 = J_0(kb)N_0(ka) - J_0(ka)N_0(kb);$$

$$C_3 = J_1(ka)N_1(kb) - J_1(kb)N_1(ka); \quad C_4 = J_0(kb)N_1(ka) - J_1(ka)N_0(kb),$$

здесь $a = r_a - \frac{\tau}{2 \sin \frac{\psi}{2}}$; $b = r_l - \frac{\tau}{2 \sin \frac{\psi}{2}}$,

где ψ – центральный угол лопаточного резонатора;

2θ – центральный угол, соответствующий одной щели, определяется выражением:

$$\theta = \frac{\pi}{N} - \frac{\tau}{2r_a},$$

τ – толщина ламели;

r_a – радиус анода;

r_l – радиус ламели;

w – расстояние между ламелями.

Результаты вычислений представлены на рис. 2. Кривая 1 (обозначенная кружками) на обоих графиках характеризует ход дисперсионной характеристики для недеформированного окончания ламели. Кроме этого на графиках представлены кривые при фиксированной длине скоса окончания ламели в радиальном направлении (0,01см на рис. 2а и 0,03 см на рис. 2б) и двух различных длинах скоса в азимутальном направлении (0,01см и 0,03см соответственно обозначенные 3 и 2).

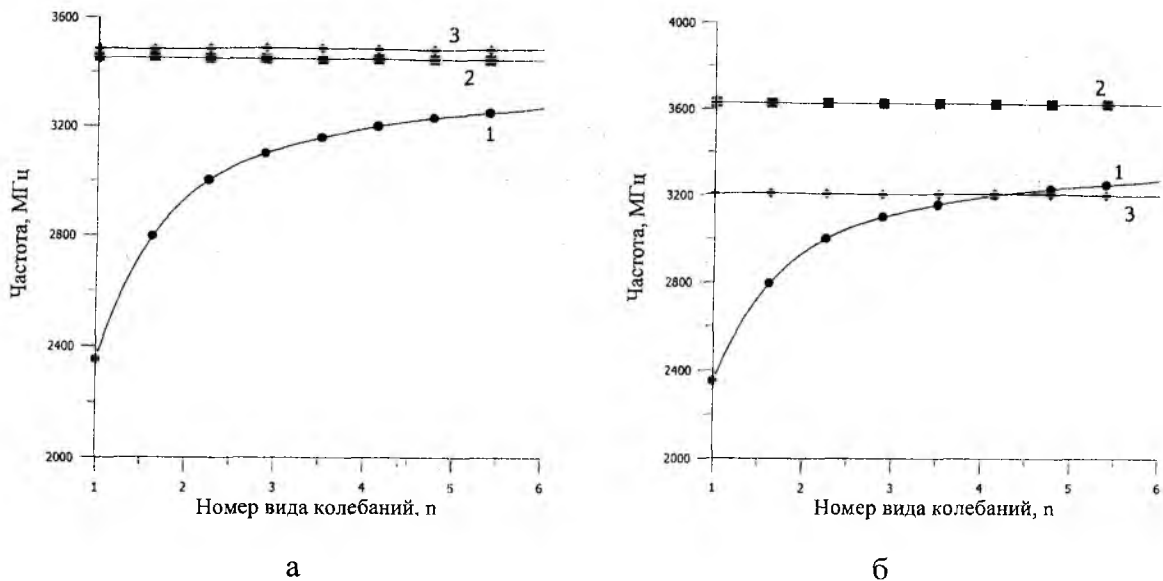


Рис. 2

Таким образом из графиков следует, что деформации торцов ламелей существенно влияют на ход дисперсионной характеристики, а следовательно на уход рабочей частоты. Поэтому анодную систему с деформированными торцами ламелей вторично лучше не использовать. Такие деформации возможны при нарушении режима охлаждения прибора. Поэтому тепловой режим работы прибора играет важнейшую роль.

Как известно, условия нагрева поверхности анодной системы электронным потоком в условиях работы прибора в непрерывном и импульсном режимах принципиально отличаются [12]. Основной фактор, ограничивающий увеличение импульсной мощности ЭПВ – это разрушение металла импульсным нагревом. Обычно приборы работают в импульсных режимах на скважностях 100-1000. Поверхностный слой металла АЗС быстро нагревается за время каждого импульса, и его температура поднимается в зависимости от продолжительности импульса и условий охлаждения до температуры $T_0 + \Delta T$. После прохождения импульса металл начинает охлаждаться, но время охлаждения металла больше, чем время, через которое следует следующий импульс. Такая быстрая смена температурных состояний вызывает напряжения в тонком поверхностном слое металла и при частом повторении импульсов приводит к микротрещинам. Микротрещины в свою очередь резко затрудняют передачу тепла и ведут к увеличению температуры. При этом поверхностный слой начинает испаряться и плавиться. Испарившийся металл оседает на изоляторы и катод, что соответственно приводит к пробоям и отравлению катода. Далее прибор не пригоден к эксплуатации.

Прибавка температуры за время длительности импульса определяется по формуле [12]:

$$\Delta T = \frac{0,27P\sqrt{\tau}}{\sqrt{\rho\lambda c}}, \quad (5)$$

где P – удельная мощность электронного потока, Вт/(см²с);

τ – удельная теплопроводность вещества, кал/смс;

c – удельная теплоёмкость вещества, кал/(гС⁰);

ρ – плотность вещества, г/см².

Это соотношение выведено при условии, что входящие в формулу величины не меняются с температурой. Кроме того, оно не учитывает глубину проникновения электронов в металл, однако с увеличением глубины проникновения электронов в металл снижается ΔT .

Для характеристики этого снижения вводится функция: $G(\frac{\delta}{\sqrt{a\tau}})$, в которой δ – глубина проникновения (см), $a = \frac{\lambda}{\rho c}$ – температуропроводность металла (см/с).

Тогда с учётом (5) для ΔT будем иметь:

$$\Delta T(\delta) = \frac{0,27P\sqrt{\tau}}{\sqrt{\rho\lambda c}} G\left(\frac{\delta}{\sqrt{a\tau}}\right), \quad (6)$$

где значение $G(\frac{\delta}{\sqrt{a\tau}})$ находится из графиков [12], в частности для меди $\delta = 5,87 * 10^{-3}$ см.

Расчёты, проведённые для медных анодных блоков импульсных магнетронов МИ-29 и МИ-285, показывают, что при удельных импульсных мощностях на поверхности 73,5кВт/см² и 76,9кВт/см² и длительностях импульсов 2,5мкс и 3,3 мкс соответственно, прибавка температуры составит 37⁰С и 44⁰С.

В случае не импульсного, а постоянного электронного потока температура поверхности металла определяется по формуле:

$$T_2 = \frac{d}{\lambda} P + T_1, \quad (7)$$

где d – толщина металла;

T_1 – температура охлаждаемой жидкости.

Чтобы уменьшить T_2 при заданном P , надо снизить T_1 и уменьшить толщину металла. В случае же импульсного нагрева такой путь неэффективен, так как за время импульса тепло не успевает дойти до охлаждаемой поверхности.

Расчёты в [12] показывают, что за время импульса порядка 2 мкс тепло успевает пройти вглубь металла на расстояние менее 0,1 мкм, и только при длительности 2 мс это расстояние возрастает до 1 мкм.

С точки зрения задач регенерации полезно также знать зависимость допускаемой импульсной мощности ЭВП от срока службы (для $\Delta T > \Delta T_6$) [12]:

$$P\sqrt{\tau} = \frac{\sqrt{\lambda\rho c}}{0,27} \left[\frac{0,0723U}{\lg N + \lg \frac{U}{U - 50T_0} + 1,22} - T_0 \right], \quad (8)$$

где U – теплота испарения, кал/моль;

T_0 – постоянная составляющая температуры;

N – количество импульсов;

ΔT_6 – безопасная амплитуда импульсной температуры.

Из работы [12] следует, что приближенная оценка безопасной амплитуды импульсной температуры ΔT_6 определяется по формуле:

$$\Delta T_6 = \frac{2\delta_r}{\alpha E}, \quad (9)$$

где δ_r – предел текучести (при растяжении отожжённого металла при 20⁰С);
 α – коэффициент линейного растяжения при 20⁰С;
 E – модуль упругости 20⁰С.

В частности для меди и вольфрама эта температура, по приведённой формуле, равна соответственно 110⁰С и 843⁰С.

Формулы (5-9) дают возможность по выходной мощности определить амплитуду импульсной температуры, сравнить её с безопасной амплитудой, сопоставить долговечность регенерированной АЗС (с учётом проработанного времени, до регенерации). При импульсном режиме работы предельно допустимые температуры должны иметь более низкие значения, так как при таком режиме работы происходит быстрое накопление неоднородностей внутри металла и резкое нарастание температуры частиц, бурному испарению которых способствуют появляющиеся трещины.

Достаточно важным параметром теплового режима анода является безопасная температура. Существует два подхода к определению этой величины. Первый – это температура, ниже которой не происходит отравление катода парами меди. Безопасной температурой считается температура, при которой за определённое время с поверхности анода испарится монослой металла. Как следует из [12], для меди безопасная температура составляет приблизительно 500⁰С, при этом монослой испарится за 30000 часов. Второй способ связан с образованием проводящих плёнок на изоляторах. Безопасной температурой считается такая, при которой толщина осаждённой плёнки будет не более 100мкм. По этой методике для меди эта величина составляет приблизительно 550⁰С.

Например для импульсного магнетрона МИ-262, работающего при удельной импульсной мощности 87500Вт/см² и длительности импульса 4*10⁶, расчётная долговечность во много раз превышает долговечность по ТУ, с учётом отработанного срока до регенерации. В реально работающих конструкциях температура анодных блоков менее 500⁰С, следовательно, она удовлетворяет требованиям безопасной температуры. Таким образом, из всего выше сказанного следует, что если при эксплуатации прибора не был допущен его перегрев и прибор не получил механических повреждений, то анодная система может быть успешно использована вторично.

Список литературы: 1. Чурюмов Г.И., Копоть М.А., Козорезов Г.Г. Концепция развития электровакуумных приборов (ЭВП) СВЧ: от проектирования до регенерации // Материалы 1-го Междунар. радиоэлектронного форума «Прикладная радиоэлектроника. Состояние и перспективы развития.»: Сб. науч. трудов. Харьков: ХНУРЭ. 2002. С. 353 – 355. 2. Козорезов Г.Г., Копоть М.А., Чурюмов Г.И. Подход к вопросам регенерации магнетронных генераторов // Сб.науч. трудов 7-ой Междунар. конф. «Теория и техника передачи, приёма и обработки информации»: Харьков: ХТУРЭ, 2001. С. 465 – 468. 3. Силин Р.А., Сазонов В.П. Замедляющие системы. М.: Сов. радио, 1966. 632 с. 4. Тараненко З.И., Трохименко Я.К. Замедляющие системы. Киев: Техника, 1965. 307 с. 5. Замедляющие системы: Обзоры по электронной технике / Под ред. Р.А. Силина. 1972. Вып. 1(53). Ч. 1 и 2. 6. Электронные сверхвысокочастотные приборы со скрещенными полями / Пер. с англ.; Под ред. М.М. Федорова. М.: 1961. Т. 1. 456 с. и Т. 2. 471 с. 7. Захаров М.И. Нагрев тела импульсным электронным потоком // Электронная техника. 1971. Сер. 1. Вып. 11. С. 12 – 22. 8. Хмара В.А. К вопросу о долговечности материала анода мощных импульсных электронных приборов // Электронная техника. 1971. Сер.1. Вып.1. С. 77 – 82. 9. Нікітенко О.М. Проектування резонаторної системи магнетронів // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 1999. Вип. 109. С. 103 – 109. 10. Магнетроны сантиметрового диапазона: Пер. с англ. Под ред. С.А. Зусмановского. М.: Сов. радио, 1950. Т. 1. 420 с. 11. Шлиффер Э.Д. Расчет и проектирование коаксиальных и обращенно-коаксиальных магнетронов. М.: Изд. МЭИ, 1991. 167 с. 12. Коваленко В.Ф. Теплофизические процессы и электровакуумные приборы. М.: Сов. радио, 1975. 216 с.

А. В. ВАСЯНОВИЧ, канд. физ.-мат. наук, А. В. ГРИЦУНОВ, канд. техн. наук,
А. Н. НИКИТЕНКО, канд. техн. наук, М. О. ХОРУНЖИЙ

ОБЩИЕ ПРИНЦИПЫ ПОСТРОЕНИЯ СПЕКТРАЛЬНЫХ МОДЕЛЕЙ СВЧ-ПРИБОРОВ

В работах [1–9] изложены общие подходы к спектральному моделированию СВЧ-приборов, содержащих замедляющую систему (ЗС) и электронный поток. Рассмотрен математический аппарат таких моделей, главным образом в части, касающейся расчета соленоидальных полей ЗС, а также методика решения полученных уравнений. Настоящая статья обобщает и завершает данную тематику. В ней описываются некоторые характерные особенности методологии разработки спектральных моделей радиофизических систем, а также их программной реализации. «Сверхзадачей» является минимизация уровня модельных шумов, ограничивающих способность спектральных алгоритмов обнаруживать слабые гармонические компоненты в спектре выходного сигнала. Кроме того, сюда сведены некоторые подробности расчета вихревых и потенциальных полей, которые не были конкретизированы в предыдущих работах. Основное внимание уделено системам магнетронного типа. Несмотря на это, многие нижеизложенные проблемы являются универсальными, а большинство описанных далее уравнений и алгоритмов путем незначительной модификации могут быть адаптированы для численного анализа других радио- и электрофизических установок (например, приборов О-типа или ускорителей заряженных частиц).

Как известно, времязависимый (transient) алгоритм решения нелинейных нестационарных уравнений метода самосогласованного поля включает в себя циклическое повторение трех основных действий: а) моделирования динамики электронного потока; б) вычисления потенциальных составляющих электрического поля в системе; в) расчета соленоидальных компонент электрического (а в релятивистских моделях – и магнитного) поля с синхронным приращением временной координаты на так называемый временной шаг модели Δt . Рассмотрим поочередно каждую из перечисленных частей алгоритма. Ограничимся нерелятивистским приближением и моделями первого и второго уровня [1], основанными на расчете соленоидального поля ЗС соответственно методами мгновенных значений и комплексных амплитуд.

Динамика частиц. Моделирование временной динамики электронного потока в скрещенных полях с использованием подхода Эйлера заключается в решении кинетического уравнения (уравнения Больцмана) для функции распределения электронов в фазовом пространстве координат и скоростей (\vec{r}, \vec{v})

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \vec{v} \operatorname{grad}_{\vec{r}} \rho + \eta(\vec{E} + [\vec{v}\vec{B}]) \operatorname{grad}_{\vec{v}} \rho = \left(\frac{\partial \rho}{\partial t} \right)_{coll}, \quad (1)$$

которое в предположении бесстолкновительной плазмы, типичном для большинства систем с электронными потоками [10], переходит в уравнение Власова

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \vec{v} \operatorname{grad}_{\vec{r}} \rho + \eta(\vec{E} + [\vec{v}\vec{B}]) \operatorname{grad}_{\vec{v}} \rho = 0, \quad (2)$$

где $\rho(t, \vec{r}, \vec{v})$ – плотность объемного заряда в фазовом пространстве; η – отношение заряда электрона к его массе ($\eta < 0$); $\vec{E}(t, \vec{r})$ и $\vec{B}(t, \vec{r})$ – напряженность электрического и индукция магнитного полей; $(\partial \rho / \partial t)_{coll}$ – член, учитывающий изменение функции ρ в результате взаимных столкновений (collision) частиц. Функция $\vec{E}(t, \vec{r})$ должна включать в себя как потенциальную, так и соленоидальную составляющие электрического поля.

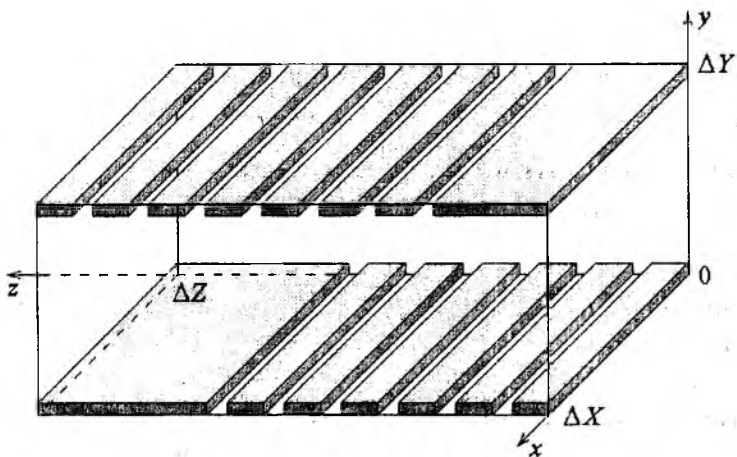


Рис. 1

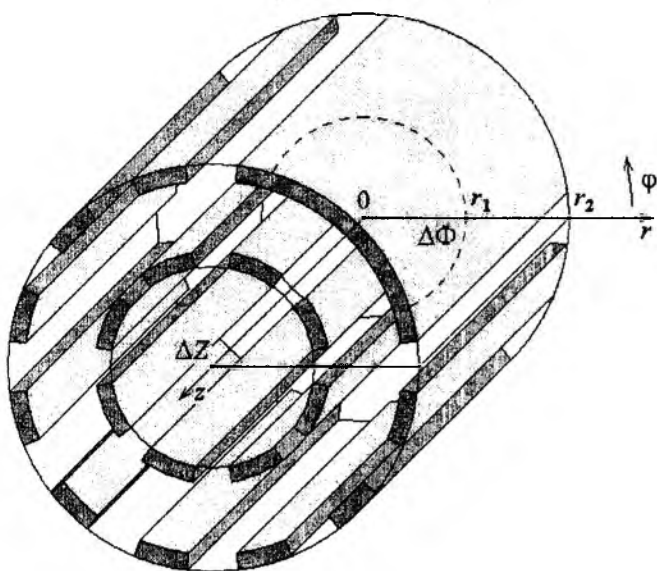


Рис. 2

Большинство численных моделей СВЧ-приборов, содержащих электронные потоки в вакууме, не используют подход Эйлера. Это связано с рядом вычислительных проблем, возникающих при интегрировании уравнений (1) и (2). Тем не менее, данный метод может оказаться перспективным в будущем, при разработке «истинно» спектральных моделей таких приборов [11].

В альтернативном подходе Лагранжа решается уравнение движения (второе уравнение Ньютона) для координат отдельных частиц

$$\frac{d^2 \vec{r}}{dt^2} = \eta(\vec{E} + [\vec{v}\vec{B}]). \quad (3)$$

В качестве таковых практически всегда используются так называемые макрочастицы – конгломераты электронов, характеризующиеся коэффициентом кратности K_q , определяемым как отношение заряда макрочастицы q_0 к заряду электрона e . Данный коэффициент может быть одним и тем же для всех макрочастиц в системе или иметь индивидуальное значение для каждой частицы. Соответственно различают модели с фиксированным и переменным зарядом макрочастиц [12, 13]. В литературе их называют

также PIC-алгоритмами [14]. Переменный заряд частиц используется, когда в приборе отсутствуют эмиттеры электронов с изначально заданной плотностью тока, наподобие термоэмиссионного катода или пушки.

Для интегрирования уравнения (3) следует предварительно выбрать систему координат. Поскольку существуют две типовые конструкции устройств со скрещенными полями – прямоугольная (линейная) и цилиндрическая (свернутая), разложение данного векторного уравнения на ортогональные составляющие необходимо выполнить в обеих соответствующих системах. При этом имеет смысл вместо общепринятых в математике координат ввести так называемые рабочие переменные. В прямоугольной системе координат (рис. 1) они определяются как [13]

$$\begin{aligned} T0 = t, \quad Z0 = x, \quad R0 = y, \quad F0 = z, \quad Q0 = q_0, \\ T1 = \text{tag}, \quad Z1 = dx/dt, \quad R1 = dy/dt, \quad F1 = dz/dt, \quad Q1 = q_0/m_0, \end{aligned} \quad (4)$$

где t – текущее время; (x, y, z) – декартовы координаты; m_0 – масса макрочастицы. Тег tag описывает некоторые дополнительные свойства частицы, необходимые для анализа процессов в системе на микроуровне. Сюда входит, например, кодировка происхождения макрочас-

тицы (в результате термо- или вторичной эмиссии), а также ее метка, позволяющая следить за траекториями отдельных выбранных частиц.

В цилиндрической системе (рис. 2) рабочие переменные имеют вид

$$\begin{aligned} T0 &= t, & Z0 &= z, & R0 &= r - r_1, & F0 &= r_1 \varphi, & Q0 &= q_0, \\ T1 &= tag, & Z1 &= dz / dt, & R1 &= dr / dt, & F1 &= rd\varphi / dt, & Q1 &= q_0 / m_0, \end{aligned} \quad (5)$$

где (z, r, φ) – цилиндрические координаты; r_1 – внутренний радиус моделируемого пространства. Он может совпадать с радиусом поверхности внутреннего электрода, если последний является гладким, или движение электронов между ламелями расположенной на нем ЗС не учитывается. В противном случае значение r_1 выбирается меньшим, чем радиус поверхности внутреннего электрода (как на рис. 2).

Рабочие переменные позволяют, насколько возможно, единообразно определить положение частицы относительно электродов и тем самым унифицировать ряд программных модулей для обеих геометрий моделируемой системы. Пакет рабочих переменных (4) или (5) называется дескриптором макрочастицы. Это своего рода «паспорт» частицы, полностью описывающий ее состояние и сохраняющийся в памяти компьютера на протяжении всего времени жизни данной макрочастицы. Физический смысл рабочих переменных приведен в [13].

В терминах этих переменных составляющие уравнения движения макрочастицы в прямоугольной системе координат записываются следующим образом:

$$\begin{aligned} \frac{dZ1}{dT0} &= (E_x - B_y F1 + B_z R1) \cdot Q1, & \frac{dZ0}{dT0} &= Z1, \\ \frac{dR1}{dT0} &= (E_y + B_x F1 - B_z Z1) \cdot Q1, & \frac{dR0}{dT0} &= R1, \\ \frac{dF1}{dT0} &= (E_z - B_x R1 + B_y Z1) \cdot Q1, & \frac{dF0}{dT0} &= \frac{2\pi}{\Delta Z} F1, \end{aligned} \quad (6)$$

где E_x, E_y, E_z и B_x, B_y, B_z – составляющие напряженности суммарного электрического поля и индукции магнитного поля вдоль координат x, y и z соответственно в месте расположения макрочастицы; ΔZ – длина пространства моделируемой системы (рис. 1).

В цилиндрической системе координат уравнение движения макрочастицы имеет вид:

$$\begin{aligned} \frac{dZ1}{dT0} &= (E_z - B_r F1 + B_\varphi R1) \cdot Q1, & \frac{dZ0}{dT0} &= Z1, \\ \frac{dR1}{dT0} &= \frac{1}{r_1 + R0} F1^2 + (E_r + B_z F1 - B_\varphi Z1) \cdot Q1, & \frac{dR0}{dT0} &= R1, \\ \frac{dF1}{dT0} &= -\frac{1}{r_1 + R0} R1 \cdot F1 + (E_\varphi + B_r Z1 - B_z R1) \cdot Q1, & \frac{dF0}{dT0} &= \frac{r_1}{r_1 + R0} F1, \end{aligned} \quad (7)$$

где E_z, E_r, E_φ и B_z, B_r, B_φ – составляющие напряженности суммарного электрического поля и индукции магнитного поля вдоль координат z, r и φ соответственно в месте расположения макрочастицы.

Дескрипторы всех частиц, находящихся на текущий момент в пространстве системы, хранятся в так называемом базовом массиве частиц (БМЧ). Решение уравнений (6) и (7) целесообразно осуществлять одношаговым методом, например, Рунге-Кутта четвертого порядка. Последний обеспечивает достаточную точность расчета траекторий при размерах временного шага от 1/32 до 1/128 циклотронного периода (в статическом режиме прибора относительное изменение полной энергии частицы за 1000 циклотронных периодов не превышает одного процента). Для того чтобы не пересчитывать и не сохранять состояние системы в промежуточных точках одношагового метода (как это описано, например, в [14]),

можно применить четырехмерную интерполяцию полей с прогнозированием координат всех частиц на конец следующего временного шага (см. далее). Расчет коэффициента кратности макрочастиц в моделях с фиксированным их зарядом целесообразно автоматизировать с использованием методики, изложенной в работе [15]. Практика показала ее эффективность применительно к различным магнетронным приборам.

Потенциальные составляющие электромагнитного поля. В пространстве взаимодействия СВЧ-прибора присутствуют потенциальные составляющие электрического поля от двух источников. Первые – это статические поля электродов, к которым приложены фиксированные или медленно изменяющиеся во времени потенциалы. Вторые – поля объемного заряда электронов, движущихся между этими электродами. Те и другие описываются уравнением Пуассона с граничными условиями первого рода на металлических поверхностях [16]. Тем не менее, учитывая преимущество методов FACR в быстродействии по сравнению с итерационными алгоритмами решения эллиптических уравнений [14] (прямые методы, по-видимому, все еще непригодны при числе узлов сети дискретизации порядка нескольких тысяч), целесообразно разделить уравнения для каждого из указанных источников с последующей суперпозицией полученных решений.

Уравнения Лапласа для статических полей электродов решаются один раз в начале моделирования в предположении единичного потенциала на одном из электродов и нулевого – на всех остальных. Наиболее универсальным для произвольной геометрии пространства прибора является метод последовательной верхней релаксации, который целесообразно дополнить ускорением по Чебышеву [14]. В случае гребенчатых ЗС на катоде или аноде можно воспользоваться аналитическим решением в виде рядов Фурье по координатам, например из работы [17]

$$U(r, \varphi) = A_0 \ln(r/r_1) + \sum_{n=1}^{\infty} \left[(r/r_1)^n + (r/r_1)^{-n} \right] (A_n \sin Nn\varphi + B_n \cos Nn\varphi),$$

где N – количество резонаторов ЗС; A_n и B_n – постоянные интегрирования, зависящие от конкретных граничных условий на катоде и аноде.

Полученные единичные структурные функции напряженности потенциального электрического поля каждого электрода сохраняются в памяти компьютера. В дальнейшем они используются на каждом временном шаге путем умножения на текущий потенциал соответствующего электрода с последующим суммированием полученных произведений по всем электродам прибора.

Уравнение Пуассона для поля объемного заряда решается на каждом временном шаге методом FACR в прямоугольном параллелепипеде (рис. 1) или кольцевом цилиндре (рис. 2) между поверхностями катода и анода. Используются нулевые граничные условия на всех электродах и периодические или зеркальные – в направлении дрейфа электронного потока (в зависимости от того, замкнут поток или разомкнут). Естественно, при этом не учитывается заряд электронов, залетевших в пространство между ламелями, а также расположенных в непосредственной близости к поверхностям электродов (ближе, чем половина размера ячейки сети дискретизации в данном месте). Последний недостаток является существенным при моделировании явлений эмиссии, поэтому необходим дополнительный учет прикатодного заряда, например, на основе закона Гаусса [18].

Соленоидальные составляющие электромагнитного поля. Моделирование соленоидальных составляющих напряженности электрического поля в нерелятивистских алгоритмах осуществляется методом мгновенных значений (так называемые модели первого уровня) или методом комплексных амплитуд (модели второго уровня).

В моделях используются понятия «сигналов» и «волн». В методе комплексных амплитуд «сигнал» – это группа компактно расположенных спектральных составляющих соленоидаль-

ного поля, сосредоточенных вблизи базовой частоты. Таким образом, количество «сигналов» равно суммарному числу учитываемых групп составляющих ВЧ-поля во всех ЗС прибора (или, что то же самое, количеству учитываемых базовых частот). Это количество может быть изначально заданным или меняться в ходе расчетов (если используется так называемый адаптивный метод комплексных амплитуд [11]). В методе мгновенных значений «сигнал» – это группа спектральных составляющих соленоидального поля, расположенных в пределах одной из полос пропускания замедляющей системы. Здесь количество «сигналов» равно суммарному числу учитываемых полос пропускания во всех ЗС прибора.

Понятие «волна» в методе комплексных амплитуд соответствует обычно имеющему место двукратному вырождению нормальных видов ЗС (кроме 0- и π -видов) и бегущих волн. В результате каждому «сигналу» соответствует две «волны», называемые основной и комплементарной. Для приборов стоячей волны (магнетронов) в качестве таковых берутся ортогональные составляющие двукратно вырожденного нормального вида («сигнала»), смещенные в азимутальном направлении на четверть пространственного периода, причем их азимутальные координаты выбираются таким образом, чтобы поле комплементарной «волны» было ортогональным элементу связи с нагрузкой. В этом случае основная и комплементарная «волны» связаны только через электронный поток, что дает возможность решать их уравнения возбуждения независимо друг от друга. Комплементарные «волны» 0- и π -видов не учитываются.

Для приборов бегущей волны под основной и комплементарной понимаются «волны», соответствующие одному и тому же «сигналу», но со взаимно противоположными направлениями групповой скорости. При этом основной считается «волна», передающая энергию от источника в нагрузку, комплементарной – отраженная от нагрузки в сторону источника.

В методе мгновенных значений, когда ЗС рассматривается как колебательная система со многими степенями свободы (в отличие от возможной трактовки ее как единственного многомодового резонатора), все нормальные виды для каждой полосы пропускания, включая вырожденные, получаются в результате решения единственного матричного уравнения возбуждения. Поэтому здесь нет необходимости разделять понятия «сигналов» и «волн». Взамен возникает проблема моделирования связи резонаторов ЗС с источником и нагрузкой.

Изложенная в работах [2], [4–6] общая теория расчета вихревого электромагнитного поля методом мгновенных значений при возбуждении ЗС электронным потоком не учитывала ввода высокочастотной энергии от генератора и вывода ее в нагрузку. Поэтому в статье [7] рассмотрена методика моделирования ввода и вывода энергии для ЗС, возбуждаемой в режиме бегущей волны.

В подавляющем большинстве магнетронных автогенераторов вывод энергии осуществляется из одного резонатора. Как следствие, ЗС магнетрона является неоднородной, и изложенная в работах [2], [4–6] теория к ним, строго говоря, неприменима. Поэтому, во избежание необходимости решения матричного уравнения возбуждения неоднородных цепочек связанных резонаторов в общем виде, можно ограничиться следующим компромиссом. Единичная энергия электрического поля парциального вида резонатора с элементом связи (присвоим ему номер N) предполагается такой же, как и в ненагруженных ячейках. Это вполне допустимо, если устройство связи имеет вид индуктивной петли малых размеров, однако с некоторой погрешностью может быть принято и для других конструкций выходных элементов. Изменение собственной частоты и нагруженной добротности парциального вида N -го резонатора учитывается путем внесения в уравнение возбуждения соответствующей ячейки членов, моделирующих активную R_{ext} и реактивную X_{ext} составляющие эквивалентного сопротивления нагрузки, как это сделано в работе [7] применительно к моделированию реальных ввода и вывода энергии. После этого методика расчета параметров выходного сигнала становится очевидной. Значение R_{ext} может быть оценено по общеизвестным формулам на основе внешней добротности собственного нормального вида ЗС Q_{0ext} , соответствующего основной «волне», и единичной энергии электромагнитного поля этого вида W_0 , а

значение X_{ext} – исходя из той же энергии и изменения частоты указанного вида ω_{0ext} , вызванного добавлением вывода энергии:

$$R_{ext} = \frac{g^2 Q_{0ext}}{2W_0 \omega_0}, \quad X_{ext} = \frac{g^2 \omega_0}{2W_0 \omega_{0ext}^2},$$

где ω_0 – собственная частота вида; g – ширина зазора между ламелями ЗС.

В методе комплексных амплитуд система бегущей волны предполагается идеально согласованной во всей полосе частот каждого сигнала. Отражение от нагрузки моделируется путем ввода комплементарных «волн», входные частоты, амплитуды и фазы которых рассчитываются отдельно, исходя из параметров соответствующих основных «волн» и комплексного коэффициента отражения. Формулы, связывающие параметры немонахроматических входных и выходных сигналов прибора со значениями комплексных амплитуд волн в начале и конце ЗС, аналогичны приведенным в работе [7] для метода мгновенных значений. Единственное отличие состоит в нахождении сопротивления взаимодействия ЗС Z_{0h} для каждой h -й гармонической составляющей входного и выходного сигнала с частотой ω_h . Здесь оно вычисляется путем разложения в ряд Тейлора

$$Z_{0h} = Z_{0b} + \frac{dZ_{0b}}{d\omega} (\omega_h - \omega_b),$$

где индекс b соответствует базовой частоте «сигнала».

Методика расчета мощностей выходных сигналов в автогенераторе стоячей волны исходя из внешних добротностей собственных видов колебаний и текущих значений комплексной амплитуды соответствующих вынужденных видов общеизвестна. Во избежание временного запаздывания вычисленных значений выходных параметров в нестационарном режиме, сглаживание их пульсаций целесообразно выполнять не путем усреднения, а с помощью линейной регрессионной модели, как описано в [19].

Интерполяция полей и раздача зарядов макрочастиц в нестационарных моделях. Важным этапом алгоритма моделирования СВЧ-прибора методом макрочастиц является переход от лагранжевых координат к эйлеровым и наоборот, т.е. распределение заряда частиц по узлам сети дискретизации и пространственная интерполяция вычисленных в узлах полей в места расположения частиц. Если для расчета траектории макрочастицы используется одношаговый метод, желательна также временная интерполяция полей на интервале между началом и концом текущего временного шага. В противном случае необходимо было бы хранить состояние системы (т.е. координаты и скорости всех частиц) для промежуточных точек одношагового метода, как указано в работе [14].

Пространственная интерполяция полей между узлами сети дискретизации при численном моделировании плазмы и электронных потоков методом макрочастиц подробно описана в литературе (см., например, [10], [14]). Временная интерполяция практически не рассмотрена. Тем не менее, для нее можно использовать известные методы, если рассматривать время как четвертую координату и интерполировать поля между узлами четырехмерной пространственно-временной сети дискретизации [20]. В большинстве случаев достаточно учитывать на каждом временном шаге только два узла на временной оси, совпадающие с началом и концом текущего шага.

С этой точки зрения методу ближайшего узла (NGP) соответствует вычисление полей в каждом узле пространственной сети на момент середины текущего временного шага. Методу облаков в ячейке (CIC) – расчет полей дважды на каждом временном шаге (в начале и конце его). Оба значения поля в том же узле пространственной сети участвуют в алгоритме «взвешивания по четырехмерным объемам» (по аналогии со «взвешиванием по площадям») наравне со значениями полей в соседних узлах этой сети. Например, в начальный момент

текущего временного шага на частицу действуют только поля, вычисленные по состоянию на начало этого шага; в конечный момент – по состоянию на конец шага. Все остальное время частица испытывает воздействие обоих значений полей с весом, обратно пропорциональным интервалу между текущим моментом и началом (концом) данного временного шага.

Для расчета полей в конце шага необходима экстраполяция положения макрочастиц на этот момент. Ее целесообразно выполнять одношаговым методом небольшого порядка точности (1 или 2), который не требует больших затрат машинного времени. В результате алгоритм моделирования электронно-волновой системы превращается в разновидность метода прогноза и коррекции.

Четырехмерный метод CIC, в отличие от NGP, позволяет сглаживать как пространственные, так и временные флуктуации полей. Однако ему присущ недостаток. Если происходит переход макрочастицы из одной ячейки пространственной сети в другую, необходимо заново вычислять большое число коэффициентов. Поэтому предлагается использовать другой алгоритм, который можно назвать интерполяцией полиномами со сглаживанием (Polynomials With Smoothing, PWS) [20]. Пересчет полей в место расположения частицы здесь осуществляется не с использованием четырехмерных объемов, а с помощью полиномов первой степени вида

$$\bar{E}(t, x, y, z) = \bar{a}_{E0} + \bar{a}_{Et} \cdot (t - t_0) + \bar{a}_{Ex} \cdot (x - x_0) + \bar{a}_{Ey} \cdot (y - y_0) + \bar{a}_{Ez} \cdot (z - z_0), \quad (8)$$

где $\bar{a}_{E0}, \bar{a}_{Et}, \bar{a}_{Ex}, \bar{a}_{Ey}, \bar{a}_{Ez}$ – коэффициенты полинома; t_0, x_0, y_0, z_0 – координаты центра четырехмерной ячейки сети дискретизации, в которой находится макрочастица.

Коэффициентами $\bar{a}_{E0} \dots \bar{a}_{Ez}$ можно пользоваться, даже если частица перешла в другую ячейку. При этом интерполяция полиномом (8) превращается в экстраполяцию, однако в правильно построенных моделях смещение частицы за шаг не превышает пространственной диагонали ячейки и увеличение модельных шумов незначительно. Количество операций для расчета правой части уравнения движения в соответствии с формулой (8) сведено к минимуму. Основной объем вычислений выполняется при нахождении значений коэффициентов $\bar{a}_{E0} \dots \bar{a}_{Ez}$ один раз на шаге для каждой макрочастицы.

Расчет этих коэффициентов целесообразно производить с помощью «двухэтапного» метода, при котором на первом этапе вычисляются значения полей во всех 16 узлах сети, окружающих четырехмерную ячейку. На втором этапе рассчитываются собственно коэффициенты $\bar{a}_{E0} \dots \bar{a}_{Ez}$. Поскольку количество их меньше числа узлов, используется сглаживание по методу наименьших квадратов. Заметим, что в сглаживании участвует вдвое больше узлов, чем при только пространственной интерполяции. Именно за счет этого уменьшается амплитуда высших временных гармоник полей.

Во избежание «самодействия» частиц, в методе PWS задача заряда макрочастицы по окружающим ее узлам четырехмерной сети производится по формулам, обратным формуле (8), и выражениям для расчета коэффициентов интерполирующих полиномов. Экстраполяция положения частицы на конец следующего временного шага выполняется модифицированным методом Эйлера (второй порядок точности для координат), требующим небольшого количества операций и не увеличивающим затрат оперативной памяти.

Недостаток распространения методов CIC и PWS на временную координату – необходимость двукратного вычисления полей на каждом временном шаге. Однако в большинстве моделей решение уравнения Пуассона занимает значительно меньше времени, чем расчет траекторий частиц. Поэтому затраты ресурсов ЭВМ можно скомпенсировать уменьшением общего количества рассматриваемых макрочастиц, допустимым благодаря дополнительному сглаживанию флуктуаций полей во времени.

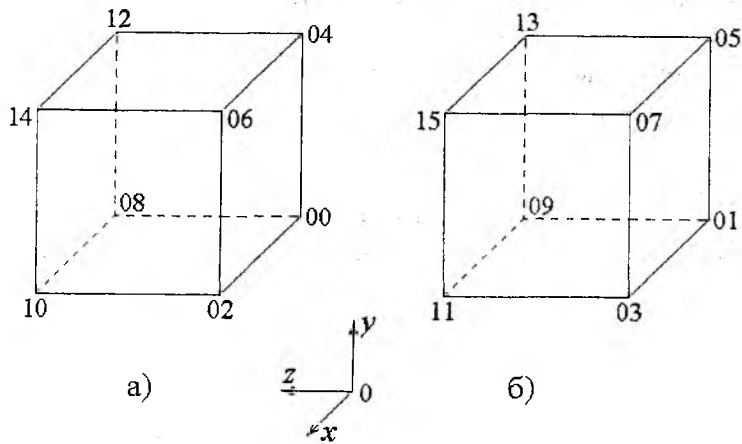


Рис. 3

Рассмотрим пример реализации метода PWS в трехмерной модели электронного потока (аналогичные выражения для двумерного случая приведены в работе [21]). Пронумеруем узлы четырехмерной пространственно-временной ячейки двоичными числами от 0000 до 1111 (десятичные от 00 до 15) согласно шаблону ZYXT. Здесь двоичный нуль означает узел с меньшей координатой, двоичная единица – с большей (см. рис. 3а и рис. 3б, построенные на моменты начала и конца временного шага

соответственно). Обозначим значения напряженности электрического поля в узле с номером nn ($t_{nn}, x_{nn}, y_{nn}, z_{nn}$) как \vec{E}_{nn} . Эти значения могут быть вычислены одним из известных способов – потенциальная составляющая – конечно-разностным методом, солиноидальная – в виде суммы пространственных гармоник. После минимизации отклонения

$$\sum_{nn=00}^{15} [\vec{E}(t_{nn}, x_{nn}, y_{nn}, z_{nn}) - \vec{E}_{nn}]^2$$

получаем следующие выражения для коэффициентов интерполирующего полинома (8):

$$\begin{aligned} \bar{a}_{E0} &= (+\vec{E}_{00} + \vec{E}_{01} + \vec{E}_{02} + \vec{E}_{03} + \vec{E}_{04} + \vec{E}_{05} + \vec{E}_{06} + \vec{E}_{07} + \\ &\quad + \vec{E}_{08} + \vec{E}_{09} + \vec{E}_{10} + \vec{E}_{11} + \vec{E}_{12} + \vec{E}_{13} + \vec{E}_{14} + \vec{E}_{15})/16, \\ \bar{a}_{Et} &= (-\vec{E}_{00} + \vec{E}_{01} - \vec{E}_{02} + \vec{E}_{03} - \vec{E}_{04} + \vec{E}_{05} - \vec{E}_{06} + \vec{E}_{07} - \\ &\quad - \vec{E}_{08} + \vec{E}_{09} - \vec{E}_{10} + \vec{E}_{11} - \vec{E}_{12} + \vec{E}_{13} - \vec{E}_{14} + \vec{E}_{15})/8\Delta t, \\ \bar{a}_{Ex} &= (-\vec{E}_{00} - \vec{E}_{01} + \vec{E}_{02} + \vec{E}_{03} - \vec{E}_{04} - \vec{E}_{05} + \vec{E}_{06} + \vec{E}_{07} - \\ &\quad - \vec{E}_{08} - \vec{E}_{09} + \vec{E}_{10} + \vec{E}_{11} - \vec{E}_{12} - \vec{E}_{13} + \vec{E}_{14} + \vec{E}_{15})/8\Delta x, \\ \bar{a}_{Ey} &= (-\vec{E}_{00} - \vec{E}_{01} - \vec{E}_{02} - \vec{E}_{03} + \vec{E}_{04} + \vec{E}_{05} + \vec{E}_{06} + \vec{E}_{07} - \\ &\quad - \vec{E}_{08} - \vec{E}_{09} - \vec{E}_{10} - \vec{E}_{11} + \vec{E}_{12} + \vec{E}_{13} + \vec{E}_{14} + \vec{E}_{15})/8\Delta y, \\ \bar{a}_{Ez} &= (-\vec{E}_{00} - \vec{E}_{01} - \vec{E}_{02} - \vec{E}_{03} - \vec{E}_{04} - \vec{E}_{05} - \vec{E}_{06} - \vec{E}_{07} + \\ &\quad + \vec{E}_{08} + \vec{E}_{09} + \vec{E}_{10} + \vec{E}_{11} + \vec{E}_{12} + \vec{E}_{13} + \vec{E}_{14} + \vec{E}_{15})/8\Delta z, \end{aligned} \quad (9)$$

где $\Delta t, \Delta x, \Delta y, \Delta z$ – размеры четырехмерной ячейки. Двухэтапный расчет коэффициентов обладает важным преимуществом. Значения полей \vec{E}_{nn} в отдельных узлах, вычисленные один раз на временном шаге, могут быть табулированы в оперативной памяти. Их можно затем использовать для расчета коэффициентов $\bar{a}_{E0} \dots \bar{a}_{Ez}$ в этой же ячейке (для другой частицы) или в соседних по пространству ячейках на протяжении текущего временного шага.

Экстраполяция координаты и скорости макрочастицы на конец следующего временного шага выполняется по формулам:

$$\vec{v}_X = \vec{v}_E + (\vec{v}_E - \vec{v}_B),$$

$$\vec{r}_X = \vec{r}_E + (\vec{v}_E + \vec{v}_X)\Delta t / 2,$$

где индекс *B* (Begin) соответствует началу текущего временного шага; индекс *E* (End) – концу его; индекс *X* (eXtrapolated) – концу следующего временного шага. Экстраполяция выполняется непосредственно после обработки каждой частицы, когда ее старые координаты (*B*) еще не утрачены.

Распределение зарядов макрочастиц по узлам четырехмерной сети дискретизации выполняется дважды: в начале (при $t-t_0 = -\Delta t/2$) и в конце (при $t-t_0 = +\Delta t/2$) следующего временного шага. Весовые коэффициенты для узлов с номерами *mn* записываются как выражения, обратные полиному (8) и формулам (9):

$$K_{00} = 1/16 - (t - t_0)/8\Delta t - (x - x_0)/8\Delta x - (y - y_0)/8\Delta y - (z - z_0)/8\Delta z,$$

$$K_{01} = 1/16 + (t - t_0)/8\Delta t - (x - x_0)/8\Delta x - (y - y_0)/8\Delta y - (z - z_0)/8\Delta z,$$

$$K_{02} = 1/16 - (t - t_0)/8\Delta t + (x - x_0)/8\Delta x - (y - y_0)/8\Delta y - (z - z_0)/8\Delta z,$$

$$K_{03} = 1/16 + (t - t_0)/8\Delta t + (x - x_0)/8\Delta x - (y - y_0)/8\Delta y - (z - z_0)/8\Delta z,$$

...

$$K_{15} = 1/16 + (t - t_0)/8\Delta t + (x - x_0)/8\Delta x + (y - y_0)/8\Delta y + (z - z_0)/8\Delta z$$

(они приведены неполностью, поскольку порядок знаков достаточно очевиден). В отличие от метода SIC, алгоритм PWS не обеспечивает непрерывности весовых коэффициентов при смещении частицы относительно узлов сети дискретизации. Тем не менее, размер скачка здесь не превышает 3/16 соответствующего значения в методе NGP, что можно считать достаточно малым.

Недостаток алгоритма раздачи заряда в методе PWS – возможность появления в некоторых узлах положительной плотности объемного заряда вследствие отрицательности некоторых коэффициентов K_{mn} . Такая ситуация может иметь место, в частности, на границе электронной втулки. Однако существенных последствий с точки зрения результатов моделирования она не влечет.

Таким образом, в данной и предыдущих работах рассмотрены некоторые особенности методики построения спектральных моделей систем со скрещенными полями и других СВЧ-приборов и установок, отличающие эти модели от известных стационарных и нестационарных алгоритмов моделирования подобных радиофизических систем. Разумеется, описанные методы являются лишь одним из возможных вариантов, не исключающим использования альтернативных подходов и алгоритмов аналогичного назначения. Тем не менее, в них, по-видимому, впервые использовалась нестационарная методика моделирования систем «электронный поток + замедленная электромагнитная волна» (на примере приборов М-типа) для немонохроматических соленоидальных полей с произвольным спектром, в сочетании с параметрическими методами гармонического и спектрального анализа возбуждающих токов и результатов моделирования. Это позволило получить качественно новые результаты с точки зрения возможности компьютерного анализа частотных зависимостей выходных параметров СВЧ-прибора.

Список литературы: 1. *Gritsunov A.V.* On Spectral Modeling of Microwave Devices // *Telecomm. and Radio Engineering*. 2001. V. 55, No. 8. P. 98 – 102. 2. *Грицунов А.В.* К выводу уравнения возбуждения цепочки связанных резонаторов для метода мгновенных значений // *Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб.* 2001. Вып. 121. С. 156 – 162. 3. *Грицунов А.В.* К выводу уравнения возбуждения периодической замедляющей системы для метода комплексных амплитуд // Там же. Вып. 122. С. 169 – 178. 4. *Грицунов А.В.* К расчету коэффициентов матричного уравнения возбуждения резонаторной замедляющей системы // Там же. 2002. Вып. 124. С. 16 – 23. 5. *Грицунов А.В.* К решению матричного уравнения возбуждения резонаторной замедляющей

системы // Там же. Вып. 125. С. 101 – 105. 6. Грицунов А.В. К интегрированию матричного уравнения возбуждения резонаторной замедляющей системы // Там же. Вып. 127. С. 89 – 94. 7. Герасимов В.П., Грицунов А.В., Писаренко В.М. К моделированию граничных условий в цепочке связанных резонаторов для метода мгновенных значений // Там же. Вып. 129. С. 119 – 126. 8. Грицунов А.В., Чурюмов Г.И. К моделированию прохождения радиоимпульса через нелинейную структуру медленной волны // Там же. Вып. 130. С. 60 – 67. 9. Gritsunov A.V., Turenko L.Y. Harmonic Decomposition of an Exciting Current at Electron Devices Simulation // Telecomm. and Radio Engineering. 2002. V. 57. 10. Рошаль А.С. Моделирование заряженных пучков. М.: Энергоатомиздат, 1974. 224 с. 11. Грицунов А.В. Адаптивный метод комплексных амплитуд в спектральных моделях СВЧ-приборов // Материалы междунар. конф. «СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии». Севастополь: «Вебер». 2001. С. 224 – 227. 12. Грицунов А.В., Шейн А.Г. Моделирование на ЭВМ переходных процессов при взаимодействии электронного потока с обратной волной в усилителях М-типа с распределенной эмиссией // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 1983. Вып. 65. С. 93 – 99. 13. Грицунов А.В. Моделирование нестационарных режимов СВЧ-усилителей типа М с распределенной эмиссией // Там же. 1984. Вып. 70. С. 90 – 100. 14. Хокни Р., Иствуд Дж. Численное моделирование методом частиц. М.: Мир, 1987. 640 с. 15. Грицунов А.В. Об автоматизации определения коэффициента кратности макрочастиц // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2001. Вып. 118. С. 102 – 104. 16. Тихонов А.Н., Самарский А.А. Уравнения математической физики. М.: Наука, 1977. 736 с. 17. Нікітенко О.М. Розподілення електростатичного потенціалу між циліндричними електродами складної конфігурації // Радиотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2001. Вип. 117. С. 112 – 116. 18. MacGregor D.M. Computer Modeling of Crossed-Field Tubes // Applications of Surface Science. 1981. Vol. 8. P. 213 – 224. 19. Грицунов А.В. О сглаживании выходных параметров нестационарных моделей // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2001. Вып. 120. С. 119 – 122. 20. Gritsunov A.V. About Simulation of Fields in Large Particles Model // Proc. SBMO/IEEE MTT-S Int. Microwave and Optoelectronics Conf. Natal (Brazil). 1997. P. 517 – 519. 21. Моделювання динаміки часток в нестационарних моделях приладів зі схрещеними полями / А.В. Васянович, О.В. Грицунов та ін. // Теоретична електротехніка: Зб. наук. праць / Львівський нац. ун-т ім. І. Франка. 2002. Вип. 56. С. 54 – 59.

Харьковский национальный
университет радиоэлектроники

Поступила в редколлегию 12.12.2002

*М. И. ДЗЮБЕНКО, д-р физ.-мат. наук, А. С. ЗАМКОВОЙ, канд. тех. наук,
В. П. ПЕЛИПЕНКО, канд. физ.-мат. наук, В. В. ШЕВЧЕНКО, канд. физ.-мат. наук*

ИССЛЕДОВАНИЕ ЛАЗЕРА НА РАСТВОРЕ РОДАМИНА 6Ж В РЕЖИМЕ ГЕНЕРАЦИИ СУБМИЛЛИСЕКУНДНЫХ ИМПУЛЬСОВ ИЗЛУЧЕНИЯ

Взаимодействие излучения мощных лазеров с веществом в настоящее время широко применяется в ряде областей науки, техники и медицины. Для этих целей особый интерес представляют лазеры на красителях (ЛК) с ламповой накачкой (ЛН), которые обеспечивают плавную перестройку длины волны в пределах всего видимого диапазона спектра. Благодаря такой возможности, эти источники позволяют реализовать спектрально-селективное взаимодействие их излучения с веществом, что повышает эффективность и чувствительность применяемых методов.

Однако решение некоторых практических задач требует применения лазерных импульсов, параметры которых нетипичны для ЛК. Например, согласно результатам многочисленных медико-биологических исследований, лечение ряда дерматологических заболеваний человека лучше всего протекает при использовании относительно длинных импульсов излучения этих лазеров – от нескольких сотен до нескольких тысяч микросекунд, генерирующих в желто-оранжевом диапазоне спектра (длина волны $\lambda=580-600$ нм) [1,2]. При этом энергия излучения должна быть достаточной для того, чтобы обеспечивать лечебный эффект, но его пиковая мощность должна быть относительно невысокой, чтобы избежать заметных повреждений в здоровых тканях.

Практическая реализация прямоугольных импульсов большой длительности в ЛК с ЛН затруднена, т.к. их генерации препятствует несколько физических процессов, таких как синглет-триплетная конверсия, триплет-триплетное поглощение, обратимые и необратимые фотохимические превращения молекул красителей, тепловые абберации активной среды и т.д. [3,4]. Изучению этих процессов в литературе уделялось достаточно много внимания, однако проблема генерации субмиллисекундных импульсов света ЛК с ЛН не была решена полностью, что затрудняет разработку и создание на их основе источников излучения с заданными параметрами.

Целью данной работы было изучение влияния наиболее важных факторов на эффективность генерации и длительность лазерных импульсов.

1. Расчет энергетических и временных параметров излучения ЛК с ЛН

Для решения поставленной задачи рассмотрим упрощенную диаграмму энергетических состояний молекулы красителя, состоящую из пяти нижних электронно-колебательных уровней, как показано на рис. 1: трех синглетных – S_0 , S_1 , S_2 и двух триплетных – T_1 , T_2 , и пронумеруем их в порядке возрастания энергии. Скоростные уравнения для ЛК, работающего в режиме генерации длинных импульсов, должны учитывать переходы между уширенными электронными уровнями молекулы красителя одинаковой мультиплетности (синглет-синглетные и триплет-триплетные переходы) и переходы между уровнями разной мультиплетности [5-8]. Обычно переход $S_1 \rightarrow S_0$ описывается постоянной времени τ , переход $S_1 \rightarrow T_1$ характеризуется вероятностью k_{ST} , а переход $T_1 \rightarrow S_0$ – постоянной времени τ_T .

Будем полагать, что внутри полосы, образованной колебательно-вращательной системой каждого электронного состояния, устанавливается термодинамическое равновесие, т.к. скорость релаксации в ней намного больше скоростей спонтанных и вынужденных переходов между уровнями из разных электронных состояний. Кроме того, примем, что скорость релаксации из высших электронных состояний также достаточно велика.

В принятом приближении, следуя работе [6], скоростные уравнения для ЛК можно записать в следующем виде:

$$\frac{dN_3}{dt} = W \cdot N_1 - N_3 \cdot (p_{32} + p_{31}) - \left[N_3 \cdot \sigma_{31}^e - N_1 \cdot \sigma_{13}^a \right] \times \frac{c \cdot q}{V_a}, \quad (1)$$

$$\frac{dN_2}{dt} = p_{32} \cdot N_3 - p_{21} \cdot N_2, \quad (2)$$

$$\frac{dq}{dt} = \left[N_3 \cdot \sigma_{31}^e - N_1 \cdot \sigma_{13}^a - N_3 \cdot \sigma_{35}^a - N_2 \cdot \sigma_{24}^a - \frac{1}{\tau_c} \right] \times q, \quad (3)$$

$$N \approx N_1 + N_2 + N_3, \quad (4)$$

$$N_4 \approx N_5 \approx 0. \quad (5)$$

Здесь W – скорость накачки; c – скорость света в вакууме; q – число фотонов в резонаторе лазера; N – концентрация активных молекул; N_1, N_2, N_3, N_4 и N_5 – населенности уровней S_0, T_1, S_1, T_2 и S_2 соответственно; p_{31}, p_{32} и p_{21} – вероятности переходов $S_1 \rightarrow S_0, S_1 \rightarrow T_1$ и $T_1 \rightarrow S_0$ соответственно; σ_{31}^e – эффективное сечение излучения перехода $S_1 \rightarrow S_0$, а $\sigma_{35}^a, \sigma_{13}^a$ и σ_{24}^a – эффективные сечения поглощения переходов $S_1 \rightarrow S_2, S_0 \rightarrow S_1$ и $T_1 \rightarrow T_2$ на частоте генерации соответственно; V_a – объем, занимаемый модой резонатора в активной среде лазера [6]; τ_c – время, характеризующее потери резонатора за один замкнутый проход:

$$\tau_c = \frac{2 \cdot L}{c \cdot \ln \left(\frac{1}{R_1 \cdot R_2 \cdot (1 - \alpha)^2} \right)}, \quad (6)$$

где L – длина; α – безызлучательные потери за один замкнутый проход; R_1 и R_2 – коэффициенты отражения зеркал лазерного резонатора. Заметим, что в данных обозначениях $p_{32} = k_{ST}, \tau \cdot p_{31} = 1$, а $\tau_T \cdot p_{21} = 1$.

Учитывая высокие скорости релаксации верхних уровней T_2 и S_2 , мы положили, что их населенности N_4 и N_5 пренебрежимо малы. В рамках рассмотренной модели мгновенная выходная мощность ЛК P_{out} будет определяться выражением:

$$P_{out} = \frac{h \cdot c \cdot q}{\lambda \cdot \tau_{out}}, \quad (7)$$

где h – постоянная Планка, а τ_{out} – время, характеризующее полезные потери резонатора за один замкнутый проход резонатора:

$$\tau_{out} = \frac{2 \cdot L}{c \cdot \ln \left(\frac{1}{R_1 \cdot R_2} \right)}. \quad (8)$$

Приведенная выше система нелинейных дифференциальных уравнений решалась на компьютере численно методом Рунге-Куты. В качестве активной среды был выбран этанольный раствор родамина 6Ж, для которого в литературе наиболее полно представлены константы переходов и спектроскопические характеристики. Основные расчеты были проведены для $N = 10^{-16} \text{ см}^{-3}$, что соответствует концентрации родамина 6Ж около 10^{-4} М/л , типичной для ЛК с ЛН, который работает в режиме генерации субмиллисекундных импульсов [3]. Параметры расчетов были выбраны примерно равными тем величинам, которые применялись нами в экспериментальных исследованиях: $L=12 \text{ см}; V_a=2,4 \text{ см}^3; \alpha=0,05; R_1=1; R_2=0,9$.

Следует отметить, что в отношении спектроскопических характеристик и вероятностей переходов активных молекул существует некоторая неопределенность выбора. Она обусловлена тем, что в разных литературных источниках приводятся данные, которые иногда значительно отличаются друг от друга [4, 6-11]. Это объясняется существенным влиянием на них

как условий измерений, так и свойств окружающей среды, и по этой причине в расчетах для некоторых параметров мы были вынуждены использовать усредненные величины.

Для родамина 6Ж на длине волны 590 нм из литературных источников мы взяли следующие константы переходов: $\tau = 5 \cdot 10^{-9}$ с [6], $\sigma_{31}^e = 1 \cdot 10^{-16}$ см⁻² [9], $\sigma_{35}^a = 1,2 \cdot 10^{-18}$ см⁻² [10], $\sigma_{13}^a = 5 \cdot 10^{-19}$ см⁻² [9] и $\sigma_{24}^a = 4,9 \cdot 10^{-17}$ см⁻² [6]. Приведенные значения в разных работах отличаются не существенно. Больше проблем было с константами кросс-переходов между синглетными и триплетными состояниями. Анализ литературных данных показал, что произведение константы синглет-триплетного перехода на время жизни триплетного состояния практически одинаково в разных источниках: $\tau_T \cdot k_{ST} \approx 0,86 \pm 0,4$ [6,11]. Исходя из этого, для основных расчетов мы использовали значения величин, выбранные примерно посередине между данными, приведенными в разных работах: $k_{ST} = 1 \cdot 10^6$ с⁻¹; $\tau_T = 8,8 \cdot 10^{-7}$ с.

На первом этапе решение проводилось для плоской вершины импульса накачки заданной длительности. На рис. 2 представлены расчеты мгновенной мощности P от длительности импульса генерации t без учета триплетных потерь (а) и при их наличии (б), полученные для разных превышений над порогом: $W/W_0 = 1,05$ (1); 2 (2); 4 (3). Здесь же для сравнения приведены расчеты, выполненные без учета синглет-триплетной конверсии. Видно, что вершина импульса генерации ЛК с ЛН существенно отличается от плоской. В частности, при выбранных параметрах расчета начало этого импульса имеет характерный всплеск длительностью порядка микросекунды, причем его амплитуда примерно на порядок превышает уровень, который соответствует установившемуся режиму. Очевидно, что при иных значениях постоянных активной среды длительность всплеска может достигать десятков и сотен микросекунд.

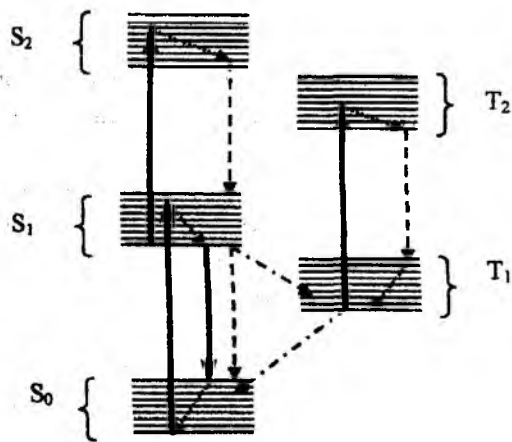


Рис. 1

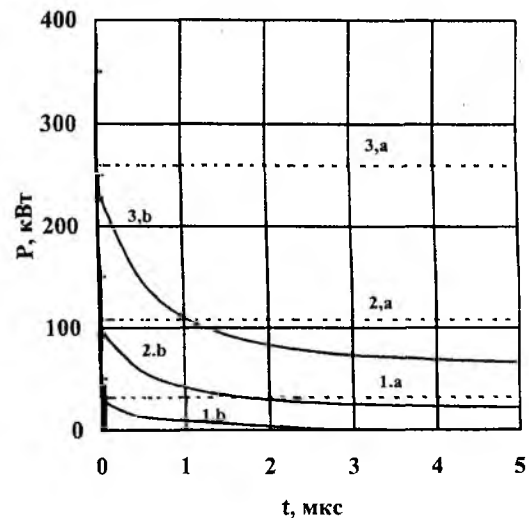


Рис. 2

На рис. 3 приведены расчетные зависимости эффективности генерации η ЛК от длительности импульса генерации t без учета триплетных потерь (а) и при их наличии (б), полученные для разных превышений над порогом: $W/W_0 = 1,05$ (1); 2 (2); 4 (3); 10 (4). Отсюда видно, что эффективность генерации монотонно возрастает при увеличении скорости накачки. Однако, когда кратность ее превышения над пороговым значением достигает величины порядка 4-5, крутизна нарастания эффективности становится уже небольшой, при этом $\eta \approx 12 \div 15\%$.

Приведенные результаты позволяют оценить полный КПД ЛК с ЛН, для чего следует величину η умножить на КПД ламповой системы накачки. Последняя, в зависимости от па-

раметров и особенностей системы, может составлять 1–2 % от уровня электрической энергии разряда. Эта величина учитывает как эффективность преобразования электрической энергии в световую, так и долю мощности излучения, которая приходится непосредственно на полюсу поглощения красителя. Таким образом, в режиме генерации субмиллисекундных импульсов полный КПД лазера на красителе с ламповой накачкой будет составлять доли процента.

Для практического применения, как уже отмечалось выше, желательно реализовать плоскую вершину импульса генерации. Очевидно, этого результата можно достичь, если импульс накачки сформировать так, чтобы его передний фронт имел заданную крутизну. Для количественных оценок этой величины мы выполнили серию расчетов, в которых импульс накачки моделировался функцией вида

$$W(t) = W_{\max} \cdot \left[1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau_f}\right) \right], \quad (9)$$

где W_{\max} – амплитуда скорости накачки, а τ_f – время нарастания ее переднего фронта.

Выполненные расчеты показали, что форма импульса генерации становится близкой к прямоугольной, когда $\tau_f \approx 1,4$ мкс, при этом длительность переднего фронта была ~ 2 мкс.

2. Экспериментальные результаты

Экспериментальная установка была собрана на базе однолампового осветителя, имеющего эллиптический профиль и содержащего трубчатую импульсную лампу типа ИНП 7/120 и цилиндрическую кювету для раствора красителя, изготовленную из кварцевого или пирексового стекла. Лампа располагалась внутри кварцевой трубки, через которую прокачивался охлаждающий раствор. Плоские зеркала резонатора лазера размещались непосредственно на торцах кюветы.

Для формирования основного разряда заданной длительности в импульсной лампе применялась электрическая линия, составленная из набора LC-цепочек. При этом в разрядном промежутке этой лампы поддерживался дежурный разряд, который обеспечивал высокую долговечность ее работы и хорошую воспроизводимость результатов.

Циркуляция активного раствора и охлаждающей жидкости осуществлялась двумя независимыми системами прокачки. Измерение энергетических характеристик осуществлялось стандартным измерителем мощности и энергии лазерного излучения типа ИМО-2Н, а для контроля временных параметров импульсов применялись фотоэлектрические приемники типа ФК-20 и осциллограф типа С8-2.

Активной средой ЛК ЛН служили этанольные растворы красителя родамин 6Ж концентрацией $1 \cdot 10^{-4}$ М/л. В исследованиях мы применяли два вида охлаждающей жидкости: дистиллированную воду или этанольный раствор красителя G-283 [12]. Последний одновременно выполнял функцию спектрального трансформатора для коротковолнового излучения импульсной лампы. В наших исследованиях применялись также растворы известного тушителя триплетного состояния – циклооктатетраена (СОТ) [3].

Энергия, длительность и форма импульса генерации, как показали предварительные эксперименты, существенно зависели от параметров электрической линии, энергии разряда, пропускания зеркал резонатора, материала кюветы, наличия спектрального преобразователя и т.д. В частности, при использовании кюветы, изготовленной из кварцевого стекла, длительность импульса генерации не превышала 50–70 мкс, хотя длительность импульса накачки составляла несколько сотен микросекунд, а превышение накачки над порогом было более чем 5-и кратное. В то же время с кюветой, изготовленной из пирексового стекла, длительность импульсов генерации в ряде опытов была сравнимой с длительностью импульсов накачки. По-видимому, это связано с влиянием ультрафиолетовой составляющей излучения лампы, которая приводит к появлению фотохимических превращений активных молекул. Вышеупомянутые фотопроцессы в кварцевой кювете были частично обратимыми, так как каждый последующий импульс генерации практически воспроизводил предыдущий.

Для того, чтобы определить максимальную длительность импульсов генерации, которая может быть получена в данной системе без применения специальных мер, таких как тушители триплетного состояния и спектральные преобразователи излучения лампы, была проведена серия опытов с пирексовой кюветой. В этих экспериментах изменялось количество звеньев формирующей LC-цепи, а их параметры подбирались таким образом, чтобы форма импульсов генерации при каждой конфигурации была близкой к прямоугольной.

Зависимости длительностей Δt световых импульсов (1) и генерации (2), а также энергии излучения лазера W (3) от интегрального параметра формирующей цепи $\sqrt{L \cdot C}$ приведены на рис. 4. Результаты получены с зеркалами резонатора $r_1=99,6\%$ и $r_2=91\%$ при напряжении на конденсаторах $U=2,5$ кВ. Заметим, что в этих опытах электрическая энергия разрядов была разной, т.к. она определяется суммарной емкостью цепи.

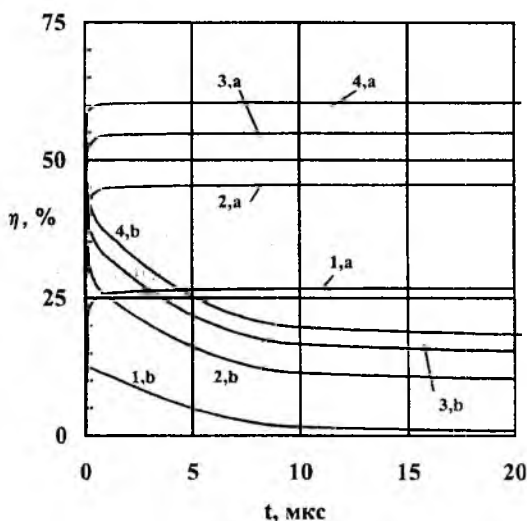


Рис. 3

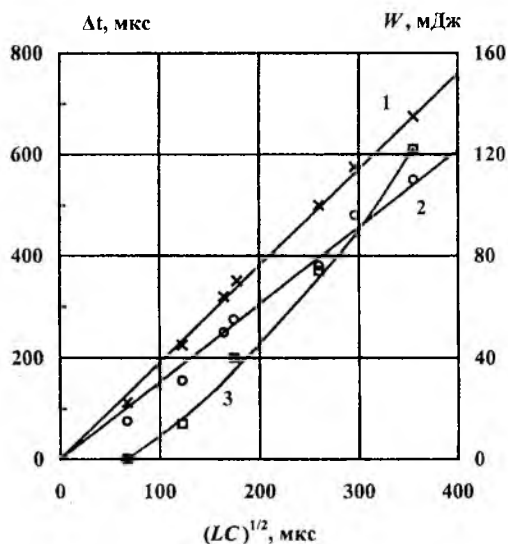


Рис. 4

Из рис. 4 видно, что данная система обеспечивает генерацию импульсов, длительность которых практически сравнима с длительностью световых импульсов накачки и может достигать 600 мкс. Однако попытки дальнейшего увеличения длительности импульсов в описанной системе путем увеличения интегрального параметра цепи $\sqrt{L \cdot C}$ периодически приводили к разрушению лампы. Это было связано с увеличением полной энергии разряда: суммарная емкость конденсаторов возрастала, а напряжение приходилось поддерживать неизменным, чтобы превышение над порогом оставалось примерно одинаковым. Именно этим и были ограничены предельные длительности импульсов генерации в данной серии опытов.

Наши исследования показали, что форма импульсов излучения существенно зависит как от формы светового импульса накачки, который определяется как параметрами всех звеньев LC-цепи, так и полной энергией разряда. При этом, как это следовало из проведенного выше расчета, для обеспечения плоской вершины импульса лазерной генерации необходимо было сформировать импульс света, вершина которого должна быть не плоской, а монотонно возрастающей во времени.

На рис. 5 приведены копии осциллограмм импульсов генерации (100 мкс/дел), полученных в системе с одинаковым набором звеньев LC-цепи при разных энергиях накачки: $W_H=541$ Дж (а), 661 Дж (б), 793 Дж (в) и 937 Дж (г). Эти результаты были получены с зеркалами $r_1=99,6\%$ и $r_2=95\%$ при разных напряжениях на накопительных конденсаторах для одного и того же набора звеньев LC-цепи ($C=300$ мкФ), параметры которой обеспечивали рост амплитуды импульса света к концу основной части на 25-40%, а в качестве охлаждающей

жидкости использовалась вода. Видно, что данная цепь обеспечивает практически прямоугольную форму импульсов только при максимальной энергии накачки. Небольшая модуляция вершины, очевидно, связана с акустическими колебаниями, инициированными ударной волной, возникающей при электрическом разряде.

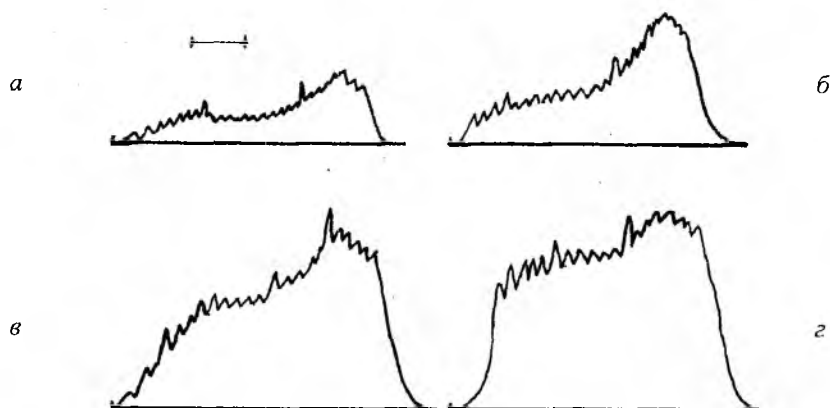


Рис. 5

Оптические свойства жидкости, которая применялась для охлаждения лампы, также оказывали существенное влияние на энергетические и временные характеристики лазерных импульсов. Например замена дистиллированной воды раствором красителя, который частично преобразовывал излучение лампы в основную полосу поглощения родамина 6Ж, обычно приводила к увеличению энергии генерации. На рис. 6 представлены зависимости длительностей импульсов Δt (1) и энергии генерации лазера W (2) от параметра формирующей цепи $\sqrt{L \cdot C}$ для разных хладагентов: а) – G-283 в этаноле; б) – вода. Приведенные результаты были получены для родамина 6Ж в этаноле с одинаковыми зеркалами $r_1=r_2=99,6\%$ при энергии разряда 937 Дж для нескольких наборов звеньев LC-цепи, которые имели разные индуктивности, но одинаковую полную емкость батареи $C=300$ мкФ. Необходимо отметить, что в описанных опытах необходимо было пропорционально изменять все индуктивности цепи, что обеспечивало требуемое нарастание вершины световых импульсов накачки.

Как видно из рис. 6, длительность импульсов генерации монотонно возрастала при увеличении параметра $\sqrt{L \cdot C}$, причем она была несколько больше в том случае, когда в качестве охлаждающей жидкости применялся раствор красителя G-283, который одновременно являлся спектральным трансформатором ее излучения.

Энергия импульса лазерного излучения, в отличие от его длительности, для разных хладагентов изменялась неодинаковым образом. Например с ростом параметра $\sqrt{L \cdot C}$ величина W монотонно снижалась для хладагента на основе раствора красителя G-283, однако для хладагента – воды она монотонно возрастала. При этом, когда длительность импульсов была относительно невелика ($\sqrt{L \cdot C} \approx 230$ мкс), наблюдалось более чем двукратное превышение энергии генерации в первом варианте по сравнению со вторым. Однако при $\sqrt{L \cdot C} \approx 300$ мкс эти величины были уже почти одинаковыми. Эти результаты, по-видимому, можно объяснить тем, что, с ростом длительности импульсов уменьшается мощность разряда, что сопровождается снижением его эффективной температуры. В результате доля излучения лампы, приходящаяся на полосу поглощения спектрального трансформатора, снижается, а доля излучения лампы, приходящаяся на полосу поглощения родамина 6 Ж, при этом возрастает.

Зависимости длительности импульсов Δt (1) и энергии генерации лазера W (2) от энергии накачки W_H показаны на рис. 7. Результаты были получены при $C=300$ мкФ и $\sqrt{L \cdot C} \approx 300$ мкс для родамина 6Ж в этаноле с зеркалами $r_1=99,6\%$ и $r_2=95\%$, хладагент – вода. Видно, что уже при небольшом превышении накачки над порогом длительность импульсов генерации в данной системе достигает сотен микросекунд, что достаточно для решения ряда практиче-

ских задач. Следует отметить, что в описанной системе мы не обнаружили заметного влияния циклооктатетраена на основные характеристики лазерного излучения.

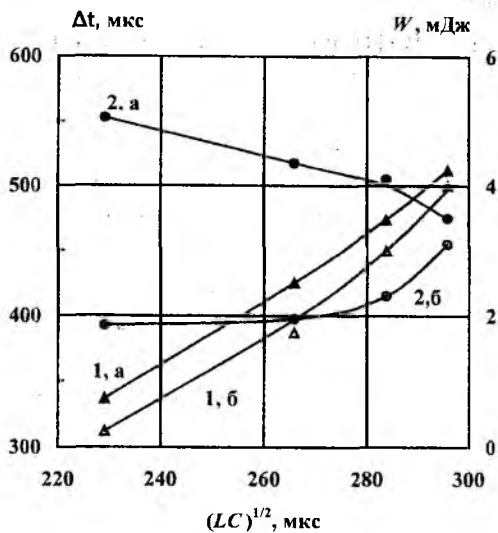


Рис. 6

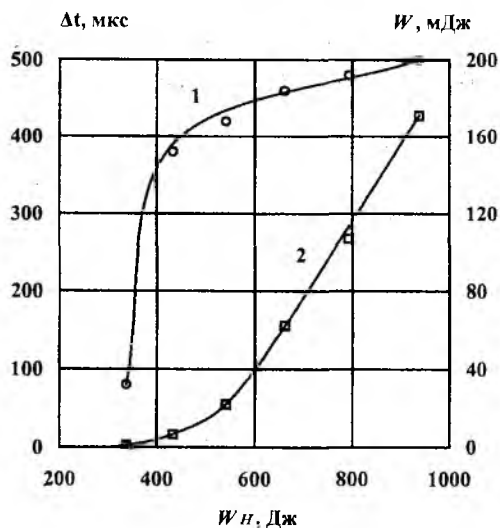


Рис. 7

Выводы

В результате проведенных исследований было получено следующее:

1. Изучено влияние основных параметров импульсов накачки на генерацию субмиллисекундных импульсов лазерами на красителях с ламповой накачкой.
2. Показано, что для реализации лазерных импульсов прямоугольной формы необходимо оптимизировать спектральный состав излучения ламп накачки и обеспечить заданную крутизну нарастания переднего фронта импульса накачки.
3. Установлено, что в том случае, когда спектр излучения лампы заметно сдвинут в коротковолновую сторону по отношению к полосе поглощения активной среды, применение спектрального трансформатора позволяет в несколько раз повысить эффективность генерации.
4. Создан источник излучения, генерирующий лазерные импульсы длительностью несколько сотен микросекунд в желто-оранжевой области спектра.

Список литературы: 1. Scherer K., Lorenz S., Wimmershoff M., Landthaler M., Hohenleutner U. Both the flashlamp-pumped dye laser and the long-pulsed tunable dye laser can improve results in port-wine stain therapy // Br. J. Dermatol. 2001. V. 145, № 1. P. 79-84. 2. Buscher B.A., McMeekin T.O., Goodwin D. Treatment of leg telangiectasia by using a long-pulse dye laser at 595 nm with and without dynamic cooling device // Lasers in Surgery and Medicine. 2000. V. 27, № 2. P. 171 – 175. 3. Pappalardo D. R., Samelson H., Lempicki A. Long-Pulse Laser Emission from Rhodamine 6G // IEEE J. of Quantum Electronics, 1970. V. QE-6, № 11. P. 716 – 725. 4. Marling J.B., Gregg D.W., Wood L. Chemical quenching of the triplet state in flashlamp-excited liquid organic lasers // Appl. Phys. Lett., 1970. V. 17, № 12. P. 527 – 530. 5. Степанов Б.И. Временная зависимость мощности генерации органических красителей // Дан СССР. 1970. Т. 190, № 5. С. 1080 – 1083. 6. Звельто О. Физика лазеров. М.: Мир, 1979. 373 с. 7. Рубинов А.Н. Длительность генерации растворов органических красителей // Журнал прикладной спектроскопии. 1970. Т. 12, № 1. С. 57 – 64. 8. Keller R.A. Effect of quenching of molecular triplet states in organic dye lasers // IEEE J. of Quantum Electronics, 1970. V. QE-6, № 7, P. 411 – 416. 9. Magde D., Gaffney S.T., Campbell B.F. Excited singlet absorption in blue laser dyes: measurement by picosecond flash photolysis // IEEE J. of Quantum Electronics, 1981. V. QE-17, № 4, P. 489 – 495. 10. Hammond P.H. Spectra of the lowest excited singlet states of rhodamine 6G and rhodamine B // IEEE J. of Quantum Electronics, 1979. V. QE-15, № 7, P. 624 – 632. 11. Webb J.P., McColgan W.C., Peterson O.G. Intersystem Crossing Rate and Triplet State Lifetime for Lasing Dye. // J. Chemical Physics, 1970, V.53, № 11. P. 4277 – 4299. 12. Дзюбенко М.И., Маслов В.В., Пелипенко В.П., Науменко И.Г. Эффективная генерация в зеленой области на растворах красителей нового класса // Оптика и спектроскопия. 1980. Т. 49, № 4. С. 764 – 767.

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ИНТЕНСИВНОСТИ ПОПЕРЕЧНЫХ МОД ПО ПОВЕРХНОСТИ ЗЕРКАЛ ОТКРЫТОГО ОПТИЧЕСКОГО РЕЗОНАТОРА

При исследовании, расчётах и конструировании лазеров, лазерных устройств и систем бывает необходимо знание распределения интенсивности излучения или напряжённости электрической составляющей электромагнитного поля лазерного излучения на поверхности зеркала открытого резонатора той или иной конфигурации.

Нахождение распределения электромагнитного поля излучения на зеркалах резонатора заключается в определении условий существования в открытом резонаторе стационарных распределений такого поля и соответствующих им потерь.

Из известных в настоящее время методов теоретического исследования открытых резонаторов широко используются следующие методы:

1. Метод, основанный на теории дифракции волн на открытом конце волновода, разработанный Л.А. Вайнштейном [1]. Суть этого метода состоит в том, что малые потери на излучение в открытых резонаторах можно объяснить тем, что к краю резонатора приходит волна, частота которой незначительно превышает её критическую частоту. Как известно, такая волна почти не излучается, а отражается обратно с коэффициентом отражения близким к единице.

2. Метод, основанный на применении скалярной теории дифракции с использованием интегрального уравнения Кирхгоффа. Этот метод позволяет найти распределение поля на поверхности одного зеркала резонатора, зная распределение поля на поверхности другого зеркала [2].

В данной работе для исследования распределений интенсивности излучения и напряжённости электрической составляющей электромагнитного поля излучения на поверхности зеркал открытого резонатора был использован метод Л.А. Вайнштейна.

Нормированное распределение плотности потока излучения на поверхности плоского зеркала прямоугольной апертуры для моды TEM_{mn} определяется выражением:

$$U_{mn}(x, y) = \left\{ \begin{array}{l} \cos^2 \\ \sin^2 \end{array} \left[\frac{\pi \cdot (m+1) \cdot x}{2 \cdot a \cdot \left(1 + \frac{\beta}{\sqrt{8 \cdot \pi \cdot N_a}} \right)} \right] \right\} \cdot \left\{ \begin{array}{l} \cos^2 \\ \sin^2 \end{array} \left[\frac{\pi \cdot (n+1) \cdot y}{2 \cdot b \cdot \left(1 + \frac{\beta}{\sqrt{8 \cdot \pi \cdot N_b}} \right)} \right] \right\}, \quad (1)$$

где m и n – продольный и поперечный индексы поперечной моды;

x и y – текущие прямоугольные координаты в сечении пучка, м;

a и b – размеры прямоугольной апертуры по осям x и y соответственно, м;

N_a и N_b – числа Френеля, соответствующие характерным размерам апертуры;

$\beta = 0,824$ – параметр в теории открытых оптических резонаторов, разработанный Л.А. Вайнштейном [1].

Функция \cos относится к чётным значениям индексов мод, а \sin – к нечётным. Число мод зависит от уровня накачки.

В плоском резонаторе с круглым сечением нормированное распределение интенсивности на поверхности зеркал с круглой апертурой имеет вид:

$$U_{pl}(r, \varphi) = \left(J_p \left[\frac{V_{p(l+1)} \cdot r}{a \cdot \left(1 + \frac{\beta}{\sqrt{8 \cdot \pi \cdot N_a}} \right)} \right] \right)^2 \cdot (\cos(l \cdot \varphi))^2, \quad (2)$$

где p и l – радиальный и аксиальный индексы поперечной моды;
 r – текущая радиальная полярная координата в сечении пучка, м;
 φ – текущая аксиальная полярная координата в сечении пучка, рад;
 a – радиус апертуры резонатора, м;
 N_a – число Френеля, соответствующее радиальному размеру апертуры;
 J_p – функция Бесселя первого рода p -го порядка;
 $V_{p(l+1)}$ – $(l+1)$ -й корень функции Бесселя первого рода p -го порядка.

Пространственные характеристики электромагнитного поля излучения резонатора, состоящего из сферических или сферического и плоского зеркал, имеют ряд характерных особенностей, главной из которых является независимость поперечных размеров распределения (пятна) от размеров поперечного сечения резонатора (апертуры зеркал).

Для сферических зеркал с прямоугольной апертурой распределение интенсивности поля излучения для поперечной моды TEM_{mn} имеет вид:

$$U_{mn}(x, y) = H_m^2 \left(\sqrt{2} \cdot \frac{x}{w} \right) \cdot H_n^2 \left(\sqrt{2} \cdot \frac{y}{w} \right) \cdot \exp \left(-2 \cdot \frac{x^2 + y^2}{w^2} \right), \quad (3)$$

где m и n – продольный и поперечный индексы поперечной моды;
 x и y – текущие прямоугольные координаты в сечении пучка, м;
 w – параметр, характеризующий масштаб сечения (размер пятна), м;
 H_m и H_n – полиномы Эрмита порядка, соответствующего индексу поперечной моды.

Для сферических зеркал с круглой апертурой распределение интенсивности поля излучения для поперечной моды TEM_{pl} имеет вид:

$$U_{pl}(r, \varphi) = \left(\sqrt{2} \cdot \frac{r}{w} \right)^{2 \cdot l} \cdot \left[L_p^l \left(2 \cdot \frac{r^2}{w^2} \right) \right]^2 \cdot \exp \left(-2 \cdot \frac{r^2}{w^2} \right) \cdot (\cos(l \cdot \varphi))^2, \quad (4)$$

где p и l – радиальный и аксиальный индексы поперечной моды;
 r – текущая радиальная полярная координата в сечении пучка, м;
 φ – текущая аксиальная полярная координата в сечении пучка, рад;
 w – параметр, характеризующий масштаб сечения (размер пятна), м;
 L_p – полином Лагерра p -го порядка.

На рис. 1 показаны эпюры нормированного распределения интенсивности излучения на поверхности зеркал резонатора с плоскопараллельными зеркалами прямоугольной апертуры для мод: TEM_{00} – рис. 1 а, TEM_{10} – рис. 1 в, TEM_{11} – рис. 1 д. На рис. 1 б – е, показаны эпюры нормированного распределения интенсивности излучения для тех же мод как вид «сверху» при расположении точки наблюдения по оси резонатора.

На рис. 2 показаны эпюры нормированного распределения интенсивности излучения на поверхности зеркал конфокального резонатора со сферическими зеркалами прямоугольной апертуры для мод: TEM_{00} – рис. 2 а, TEM_{10} – рис. 2 в, TEM_{11} – рис. 2 д.

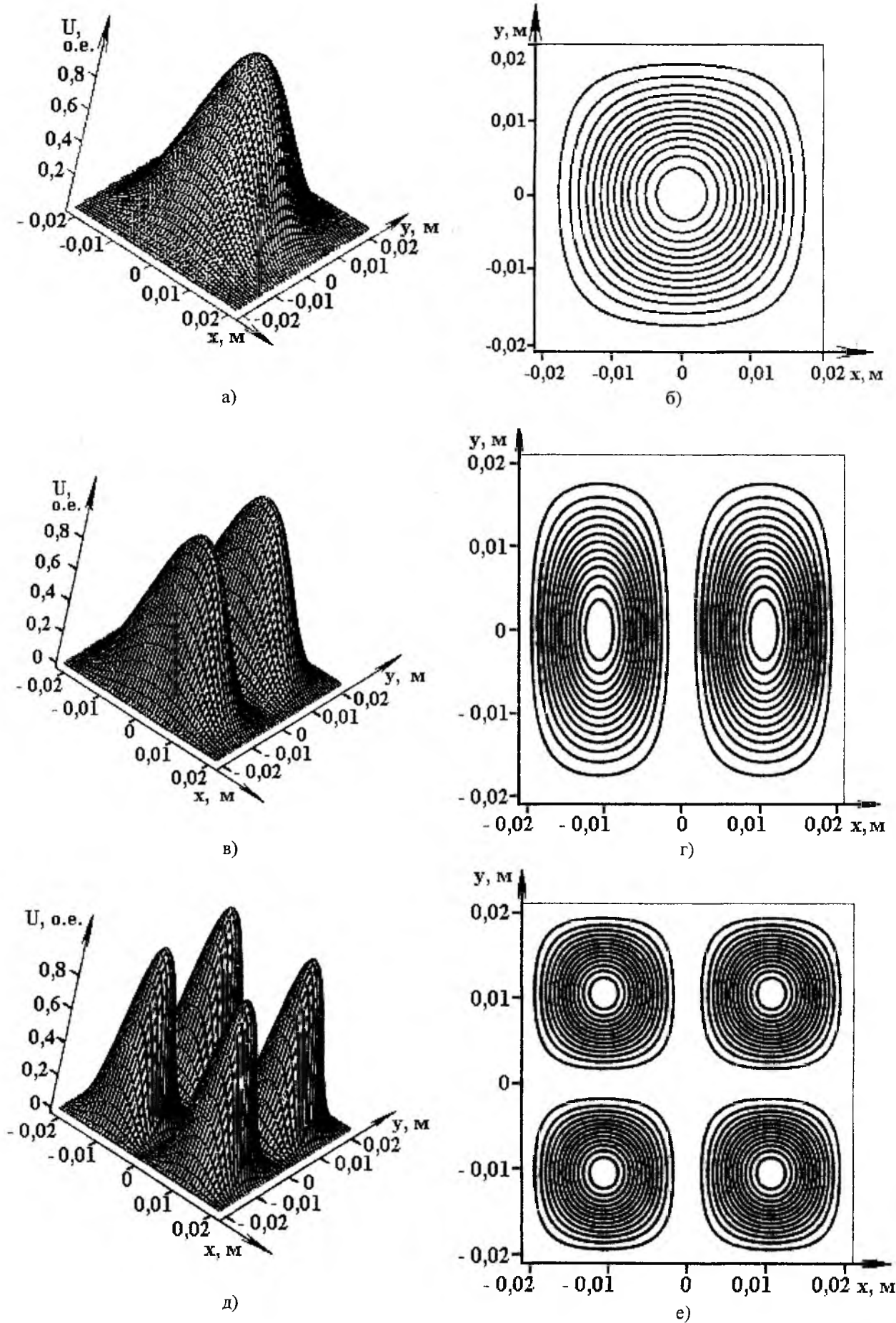


Рис. 1

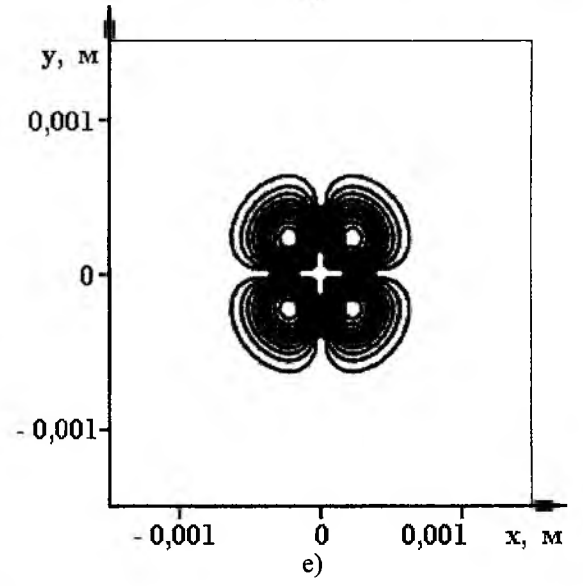
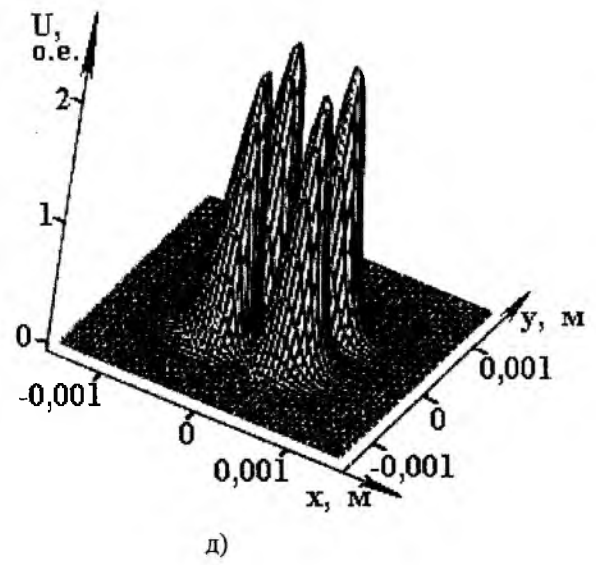
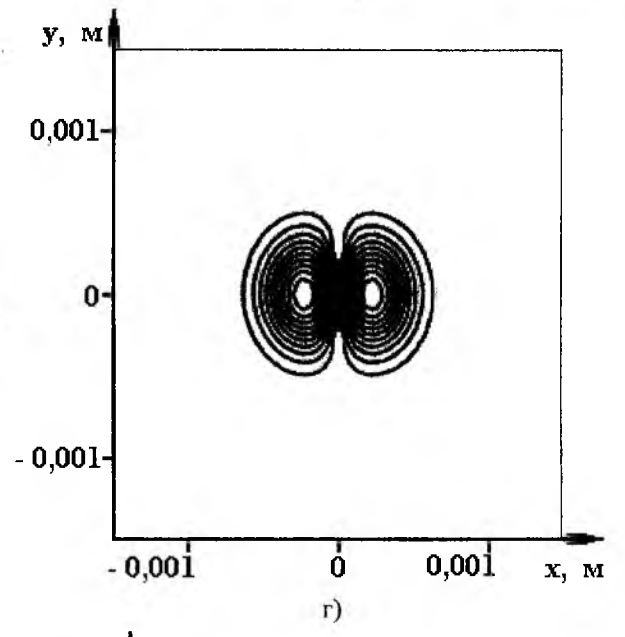
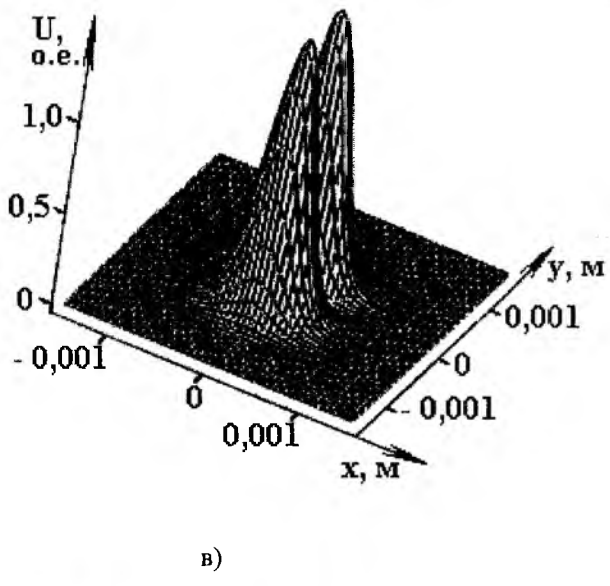
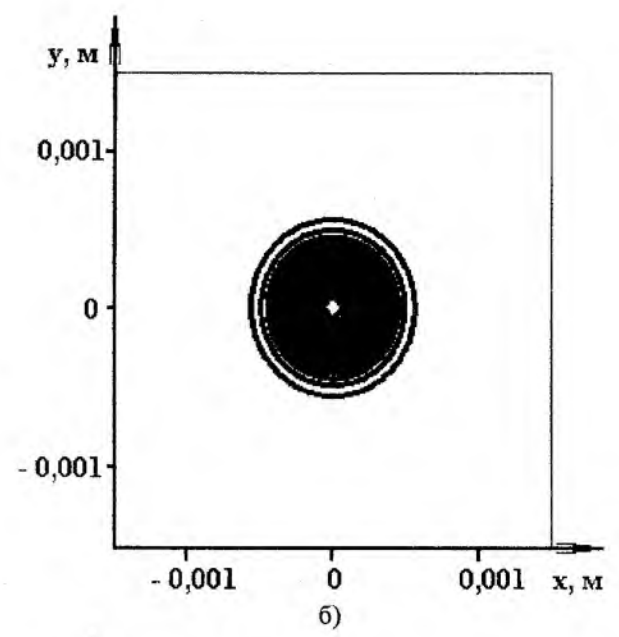
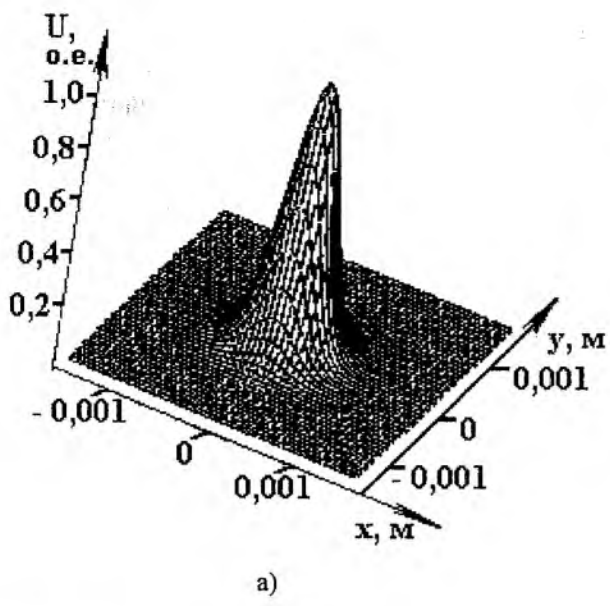


Рис. 2

На рис. 2 б – е, показаны эпюры нормированного распределения интенсивности излучения для тех же мод как вид «сверху» при расположении точки наблюдения по оси резонатора.

Расчёты нормированного распределения интенсивности проводились по формулам (1) – для резонатора с плоскими зеркалами прямоугольной апертуры и (3) – для конфокального резонатора со сферическими зеркалами прямоугольной апертуры с использованием математического пакета Mathcad 2000 pro. Расчёты для зеркал с круглой апертурой могут быть проведены по формулам (2) и (4) с использованием аналогичных алгоритмов и программ [3, 4].

Как следует из приведенных рисунков, основная мода TEM_{00} имеет распределение, описываемое функцией Гаусса, симметрично расположенной относительно начала координат. Для мод высших порядков нормированное распределение интенсивности излучения носит более сложный характер – с симметричным распределением максимумов и нулевых минимумов. Число минимумов в распределении равно соответствующему индексу моды, а число максимумов на единицу больше. Периферийные максимумы имеют большую ширину, чем центральные.

Для сферических зеркал нормированное распределение интенсивности излучения как для основной моды, так и мод высших порядков, аналогично распределению на плоских зеркалах, однако максимумы интенсивности сильно локализованы у центра зеркала (по оси резонатора).

Формулы (1) – (4) позволяют определить нормированное распределение интенсивности излучения для поперечной моды с произвольным значением m и n в открытом оптическом резонаторе практически любой конфигурации.

Список литературы: 1. Вайнштейн Л.А. Открытые резонаторы и открытые волноводы. М.: Сов. радио, 1966. 475 с. 2. Климков Ю.М. Основы расчёта оптико-электронных приборов с лазерами. М.: Сов. радио, 1978. 264 с. 3. Бондаренко М.Ф., Биков М.М., Дзюбенко М.І., Пащенко А.Г., Пащенко Ж.Ф. Прилади та пристрої квантової електроніки з використанням ЕОМ для дослідження і аналізу. Харків: ХНУРЕ, 2002. 388 с. 4. Херхагер М., Партоль Х. Mathcad 2000: полное руководство: Пер. с нем. К.: Издательская группа BHV, 2000. 416 с.

*Харьковский национальный
университет радиоэлектроники*

Поступила в редколлегию 30.01.2003

МОДЕЛИРОВАНИЕ ФИЗИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ В ЛАЗЕРЕ С ПАССИВНЫМ ЗАТВОРОМ В УСЛОВИЯХ ШУМОВЫХ ФЛУКТУАЦИЙ ПАРАМЕТРА НАКАЧКИ

Последние достижения в области лазерной техники делают все более перспективным применение пассивной модуляции лазерного излучения в системах связи. Однако лазеры все еще остаются недоступными большинству корпоративных пользователей из-за сложностей и дороговизны эксплуатации элементов их управления и питания. Такие преимущества, как монохроматичность, когерентность, высокая плотность лазерного излучения нивелируются дороговизной модулирующих и управляющих устройств. В качестве альтернативы перспективно использование пассивных модуляторов, стоимость которых на порядок ниже стоимости активных модулирующих устройств, а по своим параметрам они могут не уступать активным.

Одним из основных недостатков использования пассивных модуляторов является большая нестабильность частоты следования импульсов лазерного излучения при сравнительно низком ее значении. Частота следования генерируемых импульсов по своей величине пока может удовлетворять условиям использования лазеров с пассивной модуляцией лишь в локации, а также в технологических целях.

В качестве математической модели лазера с внутрирезонаторным пассивным модулятором удобно использовать систему балансных уравнений [1], которая, как показали эксперименты, достаточно точно описывает кинетические процессы в лазере с нелинейным насыщающимся поглотителем, помещенным внутрь резонатора:

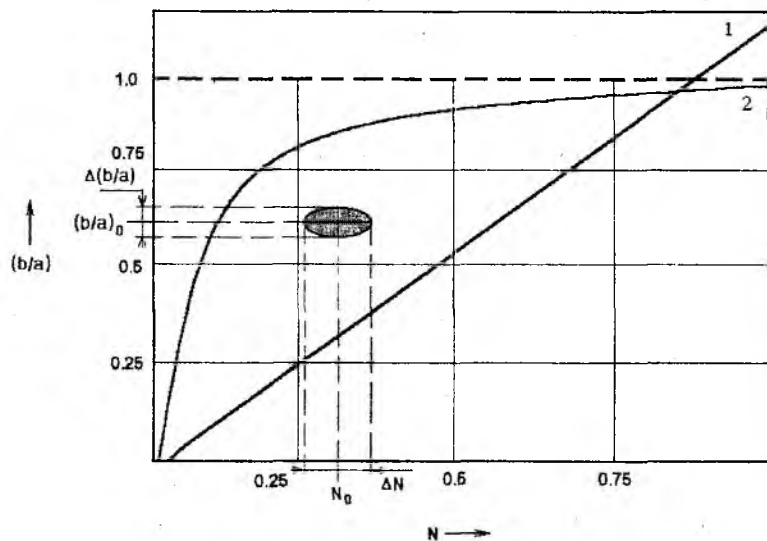
$$\begin{cases} \frac{di}{du} = i \cdot (a\delta - b\delta' - d), \\ \frac{d\delta}{du} = -(\mu i + N + \beta) \cdot \delta + N, \\ \frac{d\delta'}{du} = -(2i + 1) \cdot \delta' + 1. \end{cases} \quad (1)$$

$$i = I\delta' \tau'; \quad \delta = \frac{\Delta}{n_0}; \quad \delta' = \frac{\Delta'}{n'_0}; \quad u = \frac{t}{\tau}; \quad \beta = \frac{\tau'}{\tau}; \quad a = \frac{l}{z} c \sigma n_0 \tau'; \quad b = \frac{l'}{z} c \sigma' n'_0 \tau';$$

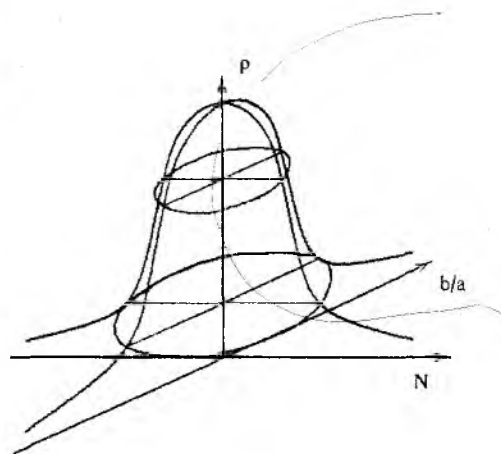
$$\Delta_0 = \frac{W n_0 \tau}{W \tau + 1}; \quad d = \frac{c \lambda}{z}; \quad \mu = \frac{\sigma}{\sigma'}; \quad N = W \tau'; \quad \frac{1}{\tau_0} = W + \frac{1}{\tau}, \quad (2)$$

где I – суммарная интенсивность лазерного излучения внутри резонатора; c – скорость света в свободном пространстве; σ – эффективное сечение взаимодействия активной среды; σ' – эффективное сечение взаимодействия 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 [1].

Данная система характеризуется диаграммой устойчивости (рис. 1а), которая определяет режимы работы лазера с пассивным модулятором. Область, заключенная между кривой 2 и прямой 1, характеризует импульсный режим работы. Задаваясь параметрами накачки и плотности частиц в активной и пассивной средах, определяется положение рабочей точки, которая в реальных системах постоянно смещается в результате воздействия шумовых процессов. Поэтому рабочая точка получает форму эллипса с нормальным распределением плотности вероятности (рис. 1б) [2].



(а)



(б)

Рис. 1

Разделяя функцию периода на две составляющие, можно существенно упростить задачу нахождения приближенных аналитических решений системы (1). В работе [1] путем приближенного решения были получены уравнения для эквиинтервальных кривых (кривых равного временного промежутка между импульсами), которые были подтверждены моделированием сетки рабочих точек в области импульсного режима. Таким образом, выражение для периода импульсных колебаний можно записать в виде

$$T = t_{\text{умн}} + t_{\text{инт}}. \quad (3)$$

На рисунке (2) схематически показаны графики функций $t_{\text{умн}}(b/a, N)$ и $t_{\text{инт}}(b/a, N)$ при $b/a = \text{const}$ и различной ширине импульсной области, которая определяется параметрами β и μ .

Как видно из рис. 2, сужение импульсной области приводит к сближению асимптот функций $t_{\text{умн}}(b/a, N)$ и $t_{\text{инт}}(b/a, N)$, вследствие чего увеличивается значение T_{min} (минимального периода импульсных колебаний) и уменьшается диапазон допустимых флуктуаций ΔN . Таким образом, крутизна функции периода тем больше, чем меньше ширина импульсной области. Нетрудно видеть, что при одном и том же уровне шумов флуктуации периода будут выше в системе с более узкой импульсной областью.

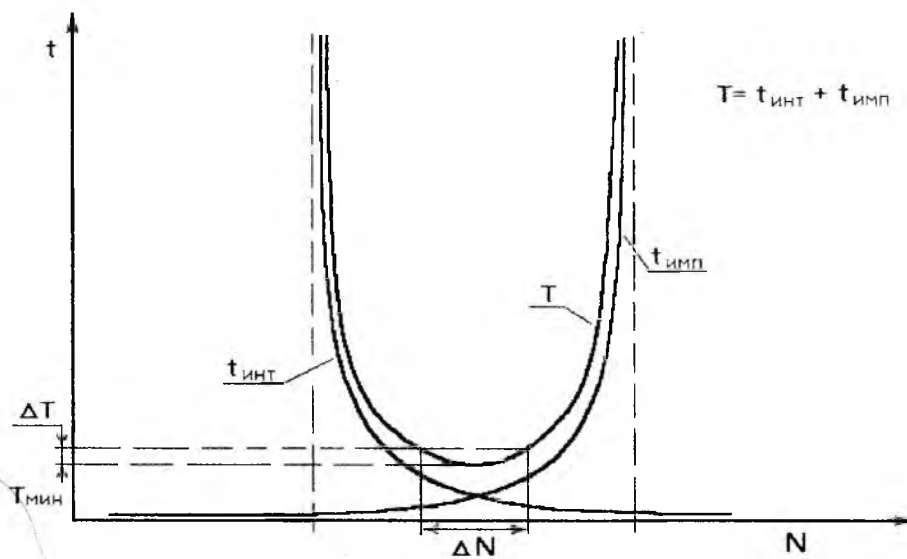
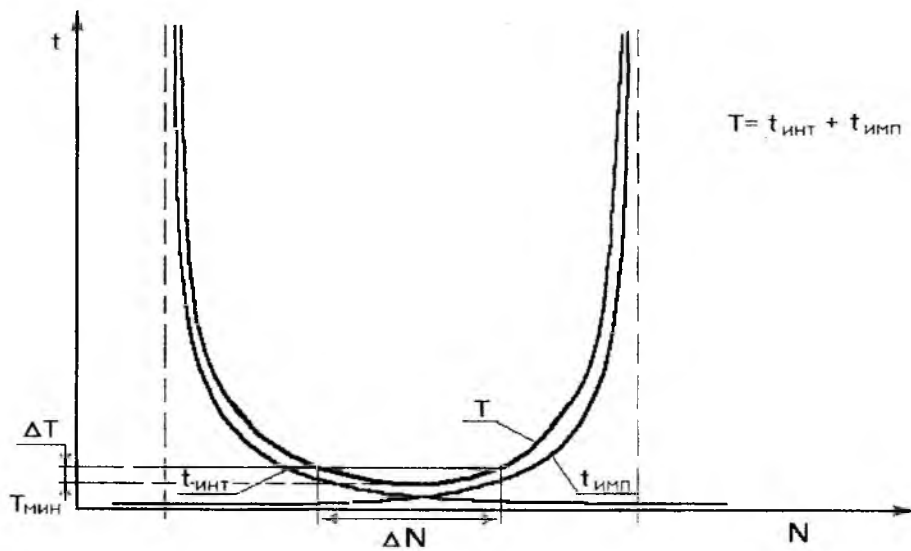


Рис. 2

Сложение функций $t_{\text{имп}}(b/a, N)$ и $t_{\text{инт}}(b/a, N)$ определяет распределение периода колебаний в импульсной области или так называемое частотное распределение, рис. 3:

$$f = \frac{1}{t_{\text{имп}} + t_{\text{инт}}} \quad (4)$$

Кроме того, максимум функции частоты увеличивается по мере уменьшения b/a (рис. 4), это происходит за счет уменьшения пороговой инверсии, в результате чего снижается пиковая мощность генерируемых импульсов [1].

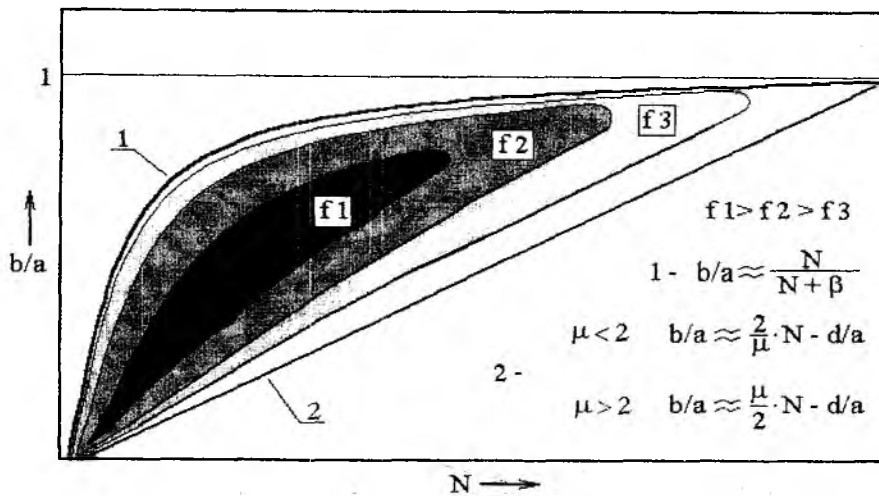


Рис. 3

Таким образом, задаваясь значениями параметров b/a и N , можно добиться необходимого соотношения частоты и пиковой мощности. Подбирая β и μ , можно добиться значительного уширения импульсной области, а значит, увеличения частоты следования импульсов и повышения устойчивости без снижения пиковой мощности.

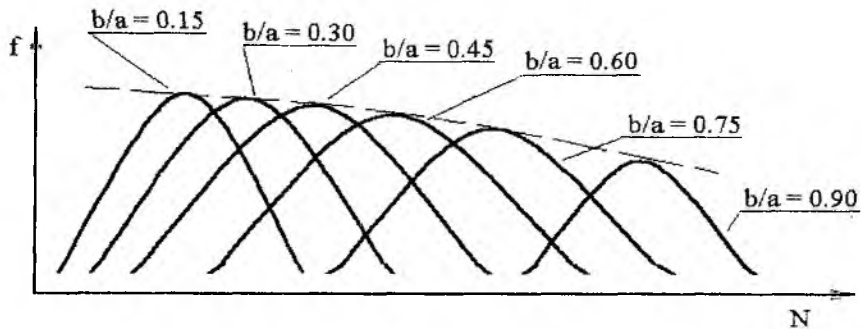


Рис. 4

Целью этой работы являлось определение количественных и качественных характеристик реакции модели лазера с пассивным модулятором на шумовые флуктуации с гауссовым распределением плотности вероятности (нормальный шум), а также выявление эффектов, связанных с динамическим изменением параметров. В реальных лазерных системах преобладающими шумами являются шумы накачки (например, плазмы газового разряда N), флуктуации плотности активной и пассивной сред (b/a), а также тепловые шумы. Так как влияние параметров N и b/a на временные характеристики импульсной генерации лазерного излучения эквивалентно, то для упрощения задачи зашумлению был подвергнут только параметр накачки N [2].

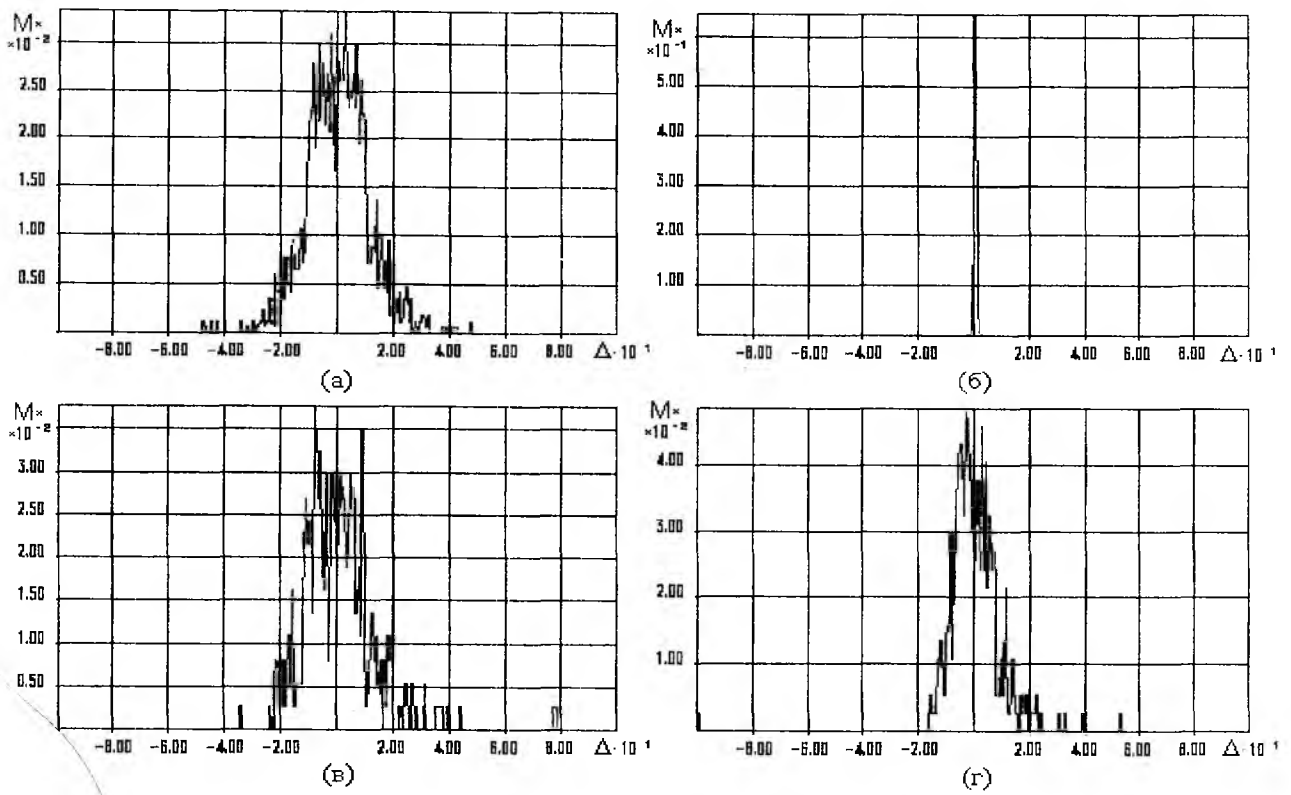


Рис. 5

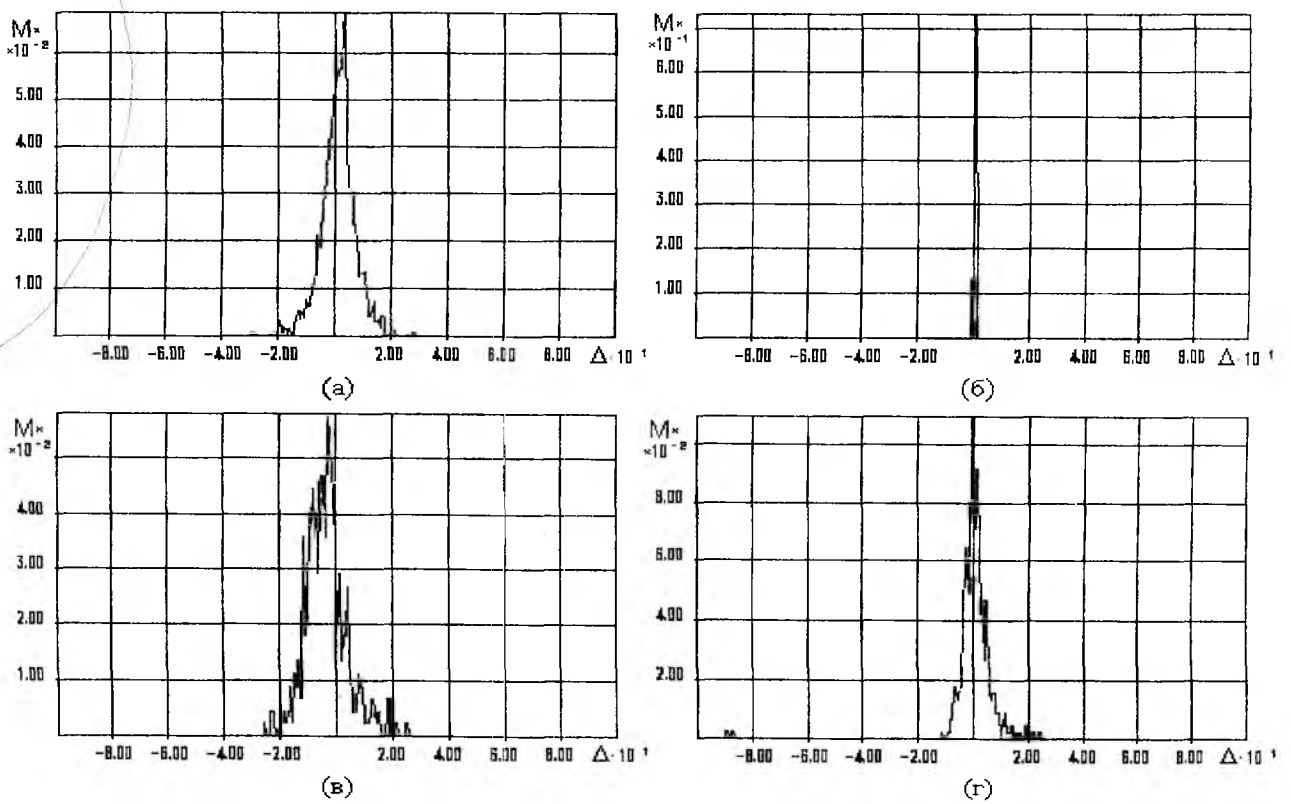


Рис. 6

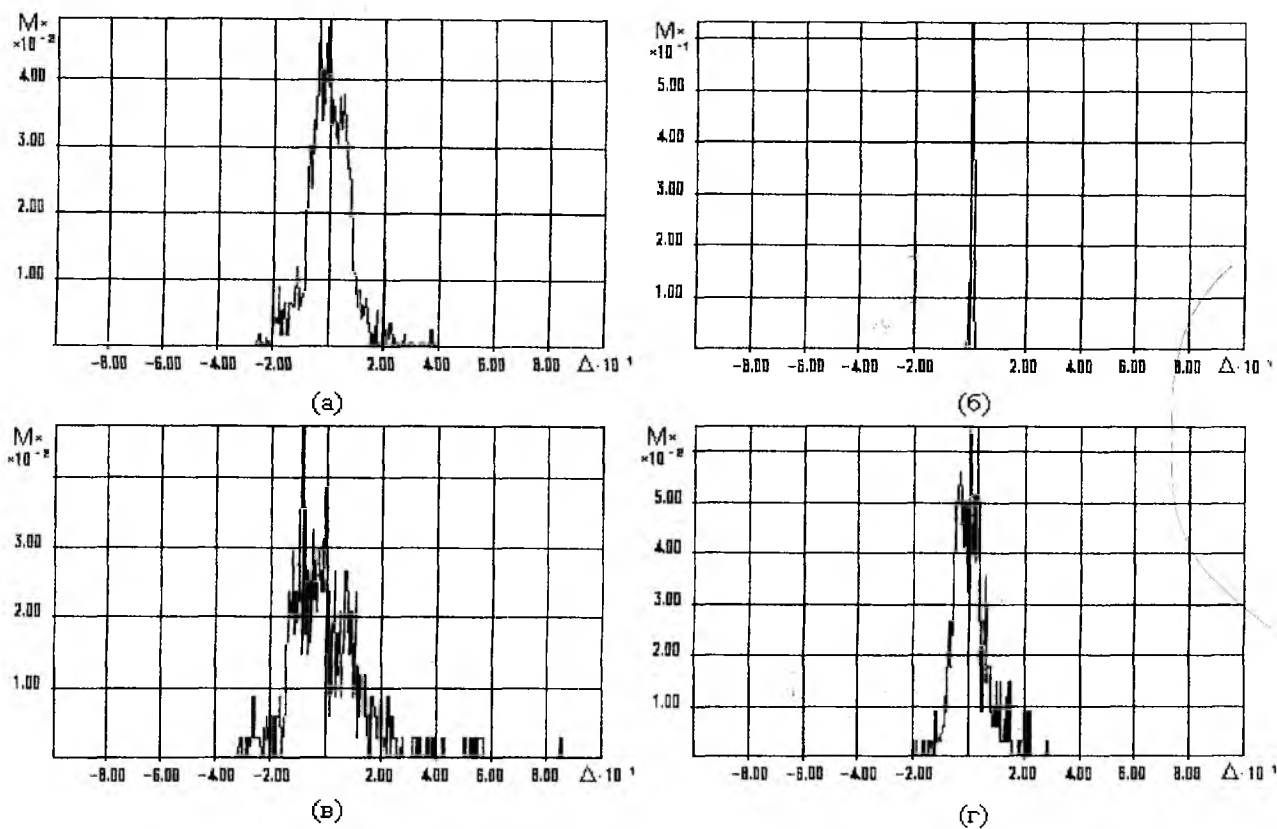


Рис. 7

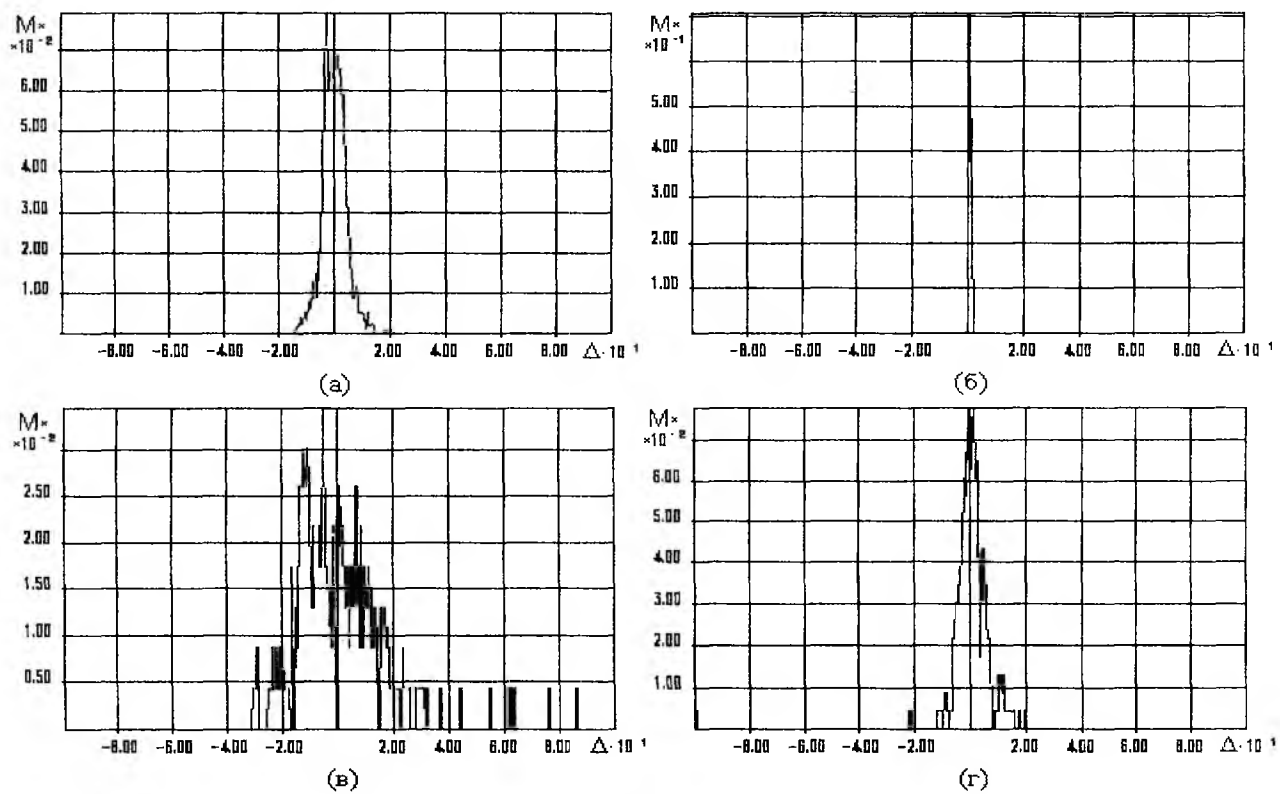


Рис. 8

На рис. 5-8 изображены расчетные статистические распределения параметров N , I_{\max} , $t_{\text{имп}}$, $t_{\text{инт}}$, по величине отклонения от средних значений Δ , а M – отношение плотности количества параметров из выбранного диапазона к общему количеству рассчитанных параметров (функция, пропорциональная распределению плотности вероятности). Рис. (5-8)а – распределение N , рис. (5-8)б – распределение I_{\max} , рис. (5-8)в – распределение $t_{\text{имп}}$, рис. (5-8)г – распределение $t_{\text{инт}}$.

Моделирование проводилось в точках ($b/a=0.5 \div 0.75$), значение N определялось, как среднее арифметическое между значениями, соответствующими границам импульсной области, при значениях $\beta=0.01 \div 0.07$. Диапазон шума $\pm 3\sigma$ при $\sigma=0.01$, вероятность нахождения в заданном диапазоне 0.9997, что вполне достаточно для отображения гауссового шума [2].

Как видно из рис. 5-8, подтверждается предположение о том, что уширение области импульсного режима увеличивает шумовую устойчивость временных характеристик импульсов ($t_{\text{имп}}$, $t_{\text{инт}}$). Кроме того, шум параметра накачки практически не влияет на максимальную интенсивность импульса излучения (I_{\max}).

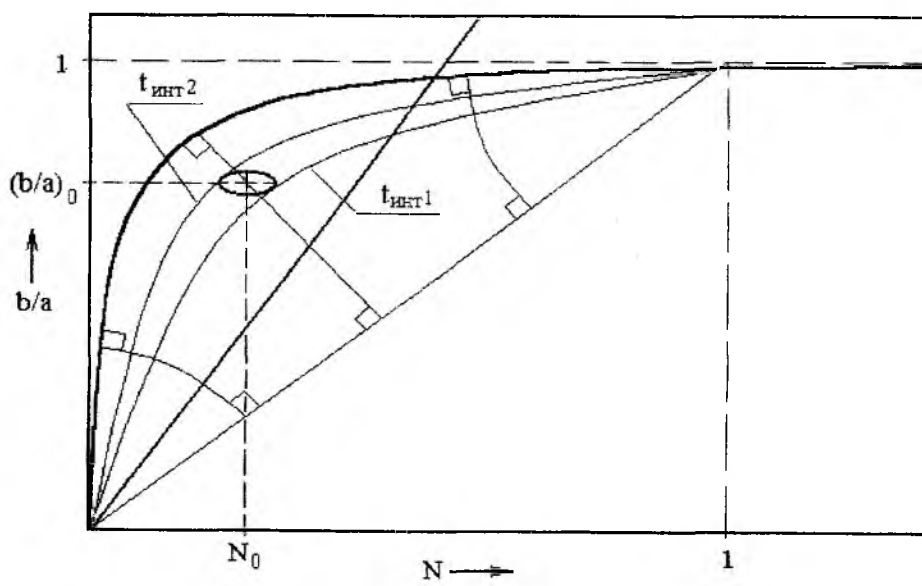


Рис. 9

Полученные распределения (рис. 5-8) при $b/a=0.75$ показывают, что зависимость $t_{\text{инт}}$ имеет меньший разброс при уменьшении области импульсного режима чем $t_{\text{имп}}$, это объясняется тем, что величина $t_{\text{имп}} \ll t_{\text{инт}}$, а величины разбросов $\Delta t_{\text{инт}}$ и $\Delta t_{\text{имп}}$ приблизительно одинаковы. При $b/a=0.5$ разброс $\Delta t_{\text{инт}}$ с уменьшением области импульсного режима несколько уменьшается – это объясняется уменьшением угла между эквиинтервальными линиями и прямой $b/a=\text{const}$ (линия флуктуаций N). Но при существенном уменьшении области либо при увеличении σ , когда $\sigma \approx \Delta N_{\text{обл}}$, разброс $\Delta t_{\text{инт}}$ увеличивается по установленной закономерности. В общем случае (рис. 9, 10) максимальный разброс $t_{\text{имп}}$ и $t_{\text{инт}}$ определяется проекцией эллипса рабочей точки на кривые, ортогональные к эквиинтервальным линиям и линиям одинаковой длительности импульса

Анализируя статистику полученных импульсных последовательностей, обнаружено что временные параметры некоторых импульсов все же выходят за рамки установленной выше закономерности. Хотя их количество в сумме не превышает 1% от общего количества импульсов в последовательности, сам факт их наличия требует анализа. Прежде всего это можно объяснить тем, что основная частота нормального шума, воздействующего на параметр накачки и средняя частота импульсных колебаний были приблизительно равны, в результате локальное распределение плотности вероятности за столь малый период времени

t ($t=t_{\text{инт}} + t_{\text{имп}}$) сильно отличается от заданного. Вследствие такого локального отклонения некоторые импульсы по своим параметрам выходят за рамки закономерностей установленных при постоянных параметрах модели лазера с пассивным затвором.[1]

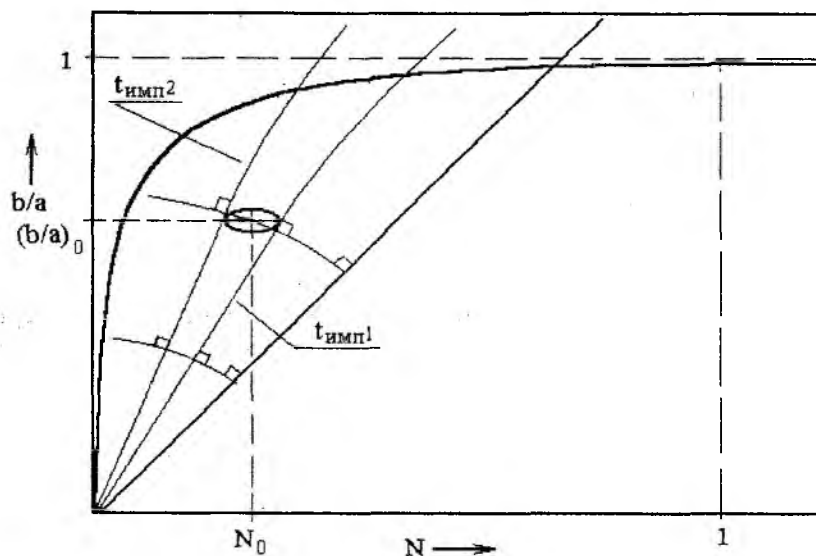


Рис. 10

В процессе исследования кинетической модели лазера с пассивным модулятором [1] была выявлена фундаментальная зависимость. Величина и стабильность частоты следования импульсов связаны между собой таким образом, что увеличивая частоту, можно увеличить стабильность, и наоборот. Зависимость между этими двумя характеристиками определяется шириной импульсной области на диаграмме устойчивости модели, описывающей лазер с пассивным фильтром

Список литературы: 1. Рудченко И.М., Быков М.М Моделирование кинетических процессов в лазерах с нелинейными модуляторами и статическими параметрами // Радиотехника и электроника, 2002. Вып. 124. С. 142 – 147. 2. Филипковский Ю.К. Случайные процессы в радиотехнических цепях // Киев: Изд. объединение «Вища школа», 1978. с. 112.

Харьковский национальный
университет радиоэлектроники

Поступила в редколлегию 22.11.2002

НОВЫЕ ПРИНЦИПЫ РАЗРАБОТКИ УГЛОВЫХ ФИЛЬТРОВ

Принцип действия угловых фильтров (полосно- пропускающих или отражающих по углу структур) основан либо на резонансных свойствах системы слоев без поглощения, либо на росте поглощения в системе с изменением угла падения. При разработке радиопоглощающих угловых фильтров возникает такая же проблема, что и при разработке радиопоглощающих материалов: трудность создания тонкослойных фильтров, имеющих малые значения коэффициентов отражения при больших углах падения волны.

В работе [1] показано, что на основе эффекта «быстрых» поверхностных волн в поглощающих средах возможно создание структур с низким коэффициентом отражения при больших углах падения волны. В этой связи необходимо систематизировать полученные результаты предыдущих исследований, дополнить их новыми и дать ответ на следующие вопросы.

1. Какой из бесконечного множества типов «быстрых» поверхностных волн должен быть принят за основу при проектировании угловых фильтров?

2. Какими расчетными соотношениями для заданной частоты падающего излучения необходимо руководствоваться проектировщику, чтобы определить необходимые электрофизические параметры угловых фильтров?

Поиск ответа на поставленные вопросы начнем с анализа условий возникновения «быстрых» поверхностных волн. Для этого обратимся к результатам работ [2, 3]. Они показывают, что трансформация поверхностных, вытекающих и комплексно им сопряженных волн в «быстрые» поверхностные волны имеет место только в определенном диапазоне длин волн.

Для поглощающего слоя толщиной b с металлическим основанием и относительной диэлектрической проницаемостью ϵ_{r2}^1 поверхностные E- волны возникают в окрестности тех частот, для которых волновое число $k_0 = 2\pi/\lambda$ удовлетворяет уравнению

$$k_0 = \frac{m\pi}{b\sqrt{\epsilon_{r2}^1 - 1}}, \quad m = 0, 1, 2, 3, \dots, \quad (1)$$

а поверхностные H- волны – в окрестности частот

$$k_0 = \frac{(m - 0,5)\pi}{b\sqrt{\epsilon_{r2}^1 - 1}}, \quad m = 1, 2, 3, \dots \quad (2)$$

Таким образом, можно предположить, что данные точки частотного диапазона могут играть существенную роль в решении поставленных вопросов и потому требуют более детального их исследования.

Используя приведенные в [2,3] дисперсионные уравнения и методику их расчета, получены зависимости постоянных распространения поверхностных волн $\gamma = \alpha + j\beta$ от мнимой части диэлектрической проницаемости слоя ϵ_{r2}^1 в точках частотного диапазона, удовлетворяющих уравнениям (1) и (2). Расчет проведен для низших и высших типов колебаний при значении $b = 1$ (выраженном в единицах длины волны).

Анализ полученных результатов показал, что во всех случаях наблюдается общая закономерность, характер которой иллюстрируется кривыми, приведенными на рис. 1 (сплошные кривые соответствуют E- волнам, а штриховые H-волнам). Главная их особенность состоит в следующем.

1. В отмеченных характерных точках частотного диапазона наличие в диэлектрике даже небольшой проводимости (ϵ_r^{11}) приводит к преобразованию «медленной» поверхностной волны в «быструю». На других участках частотного диапазона этого не происходит.

2. Чем ниже тип колебаний, тем в большем диапазоне значений проводимости диэлектрика поддерживаются «быстрые» поверхностные волны.

3. Для Е- и Н- волн максимальное значение этого диапазона имеет место на частотах, удовлетворяющих уравнениям (1) и (2) при $m = 1$.

Дальнейший поиск ответа на поставленные вопросы требует обращения к условиям возбуждения «быстрых» поверхностных волн падающей на поглотитель под углом θ волной. Эти условия имеют вид [1]:

$$\alpha = k_0 \sin \theta, \quad \beta \ll \alpha.$$

Из них следует, что минимум коэффициента отражения при больших углах падения волны будет иметь место, когда $\alpha \cong k_0$, $\beta \ll \alpha$.

Из рис. 1 видно, что данному условию удовлетворяют те поверхностные волны, у которых частотный диапазон лежит вблизи частоты, удовлетворяющей уравнениям (1) и (2). Очевидно, что целесообразно возбуждать те типы волн и типы колебаний, которые позволяют получить меньшее значение коэффициента отражения при более высоком значении угла падения волны.

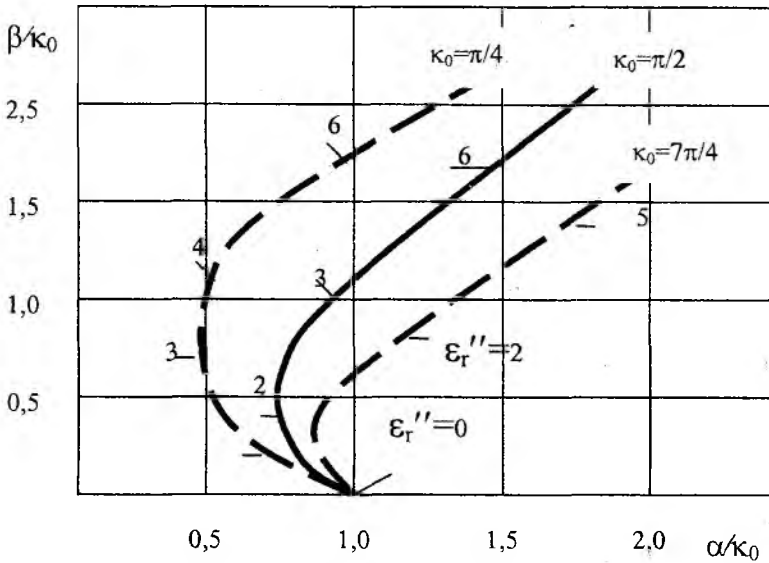


Рис. 1

Рассмотрим двухслойную поглощающую структуру, расположенную на металлической подложке (рис.2), когда нижний слой имеет комплексную диэлектрическую проницаемость $\epsilon_3 = \epsilon_0 (\epsilon_{r3}^1 - j \epsilon_r^{11})$. Коэффициент отражения Е- поляризованного излучения, найденный тем же методом, что и в [1], можно записать в виде

$$R_E = \frac{\epsilon_{r2} k_0 \cos \theta - \chi_2 T}{\epsilon_{r2} k_0 \cos \theta + \chi_2 T} \exp(j 2 k_0 \cos \theta b),$$

где

$$T = \frac{d \sin \chi_3 a \cos [\chi_2 (b-a)] + j \cos \chi_3 a \sin \chi_2 (b-a)}{\cos \chi_3 a \cos [\chi_2 (b-a)] + j d \sin \chi_3 a \sin [\chi_2 (b-a)]};$$

$$\chi_2 = -\chi_2^1 + j \chi_2^{11}, \quad \chi_3 = -\chi_3^1 + j \chi_3^{11};$$

$$\chi_2^1 = k_0 \sqrt{\frac{(\epsilon_{r2}^1 - \sin^2 \theta)^2 + \epsilon_r^{11^2} + (\epsilon_{r2}^1 - \sin^2 \theta)}{2}};$$

$$\chi_2^{11} = k_0 \sqrt{\frac{(\epsilon_{r2}^1 - \sin^2 \theta)^2 + \epsilon_r^{11^2} - (\epsilon_{r2}^1 - \sin^2 \theta)}{2}};$$

$$\chi_3^1 = k_0 \sqrt{\frac{(\epsilon_{r3}^1 - \sin^2 \theta)^2 + \epsilon_r^{11^2} + (\epsilon_{r3}^1 - \sin^2 \theta)}{2}};$$

$$\chi_3^{11} = k_0 \sqrt{\frac{(\epsilon_{r3}^1 - \sin^2 \theta)^2 + \epsilon_{r3}^{112}}{2}} - (\epsilon_{r3}^1 - \sin^2 \theta);$$

$$d = j \frac{\chi_3 \epsilon_2}{\chi_2 \epsilon_3}.$$

В случае наклонного падения Н- поляризованного излучения коэффициент отражения определяется из уравнения:

$$R_H = \frac{P k_0 \cos \theta - \chi_2 N}{P k_0 \cos \theta + \chi_2 N} \exp(j2k_0 \cos \theta b), \quad \text{где}$$

$$P = \sin \chi_3 a \cos \chi_2 b - jd \cos \chi_3 a \sin \chi_2 b;$$

$$N = j \sin \chi_3 a \sin \chi_2 b - d \cos \chi_3 a \cos \chi_2 b;$$

$$d = j \frac{\chi_3}{\chi_2}.$$

Выражения для χ_2^1 , χ_2^{11} , χ_3^1 и χ_3^{11} остались прежние.

Рассмотрим поведение коэффициента отражения при падении под углом θ на однослойную ($a = 0$) поглощающую структуру Е- и Н- поляризованного излучения. Толщина слоя (выраженная в единицах длины волны) $b = 1$, его относительная диэлектрическая проницаемость $\epsilon_{r2}^1 = 5$.

Анализ результатов расчета показал, что для всех частот, на которых возможна трансформация энергии падающего излучения в энергию соответствующего типа «быстрых» поверхностных волн, эффект возникновения минимума коэффициента отражения при больших углах падения волны начинает исчезать при изменении ϵ_{r2}^{11} . Исключением являются только те частоты, которые удовлетворяют уравнениям (1) и (2). Такое явление обусловлено тем, что преобразование других типов волн в «быстрые» поверхностные волны наблюдается лишь при определенных («пороговых») значениях ϵ_{r2}^{11} . Для частот, удовлетворяющих уравнениям (1) и (2), такого «порогового» значения ϵ_{r2}^{11} нет. Здесь, как видно из рис.1, «быстрая» поверхностная волна возникает при малых значениях ϵ_{r2}^{11} и сохраняется в широком диапазоне этих значений. Кроме этого условие возбуждения «быстрых» поверхностных волн выполняется также в более широком диапазоне значений ϵ_{r2}^{11} . В результате, как видно из рис. 3, глубокий минимум коэффициента отражения при больших углах падения волны сохраняется в широком интервале значений ϵ_{r2}^{11} . Здесь сплошные кривые характеризуют коэффициент отражения Е- поляризованного излучения при $k_0 = 0,5\pi$, а штриховые линии – Н- поляризованного излучения при $k_0 = 0,25\pi$.

Установлено, что для Н- поляризованных волн наибольшая глубина минимума коэффициента отражения

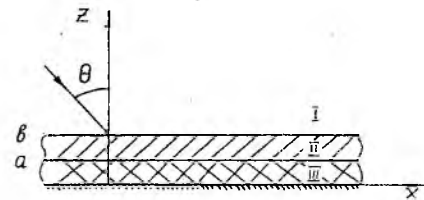


Рис. 2

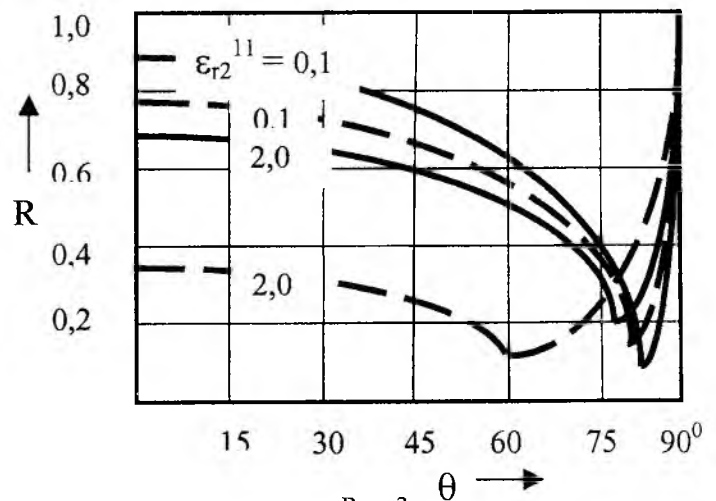


Рис. 3

наблюдается при возбуждении «быстрой» поверхностной волны основного типа колебаний ($m = 1, k_0 = 0,25\pi$).

Для E- поляризованных волн такой минимум соответствует возбуждению «быстрой» поверхностной волны, которая возникает из TE_{02} - типа колебаний ($m = 1, k_0 = 0,5\pi$). Он относится к высшим типам колебаний.

Расчеты, проведенные для других электрофизических и геометрических параметров поглощающего слоя, показали, что выявленные закономерности имеют общий характер. Однако с ростом ϵ_{r2}^1 верхнее значение диапазона изменений ϵ_{r2}^{11} , при котором существует глубокий минимум коэффициента отражения, увеличивается.

С учетом изложенного можно определить необходимые параметры поглощающего слоя, которые при заданной частоте падающего излучения позволяют получить низкое значение коэффициента отражения при больших ($\theta \approx 70^\circ - 85^\circ$) углах падения волны.

Положив в уравнениях (1) и (2) значение $m = 1$, получим, что для E- поляризованного излучения эти параметры находятся из уравнения

$$\lambda = 2b\sqrt{\epsilon_{r2}^1 - 1}. \quad (3)$$

Для падающего H- поляризованного излучения – из уравнения

$$\lambda = 4b\sqrt{\epsilon_{r2}^1 - 1}. \quad (4)$$

Так как большинство промышленных поглотителей имеют значение реальной части диэлектрической проницаемости $\epsilon_{r2}^1 < 5$, то при таком условии значение ее мнимой части для проектируемого углового фильтра необходимо выбирать из соотношения $0,1 \leq \epsilon_{r2}^{11} < 2$.

Например, при длине волны $\lambda = 8$ мм падающего H- поляризованного излучения угловой фильтр толщиной $b = 1$ мм должен иметь следующие параметры: $\epsilon_{r2}^1 = 5, \epsilon_{r2}^{11} = 0,1 \dots 0,4$. В этом случае, как видно из рис. 3, обеспечивается эффективная фильтрация отраженного излучения при углах падения $\theta \approx 80^\circ$.

При уменьшении толщины покрытия, как следует из формул (3) и (4), возрастает и его относительная диэлектрическая проницаемость. В этом случае расчеты показали, что необходимо увеличивать значение и мнимой части относительной диэлектрической проницаемости. Поэтому для фильтров в виде радиопоглощающих красок ее значение может находиться в более широком интервале, чем в указанном выше.

В заключение отметим, что идея преобразования энергии падающего излучения в энергию поверхностных волн была использована зарубежными учеными. В предложенной ими конструкции поглотителя поверхностная волна возникала благодаря встроенной внутри его металлической решетки [4]. Однако, полученные в настоящей работе уравнения открывают возможность реализации конструкций поглощающих устройств, которые по сравнению с зарубежными конструкциями будут значительно проще и экономичнее.

Список литературы: 1. Сахацкий В.Д. Метод повышения эффективности радиопоглощающих структур при больших углах падения волны // Изв. высш. учеб. заведений. Радиоэлектроника. 1998. Т. 41. № 4. С. 73 – 75. 2. Лазаренко Е.Н., Павлов В.Ф., Сахацкий В.Д. О некоторых свойствах поверхностных волн в средах с потерями // Радиотехника и электроника. 1976. № 7. С. 1519 – 1522. 3. Сахацкий В.Д. Волноводная нагрузка расширенного поперечного сечения // Изв. высш. учеб. заведений. Радиоэлектроника. 1998. Т. 41, № 6. С. 54 – 59. 4. Будагян И.Ф. Принципы экранирования и экраны СВЧ: Учеб. пособие / Моск. ин-т радиотехн., электрон. и автоматики. М., 1990. 80 с.

МАТЕМАТИЧНА МОДЕЛЬ ДЛЯ АНАЛІЗУ ПРИЛАДІВ ПОВЕРХНЕВОЇ ХВИЛІ

Останнім часом помітна тенденція до скорочення інтересу розробників радіоелектронної апаратури до приладів зі схрещеними полями. Підтвердженням цього є не тільки загальне зниження публікацій з цієї тематики, але й зменшення об'єму та номенклатури магнетронних приладів. Серед можливих причин такого зниження можна відмітити конкуренцію з боку електровакуумних приладів типу О [1].

Вимоги, які в даний час висуваються до приладів М-типу, в основному зводяться до забезпечення низького рівня шуму та їх довговічності.

З усієї множини приладів зі схрещеними полями особливу увагу привертають прилади, які працюють на неосновному виді коливань. Ці прилади ще недостатньо вивчені внаслідок своєї конструктивної специфіки, оскільки методи моделювання магнетронів, розроблені у [2, 3], працювали для класичних магнетронів. Тому виник інший підхід до проблеми, заснованої на використанні режиму слабких магнітних полів або харківського режиму. Виявилось, що в магнетронах з малим співвідношенням радіусів катода r_K і анода r_A

($\sigma = \frac{r_K}{r_A} \leq 0.3$) коливання стійко збуджуються при малих магнітних полях в 4–5

разів менших, ніж в класичних магнетронах. Це створило передумови для просування в область коротких хвиль. В ІРЕ НАН України були розроблені низьковольтні прилади безперервної дії на довжині хвиль до 2-х міліметрів. Вони отримали назву магнетронів поверхневої хвилі (МПВ) [5–8].

Особливою рисою магнетронів поверхневої хвилі є сильно виражений поверхневий характер уповільненої хвилі, з якою взаємодіє електронний потік, що сформовано в схрещених електричному та магнітному полях. Ця умова накладає певні вимоги на рух електронів, при якому можлива ефективна робота приладу – тривала взаємодія в умовах синхронізму.

Проте до останнього часу особливості електронно-хвильової взаємодії в магнетронах міліметрового діапазону довжин хвиль розглянуті недостатньо; так, немає чіткого уявлення про шлях підвищення ККД, довговічності, довжини імпульсу. У зв'язку з цим є ефективним використання для дослідження таких складних систем, як магнетронні методами чисельного моделювання.

НВЧ-прилади М-типу, які працюють на неосновному виді коливань, є досить специфічними за принципом роботи. Наявність вторинно-емісійного катода не є новиною серед приладів НВЧ, але робіт, присвячених таким приладам, дуже мало і вони присвячені, в основному, якісному опису процесів, котрі відбуваються у передгенераційний період [5–8].

Математичні моделі являють собою потужний інструмент, за допомогою якого здійснюють теоретичні дослідження процесів в системах зі схрещеними полями. Однак їх створення і застосування являє собою складний процес і залежить від кінцевої мети дослідження. В основному їх застосовують для вивчення особливостей енергообміну між електронним потоком та електромагнітною хвилею, а також виявлення та розуміння характеру нелінійності, її ролі в процесах зростання та обмеження основних енергетичних параметрів (ККД, коефіцієнту підсилення, вихідної потужності). На даний час створено моделі, які описують роботу НВЧ-приладів М-типу, але вони не враховують особливості роботи приладів на неосновному виді коливань. Ці моделі є, в основному, двовимірними. Спроби створити тривимірні моделі базувалися на поєднанні двох двовимірних моделей.

Основною специфікою роботи приладів, які працюють на неосновному виді коливань, є наявність вторинно-емісійного катода. Його описам присвячено багато робіт, але в жодній роботі немає моделювання роботи цього катода разом з первинним [4–8]. Наявність первин-

но-емісійного катоду ускладнює моделювання роботи приладів зі схрещеними полями. Це пояснюється тим, що треба одночасно описати в рівняннях руху залежність від відстані між первинно-емісійним та вторинно-емісійним катодами і врахувати властивості вторинно-емісійного катоду.

В роботі [4] була здійснена спроба промоделювати роботу вторинно-емісійного катоду, але цей катод розглядався як частина первинно-емісійного катоду. У випадку магнетронного генератора поверхневої хвилі така модель не буде в достатній мірі повністю описувати процеси, які мають місце у приладах в період запуску. Також недостатньо ефективною є двовимірною модель таких приладів, оскільки вона не може в повній мірі описати процеси, які відбуваються в цих приладах. Тому ці прилади необхідно описувати тривимірною моделлю.

На користь вибору тривимірної моделі говорить і те, що первинний катод знаходиться в торці приладу (рис. 1). А це означає, що неможливо коректно описати рух електронного потоку в просторі взаємодії, використовуючи лише дві координати для опису залежності траєкторії руху електронного пучка від розташування первинного катоду, обрахувати час запуску приладу, тощо.



Рис. 1

Для спрощення, проведемо дослідження на прикладі магнетронного діода, оскільки модель діода є найбільш простою. Цю модель можна використовувати для наглядного показу процесів, які відбуваються в магнетроні, а також як перше наближення моделі до реального приладу. Модель магнетронного діода дуже близька за своїми параметрами до моделі реального приладу. В багатьох моделях робота приладів починає розглядатися у припущенні магнетронного діода, і лише потім переходять до моделі магнетронного генератора з розрізним анодом.

Виходячи з вищезгаданого, доцільно побудувати самоузгоджену тривимірну модель з використанням «великих» частинок, яка складається з рівнянь руху електронного потоку

$$\begin{aligned} \frac{d^2 r}{dt^2} - r \left(\frac{d\varphi}{dt} \right)^2 &= \frac{e}{m} \left(E_r - B_\varphi \frac{dz}{dt} + B_z r \frac{d\varphi}{dt} \right), \\ \frac{d^2 \varphi}{dt^2} r + 2 \frac{dr}{dt} \frac{d\varphi}{dt} &= \frac{e}{m} \left(E_\varphi - B_z r \frac{dr}{dt} + B_r \frac{dz}{dt} \right), \\ \frac{d^2 z}{dt^2} &= -\frac{e}{m} \left(E_z + B_\varphi \frac{dr}{dt} + r B_r \frac{d\varphi}{dt} \right), \end{aligned} \quad (1)$$

рівнянь збудження, які обраховуються за методом амплітуд, що повільно змінюються

$$\frac{dA_n}{dt} = -\frac{1}{N_n} \frac{\omega_n}{2\pi} \int_{t_0-T_n}^{t_0} \int_V \vec{j} \vec{e}_n dV \cos(\omega_n t + \psi_n) dt - \frac{\omega_n}{2Q_H} A_n, \quad (2)$$

$$\frac{d\psi_n}{dt} = -\frac{1}{N_n A_n} \frac{\omega_n}{2\pi} \int_{t_0-T_n}^t \int_V \vec{j} \vec{e}_n dV \sin(\omega_n t + \psi_n) dt,$$

та рівнянням Пуасона

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial U}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 U}{\partial \phi^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial z^2} = -\frac{\rho}{\epsilon_0}. \quad (3)$$

Тепер, користуючись обраною математичною моделлю спробуємо дослідити рух електронного пучка в залежності від радіуса первинного катоду. Це необхідно для з'ясування умов виникнення вторинної емісії. Для цього досить скористатися рівняннями руху (1). Для початку вважатимемо, що первинний катод має форму кільця, схематичне зображення якого наведене на рис. 2.

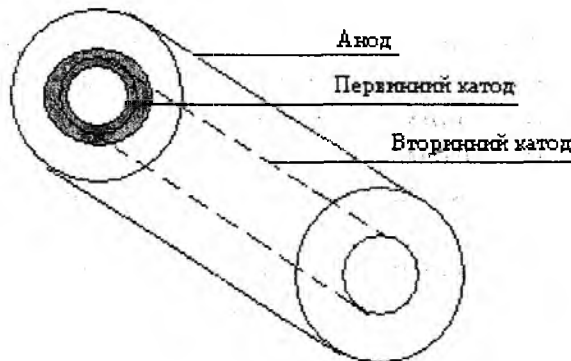


Рис. 2

Для досягнення поставленої мети простежимо траєкторії первинних електронів в залежності від радіуса вильоту їх з первинного катоду. Цей радіус змінюється в межах від $0.1r_K$ до r_A . Відстань між первинним та вторинним катодами була незмінною. За рівняннями руху обраховуємо траєкторію електронного пучка та визначаємо енергію первинних електронів, які потрапляють на вторинний катод, що потрібно для з'ясування можливості виникнення вторинної емісії.

Результати обчислень показали, що при радіусі вильоту первинних електронів від 0.1 до $0.35 r_K$ первинні електрони потрапляють до торця вторинного катоду і таким чином не беруть участі у процесі вторинної емісії. При збільшенні радіуса первинного катоду від $0.35r_K$ до $1.65r_K$ електрони потрапляють на поверхню вторинного катоду, створюючи умови для виникнення вторинної емісії. Первинні електрони з радіусом вильоту $1.65r_K$ до $2r_K$ (радіус аноду) потрапляють на анод. І як електрони з радіусом вильоту $0.1r_K$ до $0.35 r_K$ не братимуть участі в процесі вторинної емісії.

Таким чином, доцільно, щоб емітуюча поверхня первинного катода займала кільце з радіусами $0.35r_k - 1.65r_k$. Розподіл кількості електронів в залежності від радіуса первинного катода наведено на рис. 3.

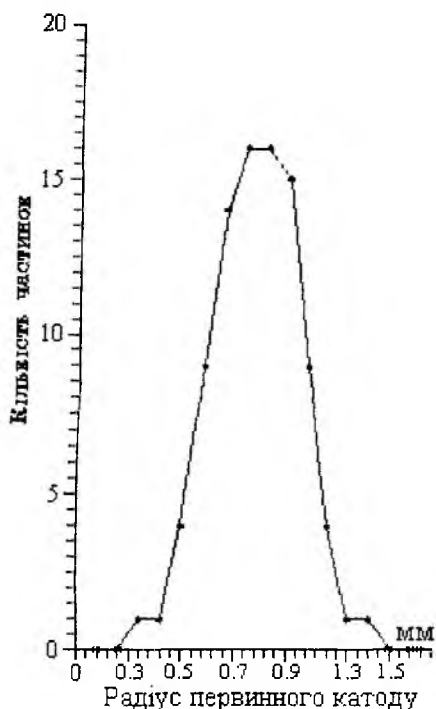


Рис. 3

Для процесу утворення вторинної емісії необхідно, щоб енергія первинних електронів перевищувала роботу виходу вторинних електронів з матеріалу вторинного катода. Обчислення показали, що енергія первинних електронів, котра перевищує роботу виходу з платини (матеріал вторинного катода), притаманна електронам, які емітуються з кільця первинного катода радіусом $0.8r_k$ до $1.25r_k$. Енергія, з якою електрони падають на вторинний катод, буде практично однаковою по всій довжині вторинного катода.

В результаті обчислень рівнянь руху, отримуємо, що найбільша кількість первинних електронів потрапляє на вторинний катод при радіусі вильоту первинних електронів, який є близьким до радіуса вторинного катода.

Розподіл енергії первинних електронів майже однаковий по всій довжині вторинного катода. Отже, вторинна емісія виникатиме рівномірно по всій поверхні вторинного катода.

Таким чином, можна вважати, що використання обраної математичної моделі надасть змогу адекватно описувати фізичні явища у МПВ. Це доведено застосуванням цієї моделі для з'ясування можливості вторинної емісії.

Список літератури: 1. Герасимов В.П. и др. Перспективы применения вычислительного эксперимента в теории и практике приборов со скрещенными полями. 2. Шлифер Э.Д. Расчет многорезонаторных магнетронов / Под ред. проф. И.В. Лебедева. М.: Изд-во МЭИ, 1966. 143 с. 3. Шлифер Э.Д. Расчет и проектирование коаксиальных и обращенно-коаксиальных магнетронов / Под ред. Э.М. Гутцайта. М.: Изд-во МЭИ, 1991. 168 с. 4. Галаган А.В. **название:** 01.04.03. Дисс. Харьков, 1991. 5. Левин Г.Я. О зависимости свойств электронного облака в магнетроне от эмиссионной способности катода // Физика и техника миллиметровых и субмиллиметровых волн. Киев: Наук.думка, 1963, с. 36 – 44. 6. Левин Г.Я. Вопросы теории подобия и моделирования явлений в электровакуумных СВЧ приборах М-типа. Харьков, 1982. 25 с. (Препринт / АН УССР. ИРЭ; № 197). 7. Левин Г.Я. Прикладная электроника миллиметрового диапазона Учебное пособие. Харьков; Изд-во ХГУ, 1982. 104 с. 8. Левин Г.Я. О новых аспектах проблемы «Теория магнетронного диода». Харьков, 1978. 45 с. (Препринт / АН УССР. ИРЭ; № 96).

*Р. И. БЕЛОУС, канд. физ.-мат. наук, Ю. Г. МАКЕЕВ, канд. физ.-мат. наук,
А. П. МОТОРНЕНКО, канд. физ.-мат. наук, Л. П. МОТОРНЕНКО*

РАСЧЕТ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЛНОВОДНО-ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОГО РЕЗОНАТОРА

Введение

Проблема уменьшения габаритов и веса радиотехнических систем и устройств стимулировала поиск возможностей практического использования особенностей затухающих типов электромагнитных колебаний в структурах на запердельных волноводах. Одним из примеров широко используемых в настоящее время электродинамических структур на их основе являются волноводно-диэлектрические резонаторы (ВДР), составляющие отдельную группу в классе металло-диэлектрических резонаторов [1, 2]. ВДР конструктивно представляет собой отрезок прямоугольного или круглого волновода, частично заполненный диэлектрическим элементом (ДЭ). В случае использования запердельного волновода такой резонатор имеет малые габариты и вес при разреженном спектре собственных колебаний [1-7]. Изучению характеристик ВДР на запердельном круглом волноводе посвящено несколько работ [3-6], однако экспериментальных исследований проведено мало.

В настоящем сообщении изложена методика расчета собственных частот и добротностей ВДР на круглом волноводе с короткозамыкающим поршнем (КЗ-поршнем) и проведены численные расчеты его параметров. Экспериментальное исследование такого резонатора выполнено в трехсантиметровом диапазоне длин волн. Проведено сравнение результатов расчета с экспериментальными данными.

Методика расчета и экспериментальная техника

На рис. 1 представлена расчетная модель рассматриваемой резонансной структуры. Она состоит из круглого полубесконечного волновода диаметром $2a$, частично заполненного диэлектрическим элементом с диэлектрической проницаемостью ϵ . ДЭ имеет длину l и полностью заполняет поперечное сечение волновода. С одной стороны от ДЭ на расстоянии L расположен КЗ перестраивающий поршень.

Решение электродинамической задачи по определению спектра собственных частот ВДР проводилось методом частичных областей, при этом потери энергии в металлических частях резонатора и в объеме диэлектрика не учитывались.

Исследуемая структура (рис. 1) была разделена на три области: область I включала часть пустого волновода до границы с диэлектриком; область II состояла из части волновода и ДЭ; а область III занимала оставшуюся часть пустого волновода от второй поверхности диэлектрика до КЗ-поршня.

Рассматривался случай, когда пустые участки волновода для резонирующих типов колебаний были запердельными, а участок волновода с ДЭ был регулярным. В расчете учитывались все возможные типы волн в структуре; методика решения этой задачи достаточно подробно изложена в [7]. Уравнение для определения спектра собственных H -типов колебаний в ВДР с КЗ-поршнем выглядит следующим образом:

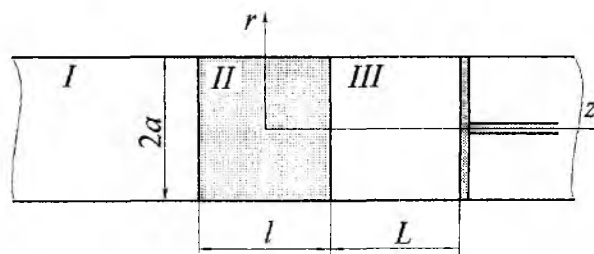


Рис. 1

$$\frac{\beta_{mn}}{\gamma_{mn}}(1 + th\gamma_{mn}L) = \left(\frac{\beta_{mn}^2}{\gamma_{mn}^2} th\gamma_{mn}L - 1 \right) tg\beta_{mn}L, \quad (1)$$

где $\beta_{mn} = \sqrt{k^2 \varepsilon - \left(\frac{\zeta_{mn}}{a}\right)^2}$; $\gamma_{mn} = \sqrt{\left(\frac{\zeta_{mn}}{a}\right)^2 - k^2}$ – постоянные распространения и затухания

волны в волноводе с ДЭ и в пустом волноводе соответственно; $k = \frac{2\pi}{\lambda}$; λ – резонансная длина волны; ζ_{mn} – корни уравнения $J'_{mn}(\zeta_{mn}) = 0$; J'_{mn} – производная функции Бесселя первого рода m -го порядка; ε – диэлектрическая проницаемость материала диэлектрика.

Аналогично выражению (1) может быть записано уравнение и для E -типов колебаний.

Важным энергетическим параметром резонатора является его собственная добротность Q_0 , определяемая как отношение полной энергии W , запасенной в объеме резонансной структуры за период колебаний, к мощности суммарных потерь [1]:

$$Q_0 = \frac{\omega W}{P},$$

ω – круговая частота.

Полную запасенную энергию электромагнитных колебаний H -типа в ВДР можно представить в следующем виде:

$$W = A^2 \varepsilon_0 a_2 \left(\frac{1}{2\gamma_{mn}} \frac{\beta_{mn}^2}{\gamma_{mn}^2} + \frac{\varepsilon}{2\beta_{mn}} a_1^+ + \frac{1}{4\gamma_{mn}} \frac{\beta_{mn}^2}{\gamma_{mn}^2} \frac{1}{ch^2 \gamma_{mn} L} b_1^2 b^- \right),$$

где A – амплитуда электромагнитного поля; ε_0 – диэлектрическая проницаемость вакуума,

$$a_2 = \left(\frac{\zeta_{mn} a}{2} \right)^2 \left(1 - \frac{m^2}{(\zeta_{mn} a)^2} \right); \quad a_1^\pm = \beta_{mn} l \left(1 + \frac{\beta_{mn}^2}{\gamma_{mn}^2} \right) \pm 2 \frac{\beta_{mn}}{\gamma_{mn}} \sin^2 \beta_{mn} l \mp \frac{1}{2} \left(1 - \frac{\beta_{mn}^2}{\gamma_{mn}^2} \right) \sin 2\beta_{mn} l;$$

$$b_1 = \frac{\beta_{mn}}{\gamma_{mn}} \sin \beta_{mn} l - \cos \beta_{mn} l; \quad b^\pm = sh 2\gamma_{mn} L \pm 2\gamma_{mn} L.$$

Суммарная мощность потерь в исследуемой структуре определяется выражением

$$P = P_1 + P_2 + P_3 + P_d,$$

$$P_1 = A^2 \frac{aR_s}{(2\mu_0\omega)^2} \frac{\beta_{mn}}{\gamma_{mn}^2} \left(\frac{\zeta_{mn}^4}{a^4} + \frac{\gamma_{mn}^2}{a^2} \right),$$

где P_1 включает потери электромагнитной энергии в металлических стенках запердельного волновода в первой области; P_2 – потери в металлических стенках волновода во второй области; P_3 – в третьей области (с КЗ-поршнем) и, наконец, P_d – потери энергии в объеме диэлектрика во второй области резонатора, причем,

$$P_1 = A^2 \frac{aR_s}{(2\mu_0\omega)^2} \frac{\beta_{mn}}{\gamma_{mn}^2} \left(\frac{\zeta_{mn}^4}{a^4} + \frac{\gamma_{mn}^2}{a^2} \right),$$

$$P_2 = A^2 R \frac{1}{\beta_{mn}} \left(\frac{\beta_{mn}^2}{a^2} a_1^- + \frac{\zeta_{mn}^4}{a^4} a_1^+ \right)$$

$$P_3 = A^2 R \frac{\beta_{mn}^2}{2\gamma_{mn}^2} \frac{1}{ch^2 \gamma_{mn} L} \left(b_1^2 + \frac{\gamma_{mn}}{a^2} b^+ + \frac{1}{\gamma_{mn}} \frac{\zeta_{mn}^4}{a^4} b^- + 8 \frac{R_s}{R_{s1}} \frac{\gamma_{mn}^2}{a} \right),$$

$$P_d = A^2 \omega \varepsilon \varepsilon_0 \operatorname{tg} \delta \frac{1}{2\beta_{mn}} a_1^+,$$

где $R = \frac{aR_s}{(2\mu_0\omega)^2}$; R_s и R_{s1} – поверхностные сопротивления материалов волновода и КЗ-поршня соответственно; μ_0 – магнитная проницаемость вакуума.

Учет потерь в каждой из выделенных областей позволяет ввести понятие соответствующих частичных добротностей и выразить с их помощью собственную добротность резонатора Q_0 :

$$\frac{1}{Q_0} = \frac{1}{Q_1} + \frac{1}{Q_2} + \frac{1}{Q_3} + \frac{1}{Q_d}. \quad (2)$$

Таким образом, уравнения (1) и (2) описывают собственные резонансные длины волн и добротности исследуемого резонатора во всем спектре $H_{mn\delta}$ колебаний.

Для проведения экспериментальных исследований было изготовлено несколько ВДР с различными диаметрами волновода до 15 мм. В качестве материала волноводов и КЗ-поршней использовались медь ($\sigma = 5,8 \cdot 10^7$ См/м) и латунь ($\sigma = 1,5 \cdot 10^7$ См/м). ДЭ резонаторов выполнялись в виде цилиндров различных диаметров и длин из фторопласта-4 ($\varepsilon = 2,1$; $\operatorname{tg} \delta = 2 \cdot 10^{-4}$). ВДР изготавливались с точностью не хуже 0,01 мм.

Экспериментальные значения резонансных длин волн ВДР находились с помощью панорамных измерителей КСВН. Собственные добротности исследуемых ВДР определялись по методике, изложенной в [8].

Результаты расчетов и экспериментальных исследований

При решении трансцендентного уравнения (1), описывающего поведение собственных длин волн резонатора с изменением его параметров, значения корней определялись с точностью 10^{-15} . Погрешность расчета собственной добротности обуславливалась сделанными предположениями о малости потерь в металлических стенках ВДР и в диэлектрике. При практическом использовании ВДР наибольший интерес представляет основной тип колебания H_{111} . На рис. 2 представлены зависимости резонансной длины волны колебания H_{111} ВДР, а также частичных и собственной добротностей резонатора от параметра \tilde{l}/a (отношения переменной длины диэлектрика к фиксированному радиусу волновода). Кривые 1–6 отражают зависимости λ и Q в отсутствие КЗ-поршня ($L \rightarrow \infty$), а 1'–5' – соответствующим случаю, когда поршень подведен вплотную к ДЭ ($L \rightarrow 0$). Эксперименты были проведены на ВДР, содержащем отрезок волновода радиусом $a = 6,5$ мм, в который

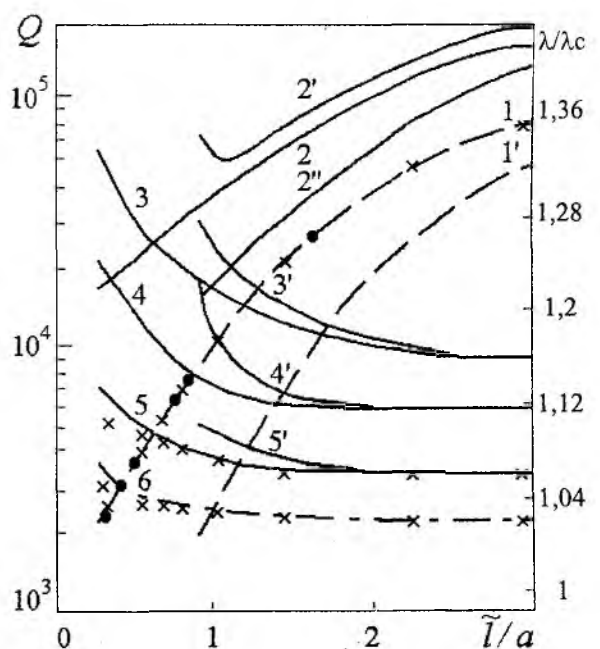


Рис. 2

поочередно помещались образцы ДЭ различной длины (2,5 – 30 мм). Расчетные зависимости резонансной длины волны λ , отнесенной к критической длине волны H_{11} пустого волновода ($\lambda_c = 3,41a$), приведены на рис.2 пунктирными кривыми (1–1'). Сплошными кривыми представлены зависимости добротностей ВДР, обусловленных потерями в запердельных областях I и III ($Q_1 = Q_3$ – кривая 2, Q_1 – 2' и Q_3 – 2''), в металлических стенках волновода в области II (Q_2 – кривые 3, 3'), в ДЭ (Q_d – 4, 4'), а также собственная добротность (Q_0 – 5, 5') резонатора, выполненного из меди. Штрих-пунктирной кривой 6 приведена Q_0 резонатора из латуни. Результаты эксперимента представлены крестиками и точками. Диапазон возможной перестройки резонансной длины волны в ВДР с помощью КЗ-поршня определяется разностью между критическими длинами волн волновода, заполненного диэлектриком с проницаемостью ϵ ($\lambda_c(\epsilon)$), и критической длиной волны пустого волновода λ_c . Как видно из рис. 2, величина Q_0 в 3-см диапазоне составляет несколько тысяч и может быть повышена с помощью КЗ-поршня, а также за счет выбора материала стенок волновода с большей проводимостью. Обращает на себя внимание то, что добротность исследуемого резонатора увеличивается с укорочением резонансной длины волны, особенно при приближении ее к критической длине волны H_{11} пустого волновода. При данных изменениях значений \tilde{l}/a величина добротности резонатора ограничивается в основном потерями энергии в области II (кривые 3–3' и 4–4'), и лишь при малом параметре \tilde{l}/a заметное влияние на величину Q_0 начинают оказывать потери в запердельных отрезках волновода (кривые 2–2''). Отметим хорошее соответствие результатов расчетов с экспериментальными данными.

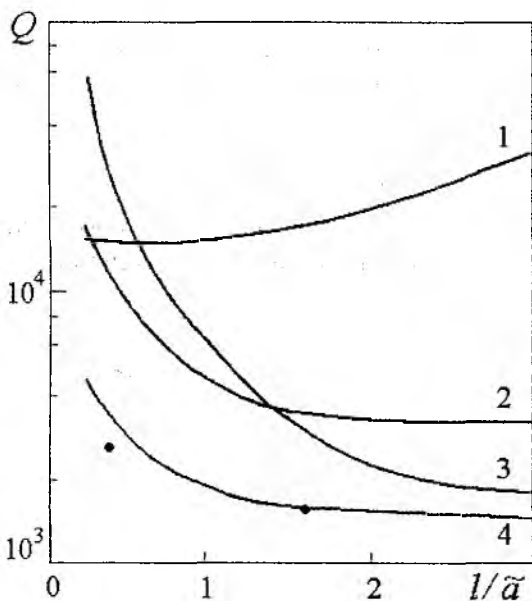


Рис. 3

На рис. 3 приведены зависимости $Q_1 = Q_3$ (кривая 1), Q_2 (3), Q_d (2) и Q_0 (4) от параметра l/\tilde{a} , когда длина ДЭ оставалась постоянной ($l = 2$ мм), а варьировался радиус волновода от 1,25 до 6,5 мм. Кривые рассчитаны для резонатора из меди в отсутствие КЗ-поршня, кружками отмечены экспериментальные данные. При сопоставлении зависимостей рис. 2 и 3 можно заметить, в чем сходство и различие влияния длины ДЭ или радиуса волновода на основные электрические параметры ВДР. Расчеты показывают, что за счет изменения радиуса волновода диапазон перестройки резонансной длины волны составляет ~60 %, тогда как при изменении длины ДЭ ~15 % (при одинаковом интервале l/a). При изменении радиуса волновода в диапазоне выбранных значений l/\tilde{a} потери в металлических стенках резонатора в области ДЭ оказывают

большее влияние (кривая 3 рис.3), чем в случае изменения длины ДЭ (кривая 3 рис. 2). С уменьшением параметра l/\tilde{a} величина Q_0 растет и может достигать $5 \cdot 10^3$. В этих условиях, однако, преобладают потери в металлических стенках запердельных участков волноводо- (кривая 2 рис.2 и кривая 1 рис.3) по сравнению с потерями в металле во второй области. Как и в предыдущем случае, результаты расчета хорошо соответствуют экспериментальным данным (отличие рассчитанных резонансных длин от экспериментальных не превышает одного процента, а добротностей – 15%).

Рис. 4 а и 4 б иллюстрируют характерные зависимости собственных длин волн и добротностей ВДР от величины диэлектрической проницаемости ДЭ. Для удобства сравнения потери во всем интервале изменения ϵ взяты одинаковыми ($\text{tg } \delta = 2 \cdot 10^{-4}$). Расчеты выполнены для волновода из меди радиусом $a = 6,5$ мм при $l/a = 1$.

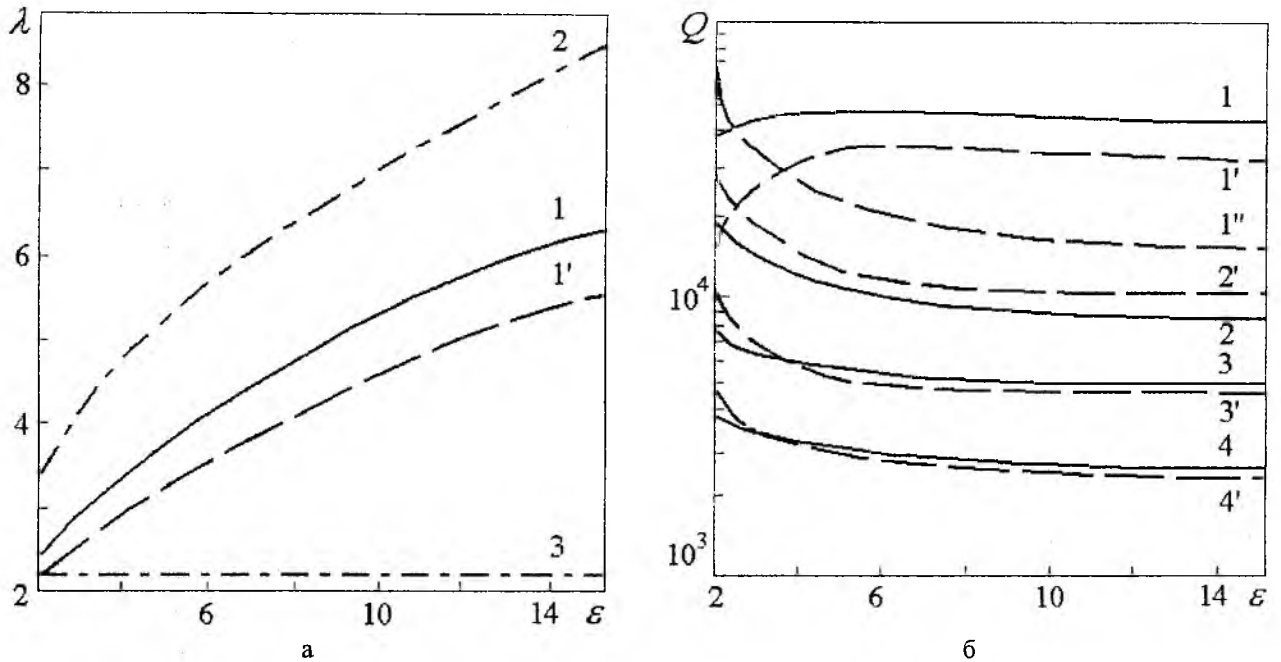


Рис. 4

Сплошные кривые соответствуют условию $L \rightarrow \infty$, а пунктирные $-L \rightarrow 0$. На рис. 4 а приведены зависимости резонансной длины волны λ от величины ϵ (кривые 1 и 1'), а также кривые 2 и 3, отражающие зависимости критических длин волны H_{11} в волноводе, заполненном диэлектриком, и в пустом волноводе соответственно. На рис. 4 б представлены зависимости частичных добротностей ($Q_1 = Q_3$ – кривая 1, $Q_1 - 1'$ и $Q_3 - 1''$, Q_2 – кривые 2, 2', $Q_d - 3, 3'$) и собственной добротности ($Q_0 - 4, 4'$). При анализе рис. 4 а можно проследить расширение диапазона перестройки резонансной длины волны ВДР с ростом значения ϵ . Из рис. 4 б следует, что добротность ВДР в основном ограничивается потерями во второй области (кривые 2 и 3).

Обсуждение результатов и выводы

В работе представлена методика расчета собственных длин волн и добротностей ВДР на основе круглого запердельного волновода с КЗ-поршнем. Численные расчеты характеристик ВДР и его экспериментальные исследования на основном H_{111} типе колебаний, выполненные в трехсантиметровом диапазоне длин волн, иллюстрируют возможности практического использования такого резонатора. Следует отметить хорошее соответствие характеристик ВДР, рассчитанных по предложенной методике и полученных экспериментально. Для резонансного колебания на волне H_{11} можно достичь максимальной собственной добротности ВДР на круглом волноводе вблизи критической длины волны пустого волновода. Как показывают расчеты, такая закономерность оказывается справедливой и в случае использования в качестве ДЭ кварца, лейкосапфира и других широко используемых диэлектриков.

В исследуемом ВДР основные потери, ограничивающие его добротность, сосредоточены как в самом диэлектрике, так и в части волновода, заполненного диэлектриком. Как показали эксперименты, приближение КЗ-поршня к ДЭ позволяет плавно укорачивать резонансную

длину волны ВДР, повышая при этом его добротность. С помощью перемещения КЗ-поршня в наших условиях возможная перестройка резонансной длины волны составляла 15 %.

Оценим возможности уменьшения объема резонатора на основе круглого ВДР за счет выбора материала ДЭ и размеров отрезка волновода. Рассчитаем, к примеру, волноводно-диэлектрический резонатор на резонансную длину волны $\lambda = 2,3$ см. Если выбрать в качестве материала ДЭ фторопласт-4 длиной 2 мм, то требуемую резонансную длину волны на колебании H_{111} в ВДР мы получим при радиусе волновода 6,5 мм, при этом собственная добротность окажется равной 3466. Величина отношения λ/λ_c в этом случае будет равна 1,04, что свидетельствует о выборе нами резонатора на заданную длину волны с максимально возможной добротностью. С другой стороны, расчеты показывают, что такую же резонансную длину волны можно получить в ВДР с ДЭ из лейкосапфира ($\varepsilon = 11,3$; $\text{tg } \delta = 2,6 \cdot 10^{-5}$) длиной $l = 2$ мм и радиусом 3 мм, равным радиусу отрезка волновода. Если этот отрезок выполнить из меди ($\sigma = 5,8 \cdot 10^7$ См/м), то величину Q_0 такого резонатора мы получим равной 4170, а в случае посеребренных стенок резонатора ($\sigma = 6,28 \cdot 10^7$ См/м) она окажется равной 4320. Оценим объемы обоих резонаторов по объемам, занимаемым ДЭ, а также двумя отрезками волноводов длиной, на которой поле волны убывает в e раз. Вычисления показывают, что мы получим во втором случае выигрыш примерно в 20 раз.

В заключение заметим, что ВДР на круглом волноводе можно использовать для определения параметров диэлектриков или металлов по измеренным резонансным характеристикам (λ и Q_0) резонатора, причем точность определения величин ε , $\text{tg } \delta$ диэлектрика или σ материала волновода может быть достаточно высокой.

Список литературы: 1. *Диэлектрические резонаторы* / Под ред. М.Е. Ильченко. М.: Радио и связь, 1989. 328 с. 2. *Каплевич Б.Ю., Трубахин Е.Р.* Волноводно-диэлектрические фильтрующие структуры. М.: Радио и связь, 1990. 272 с. 3. *Макеев Ю.Г., Коробкин В.А.* Резонансный метод определения параметров магнитодиэлектриков в цилиндрическом волноводе, // ПТЭ. 1978. № 1. С. 139 – 141. 4. *Безбородов Ю.М., Лунатов Л.А., Федоров В.Б.* Методы расчетов собственных частот цилиндрического диэлектрического резонатора в соосном с ним запердельном волноводе, // Радиотехника. 1981. Т. 24, № 9. С. 66 – 68. Изв. ВУЗов. 5. *Kooi P.S., Leong M.S., Yeo T.S.* Circular cylindrical cavity loaded with a dielectric sleeve for Gunn-effect oscillator stabilization application. // IEEE Proc. 1986. v. 133, № 4. P. 259 – 264. 6. *Афромеев Е.И., Покровский Ю.А., Шалынкoва Е.И.* Расчет собственной добротности волноводно-диэлектрического резонатора различных типов на запердельном волноводе, // Радиотехника. 1986. № 10. С. 89 – 90. 7. *Макеев Ю.Г., Моторненко А.П.* Исследование электрических характеристик цилиндрического волноводно-диэлектрического резонатора, // Радиофизика и электроника. Харьков: Ин-т. радиофизики и электроники НАН Украины. 1999. Т. 4, № 1. С. 37 – 42. 8. *Гинзтон Э.Л.* Измерения на сантиметровых волнах. М.: 1960. 620 с.

*Институт радиофизики
и электроники НАН Украины, г. Харьков*

Поступила в редколлегию 18.02.2003

**ТЕПЛОФИЗИЧЕСКИЕ И КОНСТРУКТИВНЫЕ ПАРАМЕТРЫ
АЛГОРИТМА СИНТЕЗА МНОГОПЛАТНЫХ РЭА ПО
МАКСИМАЛЬНОМУ ДОПУСТИМОМУ ПЕРЕГРЕВУ**

В многоплатных конструкциях всегда имеют место тепловые связи между элементами и платами, так как коэффициент плотности монтажа $\ell_{\max} / \Delta \geq 1$ [1].

Это позволяет применить к нагретой зоне понятие квазиоднородного тела с эффективной теплопроводностью λ_x, λ_y вдоль осей плат и λ_z перпендикулярно платам. Численные значения эффективных теплопроводностей для РЭА с воздушным наполнителем по данным [1-5] приведены на рис. 1 в функции зазора между платами Δ для монтажа средней плотности ($\eta_m \geq 1$) и нетеплопроводных плат с большой плотностью монтажа ($\eta_m \gg 1$).

$$\lambda_0 = \lambda_x \approx \lambda_y \approx \lambda_z = 0,2 \text{ Вт/м}\cdot\text{град.} \tag{1}$$

В случае теплопроводных плат (тепlostокoв) эффективная теплопроводность определяется вдоль тепlostокoв зависимостью

$$\lambda_i = \lambda_{0i} \left(1 + \frac{\lambda_n}{\lambda_{0i}} \cdot \frac{\delta_m}{\Delta + \delta_m} \right); i = x, y, z, \tag{2}$$

где λ_{0i} – эффективная теплопроводность при нетеплопроводных платах (рис. 1), Вт/м·град; λ_n – теплопроводность сплошных металлических плат (тепlostокoв), Вт/м·град; δ_m – толщина металлических плат (тепlostокoв), м; Δ – расстояние между платами, м.

Связь между температурным полем анизотропной нагретой зоны РЭА в форме параллелепипеда, теплофизическими коэффициентами (λ, c, γ), симметрично расположенными источниками и стоками тепла выражается интегральным уравнением:

$$\vartheta_{(x,y,z,\tau)} = \frac{\int_0^{\ell_x} \int_0^{\ell_y} \int_0^{\ell_z} \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{k=1}^{\infty} \frac{W(x,y,z,\tau) - Q(x,y,z,\tau)}{c\gamma} U_{nx} U_{my} U_{kz} \cdot \int_0^{\ell_x} \int_0^{\ell_y} \int_0^{\ell_z} U_{nx'}^2 \cdot U_{my'}^2 \cdot U_{kz'}^2 dx' \cdot dy' \cdot dz'}{\int_0^{\ell_x} \int_0^{\ell_y} \int_0^{\ell_z} U_{nx'} \cdot U_{my'} \cdot U_{kz'} \cdot x \cdot e^{-\frac{\sigma_n^2(\tau-t)}{c\gamma} \frac{q_v}{c\gamma}} \cdot dx' \cdot dy' \cdot dz' \cdot dt}, \tag{3}$$

где W – мощность рассеивания источников тепла нагретой зоны прибора, Вт/м³; Q – удельная мощность стоков тепловой энергии, Вт/м³; q_v – объемный коэффициент теплообмена, Вт/м² град.

Получение из (2) алгоритмов синтеза для произвольного закона изменения температуры $\vartheta(x, y, z, \tau)$ представляет серьезные математические трудности, так как методы решения

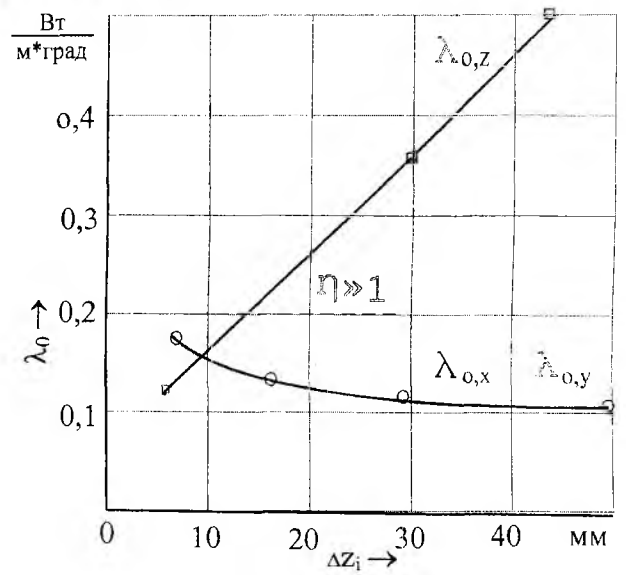


Рис. 1

некорректных многомерных задач теплопроводности начали широко разрабатываться лишь в последние годы.

Поэтому ограничимся рассмотрением случая, когда требуемый температурный режим задаётся максимальной температурой в установившемся режиме $\vartheta_0 (\tau \rightarrow \infty)$.

Решение уравнения (2) будем получать при симметричных законах распределения источников и стоков энергии.

С учётом этих допущений, ограничиваясь первым членом ряда общего решения при $\tau \rightarrow \infty$, получим связь между максимальной температурой и всеми остальными параметрами теплового процесса:

$$\frac{P}{\lambda_{\max}} \cdot \frac{\ell_{\min}^2}{V} \zeta^2 \cdot F_w \frac{A}{(\mu_x \cdot \xi_x)^2 + (\mu_y \cdot \xi_y)^2 + (\mu_z \cdot \xi_z)^2 + \frac{q_v \ell_{\min}^2 \zeta^2}{\lambda_{\max}}} = \vartheta_0; \quad (4)$$

$$A = \{0,82 \cdot A_x \cdot A_y \cdot A_z, \xi_x \approx \xi_y \approx \xi_z = 1;\}$$

$$A = \{0,82 \cdot A_x \cdot A_y, \xi_x \approx \xi_y; \xi_z \rightarrow 0;\} \quad (5)$$

$$A = \{0,82 \cdot A_x, \xi_y \approx \xi_z \rightarrow 0,\}$$

где A_i, μ_i – значения амплитуд и собственных значений при B_i (табл.2);

ξ_{i_0} – относительные длины сторон (8) параллелепипеда;

ζ – смотри соотношение (22).

Возможность ограничения суммы первыми членами ряда с условиями (5) вытекает из табл. 1, в которой дана сравнительная оценка суммы и первого члена ряда уравнения теплопроводности при $B_i = \infty$.

Т а б л и ц а 1

Форма параллелепипеда	Сумма ряда	Первый член ряда	Погрешность %	Требуемая поправка
Куб	0,223	0,273	22,5	0,82
Квадратный «брус»	0,297	0,332	11,8	0,90
Квадратная пластина	0,500	0,510	2,0	0,98

Выразим в (4) наименьший линейный размер нагретой зоны в форме параллелепипеда $2\ell_{\min}$ через фиксированный объём V (m^3) и относительные размеры сторон:

$$V = 8\ell_x \cdot 8\ell_y \cdot 8\ell_z = 8\ell_{\min}^3 \frac{1}{\xi_{x_0} \cdot \xi_{y_0} \cdot \xi_{z_0}}; \quad (6)$$

$$\ell_{\min} = 0,5\sqrt[3]{V} \cdot \sqrt{\xi_{x_0} \cdot \xi_{y_0} \cdot \xi_{z_0}}; \quad (7)$$

$$\xi_{i_0} = \frac{\ell_{\min}}{\ell_i}, \quad i = x, y, z. \quad (8)$$

После подстановки (7) и (2) в (6) и группирования по параметрам придем к математическому выражению алгоритма синтеза РЭА по заданной максимальной температуре в виде уравнения связи между параметрами синтеза F_j при отсутствии объёмных стоков энергии ($q_v = 0$).

$$F_0 \cdot F_\phi \cdot F_\lambda \cdot F_{a\lambda} \cdot F_{ак} \cdot F_w \leq 1, \quad (9)$$

где F_0 – начальный параметр;

$$F_0 = \frac{P_0}{\vartheta_0} \cdot \frac{1}{4\lambda_0 \cdot V^{\frac{1}{3}}} \cdot \frac{0,82 \cdot A_0^3}{3\mu_0^2}; \quad (10)$$

$$B_{i_0} = \frac{K_0}{\lambda_0} \cdot \frac{1}{2} \sqrt[3]{V}, \quad (11)$$

где P_0 – суммарная мощность источников тепла, Вт;

ϑ_0 – максимальный допустимый перегрев аппарата, град.;

λ_0 – эффективная теплопроводность при отсутствии теплостоков при газовом (воздушном) заполнителе (рис. 1), Вт/м. град;

V – объём нагретой зоны, m^3 ;

A_0, μ_0 – амплитуда и собственные значения при B_{i_0} (табл. 2);

K_0 – средний поверхностный коэффициент теплопередачи;

F_ϕ – параметр формы параллелепипеда.

$$F_\phi = 3 \frac{A_1}{A_0^3} \cdot \mu_0^2 \frac{\sqrt{\xi_{x_0}^2 \cdot \xi_{y_0}^2 \cdot \xi_{z_0}^2}}{(\mu_{x_1} \cdot \xi_{x_0})^2 + (\mu_{y_1} \cdot \xi_{y_0})^2 + (\mu_{z_1} \cdot \xi_{z_0})^2}; \quad (12)$$

$$B_{i_j} = B_{i_0} \frac{\sqrt[3]{\xi_{x_0} \xi_{y_0} \xi_{z_0}}}{\xi_{i_0}}; \quad (13)$$

$$A_1 = A_{x_1}^* \cdot A_{y_1}^* \cdot A_{z_1}^* : A_{i_1}^* = A_{i_1} - (A_{i_1} - 1) \cdot (1 - \xi_{i_0}); \quad i = x, y, z, \quad (14)$$

где ξ_{i_0} – относительные длины сторон (8) параллелепипеда;

$A_{i_1}; \mu_{i_1}; A_0; \mu_0$ – значения амплитуд и собственных значений при критерии B_{i_0} и B_{i_1} , (табл. 2).

F_λ – параметр эффективной теплопроводности нагретой зоны.

$$F_\lambda = \frac{1}{1 + \frac{\lambda_m}{\lambda_0} \cdot \frac{\delta_m}{\Delta + \delta_m}} \cdot \frac{A_2}{A_1} \cdot \frac{(\mu_{x_1} \cdot \xi_{x_0})^2 + (\mu_{y_1} \cdot \xi_{y_0})^2 + (\mu_{z_1} \cdot \xi_{z_0})^2}{(\mu_{x_2} \cdot \xi_{x_0})^2 + (\mu_{y_2} \cdot \xi_{y_0})^2 + (\mu_{z_2} \cdot \xi_{z_0})^2}, \quad (15)$$

$$B_{i_2} = B_{i_0} \cdot \frac{\sqrt{\xi_{x_0} \cdot \xi_{y_0} \cdot \xi_{z_0}}}{\xi} \cdot \frac{\lambda_0}{\lambda_{\max}}, \quad i = x, y, z, \quad (16)$$

$$\frac{\lambda_0}{\lambda_{\max}} = \frac{1}{1 + \frac{\lambda_M}{\lambda_0} + \frac{\delta_M}{\Delta + \delta_M}}, \quad (17)$$

$$A_2 = A_{x_2}^* \cdot A_{y_2}^* \cdot A_{z_2}^*; \quad A_{i_2}^* = A_{i_2} - (A_{i_2} - 1) \cdot (1 - \xi_{i_0}), \quad i = x, y, z, \quad (18)$$

где A_{i_2}, μ_i – значения амплитуд и собственных значений при B_{i_2} (табл.2)

Таблица 2

B_i	A_i	μ_i
0,00	1,0000	0,0000
0,01	1,0020	0,0998
0,10	1,0159	0,3111
0,50	1,0701	0,6533
0,60	1,0813	0,7051
0,70	1,0918	0,7506
0,80	1,1016	0,7910
0,90	1,1192	0,8603
1,00	1,1192	0,8603

$F_{a\lambda}$ – параметр анизотропности по теплопроводности $\lambda_x \neq \lambda_y \neq \lambda_z$:

$$F_{a\lambda} = \zeta^2 \cdot \frac{A_3}{A_2} \cdot \frac{(\mu_{x_1} \cdot \xi_{x_0})^2 + (\mu_{y_1} \cdot \xi_{y_0})^2 + (\mu_{z_1} \cdot \xi_{z_0})^2}{(\mu_{x_2} \cdot \xi_{x_0})^2 + (\mu_{y_2} \cdot \xi_{y_0})^2 + (\mu_{z_2} \cdot \xi_{z_0})^2}, \quad (19)$$

$$B_{i_3} = B_{i_0} \cdot \frac{\sqrt{\xi_{x_0} \cdot \xi_{y_0} \cdot \xi_{z_0}}}{\xi_{i_0}} \cdot \frac{\lambda_0}{\lambda_{\max}} \cdot \frac{\lambda_{\max}}{\lambda_i}, \quad i = x, y, z, \quad (20)$$

$$A_3 = A_{x_3}^* \cdot A_{y_3}^* \cdot A_{z_3}^*; \quad A_{i_3}^* = A_{i_3} - (A_{i_3} - 1) \cdot (1 - \xi_{i_0}), \quad i = x, y, z. \quad (21)$$

$$\zeta = \frac{i^{\min} \left(\ell_i \sqrt{\frac{\lambda_{\max}}{\lambda_i}} \right)}{\ell_{\min}}; \quad \xi_i = \xi_{i_0} \cdot \frac{\zeta}{\sqrt{\frac{\lambda_{\max}}{\lambda_i}}}, \quad i = x, y, z, \quad (22)$$

где $A_{i3}; \mu_{i3}$ – значения амплитуд и собственных значений при B_{i3} (табл. 2).

$$F_{ак} = \frac{A}{A_3} \cdot \frac{(\mu_{x3} \cdot \xi_x)^2 + (\mu_{y31} \cdot \xi_y)^2 + (\mu_{z3} \cdot \xi_{z0})^2}{(\mu_x \cdot \xi_x)^2 + (\mu_y \cdot \xi_y)^2 + (\mu_z \cdot \xi_z)^2}, \quad (23)$$

$$B_i = B_{i0} \cdot \frac{\sqrt{\xi_{x0} \cdot \xi_{y0} \cdot \xi_{z0}}}{\xi_{i0}} \cdot \frac{\lambda_0}{\lambda_i} \cdot \frac{\kappa_i}{\kappa_0}, \quad i = x, y, z, \quad (24)$$

$$A = A_x^* \cdot A_y^* \cdot A_z^*; \quad A_i^* = A_i - (A_i - 1) \cdot (1 - \xi_i), \quad i = x, y, z, \quad (25)$$

где $A_i; \mu_i$ – значения амплитуд и собственных значений при B_i (табл. 2); κ_i – коэффициенты теплопередачи на гранях нагретой зоны, Вт/м·град [5];

F_w – параметр влияния закона концентрации мощности источников тепла в объёме нагретой зоны [4].

При введении объёмных температурозависимых стоков, мощность которых существенно превышает мощность поверхностных стоков, алгоритм синтеза по максимальной стационарной температуре при отсутствии поверхностных стоков выражается уравнением связи вида

$$F_Q \leq 1, \quad (26)$$

$$F_Q = \frac{P_0}{V \cdot q_v}. \quad (27)$$

Согласно (9) и (26) для получения оптимальных конструкций РЭА, позволяющих использовать в схемах элементы с максимальной потребляемой мощностью при заданном максимальном перегреве, необходимо минимизировать параметры синтеза F_j в пределах ограничений, наложенных на каждый параметр техническим заданием на разработку аппарата.

Вывод: для создания оптимальной конструкции РЭА по заданному максимально допустимому перегреву необходимо произвести оптимизацию по каждому из рассмотренных параметров.

Список литературы: 1. Дутьнева Н.М. Исследование тепловых режимов радиоэлектронных блоков в микро-модульном исполнении. // Автореферат канд. диссер., ЛПИ., 1972. 21 с. 2. Майко И.М., Синотин А.М. Экспериментальное определение эффективной теплопроводности нагретых зон РЭА, // Вопросы радиоэлектроники. ТРТО. 1972. № 2. 3. Майко И.М. Исследование нестационарных тепловых режимов РЭА. // Автореферат канд. диссер., ЭНИН. 1971. 4. Майко И.М., Синотин А.М., Детинов Ю.М. О теплофизическом конструировании одноблочных радиоэлектронных аппаратов с заданным тепловым режимом. // Вопросы радиоэлектроники. ТРТО. 1974. № 1. 5. Лыков А.В. Теория теплопроводности. Госэнергоиздат. 1952. 6. Михеев М.А. Основы теплопередачи. Госэнергоиздат. 1956. 315 с.

Харьковский национальный
университет радиоэлектроники

Поступила в редколлегию 20.03.2003.

PETER KOHNS, PhD, ALEXANDER KRASNOGOROV,
YURI MACHEKHIN, cand. phys.-math. sci. (PhD)

INFLUENCE OF POLARIZATION AND MISALIGNMENT ON THE SIGNAL OF A TRAP DETECTOR

Introduction

Modern development of many branches of a science and engineering puts increased requirements to accuracy of measurement of power of laser radiation in a wide range of frequencies and power. There is a significant need for precise measurement of absolute value of power from a source of radiation in the optical region with a low or ultralow level of power (from several a milliwatt up to units of nanowatt and less).

Essential progress in creation of power measuring instruments in the optical range on the basis of photodiodes was carried out recently due to development of silicon photodiodes with practically 100 % internal quantum efficiency in an optical range, i.e. each photon of the detected radiation absorbed by the photodiode generates a electron-hole pair. The internal structure and a mode of operation of such photodiode make probability of a recombination of carriers in a material of the diode small enough and, therefore, the registered photocurrent is directly proportional to power of the detected radiation.

Further great advance in a development of high-precision instruments measuring the power of optical radiation was achieved at realization of the scheme of a photodetector, which for the first time was offered in [1]. The feature of this scheme is inclusion in structure of the photodetector of several photodiodes so that radiation, having got in the photodetector and, interacting with photodiodes, has undergone several reflections from them and practically was completely absorbed up by the detector. Similarly, the measuring devices have received the name trap detectors. One of variants of the optical circuit of such device is given in fig. 1. At realization of such or similar scheme, the photodetector assembled on the basis of photodiodes with 100 % internal quantum efficiency, have nearly 100 % external quantum efficiency. Almost all radiation incidents on the photodetector take part in formation of a useful signal. Further, the idea of creation of such measuring device was realized in a number of the scientific metrological centers [2]. The result of these works was creation of several variants of similar precision instruments measuring power of the optical radiation and having various characteristics.

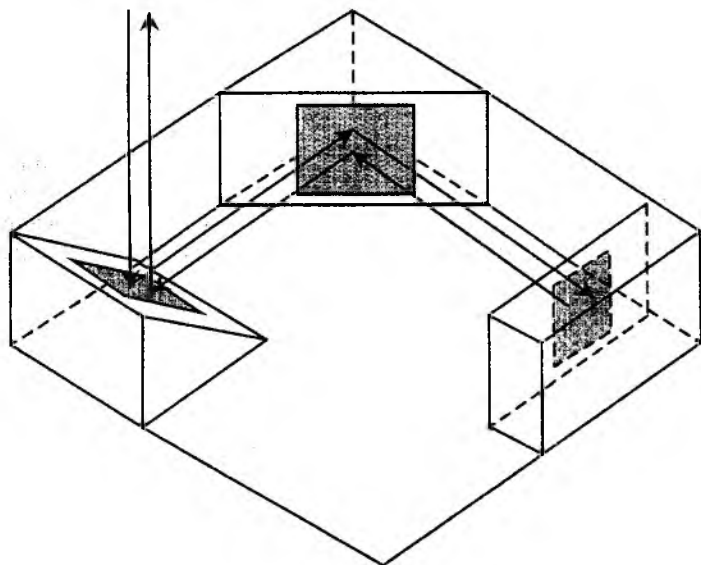


Fig. 1. The variant of the photodiodes arrangement in trap detector

At outcome a reflection trap detector with three photodiodes was developed. The optical scheme is given in fig.1. The photodiode trap detector consists on three Hamamatsu photodiodes S1337 the output currents of which can be measured separately or in total. For the last purpose the photodiodes can be connected parallel. Special adjusting prisms realized a very stable set-up. The trap detector is intended for absolute measurements of laser power with an error of less than one percent at power levels as low as 10 pW. However tolerances due to manufacturing of the prisms and fastening of the photodiodes have to be considered.

Theoretical consideration of trap detector errors

Let us assume that the light travels to the first photodiode along the z -axis of a base coordinate system. The normal of the first photodiode is given by the vector $n = \begin{pmatrix} n_x \\ n_y \\ n_x \end{pmatrix}$. For example $n = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix}$ if

an appropriate coordinate system is chosen and the angle of incidence on the 1st diode equals 45° . In this case the unit vector within the plane of incidence which is orthogonal to the z -axis is given by

$$e'_y = \frac{n - (n e_z) \cdot e_z}{|n - (n e_z) \cdot e_z|}$$

where e_z is the unit vector along the z -axis. The prime of vector e'_y indicates that e'_y not necessarily equals e_y , of the base coordinate system.

The unit vector perpendicular to the plane of incidence is given by

$$e'_x = \frac{e_z \times n}{|e_z \times n|}$$

If radiation with the electrical field vector E reaches the first photodiode it can be separated into a component oscillation within the plane of incidence

$$E_p = E \cdot e'_y$$

and a component oscillating perpendicularly to the plane of incidence

$$E_s = E \cdot e'_x$$

Both components are partially reflected where the reflection coefficients are different for both components. The coefficients are given by Fresnel's equations. The non-reflected part of the radiation is absorbed by the photodiode (the transmission of the photodiode equals zero) and produces the photocurrent I_1 .

For the second photodiode the new z -axis is given by the direction of the light reflected by the first diode. Together with the normal vector of the 2nd diode we obtain the plane of incidence and the s- and the p-component of the light reaching the 2nd diode. Again we calculate the reflected and the absorbed part of both components where the absorbed light produces the photocurrent. This procedure is repeated totally five times. Thus we obtain five photocurrents (see fig 1):

- I_1 is the photocurrent of the 1st diode produced by the light reaching the trap;
- I_2 is the photocurrent of the 2nd diode produced by the light reflected from the 1st diode;
- I_3 is the photocurrent of the 3rd diode produced by the light reflected from the 2nd diode;
- I_4 is the photocurrent of the 2nd diode produced by the light reflected from the 3rd diode;
- I_5 is the photocurrent of the 1st diode produced by the light reflected from the 2nd diode.

There is experimental access to the following currents:

- I_1 and I_2 can be measured when the 3rd diode is blocked;
- If the path to the 3rd diode is opened, we can measure $I_1 + I_5$, $I_2 + I_4$, and I_3 .

In a first step we calculated the output currents of the three photodiodes if the trap detector is perfectly aligned (i.e. the angle of incidence on the 1st and 2nd photodiode equals 45° ; the light incidences the 3rd diode perpendicularly; the light paths shown in fig. 1 are orthogonal). We assume a refractive index of Silicon of 3.5. In this case we obtain the following photocurrents as a function of the polarization angle of the incoming light:

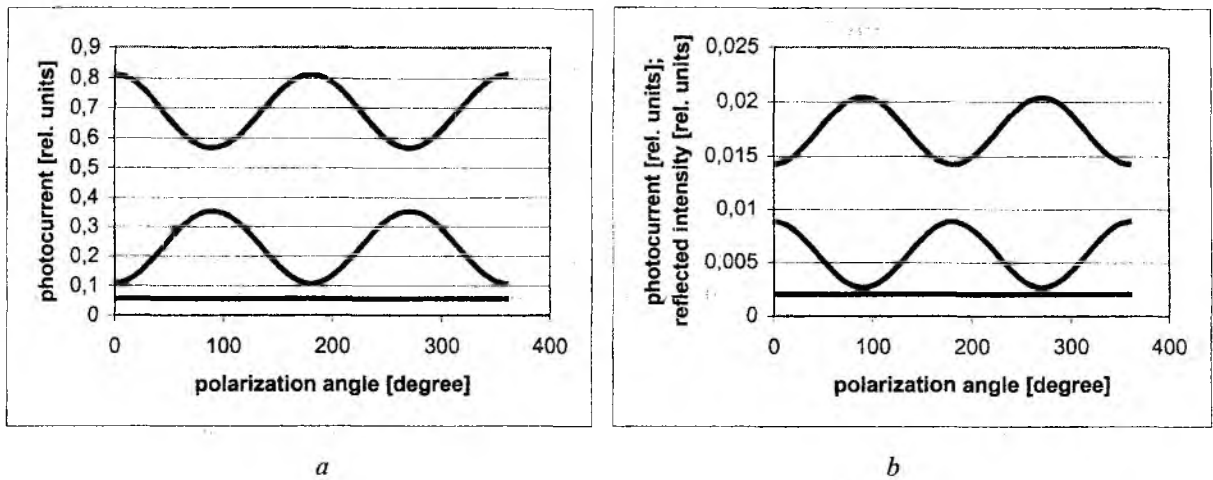


Fig. 2

a – I_1 (top line), I_2 , and I_3 (bottom line); *b* – I_4 (top), I_5 , and intensity reflected out of the trap (bottom line)

The calculation of the difference of the sum of all photocurrents to 100% is constant 0.2% independent of the incoming polarization. This shows that the photodiode trap detects nearly each photon, and on the other hand does not suffer from influence of the incoming polarization.

Now slight misalignments of the first photodiode were considered. Misalignments change both the ray path and the reflection coefficients, which had to be considered in our calculations. We considered four cases of misalignment:

- In case 1 the first photodiode was turned by $+2^\circ$ from the ideal 45° position $n = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix}$, where the turning axis was the y-axis perpendicular to the plane of incidence. Therefore the plane of incidence was not affected by the turning;
- In case 2 the first diode was turned by minus 2° around the y-axis;
- In case 3 we turned the first diode by 2° around the z-axis which results in a change of the plane of incidence;
- In case 4 we turned the first diode by 2° around the x-axis which also leads to a change of the angle of incidence on the first diode.

In each case we calculated all currents I_1 to I_5 and the difference of the total current $I_1 + I_2 + I_3 + I_4 + I_5$ to 100% as a function of the polarization angle of the incoming light. The current I_1 as a function of polarization was rather similar to the current I_1 calculated for the ideal case. The main differences were that the amplitude of I_1 in the misaligned case was slightly changed (due to the changes of the reflection factors, because the angle of influence was changed), and that there was a phase shift compared to the current in the ideal case. The phase shift was given by the angle between the plane of incidence in the ideal case (i.e. the xz -plane) and the plane of incidence in the misaligned case. The results are summarized in the following table. In each case the difference of the sum of all photocurrents did not depend on the incoming polarization within a level of 0.01%.

Table

	<i>Ideal case</i> (see fig. 2)	<i>Case 1</i>	<i>Case 2</i>	<i>Case 3</i>	<i>Case 4</i>
Angle of incidence on 1 st diode	45°	47°	43°	45.035°	45.035°
Lowest current of 1 st diode	0.567	0.554	0.579	0.567	0.567
Highest current of 1 st diode	0.813	0.825	0.801	0.813	0.813
Phase shift of I_1 compared to ideal case	0°	0°	0°	2°	2°
Difference of sum of all currents to 100%	0.204%	0.189%	0.217%	0.203%	0.203%

We note that there is a strong dependence of I_1 on the polarization (as seen in fig. 2), and in addition a slight dependence on the alignment. However the sum of all photocurrents approaches 100% very well. This shows that a photodetector trap with three photodiodes detects nearly 99.8% of the incoming light even if there is a slight misalignment. This value does not depend on the incoming polarization.

Measurements

With the purpose of experimental testing of polarizing characteristics researches on registration with a trap detector of linearly polarized radiation from a HeNe-laser with wavelength $\lambda = 632,8$ nm were carried out. The researched trap detector was established on a precise rotary device which allowed to carry out during measurements turn of the reception head of the detector around of an optical axis on 360° without violation to adjustment of the detector as a whole in relation to detected radiation. Thus, except of registration of a total photocurrent of three photodiodes of the detector, there was an opportunity to measure of the contribution to a useful signal from each photodiode separately at each act of its interaction with detected radiation. Received results of these experiments are given in fig. 3. From diagrams it is visible, that measured polarized radiation is unequally absorbed by 1-st and 2-nd photodiodes of the detector at its various orientations concerning a plane of polarization. It proves the chosen geometrical configuration of photodiodes of the detector. The value of a photocurrent from 3-rd photodiode of the detector practically does not depend on orientation of the detector, as it is located perpendicularly to measuring radiation. The carried out researches have shown, that at measurement by the given detector of power of laser radiation at a level of several hundreds microwatt, change of a useful signal on polarization of radiation makes size $\sim 0,1$ %. This dependence, probably, is caused by discrepancy of installation of photodiodes on the prism, discrepancy of installation of the detector, as a whole is relative detected radiation, disorder in characteristics of used photodiodes etc.

Discussion

The measurements reproduce the calculated results qualitatively well. However there is a discrepancy between the absolute values. There are several possible reasons for this, the most important are:

- In the calculations the refractive index of the active surface of photodiodes that formed the trap detector, was assumed to equal the refractive index of silicon. This is not absolutely correct, as the photodiodes of a used type have layered structure, where the photo-sensitive layer of silicon was coated by a layer SiO_2 by width from 25 to 30 nm which changes the reflection coefficients.
- The refractive index of silicon depends on the doping of the semiconductor, which is not known.

However our results show that a trap based on three photodiodes delivers accurate measurements of light. We note that our calculations were carried out with linear polarized light. This is no restriction because the measured values are intensities, which do not depend on a phase shift between the polarization components.

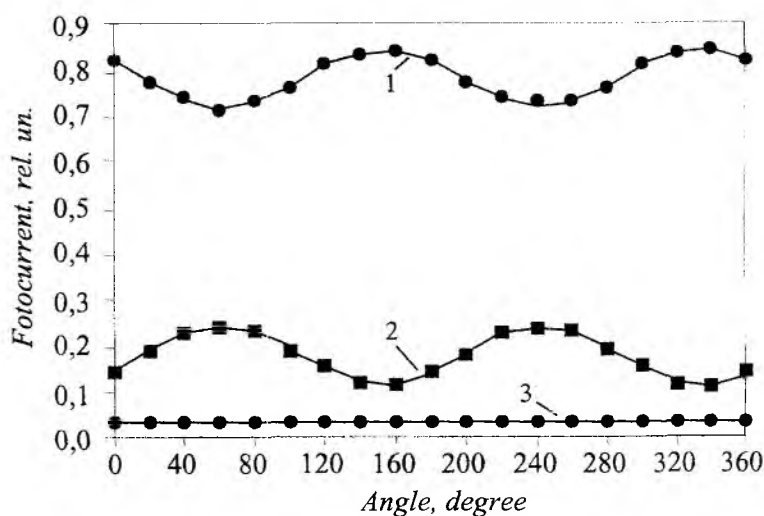


Fig. 3. Photocurrents versus to the polarization of incident beam: 1 – for first photodiode of the trap detector; 2 – for second photodiode; 3 – for third photodiode

As a result of the work it is possible to draw a conclusion, that the designed trap detector allows to carry out measurements of absolute power of laser radiation in optical region with a margin error $\sim 0,1\%$ in a range up to 10^{-3} W and about 5% at a level of the measuring power 10^{-10} W. The output signal of the developed photodetector within the limits of the received error of measurements does not depend on polarization of the incident radiation in the specified power range.

The fabricated trap detector is intended for measuring the power of well collimated or laser radiation in optical range. The given construction of the detector after insignificant modification allows to measure power of focussed radiation, that is necessary at measuring illumination intensity etc. At that the field of view of such modified detector is equaled 14° . At making up of precise model of operation trap detector by its operation with divergent beams it is necessary to take into account dependence the refractive index for s- and p-polarizations from an angle of incidence.

It is necessary to note, that the calculations according to detector characteristics, adduced in the present paper, are carried without taking into account the dispersion of the refractive index. But the obtained results remain valid, since the refractive index only slightly depends on wavelength in the visible range $400\text{ nm} < \lambda < 800\text{ nm}$ [3].

The further development of the given class of detectors will allow to create precise instruments measuring power of radiation, both coherent and not coherent, with various spectral characteristics and also to use them for measurement and other radio- and photometry variables. It is necessary to note that the separate problem, which yet has been not solved finally, is development of similar trap detectors for UV and NIR ranges.

Acknowledgement

This work was supported by INTAS, Brussels, Belgium; project number 2000/61.

References: 1. *Zalewski E.F., Duda C.R.*, Silicon Photodiode Device with 100% External Quantum Efficiency // *Appl. Opt.*, 1983, 22, P. 2867 – 2873. 2. *Fox N.P.* Trap Detectors and their Properties // *Metrologia*, 1991, 28, P. 197 – 202. 3. *Saito T., Onuki H.* Difference in silicon response between collimated and divergent beams // *Metrologia*, 2000, 37, P. 493 – 496.

Kohns Diospek, Germany

*Kharkov State Scientific Research Institute
of Metrology (Ukraine)*

Поступила в редколлегию 10.12.2002

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПРОФИЛЯ ПОКАЗАТЕЛЯ ПРЕЛОМЛЕНИЯ СВЕТОВОДОВ ПО ИЗМЕРЕННОЙ ИНТЕНСИВНОСТИ БЛИЖНЕГО ПОЛЯ

Основные геометрические параметры световодов, ширина полосы частот, диаметр модового поля, условия распространения одной моды, коэффициент связи световодов могут быть связаны с профилем показателя преломления. Для определения указанных параметров необходимо иметь прецизионный метод для измерения профиля показателя преломления. Сложность реализации этой задачи обусловлена малыми геометрическими размерами оптических волокон и малой разницей показателя преломления.

Анализируя распределение излучения на выходе волоконного световода, можно получить ряд его характеристик. Поле в плоскости излучения описывается функцией интенсивности

$$I(x, y, z) = \frac{n}{2} \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} |\vec{E}|^2, \quad (1)$$

распределение которой может быть легко измерено. Здесь \vec{E} – амплитуда электрической составляющей модового поля; n – показатель преломления среды.

Анализ интенсивности электрической составляющей оптического поля проводится либо в ближней, либо в дальней зоне. Метод анализа в ближней зоне сигнала, прошедшего через волокно, основан на измерении интенсивности прошедшего луча вблизи торца волновода. В нем использована та особенность проходящего излучения, что мощность, переносимая всеми модами оптического волокна через данную точку поперечного сечения, пропорциональна разности показателей преломления сердцевины в этой точке и оболочки при условии равномерного распределения мощности излучения в пределах апертуры. Данная особенность вытекает из решения волнового уравнения

$$\nabla^2 E(x, y, z) + k_0^2 n^2(x, y, z) \cdot E(x, y, z) = 0, \quad (2)$$

где $k_0 = 2\pi/\lambda_0$ – волновое число в вакууме, λ_0 – длина волны в вакууме, $n(x, y, z)$ – профиль показателя преломления сердцевины. Существует множество решений данного уравнения в виде

$$E(x, y, z, t) = E(x, y) \cdot \exp[i(\omega t - \beta z)], \quad (3)$$

которые представляют собой уравнения мод. Здесь $\beta = \omega/v_\phi$ – постоянная распространения, ω и v_ϕ – угловая частота и фазовая скорость волны соответственно. При заданной частоте вид решения зависит от постоянной распространения β , значения которой дискретны и соответствуют определенным направляемым модам. Причем условием существования направляемых мод является неравенство

$$k_0 n_2 < \beta < k_0 n_1. \quad (4)$$

При описании введено понятие эффективного показателя преломления для каждой моды N_{eff} , который удовлетворяет условию

$$n_2 < N_{eff} < n_1. \quad (5)$$

В прямоугольной системе координат (использование которой объясняется применением двухкоординатного многоэлементного фотоприемника для восприятия излучения световода) волновое уравнение для поперечных составляющих электрического поля приобретает вид

$$\frac{\partial^2 E(x,y)}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E(x,y)}{\partial y^2} + (k^2 n^2(x,y) - \beta^2) \cdot E(x,y) = 0. \quad (6)$$

Отсюда получается соотношение для определения профиля показателя преломления по измеренному распределению амплитуды поля

$$n^2(x,y) = \frac{\beta^2}{k^2} - \frac{1}{k^2 \cdot E(x,y)} \cdot \left(\frac{\partial^2 E(x,y)}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E(x,y)}{\partial y^2} \right). \quad (7)$$

Как отмечалось, данное уравнение соответствует отдельным модам при дискретных $\beta = k \cdot N_{эф}$. С другой стороны, при распространении некоторого количества мод измеряемая амплитуда электрического поля является величиной интегральной, созданной суперпозицией полей мод в данной точке поперечного сечения. Поэтому говорить о точном измерении абсолютных значений показателя преломления по данному методу невозможно. В этих условиях можно получить только функцию изменения показателя преломления. Также данная особенность усиливается тем, что показатель преломления является дисперсионной характеристикой и для кварцевых волокон в зависимости от длины волны тестирующего излучения может изменяться в диапазоне от 1.44 мкм до 1.52 мкм. Любой источник излучения обладает ненулевой шириной спектра $\Delta\lambda$, фотоприемник имеет достаточно широкую спектральную характеристику, что совместно с вышесказанным также обуславливает возможность измерения только пространственного изменения показателя преломления, а не его точных значений в точках поперечного сечения. Это обеспечивает возможность использования в уравнении (7) для задания постоянной распространения β в качестве $N_{эф}$ показателя преломления материала кварца и искать профиль показателя преломления, используя соотношение

$$n(x,y) = \Delta n(x,y) + n_s, \quad (8)$$

где n_s – показатель преломления материала сердцевины, $\Delta n(x,y)$ – профиль показателя преломления.

Следующие особенности определения профиля показателя преломления связаны с влиянием на распределение интенсивности поля таких явлений, как дифференциальное модовое ослабление из-за поглощения и рассеяния, трансформация мод и наличие вытекающих мод, а также температурные и механические воздействия на сами волокна и измерительную установку. На результаты измерения распределения поля значительное влияние также оказывает форма выходного торца световода.

Поглощение и рассеяние практически устраняются во всех современных световодах, обладающих низким уровнем затухания. Кроме того, для снижения данного влияния измерение распределения поля следует проводить на коротких отрезках волокна (около 1 м), что также способствует снижению межмодовой связи и трансформаций. Для устранения проникновения излучения в оболочку и снижения вклада вытекающих мод световод должен закрепляться в положении, исключающем изгибы. Однако в коротких волокнах вклад вытекающих мод максимален. На коротких отрезках обеспечить равномерное распределение энергии по модам (создать равновесное распределение возбуждающего модового состава) можно только с использованием специальных устройств, например, спирального фильтра мод.

Оптически плоские торцы получают технологией скола (поперечного надреза световода с последующим разрывом при его растяжении), так как даже при полировке мелкозернистыми алмазными пастами остаются дефекты поверхности в виде вырывов и мелких царапин,

что служит источником шума распределения интенсивности оптического поля. Дополнительными источниками значительных искажений служат загрязнения на поверхностях торца световода, линзах объектива и защитном стекле фотоприемника.

Установка для реализации метода ближнего поля содержит оптическую систему, многоэлементный ПЗС-фотоприемник, АЦП и управляющий персональный компьютер. Шаг расположения фоточувствительных элементов матрицы ФПЗС определяет разрешающую способность измерительной системы. При этом используется линзовая система с необходимыми параметрами, увеличивающая торец волокна, изображение которого сканируется телекамерой на основе многоэлементного фотоприемника с зарядовой связью. Для выполнения точных измерений необходимы прецизионная калибровка и совмещение оптики. В данном методе важная роль принадлежит числовой апертуре увеличивающей оптической системы: низкоапертурная оптика может производить неприемлемые отсчеты в пространственно-частотной области, вызывая большие ошибки в определении профиля показателя преломления. По этой причине должна использоваться оптика с $NA > 0,5$. Динамический диапазон систем контроля на основе NF-метода должен быть больше 40-45 дБ.

Описанные особенности обуславливают подверженность метода ближнего поля импульсному и высокочастотному шуму при измерении интенсивности (за счет неравномерности чувствительности и шумов ФПЗС, погрешностей аналого-цифрового преобразования, наличия загрязнений на торце и элементах оптической системы), что делает почти невозможным определить профиль показателя преломления непосредственно по измеренным данным. Основной задачей при разработке метода выступает создание эффективных методик обработки экспериментальных данных ввиду того, что оптическое излучение претерпевает несколько преобразований при прохождении от объекта до фотоприемника и подвергается воздействию описанных источников шума. Поле в плоскости фотоприемника является сверткой распределения напряженности модового поля по выходному торцу волокна и импульсной реакции системы $h(x, y)$. Поэтому при измерении распределения регистрируется линейная комбинация, описываемая в одномерном случае уравнением

$$g(y) = \int_{-\infty}^{\infty} h(y-t)E(t). \quad (9)$$

Обработка измеренных данных включает усреднение по результатам 10 измерений, нормировку и сглаживание для устранения высокочастотного шума. Затем амплитуда электрического поля используется в уравнении (7) для вычисления профиля показателя преломления. При этом на основе (7) и (8) использовано соотношение

$$\Delta n(x, y) = \sqrt{n_s^2 - \frac{1}{k^2 \cdot E(x, y)} \left(\frac{\partial^2 E(x, y)}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E(x, y)}{\partial y^2} \right)} - n_s, \quad (10)$$

а с учетом правил численного дифференцирования выражение вида

$$\frac{1}{E(x, y)} \left(\frac{\partial^2 E(x, y)}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E(x, y)}{\partial y^2} \right) = \frac{E_{i-1, j} - 2E_{i, j} + E_{i+1, j}}{E_{i, j} \cdot \Delta x^2} + \frac{E_{i, j-1} - 2E_{i, j} + E_{i, j+1}}{E_{i, j} \cdot \Delta y^2}, \quad (11)$$

где $E(x, y) = E_{i, j}$; Δx , Δy – горизонтальная и вертикальная разрешающие способности в измерении распределения амплитуды поля, обусловленные шагом между элементами ФПЗС и увеличением оптической системы, i и j – порядковые номера элементов матрицы распределения амплитуды поля.

Для устранения влияния на интенсивность ближнего поля возмущающих факторов в работе исследованы следующие методы:

- пространственное сглаживание измеренной интенсивности с использованием метода наименьших квадратов;
- использование цифровых фильтров нижних частот.

Определены вид и порядок аппроксимирующей кривой, количество точек при измерении интенсивности, шаг пространственной дискретизации. Восстановление проведено на базе ортогональных функций Лагерра [1]. На рис. 1 изображено измеренное с 10%-й погрешностью распределение амплитуды поля излучения дисперсионно модифицированного волокна W-типа, а на рис. 2 – результат его восстановления на базе ортогональных функций.



Рис. 1

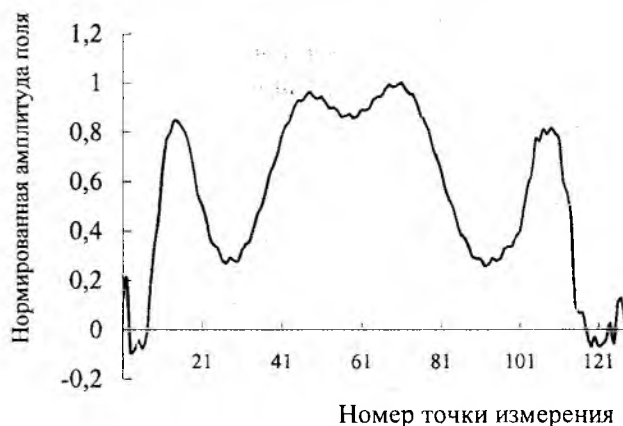


Рис. 2

Размерность базиса восстановления распределения поля определялась по результатам невязки измеренного и восстановленного профиля поля. Результаты экспериментов показали, что минимальное значения функционала достигается при 6...7-м порядках полинома восстанавливающей функции для гауссовых профилей и 18...20-м порядках для сложных профилей. Получено условие, которому должно удовлетворять количество отсчетов измеряемого распределения, достаточного для восстановления с заданной точностью. Выявлено, что для волокон с гауссовыми профилями достаточно осуществлять измерение в точках, которые отстоят друг от друга на $d = (0.5...0.75)\lambda$, где λ – длина волны измерения. Для более сложных профилей интервал должен быть уменьшен до величины $d = (0.05...0.25)\lambda$.

При разработке цифрового фильтра основной задачей является определение его передаточной функции. Для идеального фильтра нижних частот полное подавление высокочастотных составляющих вызывает значительное сглаживание и снижает разрешение в определении профиля показателя преломления. Очень важно сохранить разрешение сглаженного профиля в заданных пределах, особенно вблизи острых границ профиля, которые имеют локальный спектр с заметным высокочастотным содержанием. Использован фильтр Баттерворта с передаточной функцией

$$H(s) = \frac{1}{(s+1) \cdot (s^2 + s + 1)}, \quad s = j \cdot \omega \quad (12)$$

для восстановления измеренного излучения ступенчатого волокна по типовому алгоритму фильтрации: БПФ \Rightarrow умножение АЧХ на передаточную характеристику фильтра такую, что более 99% мощности сигнала находится в пределах полосы пропускания \Rightarrow ОБПФ для перехода в пространственную область. Критерием выбора частоты среза (99%-е границы по мощности) является компромисс между подавлением шума и обеспечением требуемого разрешения в анализе сигнала. Кроме того, увеличение степени фильтрации не приводит к улучшению окончательной формы профиля показателя преломления. Эксплуатационные показатели фильтра измерены путем вычисления коэффициента подавления мощности $K_{под}$

$$K_{\text{под}} = \frac{P_{\text{вх}} - P_{\text{вых}}}{P_{\text{вх}}}, \quad (13)$$

где $P_{\text{вх}}, P_{\text{вых}}$ – мощности на входе и выходе фильтра соответственно, интегрированные по всему поперечному сечению. Относительная погрешность (ε) между профилем на входе фильтра и сглаженным профилем получается из выражения

$$\varepsilon = \frac{\int_S |E_{\text{вых}} - E_{\text{вх}}| ds}{\int_S E_{\text{вх}} ds}, \quad (14)$$

где $E_{\text{вх}}, E_{\text{вых}}$ – нормированные интенсивности электрического поля на входе и выходе фильтра соответственно.

На рис. 3 показано распределение излучения ступенчатого оптического волокна, а на рис. 4 – результат применения фильтрации: исходный и восстановленный профили. Коэффициент подавления мощности, определяемый в соответствии с (13), составил $0.6 \cdot 10^{-2}$, а различие между исходным профилем и сглаженным – около 1%. Это подчеркивает, что фильтр не оказывает никакого побочного влияния на форму профиля распределения интенсивности и, в то же самое время, удаляет высокочастотные колебания. Реальный профиль не плоский и не может быть аппроксимирован ступенчатой функцией. Причины этого явления рассмотрены выше.

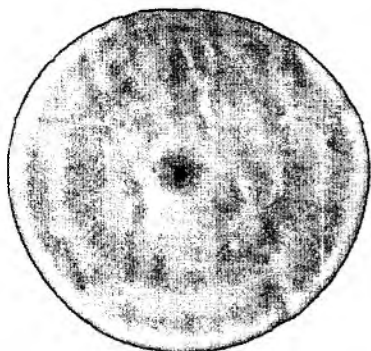


Рис. 3



Рис. 4

Предложенные методики легли в основу создания программного обеспечения для системы комплексного контроля параметров волоконно-оптических компонентов.

Список литературы: 1. Филипенко А.И. Метод анализа излучения оптических волокон // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. Харьков: ХТУРЭ, 1997. Вып. 103. С. 26 – 30. 2. Невлюдов И.Ш., Филипенко А.И. Технологический контроль диаметра модового поля одномодовых оптических волокон // Технология и конструирование в электронной аппаратуре. 1998. № 1. С. 22 – 24.

Харьковский национальный
университет радиоэлектроники

Поступила в редколлегию 22.07.2002

СРАВНИТЕЛЬНЫЙ АНАЛИЗ МЕТОДОВ ИЗМЕРЕНИЯ ОСЕВОГО ДИПОЛЬНОГО МАГНИТНОГО МОМЕНТА

В практике измерения магнитных моментов источников внешнего магнитного поля (ВМП) широкое распространение получили индукционные методы, которые делятся на интегральные и точечные [1].

Применение интегральных методов связано с использованием в качестве первичных преобразователей магнитного поля в электрический сигнал контурных измерительных обмоток, охватывающих измеряемый источник ВМП [2]. Применение измерительных систем с контурными обмотками ограничено в виде стационарных магнитометрических стендов из-за их значительного рабочего объема. Кроме того при фиксированных размерах контурных обмоток точность измерения магнитных моментов падает с увеличением габаритных размеров испытуемых источников ВМП. Поэтому для обеспечения требуемой точности измерений магнитных параметров источников поля необходимо иметь набор контурных обмоток. Применение точечных магнитометрических методов, использующих в качестве первичных преобразователей катушки с ферромагнитными сердечниками или без них, позволяет существенно упростить конструкцию измерительной системы. При расположении точечных индукционных датчиков вблизи измеряемого источника усложняется выделение из его сложной структуры магнитного поля дипольной составляющей, пропорциональной дипольному магнитному моменту источника поля. Вследствие этого имеет место большая методическая погрешность измерения дипольного момента, которая зависит от используемого магнитометрического метода и характеристик измеряемого источника ВМП.

В соответствии с мультипольной концепцией источника магнитного поля [3], основанной на теории геомагнетизма Гаусса, математическая модель магнитного поля любого источника для области внешнего пространства представляется полем эквивалентного эксцентричного точечного источника в виде потенциального ряда, постоянные коэффициенты которого равны мультипольным магнитным моментам – диполью, квадруполью, октуполью и т.д., расположенным в центре принятой системы координат, связанной с источником поля. Эта концепция источника магнитного поля позволяет применить метод гармонического спектрального анализа ВМП с его высокой информативностью. Развитие мультипольной концепции источника поля привело к необходимости создания точечных магнитометрических методов и измерительных устройств для пространственного гармонического анализа магнитного поля источника.

Принципы построения магнитоизмерительных устройств для сферического гармонического анализа ВМП технического объекта основаны на анализе магнитного поля математической модели мультипольного источника. Скалярный магнитный потенциал n -го мультиполя этой модели в сферической системе координат R, φ, θ аналитически описывается уравнением вида

$$U_n = \frac{1}{4\pi R^{n+1}} \sum_{m=0}^n (g_{nm} \cos m\varphi + h_{nm} \sin \varphi) P_n^m(\cos \theta), \quad (1)$$

где g_{nm}, h_{nm} – постоянные коэффициенты; m – порядковый номер элементарного мультиполя n -го порядка; $P_n^m(\cos \theta)$ – присоединенные функции Лежандра первого рода.

Коэффициенты дипольной составляющей магнитного поля (1) g_{10} и g_{11}, h_{11} равны соответственно осевому дипольному моменту зональной гармоник ($n=1, m=0$), магнитное поле которой не зависит от угловой координаты φ , и компонентам радиального дипольного мо-

мента секториальной гармоники ($n=1, m=1$), поле которой изменяется по закону $\sin \varphi$ и $\cos \varphi$. Влияние магнитных характеристик источника поля на методическую погрешность измерения дипольных моментов обусловлено наличием недипольных составляющих ($n \geq 2$) в измеряемом поле, которые создаются за счет эксцентricности эквивалентного дипольного магнитного момента относительно принятой системы координат.

Проведем сравнительный анализ методической погрешности одноточечного и двухточечного магнитометрических методов измерения осевого дипольного магнитного момента, которые реализуются соответственно одним и двумя датчиками, расположенными относительно измеряемого источника поля на окружности радиуса R в экваториальной плоскости ($\theta = 90^0$).

Магнитные оси датчиков чувствительны к осевой компоненте напряженности магнитного поля, которая находится путем дифференцирования потенциала $U_n(1)$ по координате θ и описывается гармоническим рядом в виде суммы мультиполей :

$$H_\theta = -\frac{1}{4\pi R^{n+2}} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\partial U_n}{\partial \theta}. \quad (2)$$

Из (2) следует, что напряженность магнитного поля источника уменьшается с увеличением R тем быстрее, чем больше номер сферической гармоники n -го порядка. С практической точки зрения интерес представляют первые три гармоники ряда (2), напряженность магнитного поля которых уменьшается с расстоянием наиболее медленно. Поэтому реальное ВМП источника представим дипольно-квадрупольно-октупольной моделью ($n=1, 2, 3$) и запишем для точек экваториальной плоскости гармонический ряд (2) в развернутом виде, ограничив его гармоникой $n=3$:

$$H_\theta(\theta = 90^0) = \frac{1}{4\pi R^3} g_{10} + \frac{3}{4\pi R^4} (g_{21} \cos \varphi + h_{21} \sin \varphi) + \frac{3}{4\pi R^5} \left[-\frac{1}{2} g_{30} + 5(g_{32} \cos 2\varphi + h_{32} \sin 2\varphi) \right]. \quad (3)$$

Эта составляющая напряженности магнитного поля воздействует на датчик и наводит в его катушке электрический сигнал

$$E_z^{(1)} = \frac{1}{k_f} H_\theta(\theta = 90^0, \varphi = 0^0) = E_{z1}^{(1)} + E_{z2}^{(1)} + E_{z3}^{(1)}, \quad (4)$$

где k_f , мЭ/мВ-постоянная датчика; $E_{z1}^{(1)}$ – полезный сигнал, создаваемый дипольной постоянной составляющей магнитного поля: $E_{z1}^{(1)} = \frac{1}{k_f R^3} g_{10}$; $E_{z2}^{(1)}, E_{z3}^{(1)}$ – сигналы помех, создаваемые соответственно квадрупольной и октупольной составляющими магнитного поля:

сигнал помехи гармоники, $n=2$:

$$E_{z2}^{(1)} = \frac{3}{k_f R^4} g_{21};$$

сигнал помехи гармоники, $n=3$:

$$E_{z3}^{(1)} = \frac{3}{k_f R^5} \left(-\frac{1}{2} g_{30} + 5g_{32} \right).$$

По результатам измерения датчиком электрического сигнала $E_z^{(1)}$ (4) определяем осевой дипольный магнитный момент

$$g_{10} = M_z = E_z^{(1)} k_f R^3$$

с погрешностью, вносимой помехонесущими гармониками высшего порядка ($n \geq 2$).

Оценим методическую погрешность одноточечного магнитометрического метода измерения осевого дипольного момента, смещенного по координате x_0 относительно центра измерительной системы координат. Точное значение напряженности магнитного поля такого источника, которое воздействует на чувствительную ось датчика, равно:

$$H'_\theta(\theta = 90^\circ, \varphi = 0^\circ) = \frac{M_z}{4\pi(R - x_0)^3} \quad (5)$$

Тогда результирующий сигнал помехи, равный абсолютной погрешности, определяется выражением

$$\begin{aligned} \Delta E_z &= \frac{1}{k_f} H'_\theta(\theta = 90^\circ, \varphi = 0^\circ) - E_{z1}^{(1)} = \\ &= \frac{M_z}{k_f R^3} \left[\frac{1}{(1 - x_0/R)^3} - 1 \right], \end{aligned}$$

а методическая погрешность одноточечного метода вычисляется соответственно по формуле:

$$\delta_z^{(1)} = \frac{\Delta E_z}{E_{z1}^{(1)}} 100\% = \left[\left(1 - \frac{k_x}{R/L} \right)^{-3} - 1 \right] 100\%, \quad (6)$$

где $k_x = \frac{x_0}{L} \leq 1/2$ – коэффициент эксцентricности осевого диполя; L – габаритный размер источника поля по координатному направлению X .

Расчеты по формуле (6) показывают, что методическая погрешность одноточечного метода измерения осевого дипольного момента изменяется с расстоянием, связанным с габаритным размером измеряемого источника магнитного поля, по зависимости $\delta_z^{(1)} = f(R/L)$ и на расстоянии ста габаритных размеров источника поля при $k_x = 1/2$ составляет 1,5%. Реально осуществить измерения на таких расстояниях весьма проблематично, поскольку внешняя электромагнитная помеха может значительно превышать полезный сигнал. По этой причине одноточечный метод не нашел применения в практике измерения дипольных моментов источников поля.

Основной вклад в методическую погрешность одноточечного метода вносит, как показали исследования, квадрупольная составляющая магнитного поля. Вес ее вычисляется с учетом значения коэффициента $g_{21} = M_z x_0$ по формуле:

$$\varepsilon = \frac{E_{z2}^{(1)}}{\Delta E_7} = \frac{3k_x}{R/L} \left[\frac{1}{\left(1 - \frac{k_x}{R/L}\right)^3} - 1 \right]^{-1}$$

и на расстоянии $R=100L$ при $k_x=1/2$ составляет 99%. Из этого следует, что повышение точности измерения осевого дипольного момента может быть достигнуто путем отстройки от помехи прежде всего квадрупольной составляющей магнитного поля.

Рассмотрим двухточечный метод, исключаящий эту помеху. В датчиках магнитоизмерительного устройства, которое реализует этот метод, наводится осевой составляющей напряженности магнитного поля гармонического ряда (3) электрический сигнал, равный

$$\begin{aligned} E_z^{(2)} &= \frac{1}{k_f} \left[H_\theta(\theta = 90^\circ, \varphi = 0^\circ) + H_\theta(\theta = 90^\circ, \varphi = 180^\circ) \right] = \\ &= \frac{2g_{10}}{k_f R^3} + \frac{6}{k_f R^5} \left(-\frac{1}{2} g_{30} + 5g_{32} \right) = E_{z1}^{(2)} + E_{z3}^{(2)}, \end{aligned} \quad (7)$$

где $E_{z1}^{(2)}$ – полезный сигнал, пропорциональный коэффициенту g_{10} ; $E_{z3}^{(2)}$ – сигнал помехи, вносимый октупольной составляющей магнитного поля измеряемого источника поля.

Таким образом, в измеряемом электрическом сигнале $E_z^{(2)}$, как следует из (7), отсутствует помеха от квадрупольной составляющей поля. Это достигается за счет того, что в катушках датчиков, соединенных последовательно согласно, наводятся помехонесущими мультиполями четного порядка противофазные и равные по величине сигналы помех, компенсирующие друг друга. Поэтому согласно (7) осевой дипольный магнитный момент

$$g_{10} = M_z = 1/2 E_z^{(2)} k_f R^3$$

измеряется с погрешностью, вносимой в основном октупольной составляющей, поскольку ее напряженность поля убывает с расстоянием более медленно по сравнению с другими помехонесущими составляющими поля гармоник высшего порядка.

Выразим результирующий электрический сигнал $E_z^{(2)}$ (7) через параметры полного значения осевой составляющей напряженности магнитного поля (5) эксцентричного диполя M_z :

$$\begin{aligned} E_z^{(2)} &= \frac{1}{k_f} \left[H'_\theta(\theta = 90^\circ, \varphi = 0^\circ) + H'_\theta(\theta = 90^\circ, \varphi = 180^\circ) \right] = \\ &= \frac{2M_z R (R^2 + 3x_0^2)}{k_f (R^2 - x_0^2)^3}. \end{aligned}$$

Тогда для двухточечного магнитометрического метода погрешность измерения осевого дипольного магнитного момента, вносимая помехонесущими гармониками нечетного порядка, описывается уравнением:

$$\delta_z^{(2)} = \frac{E_z^{(2)} - E_{z1}^{(2)}}{E_{z1}^{(2)}} 100\% = \left[\frac{1 + 3 \left(\frac{k_x}{R/L} \right)^2}{\left[1 - \left(\frac{k_x}{R/L} \right)^2 \right]^3} - 1 \right] 100\%. \quad (8)$$

Из результатов расчета мультипольной составляющей методической погрешности по формуле (8) следует, что на расстоянии не менее десяти габаритных размеров источника поля погрешность измерения при $k_x = 1/2$ не превышает 1,5%.

Таким образом, методическая погрешность двухточечного магнитометрического метода меньше, как показали исследования, по сравнению с одноточечным методом на порядок.

Выводы:

1. Одноточечный магнитометрический метод не может быть использован для измерения осевого дипольного момента источника магнитного поля из-за большой методической погрешности, вносимой в основном квадрупольной составляющей магнитного поля.

2. Погрешность двухточечного метода по меньшей мере на порядок меньше по сравнению с одноточечным методом, если измерения осевого дипольного магнитного момента производить двумя индукционными датчиками на расстоянии не менее десяти габаритных размеров испытуемого источника поля.

3. Двухточечный метод не позволяет приблизить датчики к измеряемому источнику поля на расстояние ближе шести его максимальных габаритных размеров из-за значительной погрешности ($\delta_z^{(2)} \geq 4,2\%$), создаваемой октупольной составляющей магнитного поля источника.

Список литературы: 1. *Сергеев В.Г., Шихин А.Я.* Магнитоизмерительные приборы и устройства. М.: Энергоиздат. 1982. 152 с. 2. *Боев В.М.* Экспериментальное определение распределения полей рассеяния электрооборудования в окружающем пространстве // Энергетика. 1981. № 6. С. 32 – 37. Изд. высш. уч. заведений. 3. *Яновский Б.М.* Земной магнетизм. Л.: Изд-во ЛГУ. 1978. 592 с.

*Харьковский национальный
университет радиоэлектроники*

Поступила в редколлегию 12.11.2002

И. Н. ПРЕСНЯКОВ, д-р техн. наук, С. В. ОМЕЛЬЧЕНКО

ПОМЕХОУСТОЙЧИВЫЕ АЛГОРИТМЫ СЕГМЕНТАЦИИ РЕЧИ В СИСТЕМАХ ОБРАБОТКИ

Один из подходов к решению задачи распознавания речи основан на сопоставлении оценок параметров речевых сигналов, найденных по сегментам в виде непрерывной во времени выборки либо последовательности выборок. К таким сегментам можно отнести фонемы, слова, фразы и др. Существующие методы решения задач распознавания речи основаны на изучении структуры речи и её анализе с использованием математического аппарата различного вида и уровня сложности. Исследование структуры речи выполняется также и при решении других прикладных задач, например, в медицинской и криминалистической диагностике, идентификации и верификации диктора и др.

В настоящее время известен ряд математических моделей речеобразования, в основу которых положено разделение речи на вокализованные и невокализованные звуки, а также на паузы между фонемами, слогами, словами и др. Т.е. использование этих моделей, в частности, для решения задач распознавания возможно только после выполнения сегментации речи, что требует нахождения оценок границ между вышеуказанными элементами речи.

Автоматическое разделение речи на сегменты представляет весьма сложную задачу, связанную с существенной нестационарностью речевых сигналов и невозможностью четкой формализации этой задачи в пространстве параметров речевых сигналов таким образом, чтобы сегментация не зависела от конкретного диктора, его эмоционального состояния и других особенностей его голоса. Процедура сегментации также должна обеспечивать инвариантность к случайным изменениям мешающих параметров.

При анализе используются разные критерии для идентификации сегментов, следствием чего является наличие большого числа алгоритмов оценки временных границ сегментов. В связи с этим возникает необходимость в обобщении процедур исследования структуры речи. В настоящее время, однако, неизвестно достаточно эффективное решение данной проблемы.

Целью данной работы является разработка устойчивых к воздействию помех алгоритмов оценивания временных границ сегментов речи.

Рассмотрим математическую постановку задачи сегментации в слитной речи и основные особенности её решения.

Предположим, что на вход системы сегментации поступает временная последовательность отсчетов речевого сигнала $s(l)$, $l = \overline{0, N-1}$ с интервалом дискретизации Δt , задаваемого выражением

$$s(l) = \sum_{k=1}^p \alpha_k s(l-k) + u(l), l = \overline{0, N-1},$$

где $u(l)$ - сигнал возбуждения речеобразующего тракта; N - количество временных отсчетов;

α_k , $k = \overline{1, p}$ - коэффициенты авторегрессии, описывающей речеобразующий тракт и зависящие от информационного содержания речи диктора.

Априорная информация в виде эталонов сигнала, необходимая для алгоритмов распознавания, задаётся в виде классифицированных обучающих выборок в паузах между словами для каждого из дикторов. Считается, что время появления слова в слитном речевом сигнале априори неизвестно и заданы ограничения на длительность пауз между слогами слов.

Качество \bar{K} алгоритма s будем оценивать величиной дисперсии $D(s)$ оценки временного положения сегментов при отсутствии внешней аддитивной помехи и устойчивостью $k_{уст}(s)$ алгоритма s к воздействию аддитивной помехи

$$\vec{K}(s) = (D(s), k_{ycm}(s)).$$

Под показателем устойчивости $k_{ycm}(s)$ понимается дисперсия оценки временного положения сегментов при воздействии аддитивной помехи в канале с заданным отношением сигнал/шум.

Целью рассматриваемой задачи является построение оптимального алгоритма определения по реализациям речи моментов начала и конца сегментов, который обеспечивает максимум целевой функции в классе робастных алгоритмов.

В данной работе в задаче сегментации выделяется два этапа: первый – принятие решения о присутствии речевого сигнала в заданных выборках, второй – оценивание по совокупности выборок временных границ каждого из слов речи.

Первый этап может рассматриваться как бинарная либо многоальтернативная задача, но с последующим принятием двухальтернативного решения.

В алгоритме обнаружения речевой информации, наблюдаемой на фоне гауссовского шума, используется следующее решающее правило:

$$H^0: \frac{N(\bar{X}^k / \hat{\mu}^1, \hat{R}^1)}{N(\bar{X}^k / \hat{\mu}^0, \hat{R}^0)} < c$$

- принимается гипотеза H^1 о паузе в речевом сигнале;

$$H^1: \frac{N(\bar{X}^k / \hat{\mu}^1, \hat{R}^1)}{N(\bar{X}^k / \hat{\mu}^0, \hat{R}^0)} \geq c$$

- отвергается гипотеза H^0 о паузе в речевом сигнале.

Здесь c – порог, определяемый в зависимости от выбранного критерия: байесовского ($c = \frac{q(\Pi_{01} - \Pi_{00})}{p(\Pi_{10} - \Pi_{11})}$), максимума апостериорной вероятности ($c = \frac{q}{p}$), максимума правдоподобия ($c = 1$), Неймана-Пирсона (из уравнения $F_{10}(c) = 1 - \alpha$), минимаксный ($c = \mu_{mm} \frac{(\Pi_{01} - \Pi_{00})}{(\Pi_{10} - \Pi_{11})}$), где параметр μ_{mm} находится из решения уравнения

$$\frac{(\Pi_{01} - \Pi_{00})}{(\Pi_{10} - \Pi_{11})} + c(1 - F_{10}(\mu c)) = F_{11}(\mu c) \text{ при решении указанной задачи.}$$

При гауссовском распределении сигнала с нулевым математическим ожиданием решающее правило сводится к сравнению вычисленных значений с порогом. В случае

$$H^0: \bar{X}^{(k)T} [(\hat{R}^1)^{-1} - (\hat{R}^0)^{-1}] \bar{X}^{(k)} > \Delta^0$$

- принимается гипотеза о паузе в речевом сигнале;

$$H^1: \bar{X}^{(k)T} [(\hat{R}^1)^{-1} - (\hat{R}^0)^{-1}] \bar{X}^{(k)} \leq \Delta^0$$

- отвергается гипотеза о паузе в речевом сигнале k -й выборки.

Здесь \hat{R}^0, \hat{R}^1 – полученные по обучающей выборке оценки корреляционных матриц шумов в паузах речи и речевого сигнала.

Для стационарных случайных процессов выполняется условие δ -коррелированности спектральных коэффициентов $c_i^{(k)}$ в базисе комплексно-экспоненциальных функций. При этом гипотеза о паузе в речевом сигнале принимается, если

$$H^0: \sum_{i=0}^N \left| c_i^{(k)} \right|^2 [(S_i^{(1)})^{-1} - (S_i^{(0)})^{-1}] > \Delta_s^0.$$

Гипотеза о паузе в речевом сигнале k -ой выборки отвергается, если

$$H^1 : \sum_{i=0}^N |c_i^{(k)}|^2 [(S_i^{(1)})^{-1} - (S_i^{(0)})^{-1}] \leq \hat{\Delta}^0.$$

Здесь $S_i^{(i)}$ – полученные по обучающей выборке оценки корреляционной функции спектральных коэффициентов.

В случае, если форма энергетического спектра шума и речевого сигнала идентичны, т.е. $S_m^{(1)} = u S_m^{(0)}$, то $[(S_i^{(1)})^{-1} - (S_i^{(0)})^{-1}] = -a / S_m^{(0)} = H(m)H(m)^*$, где $a = (u-1)/u$ – постоянный коэффициент, $H(m)$ – передаточная функция выбеливающего фильтра. В случае, если форма энергетического спектра шума и речевого сигнала различны и $(S_i^{(1)}) \gg (S_i^{(0)})$, то выполняется приближение $[(S_i^{(1)})^{-1} - (S_i^{(0)})^{-1}] \approx -(S_i^{(0)})^{-1} = H(m)H(m)$.

Если речевой сигнал пропустить через выбеливающий фильтр, алгоритм сегментации сводится к алгоритму временной обработки некоррелированных отсчетов в выборках. В последующем изложении считается, что выборки речевого сигнала, используемые в алгоритмах обработки, некоррелированы. Для устранения корреляции используется декоррелирующие преобразования, например, разложение по методу Холецкого [3] обратной корреляционной матрицы речевого сигнала на произведения нижнетреугольной и верхнетреугольной матриц.

Другим способом декорреляции речевого сигнала является его разложение по базису Карунена-Лозва. При этом решающее правило получаем в виде

$$H^1 : \sum_{j=1}^N c_j^{(k)2} / \hat{\lambda}_j^{(k)} \leq \hat{\Delta}_c^0, \quad H^0 : \sum_{j=1}^N c_j^{(k)2} / \hat{\lambda}_j^{(k)} > \hat{\Delta}_c^0,$$

где $\hat{\lambda}_j = (\sigma_{jc}^0)^2$ – собственные числа выборочной корреляционной матрицы сигнала; $c_j^{(k)}$ –

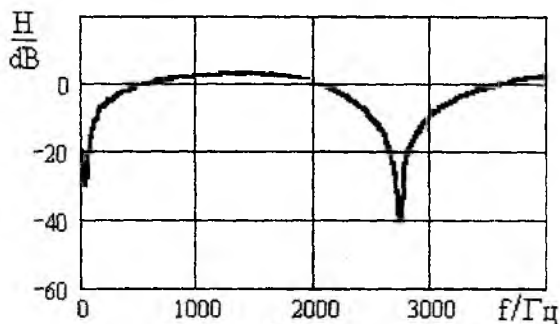


Рис. 1

представление k -й реализации сигнала X в базисе Карунена-Лозва с размерностью N . Собственные числа и собственные векторы вычисляют в виде $\Phi^* [(R^1)^{-1} - (R^0)^{-1}] \Phi = \Lambda$, а в случае $R^1 = s R^0$, $s \gg 1$ вычисление упрощается к виду $\Phi^* (R^0)^{-1} \Phi = \Lambda$.

Полагая, что в пределах выборки речевой сигнал стационарен в широком смысле, алгоритм выбеливания речевого сигнала в частотной области имеет вид

$$s(t) = \text{Re} \left(\frac{1}{\sqrt{2N}} \sum_{m=0}^{2N-1} C(m) H(m) \exp(i(2\pi t / N)m) \right),$$

$$C(\omega) = \frac{1}{\sqrt{2N}} \sum_{\tau=0}^{2N-1} y_\tau^j \exp(-i(2\pi\tau\omega / N)),$$

где $y_i^j = \begin{cases} x_i^j, & i = 0, 1, \dots, (N-1) \\ 0, & i = N, (N+1), \dots, (2N-1) \end{cases}$ – входные отсчеты; $H(m) = A / \sum_{l \in Z} W(l) (S(m+l))^q$ –

амплитудно-частотная характеристика выбеливающего фильтра;

$S(m) = \left| \frac{1}{\sqrt{N}} \sum_{\tau \in Z} K(\tau) \exp(-i(2\pi m\tau/N)) \right|$ – оценка энергетического спектра;

$K(\tau) = \frac{1}{(T+1-\tau)L} \sum_{j=1}^L \sum_{i=0}^{T-\tau} x_{i+\tau}^{(j)} x_i^{(j)}$ – оценка корреляционной функции речевого сигнала.

На рис. 1 приведена амплитудно-частотная характеристика фильтра $H(m)$ для случая, когда $W(0) = 1, W(1) = 1, W(j) = 0$, где $j \in Z; j \neq 0; j \neq 1$.

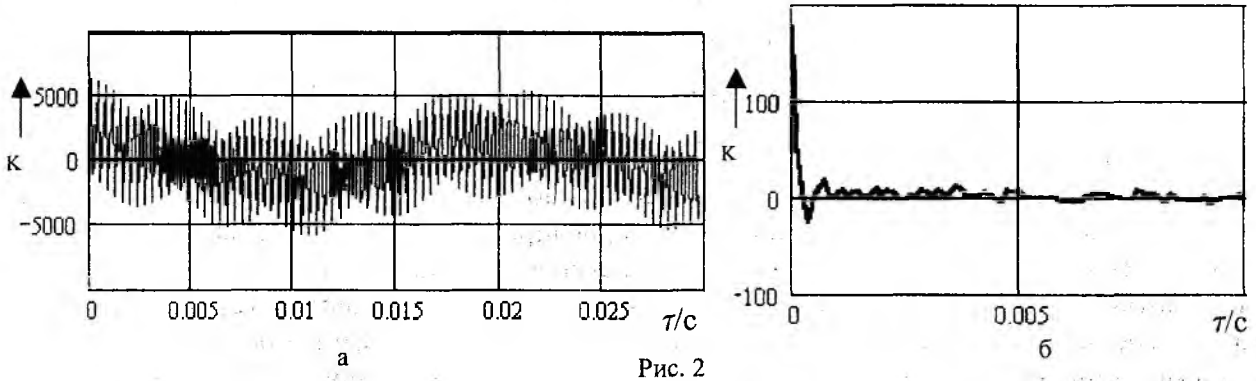


Рис. 2

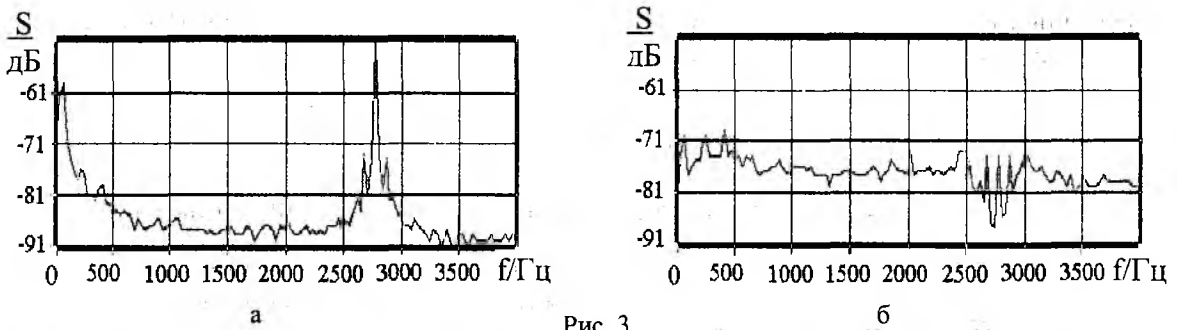


Рис. 3

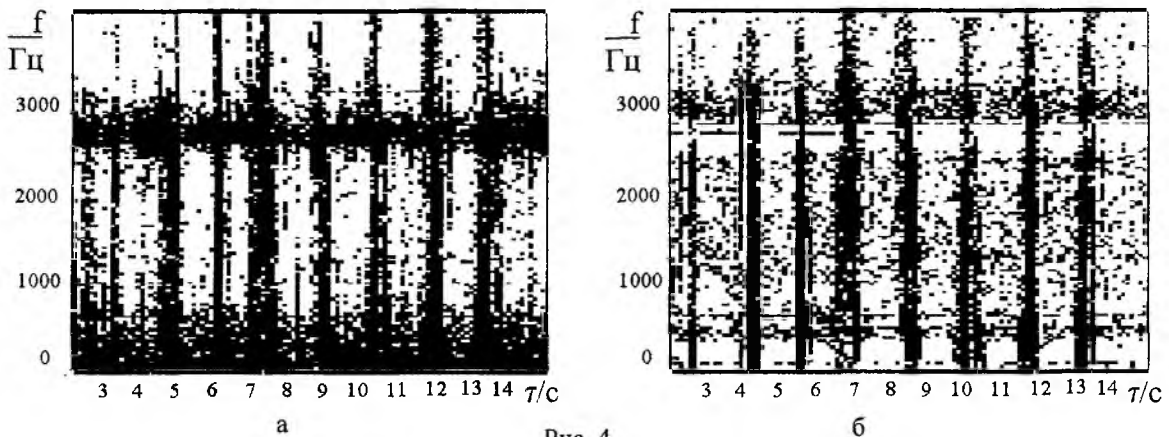


Рис. 4

На рис. 2а приведена корреляционная функция речевого сигнала в паузе до фильтрации, на рис. 2б – корреляционная функция речевого сигнала в паузе после выбеливания речевого сигнала.

Экспериментальные исследования речевых сигналов показали, что одномерный в пространстве параметров частот энергетический спектр сигнала в паузе, полученный усреднением 20 выборок по 256 отсчетам (см. рис. 3а), существенно отличается от равномерного, т.е. шум не является белым. На рис. 3 б приведен энергетический спектр речевого сигнала в

паузе, полученный в результате выбеливания сигнала фильтром. На рис. 4а, б приведены амплитудно-временно-частотные характеристики наблюдаемого речевого сигнала соответственно до и после выбеливания речевого сигнала фильтром.

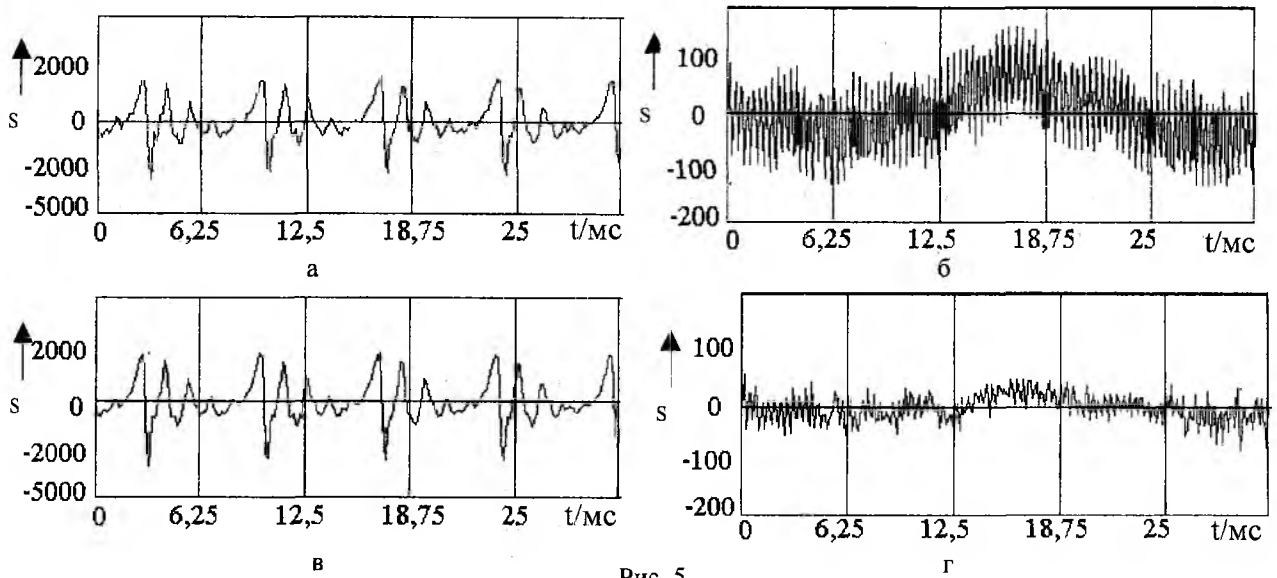


Рис. 5

Как показали исследования, использование такого фильтра позволяет существенно повысить соотношение сигнал-шум, что обуславливает более высокое качество обнаружения речи для ряда рассматриваемых ниже алгоритмов распознавания. На рис. 5 а,б приведены соответственно выборки вокализованного речевого сигнала и шума в паузе в случае отсутствия выбеливания. На рис. 5 в,г показаны выборки вокализованного речевого сигнала и шума в паузе после выполнения процедуры выбеливания.

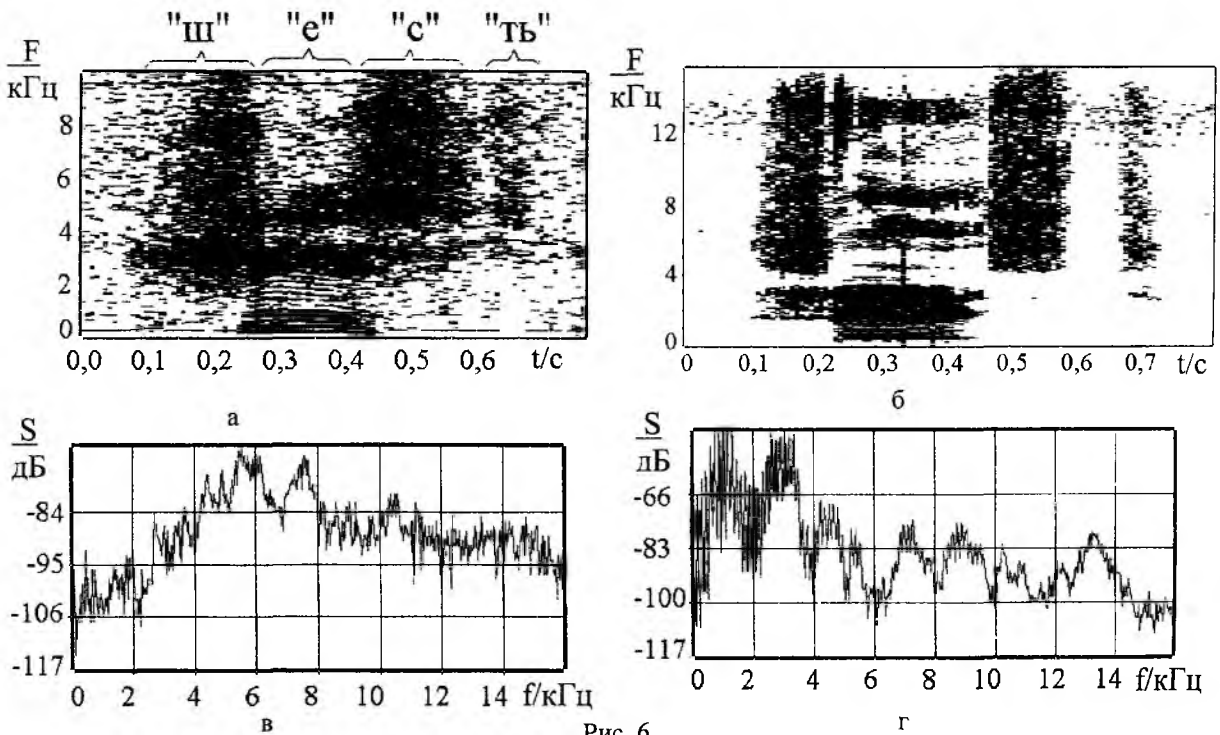


Рис. 6

Повышение качества сегментации речи может быть достигнуто фильтрацией речевого сигнала фильтром с частотной характеристикой $H(m)$, удовлетворяющей условию

$$\frac{1}{S_m(1)} - \frac{1}{S_m(0)} = H(m)H(m)^*, \text{ откуда } \frac{1}{S_m(0)} \frac{S_m(0) - S_m(1)}{S_m(1)} = H(m)H(m)^*.$$

Такая коррекция частотной характеристики наиболее эффективна в случае слабых сигналов, т.е. при сопоставимых значениях $S_m(0)$ и $S_m(1)$.

Таким образом, при построении алгоритмов принятия решений необходимо учитывать не только необходимость введения обесцвечивающего фильтра, но и формантную структуру энергетического спектра речевого сигнала. На рис. 6 а, б приведены амплитудно-временно-частотные характеристики слова «шесть» для двух дикторов. Они подтверждают характерные особенности вокализованных звуков, заключающихся не только в линейчатости спектра, вызванной периодичностью речевого сигнала, но и в преобладании энергии спектра в низкочастотной полосе до 3,4-5 кГц (см. рис. 6 г – энергетический спектр для вокализованного звука «е»), а для невокализованных звуков – преобладание энергии спектра в полосе от 1,5-4 кГц до 6-20 кГц (см. рис. 6 в – энергетический спектр для невокализованного звука «с»).

Для нахождения оптимальной оценки величины порога и длительности выборки, по которой принимается решение, рационально использовать адаптивные алгоритмы.

В результате применения выбеливающего фильтра, который может быть реализован как нерекурсивный фильтр либо как фильтр в частотной области, алгоритмы обнаружения могут быть упрощены за счет декорреляции временных отсчетов речевого сигнала.

При обеспечении некоррелированности признаков и равенства дисперсий в координатном представлении в алгоритме обнаружения речевого сигнала по энергетическим признакам выносится решение о наличии речевой информации в k -й выборке, если выполняется неравенство

$$H_1 : (l(k)) > \Lambda, \quad (1)$$

где $l(k) = \sum_{i=1}^N |S_i^k|^2$, а S_i^k - i -й отсчет k -й выборки речевого сигнала.

В противном случае выносится решение о наличии паузы.

$$\text{Порог } \Lambda \text{ в общем случае вычисляется, как } \Lambda = \frac{2\sigma_0^2\sigma_1^2}{\sigma_1^2 - \sigma_0^2} \ln \left[\left(\frac{\sigma_1^2}{\sigma_0^2} \right)^n c \right] > 0, \sigma_1 > \sigma_0. \quad (1a)$$

Для критерия Неймана-Пирсона при заданном α порог (1a) преобразуется к виду $\Lambda = \sigma_0^2 \chi_\alpha^2$, где χ_α^2 – выраженное в процентах отклонение случайной величины, распределенной по закону χ^2 с n степенями свободы.

Рассмотрим особенности сегментации речи в пространстве оценок ковариационных матриц с распределением Уишарта

$$W(\hat{K} / R) = \frac{\det|\hat{K}|^{\frac{\tau-p-1}{2}} \exp\left(-\frac{sp(\hat{K}R^{-1})}{2}\right)}{\det|R|^{\frac{\tau}{2}} \gamma(p, \tau)}$$

При априорном знании ковариационных матриц R_1, R_2 процедура принятия решения состоит в сравнении логарифма отношения правдоподобия E_n с порогом $k = \ln(c)$ априорно выбранного критерия качества.

Гипотеза о наличии сигнала с ковариационной матрицей R_1 принимается, если выполняется неравенство

$$E^r = \ln W(\hat{K}^r / R_2) - \ln W(\hat{K}^r / R_1) = 0,5 \operatorname{sp} \left(\hat{K}^r \left[R_1^{-1} - R_2^{-1} \right] \right) \geq \ln c - \frac{\tau}{2} \ln(\det R_1 / \det R_2).$$

Поэтому алгоритм сегментации по множеству оценок ковариационных матриц сводится к виду

$$\sum_{l=0}^{n-1} \sum_{i=0}^{n-1} h(j, i) \hat{K}^r(i, j) \geq \Lambda_1, \text{ где } h(j, i) = R_1^{-1}(j, i) - R_2^{-1}(j, i).$$

В пространстве оценок энергетического спектра $S^k(i)$ стационарного случайного процесса алгоритм сегментации имеет вид

$$\sum_{i=0}^{N-1} S^k(i) H(i) \geq \Lambda.$$

Из результатов экспериментальных исследований (рис.б,в,г) следует, что средние частоты энергетических спектров смещены в область высоких частот для невокализованных звуков и в область низких частот для вокализованных звуков в сравнении со средней частотой, характерной для белых шумов.

Принятие решения возможно по степени близости оценки энергетического спектра к эталону. Мера близости выбирается как расстояние в гильбертовом пространстве между оценкой и эталоном энергетического спектра для данного типа речевого сигнала

$$\sum_{i=0}^{N-1} \left(S^k(i) - H^j(i) \right)^2 \leq \sum_{i=0}^{N-1} \left(S^k(i) - H^l(i) \right)^2,$$

где $S^k(i)$ – оценки энергетического спектра, $H^j(i)$ – эталоны, вычисленные в результате усреднения энергетического спектра для заданного j типа речевого сигнала, например, для вокализованного и невокализованного речевого сигнала, а также шума в паузе.

В случае распознавания по форме энергетического спектра квадратичное решающее правило преобразуется в линейное вида

$$\sum_{i=0}^{N-1} S_{norm}^k(i) H(i) \geq \Lambda,$$

где $S_{norm}^k(i) = \frac{S^k(i)}{\sum_{i=0}^{N-1} |S^k(i)|}$ – нормированная оценка энергетического спектра речевого сигнала,

$H(i) = H^j(i) - H^l(i)$ – весовой коэффициент, $\Lambda = \sum_{i=0}^{N-1} \left(H^j(i) \right)^2 - \sum_{i=0}^{N-1} \left(H^l(i) \right)^2$ – оценка порога решающего правила.

В алгоритмах обнаружения речевого сигнала выносится решение о наличии вокализованного фрагмента речевого сигнала в k -й выборке, если выполняется неравенство

$$H_2 : (l_B(k)) > \Lambda_1$$

и решение о наличии невокализованного фрагмента речевого сигнала, если

$$H_1 : (l_n(k)) > \Lambda_2,$$

где $l_B(k) = \sum_{i=0}^{N-1} H_B(i) |S_{norm}^k(i)|$, $l_n(k) = \sum_{i=0}^{N-1} H_n(i) |S_{norm}^k(i)|$, при этом $S^k(i)$ - i -я составляющая

оценки энергетического спектра для k -й выборки, $H_B(i), H_n(i)$ – весовые коэффициенты для вокализованных и невокализованных выборок речевого сигнала.

Из алгоритма обнаружения по оценке формы энергетического спектра при линейной аппроксимации весовых коэффициентов $H_B(i) = N - i, H_n(i) = i$ получим алгоритм обнаружения речевой информации по оценкам средней частоты спектра.

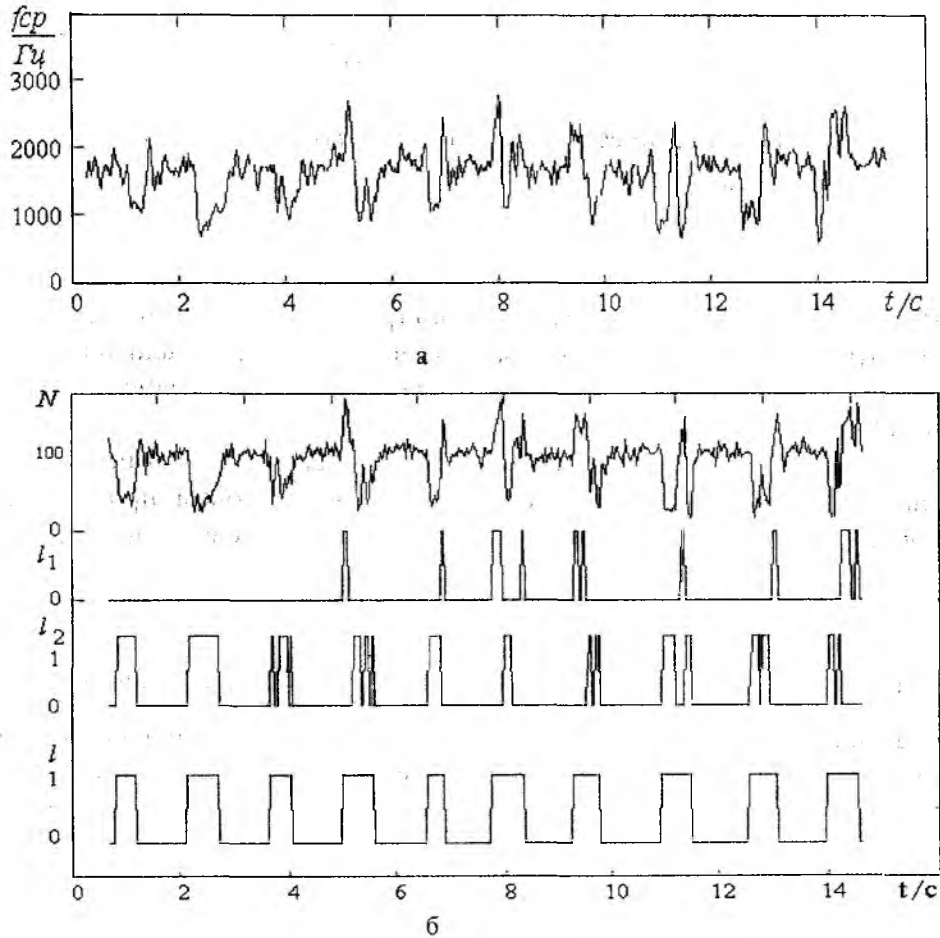


Рис. 7

Алгоритм обнаружения по оценкам средней частоты спектра выносит решение о наличии вокализованного фрагмента речевого сигнала в k -й выборке, если выполняется неравенство

$$H_2 : (l(k)) < \Lambda_1$$

и решение о наличии невокализованного фрагмента, если

$$H_1 : (l(k)) > \Lambda_2, \tag{2}$$

при этом оценка средней частоты энергетического спектра вычисляется как

$$l(k) = \frac{1}{b+a+1} \frac{\sum_{v=k-a}^{k+b} \sum_{i=0}^{N-1} i |S^v(i)|}{\sum_{i=0}^{N-1} |S^v(i)|},$$

где $S^k(i)$ - i -я составляющая оценки энергетического спектра для k -й выборки.

На рис. 7а построены траектории оценки средней частоты энергетического спектра для последовательности из 460 выборок речевого сигнала по 256 отсчетам. При этом средняя

частота находилась независимо для каждой выборки. При построении траектории производилось сглаживание оценок двух соседних выборок.

В алгоритмах обнаружения по признакам взвешенной разности энергий выносятся решения о наличии вокализованного фрагмента речи в k -й выборке, если выполняется неравенство

$$H_2 : (l(k)) < \Lambda_1$$

и невокализованного фрагмента речи, если

$$H_1 : (l(k)) > \Lambda_2. \quad (3)$$

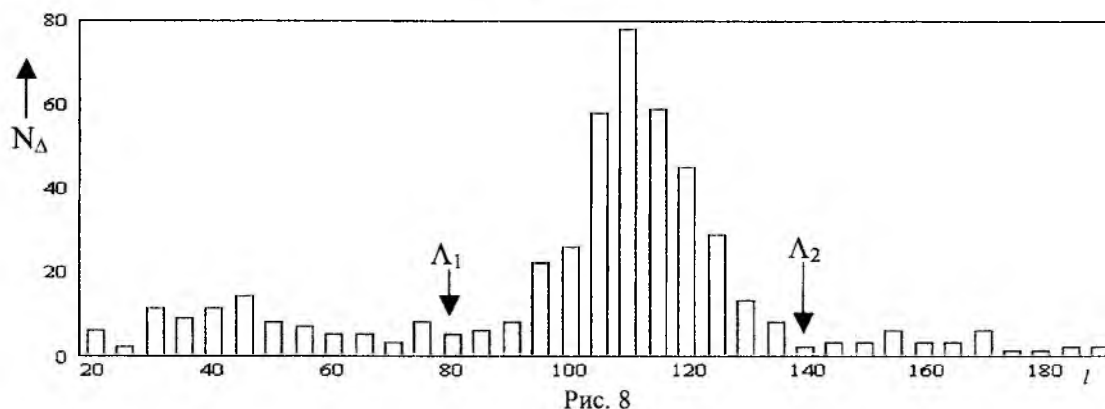


Рис. 8

При этом для оценки разности взвешенных энергий речевого сигнала в выделенных полосах частот аппроксимация весовых коэффициентов задается в виде

$$H_B(i) = \begin{cases} a, & \text{где } 0 \leq i < N1, \\ -b, & \text{где } N1 \leq i < N-1, \end{cases} \quad \text{а } H_n(i) = \begin{cases} -a, & \text{где } 0 \leq i < N1, \\ b, & \text{где } N1 \leq i < N-1, \end{cases}$$

где $a = N / N1$, $b = N / (N - N1)$ вычисляются по формуле

$$l(k) = -\frac{N}{N1} \sum_{i=0}^{N1-1} |S_{norm}^k(i)| + \frac{N}{N - N1} \sum_{i=N1}^{N-1} |S_{norm}^k(i)|.$$

Оценку средней частоты энергетического спектра речевого сигнала можно получить по числу пересечений речевым сигналом нулевого уровня в пределах выборок.

В алгоритмах обнаружения речевого сигнала в выборках по признакам нуль-пересечения выносятся решения о наличии вокализованного фрагмента речи в k -й выборке, если выполняется неравенство

$$H_2 : (l(k)) < \Lambda_1$$

и невокализованной, если

$$H_1 : (l(k)) > \Lambda_2. \quad (4)$$

Вычисление пороговых уровней Λ_1 , Λ_2 производится по результатам определения локальных минимумов близлежащих справа и слева от глобального максимума гистограммы распределения решающей статистики (см. рис. 8).

На рис. 9 приведена зависимость оценки числа пересечений нулевого уровня в пределах выборки от номера выборки k , а также вычисленные оценки уровней порога Λ_1 , Λ_2 , необходимые для принятия решений о наличии вокализованных и невокализованных участков речевых сигналов в выборках.

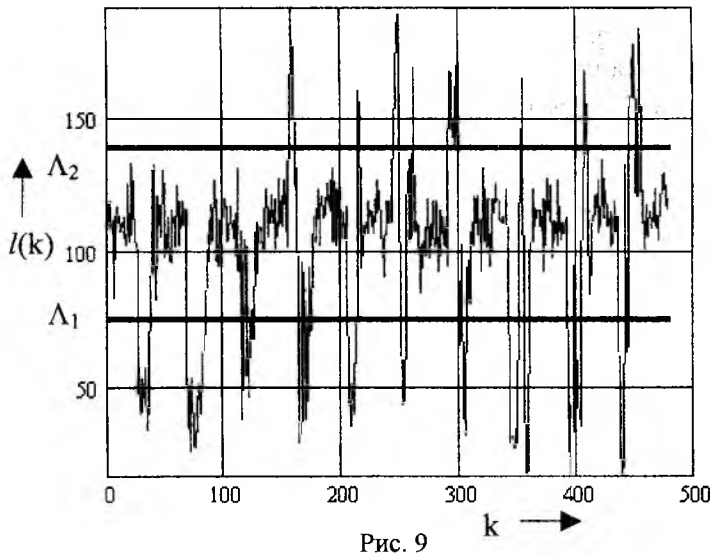


Рис. 9

В алгоритме обнаружения речевого сигнала в выборках по признакам периодической коррелированности выносится решение о его наличии в k -й выборке, если

$$l(k, \tau) < \Lambda_1, \quad (5)$$

$$l(k, \tau) = \max_{T \in T_{ijg}} \sum_{i=1}^N S_i^k S_{i-\tau}^k \cos\left(\frac{2\pi}{T} l\right),$$

где S_i^k – i -й отсчет k -й выборки после нормирования по энергии.

Временной сдвиг τ может выбираться экспериментально с целью нахождения максимума величин $l(k, \tau)$.

Для сегментации возможно использование формантных (модифицированных авторегрессионных) оценок, которые вычисляются в соответствии с выражением

$$\bar{f}_v = \frac{F_\partial}{N} \operatorname{argloc} \max \left\{ 1 + \sum_{n=1}^{p-1} (a[n] \exp(-j2\pi nk) + \alpha \exp(-j2\pi pk)) \right\}^{-1}, k = \overline{0, M},$$

где α – коэффициент, близкий к единице (например $\alpha = 0,99$, при $\alpha = 1$ алгоритм становится неустойчивым);

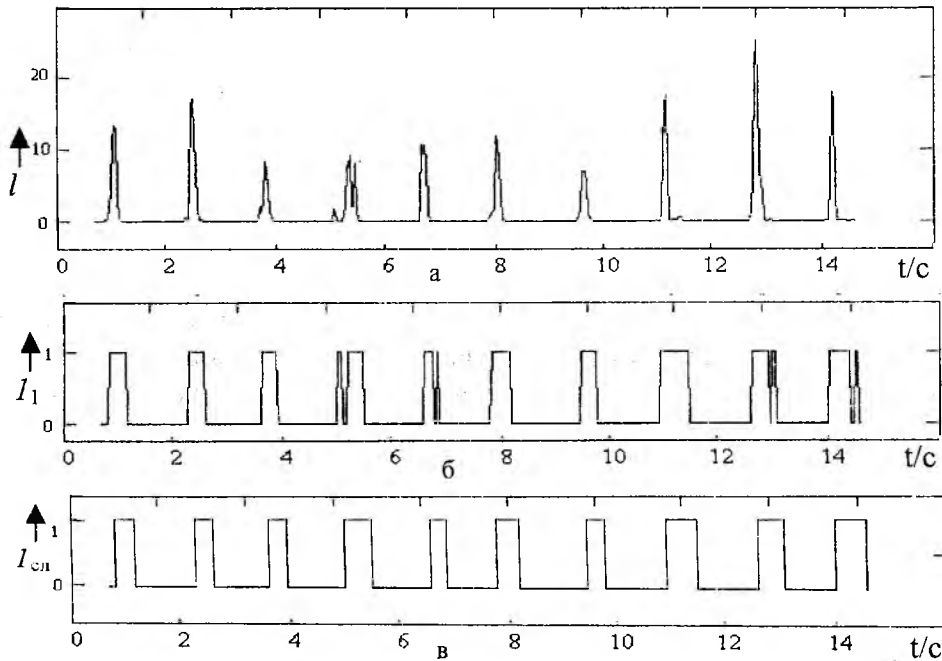


Рис. 10

$\vec{f} = \operatorname{argloc} \max(\vec{x})$ – векторная функция, задающая соответствие элементам входной последовательности x_1, x_2, \dots, x_N элементам выходной последовательности упорядоченное множество номеров локальных максимумов $\{f_i, i = \overline{0, L}\}$.

Решение о начале нового сегмента фоном в очередной выборке принимается по результату сравнения с порогом значений $R_n^{\text{фон}}$, вычисленных по формуле (6)

$$R_n^{\text{фон}} > \Lambda,$$

где R_n – функционалы, построенные на основе метрик в пространстве L1, L2

$$R_n^{\text{фон}} = \sum_{i=1}^{L(n)} \min_{j \in [-J, J]} \alpha_{i,j}^l \left| \hat{f}_i(n) - \hat{f}_{i+j}(n+1) \right|^q, \quad (6)$$

где $\hat{f}_i(n)$ – оценки частот i -й форманты n -го сегмента; $\alpha_{i,j}^l$ – весовые коэффициенты,

$i = \overline{-J, J}$; $j = \overline{-J, J}$; q принимает значения 1 или 2 в зависимости от вида критерия близости.

На основе первичной сегментации слов по формантным признакам выносится решение о наличии речевой информации в n -м сегменте в случае, если

$$H_1: R_n^{\text{слов}} < \Lambda,$$

$$R_n^{\text{слов}} = \sum_{i=1}^{L(n)} \min_{j \in [-J, J]} \alpha_{i,j}^l \left| \hat{f}_i(n) - \hat{f}_{i+j}^{\Pi} \right|^q, \quad (7)$$

где $\hat{f}_i(n)$ – оценки частот i -й форманты n -го сегмента; \hat{f}_{i+j}^{Π} – эталонные оценки частот i -й

форманты, полученные усреднением оценок для нескольких сегментов, соответствующих

паузе речи; $\alpha_{i,j}^l$, $i = \overline{-J, J}$; $j = \overline{-J, J}$ – весовые коэффициенты.

На втором этапе обработки вычисляются границы слов по принципу временной компактности с исключением пауз не более заданной длительности (см. рис. 10 – энергетическая оценка границ слова, рис. 7б – оценка границ слова, полученная из объединения информации вокализованных и невокализованных участков слова). На рис. 10а показана зависимость энергетической статистики (1) от номера выборки, на рис.10б – решение бинарной задачи обнаружения, а на рис. 10в – результат оценивания границ слов после исключения пауз между слогами. На верхней эпюре рис. 7б показано изменение числа N нуль-пересечений от номера выборки, на двух следующих – результат принятия решения бинарной задачи обнаружения l_1 вокализованных и l_2 невокализованных сегментов речи, а на нижней эпюре – результат оценивания границ слов после объединения информации вокализованных и невокализованных участков слова и исключения пауз между слогами.

Рассмотрим результаты экспериментального исследования алгоритмов сегментации речи. Исследования описанных выше методов сегментации выполнены по выборкам реальных речевых сигналов для разных дикторов. Оценивание производилось в соответствии с алгоритмами (1)- (7).

С целью звукового контроля качества сегментации речи с помощью экспертов проведены экспериментальные исследования. По отсчетам звукового сигнала, следующих в результате дискретизации с частотой 8 кГц, производились оценки временных границ начала и конца каждого из 10 слов речи. Результаты оценивания границ слов (слогов) в соответствии с алгоритмами 1,4-7 использовались для выделения фрагментов активной речи с последующей её записью на диск в формате «PCM WAVEFORMAT» с расширением «wav». Выделение фрагментов активной речи из звукового сигнала $s(t)$ происходит в соответствии с алгоритмом

$$s_2(t) = s(t) \sum_{p=1}^P h_p(t),$$

где $h_p(t) = \begin{cases} 1, & t \in [t_{np}, t_{kp}] \\ 0, & t \notin [t_{np}, t_{kp}] \end{cases}$, p – текущий номер слова, t_{np}, t_{kp} – оценки моментов времени,

соответствующие началу и концу слова (слога).

Звуковой контроль воспроизводимой речи по исследуемым алгоритмам (1,4-6) не позволил выявить дефекты речи, связанные с пропаданием отдельных фонем или др. составных частей слов.

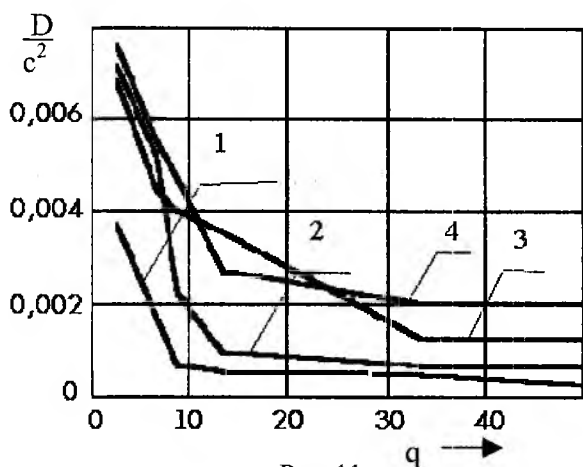


Рис. 11

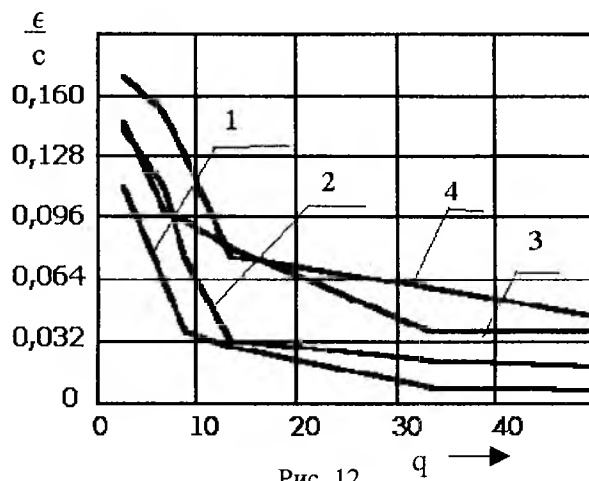


Рис. 12

С целью изучения влияния выбора частоты дискретизации речевого сигнала, уровня аддитивной помехи на результирующие показатели качества проектируемого устройства сегментации речевого сигнала экспериментально исследован ряд зависимостей. Исследована дисперсия оценивания временных границ сегментов речи для алгоритмов (1,4-6) (кривые дисперсии 1-4 рис. 11), а также экспериментально получены кривые смещений оценок временного положения начала и конца слова (1-4 рис. 12) от отношения сигнал/шум q при дли-

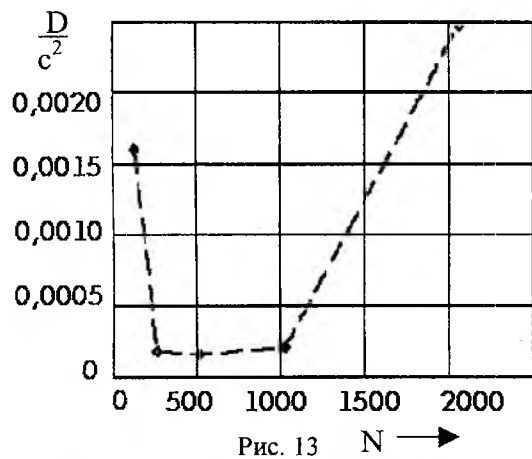


Рис. 13

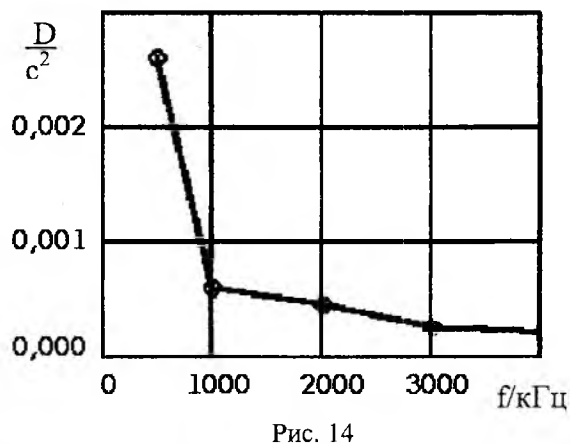


Рис. 14

тельности выборки 256 отсчетов и частоте дискретизации речевого сигнала 8 кГц. Зависимость дисперсии оценивания для алгоритма сегментации слов по признакам нуль-пересечения от длины выборки N приведена на рис. 13. В результате исследований получено, что среднеквадратическое отклонение оценок временных границ слов алгоритма сегментации слов по признакам нуль-пересечения с выбеливанием будет не более 360 отсчетов при длительности выборки от 256 до 1024 отсчетов и частоте дискретизации речевого сигнала 8 кГц.

Экспериментально получена зависимость дисперсии оценивания от верхней частоты спектра сигнала для алгоритма (1) с выбеливанием (см. рис. 14).

Таблица 1

Алгоритмы сегментации слов	D, c^2	D, c^2 при $q=13$
По энергетическим признакам с выбеливанием	0,00025	0,00053
По энергетическим признакам без выбеливания	0,0024	0,0036
По средней частоте энергетического спектра с выбеливанием	0,00099	0,0048
По разности энергий в НЧ и ВЧ полосах речевого сигнала с выбеливанием	0,00115	0,0054
По признакам нуля пересечения с выбеливанием	0,00123	0,00354
По признакам периодической коррелированности для $\tau=1$	0,00063	0,00094
Формант (модифицированный) для порядка модели 12	0,00206	0,0027

В табл. 1 приведены результаты исследования 7 вариантов устройств сегментации слов, отличающихся типом алгоритма оценивания начала и конца слова. Из таблицы видно, что тип устройства в смысле критерия максимума дисперсии оценивания временного положения слова зависит от требований устойчивости. Если задать допустимое значение показателя устойчивости $K_{уст}(s)$, соответствующего отношению сигнал шум $q=13$, то наилучшим по показателю дисперсии оценивания временного положения D будет алгоритм сегментации слов по энергетическим признакам с выбеливанием.

Заключение. В настоящей работе разработаны устойчивые алгоритмы оценивания временных границ слов на основе: признаков нуля-пересечений, энергетических, компонентных статистик в рамках модели ПКСП, формантных признаков. На основе линейной модели речевых сигналов синтезированы и исследованы алгоритмы слоговой сегментации, сегментации на вокализованные и невокализованные фрагменты речи, а также фонемы на основе методов нуля-пересечений и формантных признаков. По результатам экспериментальных исследований, выполненных на реальных сигналах, показана возможность практического использования рассмотренных алгоритмов сегментации речевых сигналов. Найдены характеристики приведенных алгоритмов. Приведены результаты экспериментальных исследований качества алгоритмов сегментации для заданных выборок речевых сигналов при воздействии дополнительного аддитивного гауссова белого шума. Исследованы различные возможные пути решения сформулированной задачи.

Список литературы: 1. Дж. Д. Маркел, А. Х. Грей. Линейное предсказание речи. М.: Связь, 1980. 308 с. 2. Рабинер Л. Р., Шафер Р. В. Цифровая обработка речевых сигналов / Под ред. М. В. Назарова и Ю. Н. Прохорова. М.: Радио и связь, 1981. 496 с. 3. Марпл. – Мл. С. Л. Цифровой спектральный анализ и его приложения. М.: Мир, 1990. 584 с.

Харьковский национальный
университет радиоэлектроники

Поступила в редколлегию 15.12.2002

МОДУЛЯЦИОННЫЙ АВТОКОМПЕНСАТОР АКТИВНЫХ ШУМОВЫХ ПОМЕХ С ОГРАНИЧИТЕЛЕМ В ЦЕПИ ВЫЧИСЛЕНИЯ ВЕСОВЫХ КОЭФФИЦИЕНТОВ

Введение

Для решения задач повышения информационных возможностей радиотехнических систем в условиях воздействия активных маскирующих помех широко применяются методы адаптивной компенсации мешающих излучений, основанные на различных критериях оптимизации обработки принятых сигналов.

Для оценки весовых коэффициентов при использовании градиентных алгоритмов необходимо вместе с N каналами весового суммирования иметь столько же параллельных каналов для оценки градиента. Весовое суммирование предпочтительнее осуществлять на высокой несущей частоте, но поскольку операцию умножения можно произвести на пониженных частотах, то в состав N дополнительных каналов приема приходится вводить N смесителей с цепями гетеродинных напряжений и усилителей на промежуточной частоте. При этом возрастает сложность и громоздкость аппаратуры. Кроме того, в ряде систем не имеется возможности выделить колебания с каждого отдельного элемента адаптивной антенны. Поэтому применение большинства известных алгоритмов оценки весовых коэффициентов в этих условиях становится неприемлемым. В этом случае весовые коэффициенты можно получить только по оценке выходного сигнала всей адаптивной антенны (алгоритмы случайного поиска [1], генетические [9, 10] и модуляционные [3, 4]).

Известны работы, в которых предлагается оценивать весовые коэффициенты без дополнительных каналов преобразования и усиления помеховых колебаний [4, 5]. В работе [4] предлагается модуляционный автокомпенсатор помех с градиентным способом оценивания весовых коэффициентов. Автокомпенсаторы, использующие градиентные алгоритмы, имеют недостаток – зависимость устойчивости от мощности внешних помех. Для устранения этого недостатка при использовании классического градиентного алгоритма предлагалось использовать ограничитель огибающей в цепях оценивания весовых коэффициентов [1, 5, 6, 7, 8].

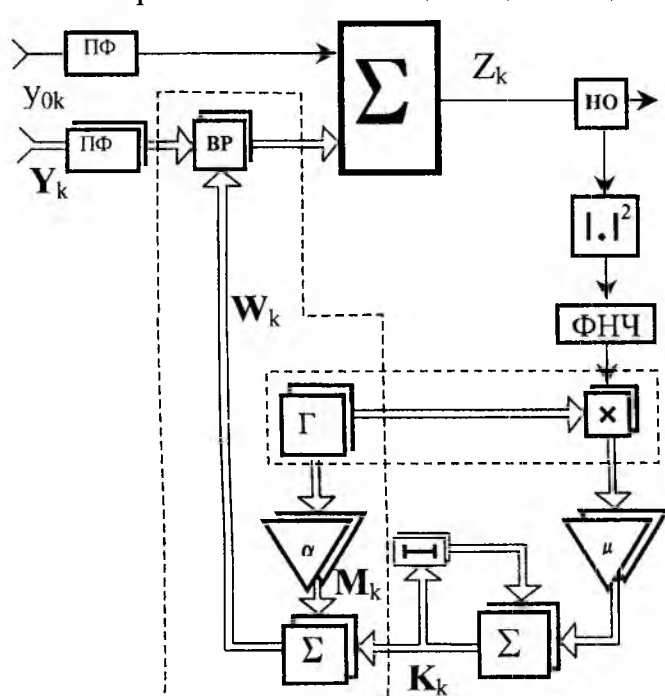


Рис. 1

В статье рассматривается принцип построения и анализ работы модуляционного автокомпенсатора с градиентным способом оценивания весовых коэффициентов при большом диапазоне изменения уровня мощности внешних помех. Расширение диапазона устойчивой работы модуляционного автокомпенсатора достигается за счет ограничения огибающей в цепи вычисления весовых коэффициентов.

Анализ работы модуляционного автокомпенсатора

Функциональная схема модуляционного автокомпенсатора представлена на рис. 1. Сигналы представлены в дискретной форме, здесь и далее используется представление сигналов в виде комплексных огибающих. Результирующий вектор весовых коэффициентов W_k представляет собой аддитивную смесь комплексного вектора весовых коэффициентов K_k и комплексного вектора

модуляции \mathbf{M}_k . Весовой регулятор выполняет две функции: модулятора и весового множителя. На управляющие входы весовых регуляторов подается векторный сигнал

$$\mathbf{W}_k = \alpha \mathbf{M}_k - \mathbf{K}_k, \quad (1)$$

где \mathbf{K}_k – комплексный вектор весовых коэффициентов на k -м временном отсчете размерностью $N \times 1$: $\mathbf{K}_k^T = [K_{1k} \ K_{2k} \ \dots \ K_{Nk}]$; \mathbf{M}_k – комплексный вектор модуляции на k -м временном отсчете размерностью $N \times 1$: $\mathbf{M}_k^T = [M_{1k} \ M_{2k} \ \dots \ M_{Nk}]$; N – число дополнительных каналов; α – постоянный коэффициент (уровень модуляции); T – знак транспонирования.

Набор модулирующих функций вектора \mathbf{M}_k должен удовлетворять условию ортогональности. Для периодических функций условие имеет вид:

$$\sum_{k=1}^L M_{nk}^* \cdot M_{jk} = \begin{cases} L, & n = j, \\ 0, & n \neq j, \end{cases} \quad (2)$$

где n, j – номера дополнительных каналов; $k=1, 2, \dots, L$; L – число дискрет на периоде ортогональности T , при выборе T число дискрет должно быть целым; $*$ – знак комплексного сопряжения.

Модулирующие функции вектора \mathbf{M}_k выбираются так, чтобы слагаемые, входящие в Z_k на выходе сумматора (см. рис. 1), не имели перекрытия либо по частоте, либо по времени [3].

При анализе работы модуляционного автокомпенсатора определим вектор модуляции как

$$\mathbf{M}_k^T = [\exp j\{\omega_1 \cdot t_k\} \ \exp j\{\omega_2 \cdot t_k\} \ \dots \ \exp j\{\omega_N \cdot t_k\}], \quad (3)$$

где ω_n – частота модуляции в n -м дополнительном канале приема.

Причем $\omega_1 < \omega_2 < \dots < \omega_N$ удовлетворяют условию ортогональности на периоде T частоты ω_1 .

В результате перемножения вектора помеховых колебаний дополнительных каналов \mathbf{Y}_k с результирующим вектором весовых коэффициентов \mathbf{W}_k и вычитания помехи из основного канала получим:

$$Z_k = (y_{0k} - \mathbf{K}_k^* \cdot \mathbf{Y}_k) + \alpha \mathbf{M}_k^* \cdot \mathbf{Y}_k, \quad (4)$$

где y_{0k} – помеховые колебания в основном канале на k -м временном отсчете; $*$ – знак комплексного сопряжения и транспонирования.

Первое слагаемое соответствует процедуре компенсации помехи, а второе содержит информацию о помехах в дополнительных каналах. Колебания $\mathbf{M}_k^* \cdot \mathbf{Y}_k$ сдвинуты относительно несущей ω_0 на ω_{mod} . Они не перекрываются со спектром колебаний y_{0k} в тракте обработки, поэтому их можно анализировать раздельно.

Сигнал с выхода сумматора через направленный ответвитель подается на квадратичный детектор. Результирующий спектр на выходе квадратичного детектора $|Z_k|^2$ состоит из трех частей: постоянной составляющей, спектра «суммарных частот», спектра «разностных частот». Компоненты с «разностными» частотами располагаются от нуля до полосы частоты ω_N . Таким образом, на выходе фильтра нижних частот, который выделяет разностные составляющие, имеем:

$$Z_{Fk} = (\alpha y_{0k} \cdot Y_k^* \cdot M_k + \alpha y_{0k}^* M_k^* \cdot Y_k - \alpha M_k^* \cdot Y_k \cdot Y_k^* \cdot K_k - \alpha Y_k^* M_k \cdot K_k^* \cdot Y_k) = 2 \operatorname{Re} \left[\alpha y_{0k}^* \cdot M_k^* \cdot Y_k - \alpha M_k^* \cdot Y_k \cdot Y_k^* \cdot K_k \right] = 2 \operatorname{Re} \left[\alpha M_k^* (y_{0k}^* \cdot Y_k - Y_k \cdot Y_k^* \cdot K_k) \right] \quad (5)$$

Далее осуществляется процедура демодуляции сигнала Z_{Fk} . Обработка производится в двух квадратурных каналах (рис. 2).

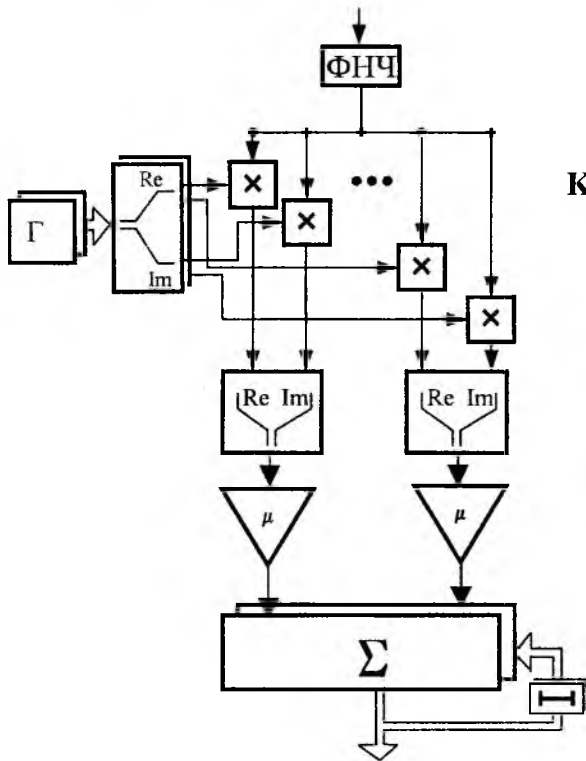


Рис. 2

Одним из способов уменьшения нежелательных эффектов, связанных с зависимостью устойчивости от изменения интенсивности помех, является ограничение огибающей в цепях обратной связи. Ограничивать огибающую можно непосредственно в каждом канале вычисления весовых коэффициентов (перед сумматором на рис. 2). В этом случае вычисление будет эквивалентно предложенному в [5]. Проанализируем работу при применении ограничения огибающей, как показано на рис. 3.

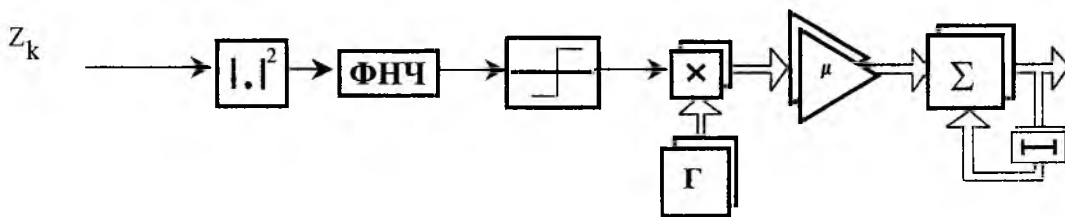


Рис. 3

На вход ограничителя подается сигнал (5). Выходной сигнал ограничителя запишем как

$$f(Z_{Fk}) = 2 \operatorname{Re} \left[\frac{\alpha M_k^* (y_{0k}^* \cdot Y_k - Y_k \cdot Y_k^* \cdot K_k)}{\alpha M_k^* (y_{0k}^* \cdot Y_k - Y_k \cdot Y_k^* \cdot K_k)} \right] \quad (8)$$

После усиления получим среднее значение весового вектора. Весовой вектор на каждом шаге настройки устанавливается в соответствии с итерационной процедурой:

$$K_{k+1} = K_k + 2\mu\alpha (y_{0k+1}^* \cdot Y_{k+1} - Y_{k+1} \cdot Y_{k+1}^* \cdot K_k) \quad (6)$$

За счет действия обратной связи среднее значение разности $y_{0k}^* \cdot Y_k - Y_k \cdot Y_k^* \cdot K_k$ стремится к нулю, т. е. в установившемся режиме $y_{0k}^* \cdot Y_k - Y_k \cdot Y_k^* \cdot K_k \approx 0$. При этом среднее значение весовых коэффициентов стремится к оптимальному значению [2]:

$$\lim_{k \rightarrow \infty} K_k \approx \Phi_{II}^{-1} \cdot \Phi_0, \quad (7)$$

где Φ_{II}^{-1} – корреляционная матрица помех дополнительных каналов,

Φ_0 – вектор-столбец, корреляционной связи основного и дополнительных каналов.

Используя, что

$$\frac{1}{L} \sum_{k=1}^L 2 \operatorname{Re} \left(\frac{\alpha M_{nk}}{|\alpha M_{nk}|} \right) \cdot M_{jk} = \begin{cases} 1, & n = j, \\ 0, & n \neq j, \end{cases} \quad (9)$$

на выходе демодулятора с точностью до константы получим

$$f(Z_{Fk}) \cdot \mathbf{M}_k = \frac{y_{0k}^* \cdot \mathbf{Y}_k - \mathbf{Y}_k \cdot \mathbf{Y}_k^* \cdot \mathbf{K}_k}{|y_{0k}^* \cdot \mathbf{Y}_k - \mathbf{Y}_k \cdot \mathbf{Y}_k^* \cdot \mathbf{K}_k|}. \quad (10)$$

После усиления с коэффициентом передачи μ весовой вектор на каждом шаге адаптации устанавливается в соответствии с итерационной процедурой

$$\mathbf{K}_{k+1} = \mathbf{K}_k + \mu \left(\frac{y_{0k+1}^* \cdot \mathbf{Y}_{k+1} - \mathbf{Y}_{k+1} \cdot \mathbf{Y}_{k+1}^* \cdot \mathbf{K}_{k+1}}{|y_{0k+1}^* \cdot \mathbf{Y}_{k+1} - \mathbf{Y}_{k+1} \cdot \mathbf{Y}_{k+1}^* \cdot \mathbf{K}_{k+1}|} \right). \quad (11)$$

В установившемся режиме

$$\mathbf{K}_{k+1} \approx \mathbf{K}_k. \quad (12)$$

Следовательно,

$$\frac{y_{0k}^* \cdot \mathbf{Y}_k - \mathbf{Y}_k \cdot \mathbf{Y}_k^* \cdot \mathbf{K}_k}{|y_{0k}^* \cdot \mathbf{Y}_k - \mathbf{Y}_k \cdot \mathbf{Y}_k^* \cdot \mathbf{K}_k|} \approx 0 \quad (13)$$

и при этом среднее значение весовых коэффициентов стремится к оптимальному значению.

Результаты моделирования

Для подтверждения результатов, которые были приведены в предыдущем разделе, было проведено имитационное моделирование. Моделирование осуществлялось в системе MATLAB-6.0 с использованием пакета расширения SIMULINK.

Модель внутренних шумов приемных трактов формировалась от некоррелированных комплексных генераторов шума с нормальным законом распределения и единичной дисперсией в квадратурах. В качестве модели источников помеховых колебаний использовались комплексные генераторы шума с нормальным законом распределения и дисперсией пропорциональной мощности помех. При этом предусматривалась возможность задавать угловое положение источников помехи.

В качестве сигнала основной антенны использовался суммарный сигнал восьмиэлементной антенной решетки, а сигналы двух дополнительных антенн – выходы отдельных антенных элементов. Минимальное превышение мощности помеховых колебаний в дополнительных каналах над основным равнялось 2,5 dB. Уровень модуляции α и коэффициент усиления в цепи вычисления весовых коэффициентов μ во всех случаях изменения мощности помехи оставались постоянными. Мощность помех изменялась в диапазоне от 20 до 45 dB относительно дисперсии внутреннего шума дополнительного канала. Исследовалось два типа модуляционного квадратурного автокомпенсатора. Первый из них работал по алгоритму, предложенному в [4], а второй соответствовал адаптивной системе с ограничителем в цепи вычисления весовых коэффициентов (рис. 3).

Результаты моделирования в виде оценок мощности остатков помехи (вычисленных с использованием вектора \mathbf{K}) нормированной к дисперсии внутреннего шума на выходе модуляционного двухканального автокомпенсатора представлены на рисунках 4-7. На каждом рисунке представлено по два графика, прерывистой линией показана мощность остатков помехи на выходе автокомпенсатора без ограничителя, сплошной – с ограничителем, для разных значений мощности помех на входе – 20, 30, 40, 45dB соответственно.

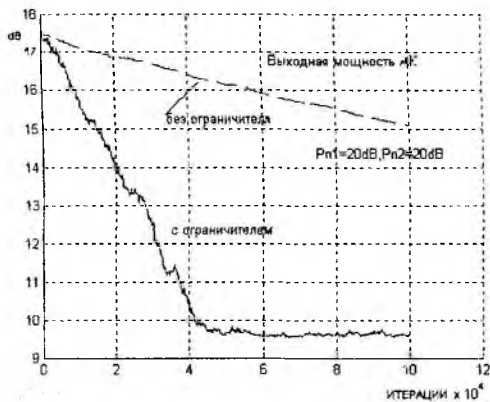


Рис. 4

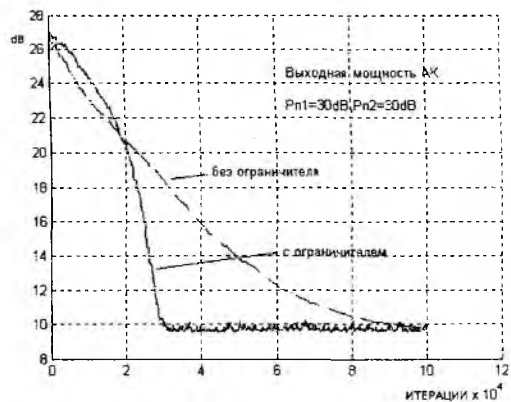


Рис. 5

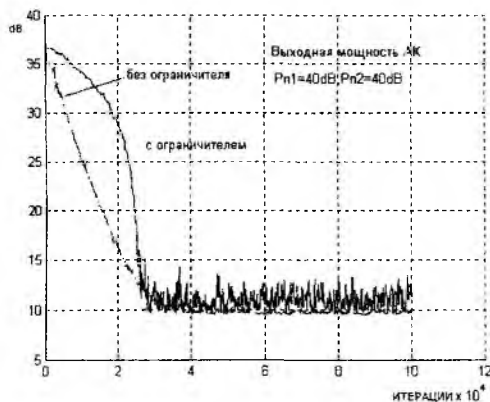


Рис. 6

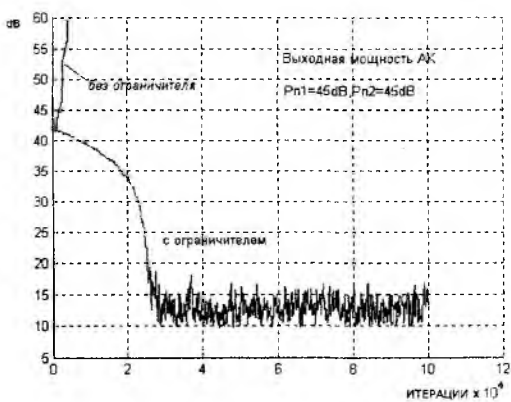


Рис. 7

Из рис. 4 и 5 видно, что автокомпенсатор, работающий без ограничителя, имеет меньшее быстродействие по сравнению с предложенным вариантом. На рис. 6 при значении нормированной мощности помех 40dB оба автокомпенсатора имеют примерно одинаковую скорость настройки. Из рис. 7 видно, что автокомпенсатор без ограничителя переходит в режим самовозбуждения. Следует отметить, что автокомпенсатор, работающий без ограничителя, имеет диапазон эффективной работы от 30 до 40 dB, при применении ограничения диапазон эффективной работы увеличивается от 20 до 45 dB. При этом скорость настройки автокомпенсатора при изменении мощности помехи в диапазоне от 20 до 45 dB примерно одинаковая.

В результате проведенного моделирования установлено, что применение ограничения огибающей непосредственно после фильтра нижних частот существенно расширяет диапазон устойчивой работы при большом изменении входной мощности помех на входе автокомпенсатора.

Список литературы: 1. Р. А. Монзинго Т.У. Миллер. Адаптивные антенные решетки: Пер. с англ. М.: Радио и связь, 1986. 448 с. 2. Я. Д. Ширман, В. Н. Манжос. Теория и техника обработки радиолокационной информации на фоне помех. М.: Радио и связь, 1981. 416 с. 3. А.У. Kobzev, V.R. Khachaturov. Application of Channeling Principles of Estimating Weighting Coefficients in Antennas With Adaptive Spatial Signal Processing Against the Interference Background // Proc. of 3rd Int. Conf. on Antenna Theory and Techniques, Sevastopol, Ukraine, 8-11 September, 1999. pp 272 – 275. 4. М. Н. Myers. Adaptive Processing Apparatus. U.S Patent 4442433, April, 1984. 5. А. А. Cavelos. Controllable Saturation on Sidelobe Canceller. U. S Patent 4204211 May, 1980. 6. L. E. Brennan and I. S. Reed. Effect of Envelope Limiting in Adaptive Array Control Loops. // IEEE Trans. on AES-Vol 7 No 4 1971 pp 698 – 700. 7. V. J. Mathews, S. H. Cho. Improved Convergence Analysis of Stochastic Gradient Adaptive Filters Using the Sign Algorithm. // IEEE Trans. on ASSP Vol. ASSP-35, No 4, April 1987 pp 450-454. 8. S. H. Cho, V. J. Mathews. Tracking Analysis of the Sign Algorithm in Nonstationary Environments. //Ibid. Vol. 38, No 12, December 1990 pp 2046 – 2057. 9. Randy L. Haupt. Phase-Only Adaptive Nulling with a Genetic Algorithm. // IEEE Trans. on Antennas and Propagation Vol. 45, No 6, June 1997 pp 1009 – 1014. 10. J. Michael Johnson, Yahya Rahmat-Samii. Genetic Algorithms in Engineering Electromagnetics. // Ibid. Vol. 39, No 4, August 1997. pp 7 – 21.

А. И. ЦОПА, Г. И. СИДОРОВ, канд. техн. наук, В. А. ТИХОНОВ, канд. техн. наук,
И. В. САВЧЕНКО

СРАВНЕНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК ЛИНЕЙНЫХ И НЕЛИНЕЙНЫХ СТРУКТУР КОРРЕКТОРОВ МЕЖСИМВОЛЬНЫХ ИСКАЖЕНИЙ

Эффективность разрабатываемой аппаратуры передачи цифровых данных по эксплуатируемым телефонным каналам связи существенно ограничивается значительным уровнем помех. Наиболее важными из них являются: межсимвольные искажения, эхосигналы, случайные помехи в каналах связи, создаваемые внешними источниками и применяемой аппаратурой. Повышение скорости передачи данных в xDSL-аппаратуре обеспечивается применением сложных видов многоуровневой модуляции, что приводит к усилению влияния помех. В статье рассмотрены способы борьбы с межсимвольной интерференцией (МСИ), проведен анализ характеристик линейного корректора и корректора с решающей обратной связью (КРОС), проанализированы характеристики линейных и нелинейных структур корректоров.

При создании аппаратуры цифровой передачи данных на основе технологии xDSL значительно возрастают требования к устройствам подавления помех [1]. В первую очередь это связано с низким качеством отечественных кабельных телефонных линий связи. Увеличению скорости передачи данных выше 2 Мбит/с препятствует прежде всего ограниченность ширины полосы пропускания каналов связи. Нелинейность частотной характеристики каналов передачи данных, ограниченных по полосе, при возрастании скорости информационного потока приводит также к усилению уровня помех типа межсимвольных искажений. Кроме того увеличение скорости передачи данных требует расширения используемой полосы частот, что приводит к росту мощности помех в канале связи.

Дискретное сообщение, представляющее собой последовательность двоичных символов, перед передачей по каналу сначала преобразуется в цифровой сигнал, параметры которого согласуются с характеристиками канала. Будем считать, что символы цифрового сигнала являются с периодом T . Тогда аналитическое выражение для цифрового сигнала имеет вид

$$A(t) = \sum_{k=-\infty}^{\infty} A_k g(t - kT), \quad (1)$$

где A_k – значение k -го символа; $g(t)$ – форма импульса.

Для аналоговых каналов связи характерна конечная ширина полосы пропускания, что приводит к увеличению длительности фронтов импульсов, т.е. к появлению так называемых «хвостов». Большую скорость передачи реализуют обычно с помощью увеличения числа позиций в системе (использование многоуровневых сигналов) или скорости модуляции. Ясно, что при увеличении числа посылок на интервале фиксированной длины эти посылки сближаются и «хвост», тянущийся за каждой из них, получает возможность интерферировать с одной или даже несколькими последующими посылками. В то время как скачки уровня и импульсные помехи появляются относительно редко и поэтому искажают небольшую часть переданного сигнала, искажения из-за неидеальности передаточной функции канала присутствуют постоянно. Если уровень межсимвольной помехи превышает некоторое допустимое значение, то верность передачи будет ниже требуемой в течение всего времени трансляции сигнала. Для исключения взаимных помех между импульсами (межсимвольной интерференции) необходимо наложить определенные ограничения на форму импульса $g(t)$, а значит и на спектр цифрового сигнала.

При независимых и равновероятных символах форма спектра цифрового сигнала определяется только спектром модулирующего сигнала, а значит формирующим фильтром передатчика. Поэтому можно определить, какова должна быть форма частотной характеристики формирующего фильтра, чтобы исключить появление межсимвольных искажений. Для удоб-

ства изложения материала целесообразно ввести понятие эквивалентной системы передачи. Под эквивалентной системой будем понимать каскадное соединение формирующего фильтра передатчика, канала передачи и согласованного фильтра (СФ) приемника [2]. Введем обозначение передаточной функции эквивалентной системы $S(f)$:

$$S(f) = S_{пер}(f)S_{кан}(f)S_{пр}(f), \quad (2)$$

где $S_{пер}(f)$ – передаточная характеристика формирующего фильтра передатчика; $S_{кан}(f)$ – передаточная характеристика канала передачи; $S_{пр}(f)$ – передаточная характеристика фильтра приемника.

Межсимвольная интерференция будет отсутствовать только при условии линейности фазочастотной характеристики (ФЧХ) эквивалентной системы передачи или, что эквивалентно, при условии прямоугольности амплитудно-частотной характеристики (АЧХ).

Оптимальные структуры приемников, предназначенных для работы в цифровых системах передачи данных, предусматривают наличие в своем составе стробирующих устройств. Если после СФ приемника расположить устройство стробирования с частотой, равной частоте следования символов $1/T$, то получим периодически повторяющиеся копии спектра эквивалентной системы, сдвинутые на $1/T$. Частота стробирования выбрана равной найквистовой, вследствие чего имеем наложение спектров и суммарный спектр, называемый наложенным спектром эквивалентной системы передачи.

Необходимым и достаточным условием отсутствия МСИ на выходе эквивалентной системы передачи (при условии стробирования выходного сигнала с частотой следования символов $1/T$) является выполнение первого критерия Найквиста [3]:

$$S'(f) = \sum_k S(f - \frac{k}{T}) = const, |f| \leq \frac{1}{2T}, \quad (3)$$

где $S'(f)$ - наложенный спектр эквивалентной системы.

Интерпретация критерия следующая: сумма всевозможных сдвигов передаточной функции эквивалентной системы по оси частот f на величины $\pm kf_T$, где $f_T = 1/T$ – тактовая частота системы связи, должна быть равна постоянной величине. Когда первый критерий Найквиста выполняется и наложенный спектр оказывается постоянным в диапазоне $|f| \leq 1/2T$, то получаем линейную ФЧХ и такую импульсную характеристику эквивалентной системы, которая пересекает нулевой уровень в отсчетные моменты времени $t = kT$, $k = 1, 2, 3, \dots$. При этом предыдущие символы сигнала не будут интерферировать с символом, присутствующим на выходе эквивалентной системы передачи в данный отсчетный момент $t = kT$, $k = 0$, что эквивалентно отсутствию межсимвольных искажений. Первому критерию Найквиста удовлетворяет передаточная характеристика в виде «приподнятого» косинуса, имеющая косинусоидальный спад вблизи точки $f = 1/2T$ [3].

Рассмотрим случай, когда амплитудно-частотная характеристика канала передачи с аддитивным белым гауссовым шумом (АБГШ) равномерна, а фазочастотная характеристика линейна. Тогда оптимальным приемником будет комбинация приемного фильтра, согласованного с формирующим фильтром передатчика, устройства стробирования с частотой, равной частоте следования символов $1/T$, и решающего устройства. При этом АЧХ фильтров передатчика и приемника должны соответствовать корню квадратному из амплитудно-частотной характеристики в виде «приподнятого» косинуса.

Любой реальный канал передачи создает нелинейные искажения. Значит, описанный выше приемник уже не будет оптимальным, так как отсчеты на выходе устройства стробирования будут теперь содержать помимо полезного сигнала и белого шума также составляю-

щую МСИ. Снижение МСИ реализуется при помощи дополнительной линейной или нелинейной обработки отсчетов сигнала [4].

Для подавления межсимвольной интерференции в ограниченных по полосе каналах передачи с АБГШ широко используются линейные структуры приемников [5]. Например, обычный линейный приемник, который состоит из СФ, устройства стробирования с частотой следования символов $1/T$, символьно-интервального или T -интервального корректора (ТИК) и РУ. Альтернативой обычному линейному приемнику является следующая структура: устройство стробирования с частотой Найквиста $2/T$, $T/2$ -интервальный корректор (разновидность дробно-интервального корректора (ДИК)), устройство стробирования с частотой следования символов $1/T$ и РУ.

Последняя структура имеет ряд преимуществ. Благодаря тому, что ДИК одновременно осуществляет коррекцию МСИ и согласованную фильтрацию, появляется возможность устранять асимметрию частотной характеристики канала передачи. Пренебрежимо малым становится также влияние начальной фазы стробирования на эффективность работы корректора.

Обычный линейный приемник (при условии, что коэффициенты ТИК рассчитываются по критерию минимума среднего квадрата ошибки (МСКО)) позволяет в пределе снизить СКО до значения [5]:

$$\sigma_{\min} = T \int_0^{1/T} \frac{N_0}{N_0 + S'(f)} df, \quad (4)$$

где N_0 – спектральная плотность мощности белого шума.

Следовательно, последовательность ошибки на выходе будет белой только тогда, когда наложенный спектр $S'(f)$ на входе ТИК постоянен в диапазоне $|f| \leq 1/2T$. Это возможно, когда амплитудно-частотные характеристики формирующего фильтра передатчика и СФ приемника соответствуют корню квадратному из характеристики «приподнятого» косинуса, а канал передачи идеален. При этом дальнейшее снижение СКО невозможно.

Для линейного приемника, использующего дробно-интервальный корректор МСИ, справедливы те же аргументы. Отличие лишь в том, что на входе ДИК не будет перекрытия спектров. Частотная характеристика эквивалентной системы (каскадного соединения формирующего фильтра передатчика, канала передачи и СФ приемника) должна соответствовать характеристике приподнятого косинуса.

При неидеальном канале передачи линейные приемники уже не будут оптимальными, поскольку последовательность ошибки на их выходе не будет белой. Дальнейшее снижение СКО возможно при использовании нелинейных методов обработки сигнала.

В большинстве нелинейных приемников для максимизации вероятности правильного обнаружения каждого символа или всей передаваемой последовательности используется тот или иной способ максимизации апостериорной вероятности. Классический нелинейный приемник, действующий по максимуму правдоподобия, представляет собой набор из m^k согласованных фильтров, где k – длина передаваемой последовательности, символы которой выбираются из дискретного алфавита с числом знаков m . Сложность классического нелинейного приемника можно уменьшить, используя алгоритм Витерби для оценки последовательностей по максимуму правдоподобия (ОПМП) [4] применительно к последовательности состояний конечного марковского процесса, наблюдаемого в шуме. Метод ОПМП является оптимальным с точки зрения минимизации вероятности ошибки. Однако из-за громоздкости и сложности данный алгоритм применяется крайне редко.

Рассмотрим более простую структуру нелинейного приемника – корректор с решающей обратной связью (КРОС), который изображен на рис.1. Заметим, что в методе ОПМП межсимвольная интерференция корректируется путем запоминания решений и взвешивания последовательностей предварительных решений, число которых совпадает с количеством со-

стояний дискретной модели канала. В КРОС, напротив, решения выносятся без предварительной записи в память с компенсацией всех концевых членов МСИ. Вследствие этого при одних и тех же начальных условиях корректор с РОС будет давать меньшее эффективное значение отношения сигнал/шум и испытывать распространение ошибок [5].

Прямая цепь КРОС содержит согласованный фильтр и ТИК, либо дробно-интервальный корректор. Решения, вынесенные РУ, подаются в цепь обратной связи. В цепи обратной связи стоит обычный линейный фильтр либо предсказатель. Основная идея состоит в том, что если величины уже обнаруженных символов известны (мы считаем, что решения верны), то создаваемая этими символами МСИ может быть полностью подавлена путем вычитания (с одновременным взвешиванием) значений прошлых символов из выходного сигнала корректора. Весами служат отсчеты, взятые на «хвосте» импульсной характеристики системы, включая канал и прямую цепь КРОС.

Сигнал на выходе корректора с решающей обратной связью определяется выражением

$$y_k = \sum_{j=0}^N C_j x_{k-j} - \sum_{i=1}^L B_i A'_{k-i}, \quad (5)$$

где C_j – коэффициенты прямой цепи КРОС; x_k – k -й отсчет входного сигнала; B_i – коэффициенты цепи обратной связи; A'_k – оценка сигнала A_k на выходе РУ; N – длина прямой цепи; L – длина цепи обратной связи.

Необходимо заметить, что сигнал цепи обратной связи КРОС представляет собой взвешенную сумму неискаженных шумом прошлых решений, поэтому коэффициенты цепи обратной связи не влияют на мощность шума на выходе корректора.

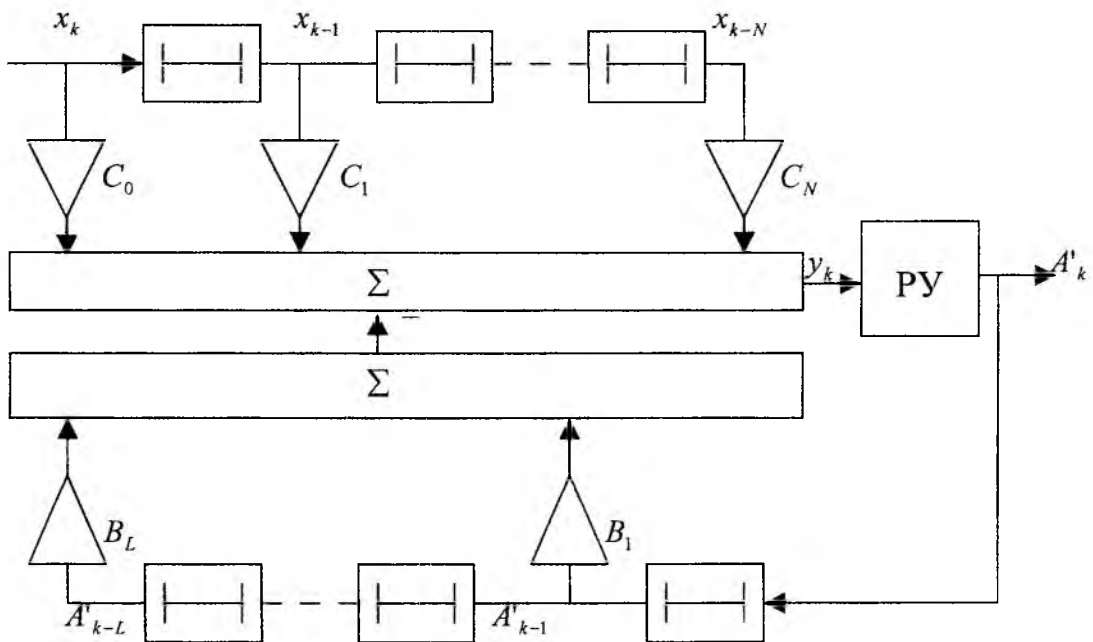


Рис. 1

В общем случае минимально достижимый СКО для корректора с РОС вычисляется по следующей формуле [5]:

$$\sigma_{\min} = \exp\left[-T \int_0^{1/T} \ln\left(1 + \frac{S'(f)}{N_0}\right) df\right]. \quad (6)$$

Среднеквадратичная ошибка редко используется для оценки эффективности работы корректоров МСИ. Более информативным параметром является вероятность ошибок.

Методом статистического моделирования исследовалась эффективность коррекции МСИ в различных каналах с использованием $T/2$ -интервального корректора и корректора с КРОС. Длина прямой цепи в каждом случае была выбрана равной 10 (длина соответствует количеству линий задержки). Число звеньев обратной цепи КРОС также было равным 10. Целесообразность выбора той или иной длины корректора будет рассмотрена в последующих статьях. Для оценки эффективности определялась вероятность ошибок P до и после коррекции при различных соотношениях сигнал/шум на входе корректора. При моделировании использовались дискретные модели каналов связи с передаточными характеристиками, соответствующими реальным каналам [4]. Модель канала представляла собой трансверсальный фильтр, к сигналу на выходе которого добавлялся гауссов белый шум. Дискретные импульсные характеристики каналов имели вид:

- канал A $H(Z) = 0,04 - 0,05Z^{-1} + 0,07Z^{-2} - 0,21Z^{-3} - 0,5Z^{-4} + 0,72Z^{-5} + 0,36Z^{-6} + 0,21Z^{-7} + 0,03Z^{-8} + 0,07Z^{-9}$;

- канал B $H(Z) = 0,407 + 0,815Z^{-1} + 0,407Z^{-2}$;

- канал C $H(Z) = 0,227 + 0,460Z^{-1} + 0,688Z^{-2} + 0,460Z^{-3} + 0,227Z^{-4}$.

Здесь Z^{-1} соответствует сдвигу на период следования символов T . Следует заметить, что данные импульсные характеристики нормированы так, что сумма квадратов их отсчетных значений равна единице.

При моделировании использовались скалярные двухуровневые сигналы. Значения коэффициентов усиления корректоров для каждого канала были получены при помощи градиентного алгоритма [5] путем постепенного уменьшения значения шага адаптации. После снижения шума отклонений до пренебрежимо малой величины коэффициенты были зафиксированы в значениях, близких к оптимальным.

Зависимости вероятности ошибок от отношения сигнал/шум, полученные в результате моделирования работы $T/2$ -интервального корректора, представлены на рис. 2 (канал A), рис. 3 (канал B) и рис.4 (канал C).

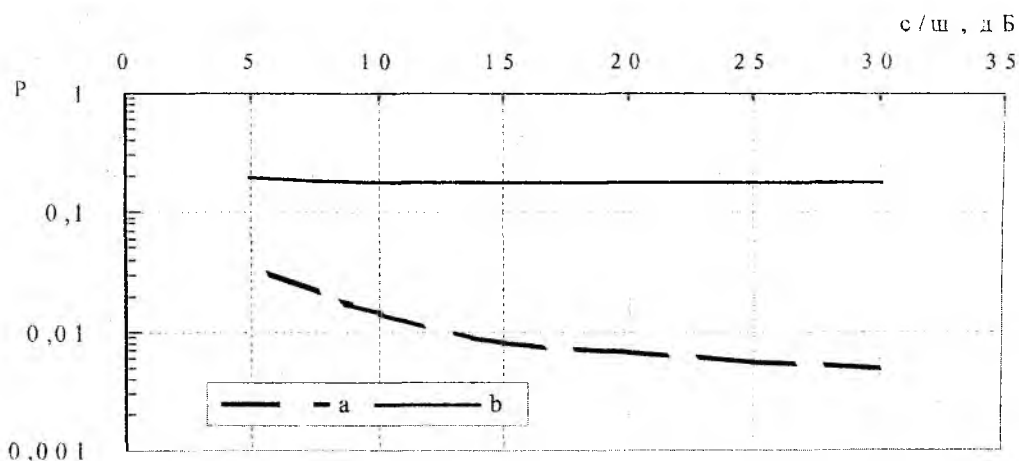


Рис. 2

Из приведенных графиков можно определить вероятности ошибок до коррекции (b) и после коррекции (a). Вероятность ошибок до коррекции увеличивается при уменьшении отношения сигнал/шум и при отношении с/ш 0 дБ составит $0,25$, что объясняется применением при моделировании скалярных двухуровневых сигналов.

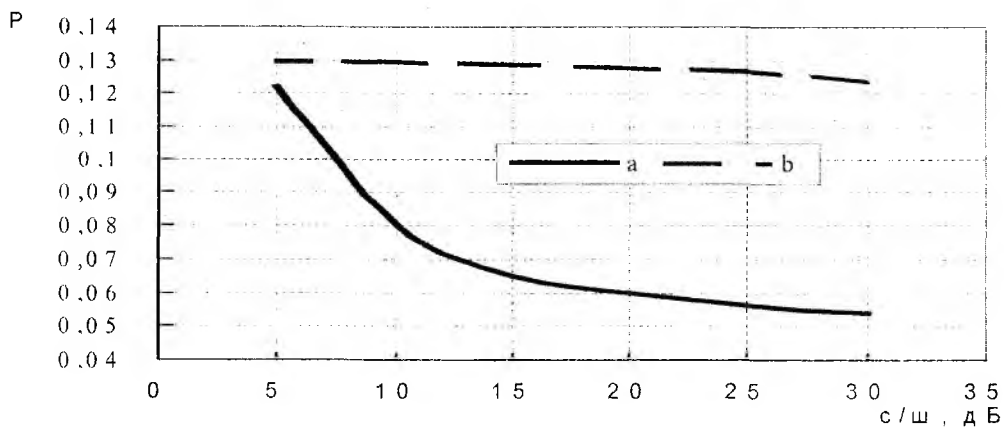


Рис. 3

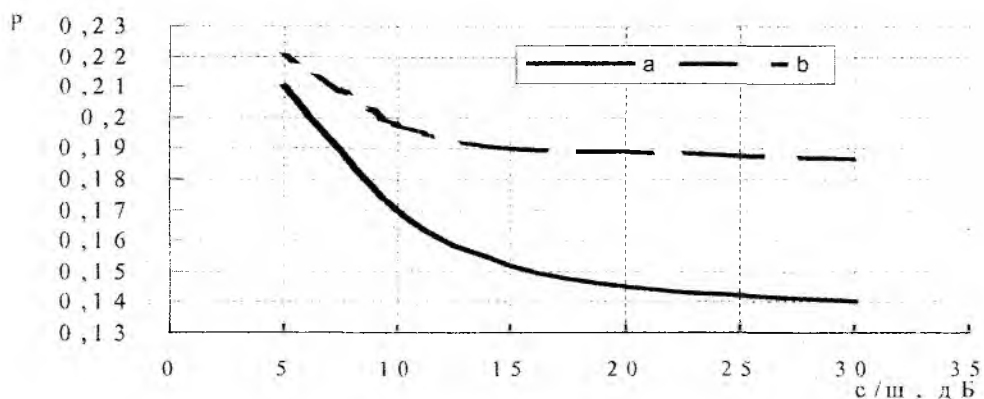


Рис. 4

Линейные структуры корректоров эффективно корректируют МСИ в каналах, амплитудно-частотные характеристики которых не содержат провалов. Такими каналами являются, например, телефонные линии (канал *A*). Каналы *B* и *C* имеют значительные неравномерности АЧХ. Поэтому при их коррекции $T/2$ -интервальный корректор, который аппроксимирует обратные АЧХ каналов, чрезмерно увеличивает уровень шума на частотах, на которых наблюдаются провалы в амплитудно-частотной характеристике. Качество коррекции при этом довольно низкое. В этом случае целесообразно использовать более совершенные нелинейные структуры.

При моделировании работы корректора с РОС были получены зависимости, показанные на рис. 5 (канал *A*), рис.6 (канал *B*) и рис. 7 (канал *C*).

Графики позволяют сравнить вероятности ошибок до коррекции (*c*), после коррекции в режиме настройки (*a*), после коррекции по решениям при обработке контрольной выборки (*b*). Режим настройки подразумевает подачу в цепь обратной связи известного настроечного сигнала $\{A'_k\}$. А при коррекции по решениям в цепь обратной связи поступает оценка сигнала $\{A'_k\}$, снимаемая с выхода РУ.

Корректор с РОС при коррекции амплитудных искажений канала повышает уровень шума в меньшей степени, чем линейный корректор. Это объясняется тем, что в КРОС, благодаря оценке некоторого числа прошлых символов, МСИ частично подавляется без участия прямой цепи. Поэтому его прямая цепь освобождается от функции точной аппроксимации обратной АЧХ и тем самым исключается чрезмерное увеличение уровня шума.

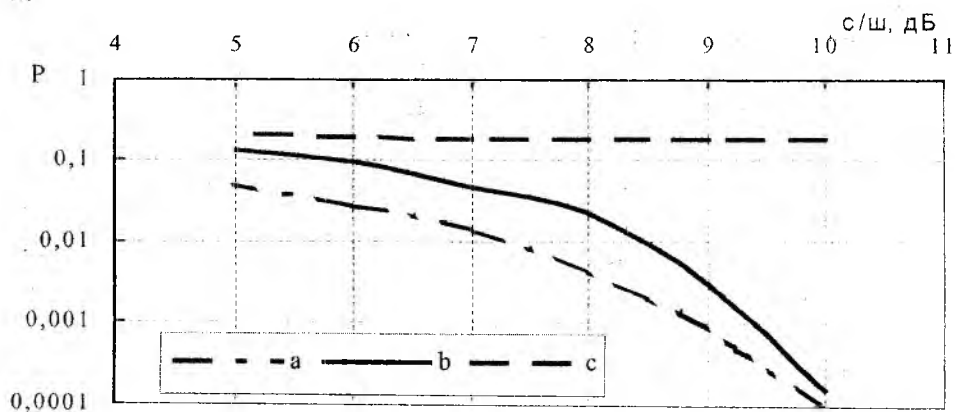


Рис. 5

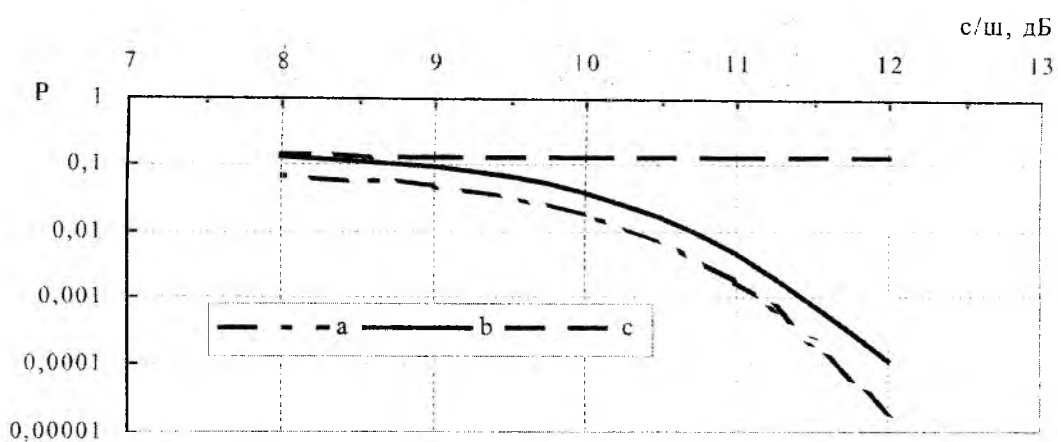


Рис. 6

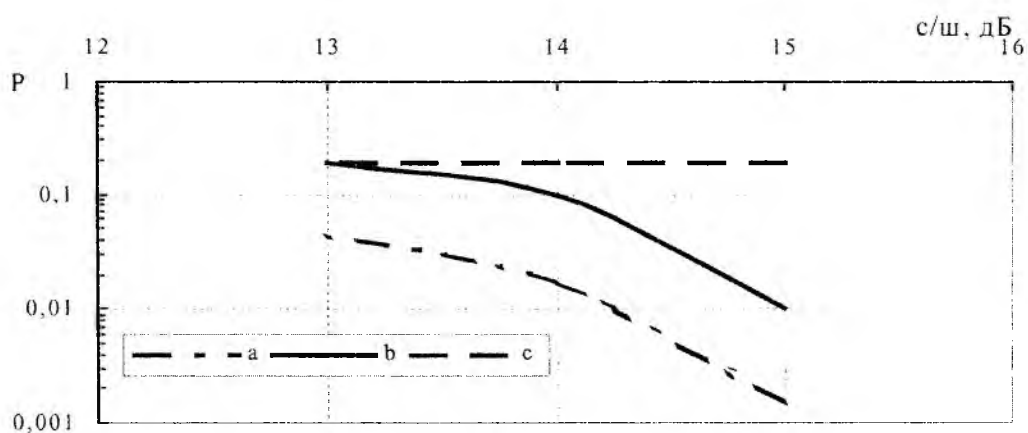


Рис. 7

Графики на рис. 5-7 свидетельствуют о том, что при использовании корректора с РОС можно на несколько порядков улучшить качественные показатели по сравнению с линейными корректорами.

Из-за присущего КРОС явления распространения ошибок (если РУ вынесло неверное решение, то это решение, проходя по цепи обратной связи, может вызвать появление новых ошибок) можно наблюдать некоторое увеличение вероятности ошибок при работе по реше-

ниям по сравнению с режимом настройки, когда в цепь обратной связи подается настроенный сигнал.

При использовании сложных видов многоуровневой модуляции можно ожидать определенного снижения достоверности передачи при использовании корректоров МСИ, однако целесообразность их применения и в этом случае не вызывает сомнений, поскольку они выравнивают частотные характеристики каналов передачи и тем самым способствуют качественной передаче данных.

Выводы: линейные структуры корректоров эффективно подавляют межсимвольные искажения только в каналах, амплитудно-частотные характеристики которых не имеют значительных провалов в рабочей полосе частот. В случае использования КРОС можно значительно увеличить достоверность передаваемой информации как по каналам с равномерными АЧХ, так и по каналам с большими неравномерностями амплитудно-частотных характеристик (в том числе при наличии спектральных нулей).

Список литературы: 1. *Парфенов Ю. А., Мирошников Д. Г.* Последняя миля на медных кабелях. М.: Эко-Трендз, 2001. 212 с. 2. *Феер К.* Беспроводная цифровая связь. Методы модуляции и расширения спектра: Пер. с англ. / Под ред. В.И. Журавлева. М.: Радио и связь, 1996. 200 с. 3. *Васильев В.И., Буркин А.П., Свириденко В.А.* Системы связи. М.: Высш. шк., 1987. 280 с. 4. *Прокис Дж.* Цифровая связь: Пер. с англ. / Под ред. Д.Д. Кловского. М.: Радио и связь, 2000. 797 с. 5. *Куреши Ш.У.Х.* Адаптивная коррекция // ТИИЭР. 1985. Т. 73. № 9. С. 5 – 49.

*Харьковский национальный
университет радиоэлектроники*

Поступила в редколлегию 09.07.2002

ПОКАЗАТЕЛИ КАЧЕСТВА ДЛЯ ОПТИМИЗАЦИИ МНОГОФУНКЦИОНАЛЬНЫХ РАДИОТЕХНИЧЕСКИХ УСТРОЙСТВ

При разработке многофункциональной радиотехнической системы (МФС) положительный эффект от унификации входящих в нее устройств заключается в получении возможности взаимной заменяемости устройств в процессе функционирования системы.

Для этого основу МФС должны составить многофункциональные устройства (МФУ). Характерным признаком многофункциональных устройств является то, что каждое из них, являясь неделимым элементом, может выполнять несколько различных функций. При этом одна из выполняемых функций является основной, а остальные – дополнительными.

Главными преимуществами применения многофункциональных устройств являются следующие.

1. Возможность использования в качестве функциональных и структурных резервов устройств, предназначенных для выполнения других функций, но способных дополнительно выполнять резервируемые функции.

2. Возможность применения различных по основному функциональному назначению устройств для наращивания усилий по выполнению наиболее важной в конкретной ситуации функции.

Особенностью оптимизации многофункциональных устройств является необходимость оценки выигрыша в их эффективности при совместном функционировании с другими МФУ в многофункциональной системе. Это обусловлено тем, что целью синтеза таких устройств является достижение возможности дублирования части выполняемых функций в процессе функционирования системы.

Ключевым вопросом при оптимизации многофункциональных систем и устройств является выбор показателей качества, позволяющих достичь ожидаемый положительный эффект, и объединение их в результирующую целевую функцию (функционал). В статье приведены разработанные методы определения показателей качества многофункциональных радиотехнических устройств как составных элементов МФС.

Примем в качестве исходных следующие показатели качества:

k_1 – правильного выполнения каждой из технических функций;

k_2 – не отказа в выполнении каждой функции при нормальной нагрузке (при функционировании МФС в типовых условиях);

k_3 – не отказа в выполнении каждой функции при максимальной нагрузке (при функционировании МФС в условиях повышенной нагрузки);

k_4 – показатель безотказной работы устройств с учетом особенностей резервирования;

k_5 – показатель степени унификации МФУ.

В связи с тем, что каждый из исходных показателей качества характеризуется сложной зависимостью от основных технических характеристик системы, структуры выполняемых алгоритмов и внешних воздействий, для оптимизации МФС затруднительно использовать безусловный критерий предпочтения. Для определения результирующей целевой функции можно применять, вообще говоря, большинство из известных условных критериев предпочтения, например [1, 2]. Эти критерии предполагают нахождение результирующей целевой функции как функции от элементов вектора качества в виде:

$$K_3 = f(k_1, k_2, k_3, k_4, k_5). \quad (1)$$

Благодаря своей простоте, при решении ряда практических задач оптимизации сложных технических систем получили распространение результирующие целевые функции в виде взвешенной суммы исходных показателей качества. Такой подход может быть применен и

для решения рассматриваемой задачи. Поэтому, не теряя общности рассуждений, в качестве примера будем искать приведенные показатели качества в виде функции полезности

$$K_3 = \sum_{s=1}^S c_s k_s, \quad (2)$$

где S – количество показателей качества; c_s – весовые коэффициенты, удовлетворяющие условиям:

$$c_s > 0, \sum_{s=1}^S c_s = 1. \quad (3)$$

1. Качество выполнения i -й функции устройством j -го типа. Для нахождения приведенного показателя $K_3 = k_{in_j}$ качества выполнения i -й функции устройством j -го типа показатели $k_1 \dots k_4$ определим через вероятности:

P_{pin_j} – правильного выполнения i -й функции n_j -м устройством j -го типа, $k_1 = P_{pin_j}$;

$PP_{in_j}(\rho_{ji})$ – потери n_j -м устройством требования на выполнение i -й функции при нормальной загрузке ρ_{ji} устройств j -го типа, обслуживающих поток требований на выполнение i -й функции, $k_2 = [1 - PP_{in_j}(\rho_{ji})]$;

$PP_{in_j}(\rho_{ji}^0)$ – потери n_j -м устройством требования на выполнение i -й функции при максимальной загрузке $\rho_{ji}^0 = \rho_{ji} + \Delta_{\rho_{ji}}$ устройства i -ми требованиями, где $\Delta_{\rho_{ji}}$ – приращение загрузки устройства j -го типа при обслуживании потока требований на выполнение i -й функции при максимальном усложнении условий функционирования, $k_3 = [1 - PP_{in_j}(\rho_{ji}^0)]$;

$P_{Bn_j}(t_0)$ – безотказной работы n_j -го многофункционального устройства j -го типа за фиксированное время, $k_4 = P_{Bn_j}(t_0)$.

Показатель качества k_5 имеет смысл только при выполнении устройством нескольких функций. Поэтому при определении приведенного показателя $K_3 = k_{in_j}$ качества выполнения единственной i -й функции устройством j -го типа показатель k_5 не используется.

Подставляя показатели качества $k_1 \dots k_4$ в (2), имеем приведенный показатель качества $K_3 = k_{in_j}$ выполнения i -й функции устройством j -го типа в виде:

$$K_3 = k_{in_j} = c_1 P_{pin_j} + c_2 [1 - PP_{in_j}(\rho_{ji})] + c_3 [1 - PP_{in_j}(\rho_{ji}^0)] + c_4 P_{Bn_j}(t_0). \quad (4)$$

При $\rho_{ji}^0 = \rho_{ji}$ и соответствующем выборе весовых коэффициентов показатель K_3 приводится к показателю, не учитывающему возможных перегрузок устройств обработки сигналов:

$$K_3 = k_{in_j} = c_1 P_{pin_j} + (c_2 + c_3) [1 - PP_{in_j}(\rho_{ji})] + c_4 P_{Bn_j}(t_0). \quad (5)$$

Частный случай $P_{pin_j} = P_{pin_i}$ и $\rho_{ji} = \rho_{ii}$ в (4) и (5) соответствует монофункциональному устройству.

Вероятность PP_{in_j} потери n_j -м устройством требования на выполнение i -й функции может быть, например, определена, как и в приводимых ранее примерах, из формул Эрланга в виде:

$$PP_{in_j} = \rho / (1 + \rho), \quad (6)$$

где $\rho = \rho_{ji}$ для показателя k_2 и $\rho = \rho_{ji}^0$ для показателя k_3 ;

$\rho_{ji} = \lambda_{ji} \overline{\tau_{ji}}$ – загрузка устройства j -го типа при обслуживании потока требований на выполнение i -х функций;

$\overline{\tau_{ji}}$ – средняя длительность выполнения i -й функции j -м устройством;

λ_{ji} – интенсивность потока требований на выполнение j -й функции i -м устройством;

$\rho_{ji}^0 = \lambda_{ji}^0 \overline{\tau_{ji}}$ – загрузка устройства j -го типа при обслуживании потока требований на выполнение i -х функций при максимальном усложнении условий функционирования и интенсивности потока требований на выполнение i -й функции устройством j -го типа $\lambda_{ji}^0 = \lambda_{ji} + \Delta\lambda_{ji}$;

$\Delta\lambda_{ji}$ – приращение интенсивности потока требований на выполнение i -й функции устройством j -го типа при максимальном усложнении условий функционирования.

Упрощенные методы оценки ρ_{ji} и ρ_{ji}^0 приведены ниже при рассмотрении качества функционирования многофункционального устройства в целом.

Вероятность безотказной работы $P_{Бн_j}(t)$ может быть определена основной формулой надежности [3]:

$$P_{Бн_j}(t) = \exp\left[-\int_0^t \lambda_{O_{n_j}}(t) dt\right], \quad (7)$$

где $\lambda_{O_{n_j}}(t)$ – интенсивность отказов n_j -го МФУ.

При экспоненциальном законе распределения отказов, соответствующем периоду нормальной эксплуатации изделия, интенсивность отказов не зависит от времени, $\lambda_{O_{n_j}}(t) = \lambda_{O_{n_j}}$, а $P_{Бн_j}(t)$ определяется выражением

$$P_{Бн_j}(t) = e^{-\lambda_{O_{n_j}} t}. \quad (8)$$

Подставляя, для примера, (6), (7) и (8) в (5), имеем:

$$K_s = k_{in_j} = c_1 P_{min_j} + c_2 [1 - \rho_{ji} / (1 + \rho_{ji})] + c_3 [1 - \rho_{ji}^0 / (1 + \rho_{ji}^0)] + c_4 e^{-\lambda_{O_{n_j}} t}. \quad (9)$$

Таким образом, введенный показатель качества k_{in_j} позволяет при оптимизации n_j -го устройства j -го типа учесть правильность выполнения i -й функции, устойчивость функционирования устройства в условиях расчетной и максимальной загрузок и надежность устройства. В ходе инженерного синтеза устройств степень влияния конкретных показателей качества $k_1 \dots k_5$ на его результаты может устанавливаться весовыми коэффициентами c_s . Значения этих коэффициенты могут быть выбраны методом экспертных оценок. При равнозначном влиянии каждого из показателей качества весовые коэффициенты равны $c_s = 1/S = 1/4$.

2. Качество функционирования многофункционального устройства. Для оценки качества МФУ j -го типа необходимо, чтобы приведенный показатель качества позволял учесть эффективность этого устройства при выполнении всех реализуемых им $\eta_j \in \{1, 2, \dots, l\}$ функций. При этом главную роль играют показатели k_1 и k_5 .

Показатель качества k_1 в этом случае сам по себе является приведенным показателем. Он может быть определен в виде:

$$k_1 = \sum_{i=1}^l c_{1ji} k_{1ji}, \quad (10)$$

где k_{1ji} – частные показатели качества выполнения устройствами j -го типа i -й функции; c_{1ji} – весовые коэффициенты, определяющие степень важности выполнения j -м устройством i -й функции, удовлетворяющие условиям:

$$c_{1ji} \geq 0, \sum_{i=1}^I c_{1ji} = 1. \quad (11)$$

Для функций, не выполняемых j -м устройством, весовые коэффициенты c_{1ji} равны нулю. Вариантом определения коэффициентов c_{1ji} может быть определение вероятности назначения на выполнение j -му устройству i -й функции и нормировка их в соответствии с (11).

Показатель качества k_5 может быть определен функцией от отношения количества η_j функций, реализуемых устройствами j -го типа, к количеству η_j^0 функций, реализуемых в одном из сравниваемых устройств, реализующих наибольшее количество функций $\eta_j^0 = \max\{\eta_j\}$:

$$k_5 = f(\eta_j / \eta_j^0). \quad (12)$$

При этом функция $f(\cdot)$ определяет характер изменения показателя качества k_5 при изменении отношения η_j / η_j^0 . Она определена на интервале $[0, 1]$ и может представлять собой, например, степенную функцию. В простейшем случае:

$$f(\eta_j / \eta_j^0) = \eta_j / \eta_j^0. \quad (13)$$

Далее при иллюстрации теоретических положений практическими примерами будем ограничиваться простейшим случаем (13).

Показатель качества k_4 не отличается от соответствующего показателя, определенного в п.1. Показатели k_2 и k_3 для условий рассмотренных в п.1 примеров отличаются от приведенных выше только величиной загрузки. Это следует из сделанного предположения о пуассоновском характере потока требований на выполнение каждой из функций и предельных теорем для редующего и суммарного потоков [4,5]. Обычно каждый поток требований на выполнение j -м устройством дополнительной i -й функции можно описать пуассоновским потоком, прореженным рекуррентной операцией просеивания. Эта операция выполнена устройствами i -го и, возможно, некоторых других типов, частично удовлетворившими заявки на выполнение i -й функции. В соответствии с теоремой о редующем потоке, такой поток также является простейшим. При выполнении устройством j -го типа нескольких (η_j) функций результирующий поток требований на выполнение этих функций представляет собой суперпозицию η_j независимых пуассоновских потоков с параметром, равным сумме параметров слагаемых потоков.

Загрузка ρ_j устройства j -го типа в этом случае находится в виде

$$\rho_j = \rho_{jj} + \sum_{i=1}^I O_j \rho_{ji}, \quad j \neq i, \quad (14)$$

где O_j – логическая функция, равная единице, если приоритет выполнения j -м устройством i -й функции ненулевой, и нулю – в противном случае. В соответствии с (14) загрузка устройства j -го типа составляет загрузку требованиями на выполнение основной функции и суммы всех загрузок требованиями на выполнение дополнительных функций.

Загрузки ρ_{ji} определяются для типовых условий выполнения основной функции следующим образом.

- Для каждой i -й функции определяется порядковый номер места расстановки элемента вектора β_i , соответствующий номеру j типа устройства: $j \rightarrow v_{i(j)}$.

- Определяется количество устройств $NM_{i(j)}$, уже задействованных для выполнения i -й функции:

$$NM_{i(j)} = N_i + \sum_{v=2}^{v_{i(j)}-1} ND_{v_i} - \sum_{j=1}^{i-1} NOT_j, \quad (15)$$

где N_i – количество устройств i -го типа, ND_{v_i} – количество незагруженных устройств, часть которых может быть выделена для выполнения дополнительных функций, NOT_j – количество основных (рабочих) устройств j -го типа, требуемых для выполнения основной функции.

- Находится загрузка $\rho_{i(j)}$ этих устройств

$$\rho_{i(j)} = \lambda_i \overline{\tau_{i(j)}}, \quad (16)$$

где λ_i – интенсивность потока требований на выполнение i -й функции, $\overline{\tau_{i(j)}}$ – средняя длительность выполнения этой функции всеми $NM_{i(j)}$ привлекаемыми устройствами,

$$\overline{\tau_{i(j)}} = \frac{1}{NM_{i(j)}} \sum_{y_i=1}^{NM_{i(j)}} \tau_{y_i}, \quad (17)$$

где τ_{y_i} – средняя длительность выполнения i -й функции одним из привлекаемых для этого устройств.

- Определяется вероятность $PP_{i(j)}$ потери требования при обслуживании потока заявок на выполнение i -й функции $NM_{i(j)}$ устройствами:

$$PP_{i(j)} = f(\rho_{i(j)}, NM_{i(j)}). \quad (18)$$

- Находится параметр потока i -х требований на входе j -го устройства:

$$\lambda_{ji} = \lambda_j PP_{i(j)}. \quad (19)$$

- Определяется загрузка:

$$\rho_{ji} = \lambda_{ji} \overline{\tau_{ji}}. \quad (20)$$

Показатель k_3 будем определять для условий максимальной загрузки устройств при выполнении основной функции. Поэтому максимальную загрузку ρ_j^0 устройства j -го типа в этом случае определим в виде:

$$\rho_j^0 = \rho_{jj}^0. \quad (21)$$

Следует отметить, что приведенный алгоритм предназначен для упрощенной оценки загрузки устройств и системы в целом при небольшом количестве и простой иерархии устройств. В том случае, когда устройства объединены в сложную многопроцессорную систему, необходимо использовать более точные методы расчета загрузки, позволяющие учесть все многообразие логических и физических связей в такой системе, например [6].

Обобщая изложенное выше, приведенный показатель качества многофункционального устройства j -го типа определим в виде:

$$K_3 = k_{n_j} = c_1 \sum_{i=1}^I c_{1ji} k_{1ji} + c_2 [1 - PP_{n_j}(\rho_j)] + c_3 [1 - PP_{n_j}(\rho_j^0)] + c_4 P_{Bn_j}(t_0) + c_5 \frac{\eta_j}{\eta_j^0}, \quad (22)$$

где $PP_{n_j}(\rho_j)$, $PP_{n_j}(\rho_j^0)$ определяются (6) при нагрузках (14); $P_{Bn_j}(t_0)$ равно (7).

Анализ (22) показывает, что при неверно выбранном количестве устройств каждого типа в многофункциональной системе уменьшение из-за перегрузки устройств показателей k_2 и k_3 может привести к исключению положительного эффекта, достигнутого увеличением показателей k_1 и k_5 за счет расширения функциональных возможностей устройств.

Выражение (22) позволяет проводить сравнительную оценку эффективности многофункциональных и монофункциональных устройств при условии их равной загрузки и надежности:

$$\frac{K_{эм}}{K_{эо}} = [c_1 \sum_{i=1}^I c_{1ji} k_{1ji} + c_2 k_2 + c_3 k_3 + c_4 k_4 + c_5 \frac{\eta_j}{\eta_j^0}] \times [c_1 c_{1ji} k_{1ji} + c_2 k_2 + c_3 k_3 + c_4 k_4 + c_5 \frac{1}{\eta_j^0}]^{-1}, \quad (23)$$

где $K_{эм}$ и $K_{э0}$ – определённые с помощью (22) приведенные показатели качества многофункционального и монофункционального устройства соответственно.

3. Качество одновременного выполнения i -й функции совокупностью устройств j -го типа. Качество одновременного выполнения i -й функции совокупностью из NM_{ji} задействованных для этого многофункциональных устройств j -го типа, $NM_{ji} \leq N_j$, определим приведенным показателем $K_{э=kij}$. При этом показатель k_1 может находиться как и в п.1, а показатель k_5 может иметь тот же вид, что и в предыдущем случае. Основное отличие рассматриваемого приведенного показателя состоит в определении k_2 , k_3 и k_4 . Показатели k_2 и k_3 как и ранее имеют одинаковый вид, но отличаются от приводимых выше зависимостью от количества устройств NM_{ji} , назначаемых на выполнение i -й функции, а друг от друга – величинами NM_{ji} и загрузки ρ_{ji} :

$$k_{2,3} = 1 - PP_{ji2,3}(NM_{ji2,3}, \rho_{ji2,3}), \quad (24)$$

где PP_{ji} – вероятности потери устройствами j -го типа требования на выполнение i -й функции. Эти вероятности могут быть определены, например как и ранее, формулой Эрланга:

$$PP_{ji} = \rho_{ji}^{NM_{ji}} \left[NM_{ji}! \sum_{y_{ji}=0}^{NM_{ji}} \left(\rho_{ji}^{y_{ji}} / y_{ji}! \right) \right]^{-1}. \quad (25)$$

В качестве аргументов (25) используются следующие значения ρ_{ji} и NM_{ji} . Загрузка ρ_{ji} для показателя k_2 определяется для условий нормального функционирования устройств j -го типа ($\rho_{ji2} = \rho_{ji}$), для показателя k_3 – для максимального усложнения условий функционирования ($\rho_{ji2} = \rho_{ji}^0$) в соответствии с алгоритмом, приведенным в п.2.

Количество устройств, назначаемых для выполнения i -й функции, определяется следующим образом. Для $i=j$ $NM_{ji2} = NO_j$, $NM_{ji3} = N_j = NO_j + NR_j$. Для $i \neq j$:

$$NM_{ji2} = \begin{cases} NT_i - NM_{i(j)} & \text{при } NT_i - NM_{i(j)} \leq NR_j - \sum_{x=1}^{i-1} NM_{jx}, \\ NR_j - \sum_{x=1}^{i-1} NM_{jx} & \text{при } NT_i - NM_{i(j)} > NR_j - \sum_{x=1}^{i-1} NM_{jx}, \end{cases} \quad (26)$$

$$NM_{ji3} = 0,$$

где $NM_{i(j)}$ – определяемое (15) количество устройств, задействованных до подключения устройств j -го типа для выполнения i -й функции, NT_i – количество устройств i -го типа, требуемых для выполнения основной функции, NR_j – количество резервных устройств j -го типа, NO_j – количество основных (рабочих) устройств j -го типа.

Порядок определения показателя качества k_4 для $i=j$ может быть следующим. Определим событие, состоящее в отказе устройств j -го типа как сложное событие, равное произведению событий, состоящих в отказе системы из NO_j основных устройств и каждого из $N_j - NO_j$ резервных устройств. При этом интенсивность Λ_{NO_j} отказов системы из NO_j устройств составит

$$\Lambda_{NO_j} = \sum_{n_j=1}^{NO_j} \lambda_{0n_j}, \quad (27)$$

а вероятность безотказной работы (при простейшем потоке отказов), воспользовавшись известным подходом [3], можно определить выражением

$$p_{3j}(t) = 1 - \left(1 - e^{-t \sum_{n_j=1}^{NO_j} \lambda_{0n_j}} \right) \prod_{n_j=NO_j}^{N_j} \left(1 - e^{-\lambda_{0n_j} t} \right), \quad i=j. \quad (28)$$

Для выполнения дополнительных функций выделяются устройства из состава NR_j резервных устройств. Поэтому резервирование выделенных дополнительных устройств не производится. Показатель качества k_4 для $i \neq j$ найдем, определяя событие, состоящее в отказе устройств j -го типа как сложное событие, равное произведению событий, заключающихся в отказе каждого из устройств, выделенных для выполнения i -й функции. При этом, полагая для упрощенного примера, что все выделяемые для выполнения j -й функции устройства имеют одинаковые параметры потоков отказов λ_{0j} , имеем:

$$p_{3j}(t) = e^{-NM_{ji}\lambda_{0j}t}, \quad i \neq j. \quad (29)$$

Таким образом, приведенный показатель качества одновременного выполнения i -й функции совокупностью из NM_{ji} задействованных для этого многофункциональных устройств j -го типа определяется в виде:

$$K_3 = k_{ij} = c_1 p_{pij} + c_2 \left[1 - PP_{ji2}(NM_{ji2}, \rho_{ji2}) \right] + \quad (30)$$

$$+ c_3 \left[1 - PP_{ji3}(NM_{ji3}, \rho_{ji3}) \right] + c_4 p_{3j}(t_0) + c_5 \frac{\eta_j}{\eta_0^j},$$

где p_{pij} – вероятность правильного выполнения устройствами j -го типа i -й функции, как правило, $p_{pij} = P_{\min j}$.

Сравнительную оценку эффективности одновременного выполнения i -й функции совокупностью из NM_{ji} многофункциональных и совокупностью из NM_j монофункциональных устройств j -го типа, как и в рассмотренном выше случае, можно получить, вычислив отношение K_m/K_0 приведенных показателей качества многофункционального K_m и монофункционального K_0 устройств. Последний получается из (30) путем отбрасывания всех элементов, соответствующих $i \neq j$ и принятия $k_5 = 1/\eta_0^j$. Заметим, что в данном случае, если не принимать во внимание показатель k_5 , то заведомо K_0 должно быть больше K_m для любого $i \neq j$. Это обусловлено тем, что даже если качество выполнения дополнительной функции МФУ соизмеримо с качеством функционирования монофункционального устройства, то все же для выполнения дополнительных функций будет назначено меньшее количество МФУ, чем для выполнения основной функции. Это при прочих равных условиях приведет к меньшим значениям показателей k_2 и k_3 для МФУ, чем для монофункциональных устройств.

Разработанные методы позволяют оптимизировать не только многофункциональные, но и монофункциональные радиотехнические системы и устройства. При конкретизации видов выполняемых функций и типов реализующих их устройств показатели качества k_1 должны определяться в соответствии с особенностями используемых методов, конкретных алгоритмов и устройств.

Список литературы: 1. Гуткин Л.С. Оптимизация радиоэлектронных устройств по совокупности показателей качества. М.: Сов. радио, 1975. 367 с. 2. Гуткин Л.С. Проектирование радиосистем и радиоустройств. М.: Радио и связь, 1986. 288 с. 3. Гречкосий А.Я., Климович В.Ф., Смирнов Б.К. Техническая эксплуатация и надежность средств связи. Ленинград: ВАС, 1970. 278 с. 4. Гнеденко Б.В., Коваленко И.Н. Введение в теорию массового обслуживания. М.: Наука, 1987. 336 с. 5. Климов Г.П. Стохастические системы обслуживания. М.: Наука. Гл. ред. физ.-мат. лит., 1966. 224 с. 6. Певцов Г.В. Метод определения загрузки цифровой многопроцессорной системы обработки сигналов на выходе аналогового Фурье-процессора // Радиотехника. 1991. № 11. С. 15 – 16.

г. Харьков

Поступила в редколлегию 03.09.2002

ВАРИАНТ СТРУКТУРЫ МЕДИЦИНСКОЙ И ИНТЕЛЛЕКТУАЛЬНОЙ СИСТЕМЫ «ПОЛИТРАВМА». 2

Рассмотрим результаты работы информационной и подсистемы поддержки принятия решения медицинской интеллектуальной системы (МИС) «Политравма».

Для решения задачи информационного обеспечения врача-исследователя и врача-клинициста в вопросах диагностики и лечения политравм был предложен следующий алгоритм, который представлен на рис. 1, а так же разработан вариант модели предметной области, которая бы позволила учесть существующие закономерности и достаточно объективно описать проблемную ситуацию принятия решения.

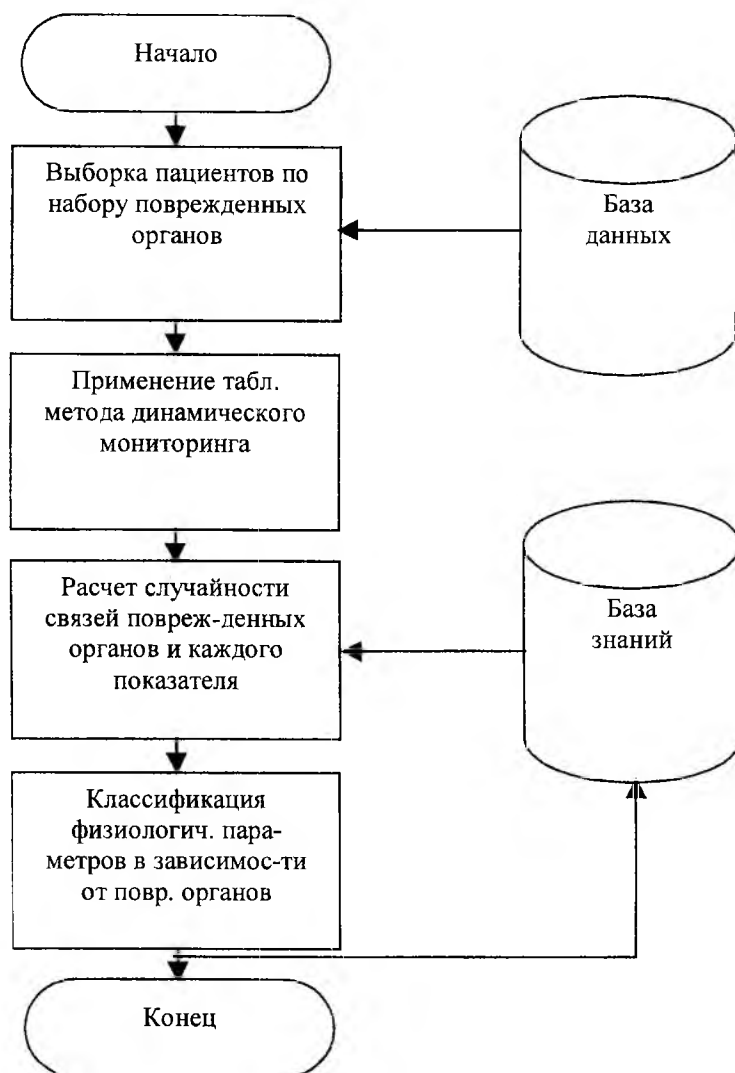


Рис. 1

Табличный метод динамического мониторинга физиологических параметров.

Примененный в МИС «Политравма» табличный метод динамического мониторинга физиологических параметров (рис. 2) преобразовывает многомерное признаковое пространство в более привычное и наглядное двумерное. Значения физиологических параметров распределяются по семи категориям: норма, три категории выше нормы (+) и три категории ниже нормы (-). В ячейках полученной матрицы перечисляются номера суток, в которые были произведены обследования. Табличный метод динамического мониторинга позволяет мини-

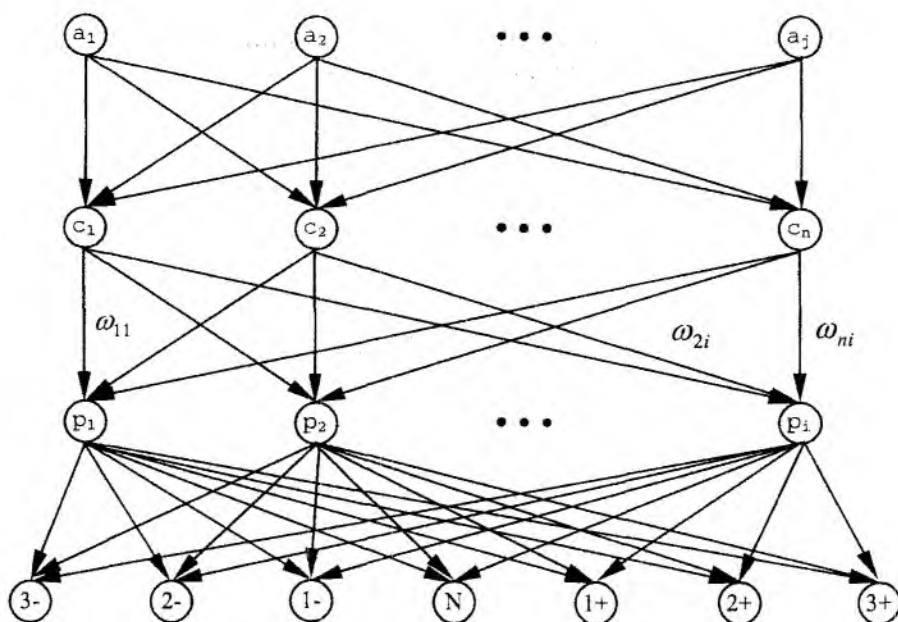


Рис. 3

где вершины графа:

- $\{a_j\}$ – множество органов;
- $\{c_n\}$ – множество характеризующее повреждения органов;
- $\{p_i\}$ – множество физиологических показателей (3-, 2-, 1-, N, 1+, 2+, 3+ – степень отклонения показателя от нормы (N – норма, «-» – ниже нормы, «+» – выше нормы)),

а дуги – весовые коэффициенты.

На основании теории графов (граф представлен на рис. 3) можно математически описать модель травмы выражением (1) при повреждении одного органа и выражением (2) при повреждении нескольких органов:

$$y(a_j) = f \left(c_n \left(\sum_{i=1}^N \omega_{ni} p_i \right) \right), \quad (1)$$

$$y(\{a_j\}) = f \left(\sum_{j=1}^M c_n \left(\sum_{i=1}^N \omega_{ni} p_i \right) \right), \quad (2)$$

где

- $y(a_j)$ – функция отображения повреждения одного органа;
- $y(\{a_j\})$ – функция отображения повреждения нескольких органов;
- c_n – характер повреждения органа;
- ω_{ni} – весовые коэффициенты (дуги графа);
- $\{p_i\}$ – множество параметров;
- N – количество параметров;
- M – количество поврежденных органов.

В случае политравмы большое число равноправных классов, открытость классификации и возможность объекта принадлежать одновременно к нескольким классам, а так же слабые связи между объектами (слабоструктурируемые области) составляют набор требований, предъявляемых спецификой задачи, которую необходимо решить. Вопросы классификации

таких областей – это самостоятельная проблема. Однако в настоящее время имеется много прикладных разработок в области классификации и лидирующее место среди них занимают нейронные сети [3-11].

Применение нейронных сетей при решении задач диагностики и лечения политравм обосновывается большим количеством информативных параметров пациента, при этом следует отметить возможность работы в реальном масштабе времени, обучаемость, возможности обработки неполных данных (или данных с пропусками) [3-11]. Исходя из модели классификации показателей при монотравме или политравме, для решения поставленной задачи была выбрана нейронная сеть многослойный персептрон.

Для облегчения решения задачи были взяты данные, полученные только в день поступления пациента. Если предположить, что в момент травмы организм мобилизуется и на пациента воздействует только шок от полученной травмы, на него практически не влияют сопутствующие заболевания и еще не возникли осложнения.

Обучающая выборка нейронной сети составляла 71 случай (данные отделения шока ХНИИОНХ за 2000-2002 г.), контрольная выборка составила 10 случаев. Входными данными нейронной сети является множество физиологических показателей $\{p_i\}$ (при $i=54$), выходными $\{a_j\}$ (при $j=110$) – множество поврежденных органов или их сочетания (каждый поврежденный орган a_j включает в себя подмножество $\{c_n\}$ (при $n=24$) – характер повреждения органа).

В связи с малой обучающей выборкой и большим числом входных переменных на данном этапе применения обученная нейронная сеть слабо распознает образ монотравмы и политравмы, а также классифицирует физиологические показатели в зависимости от поврежденного органа или группы органов. Однако МИС «Политравма» является открытой системой что позволяет вносить в нее дополнительные изменения и продолжить обучение нейронной сети.

Список литературы: 1. Дюк В.А. Компьютерная психодиагностика. СПб., – «Братство», 1994. 364 с. 2. Переверзев-Орлов В.С. Советчик специалиста. Опыт разработки партнерской системы / М.: Наука, 1990. 133 с. 3. Гаврилова Т.А., Хорошевский В.Ф. Базы знаний интеллектуальных систем. СПб: Питер, 2000. 384 с. 4. Муха Ю.П., Скворцов М.Г., Авдеюк О.А. Принципы построения медицинских диагностических комплексов на базе нейросетевых технологий // Биомедицинская радиоэлектроника. 2001. № 4. С. 42 – 47. 5. Диагностический комплекс основных жизненно важных функций человека по интегральному параметру на основе нейросетевых технологий / Ю.П. Муха, М.Г. Скворцов, О.А. Авдеюк и др. // Биомедицинская радиоэлектроника. 2001. № 4. С. 48 – 52. 6. Решетникова Н.В., Жуков Л.А. Анализ прогнозирования социальной опасности несовершеннолетних с помощью нейронных сетей // VI Всероссийская конференция «Нейрокомпьютеры и их применение». М. 2000. 256 с. 7. Нестеренко О.А., Соловьева Е.А. Применение системологического классификационного анализа при создании интеллектуальных систем поддержки принятия решений // Проблемы бионики. 2001. Вып. 54. С. 88 – 95. 8. Журавель В.В., Лагутин М.Ф., Кузин А.И. Частотно-временной анализ с повышенной разрешающей способностью по частоте сигналов электрофизиологического происхождения // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2002. Вып. 129. С. 52 – 59. 9. Бодянский Е.В., Кулишова Н.Е. Обобщенный алгоритм обучения прогнозирующей искусственной Σ -П нейронной сети // Проблемы бионики. 2001. Вып. 54. С. 10 – 14. 10. Левыкин В.М., Чалый С.Ф. Особенности моделирования сложных информационных систем на основе генетических алгоритмов // Проблемы бионики. 2000. Вып. 52. С. 38 – 39. 11. Скворцов М.Г. Уравнение измерений для нейронных сетей // Биомедицинская радиоэлектроника. 2001. № 4. С. 48 – 53.

Харьковский национальный
университет радиоэлектроники

Поступила в редколлегию 13.01.2003

ФАНТОМНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ И РАЗРАБОТКИ ДЛЯ ВЧ-ГИПЕРТЕРМИИ

Сложность объекта гипертермии (тело пациента) обуславливает невозможность построения всеобъемлющей теории сопутствующих явлений и вынуждает прибегать к моделированию их как в теоретическом, так и в экспериментальном исследовании. И в том и в другом случае допускаются существенные упрощения модели. Однако такие, что их использование не искажает наиболее важный результат – достижение лечебного эффекта без травмирования пациента и проведение процедуры в наиболее комфортных условиях. Перечислим минимальный набор факторов, учет которых обеспечивает достижение поставленной цели. Главный из них – размер фантома (от одного электрода к другому), он должен совпадать с соответствующим размером тела пациента. Поперечные размеры должны превышать этот размер с тем, чтобы их влияние было адекватным влиянию органов пациента, находящихся вне области прямого воздействия излучения. Солевой состав фантома должен обеспечивать в целом тот же эффект распространения в нем электромагнитных и тепловых полей, что и в теле пациента. Как показали наши и другие исследования, эффект различия кровотока в разных тканях может оказаться определяющим в установлении конечного распределения температуры, а следовательно, он должен обязательно учитываться при моделировании. Кроме того, в гипертермии именно по кровотоку качественно различаются такие ткани, как кожа, жир, опухоль, «мышца» (ткань с интенсивным кровотоком). Причем отличие в кровотоке на 3 – 5 % способно обеспечить или исключить эффект гипертермии или привести к ожоговой травме. Отличие по теплоемкости и теплопроводности жировой ткани от мышечной вместе с особенностями кровотока, пространственной ориентацией и размещением ее способно привести к концентрации энергии в жире, на порядок превышающей таковую в мышце.

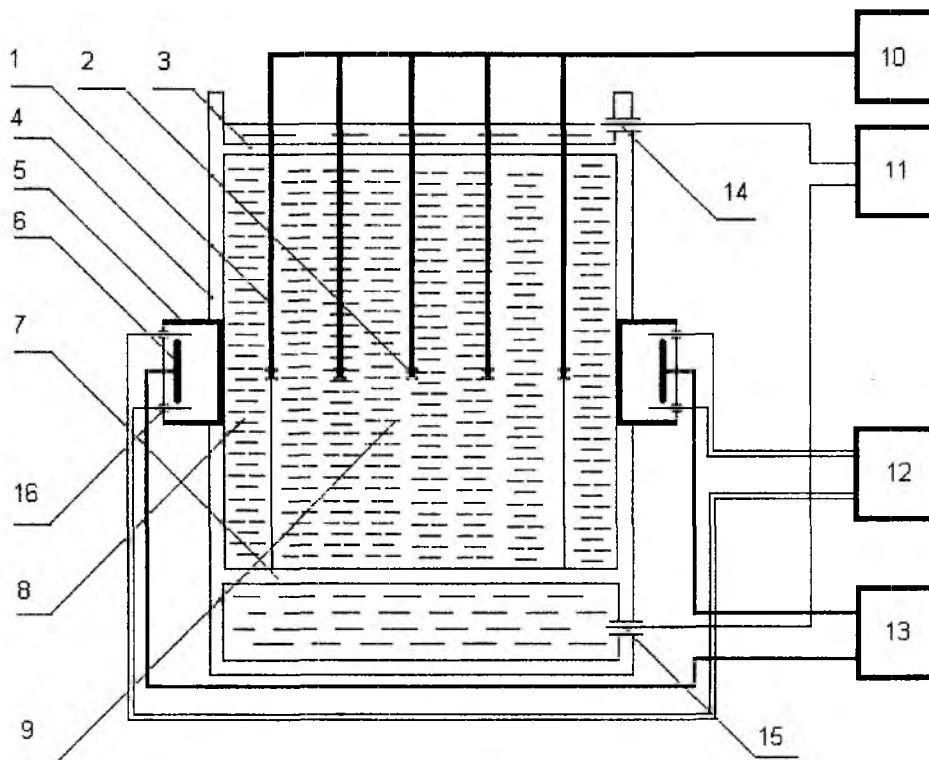


Рис. 1

Поэтому важно учитывать специфическую слоистость и физические параметры жира, опухоли и, до какой-то степени, локализация очага заболевания. В тканях организма слабо

выражен конвективный перенос тепла и сильно выражены теплоперенос потоком крови. Учет его сложен как в теоретическом моделировании, так и в физико-технической реализации модели – в фантоме, однако он необходим и поэтому реализован нами.

В рамках этих представлений построена модельная теория ВЧ-гипертермии. Они же явились идеологической базой для разработки, на которой проведены экспериментальные исследования процесса гипертермии с использованием комплекса «Экстратерм XXI». Для этих целей нами был разработан базовый образец фантома, реализованный в виде двух конструкций: вертикальной и горизонтальной. На рис. 1 изображена конструкция фантома. Цифрами обозначены: (1) направляющая планка температурного датчика; (2) температурный датчик; (3) верхняя крышка; (4) боковая стенка; (5) болюс; (6) электрод; (7) дно фантома; (8) резервуар, имитирующий жир; (9) резервуар, имитирующий мышечную ткань; (10) термометрическая система; (11) насос контура, имитирующего кровоток; (12) система циркуляции хладагента; (13) ВЧ генератор; (14) входной клапан контура «кровотока»; (15) выходной клапан контура «кровотока»; (16) клапана системы циркуляции хладагента.

В первом рабочем пространстве фантома размером 250 × 500 мм ограничено стенками из оргстекла толщиной 14 мм, снаружи закрытых специализированным поглотителем толщиной 40 мм. В боковых стенках выполнены круглые окна диаметром 160 мм для размещения в них электродов с болюсами. Окна изнутри затянуты тонкой (толщина < 0,1 мм) полихлорвиниловой пленкой. Объем фантома заполнен слоями поролона, пропитанными дозированным раствором поваренной соли в дистиллированной воде. Жир, мышцы и опухоль имитируются поролоном соответствующей плотности и размеров. Кровоток имитируется прокачкой раствора с помощью насоса, управляемого сервомотором. Аналогичен, но более прост конструктивно, горизонтальный фантом. В соответствии с модельной теорией частота ВЧ поля и диаметр подводимого к фантому электрода выбирают согласно соотношению: $\delta(f) \approx H$, где δ – эффективная глубина проникновения поля в среду фантома; H – глубина удаления центра «опухоли» от электрода.

Величина $\delta(f)$ может быть оценена с помощью соотношения:

$$\delta(f, D) \approx \frac{\delta_1 \delta_2}{\sqrt{\delta_1 + \delta_2}},$$

где $\delta_1 = \delta_1(f, \alpha)$ – глубина скин-слоя ВЧ поля в среде фантома с концентрацией соли, равной α , $\delta_2 = \delta_2(d)$ – эффективная глубина проникновения поля, связанная с рассеянием его за счет конечной апертуры d электрода. Отсюда видно, что оптимальным будет выбор $\delta_1 \approx \delta_2 = \delta_0$, т. е. $\delta = \delta_0 / \sqrt{2}$. При этом оптимальными будут поперечные размеры порядка $2H$. Для этих условий влиянием одного электрода на другой можно пренебречь. Тогда система электродов может рассматриваться как совокупность двух последовательно включенных конденсаторов. Для дисковых электродов с диаметрами d_1 и d_2 , размещенных в среде с комплексной диэлектрической проницаемостью $\epsilon = \epsilon' + j\epsilon''$, общая емкость системы будет

$$C = \frac{\pi d_1 d_2}{2(d_1 + d_2)}.$$

Для оптимального выбранного диапазона частот f длина волны $\lambda = \frac{c}{\epsilon' f}$ (где c – скорость света) в фантоме будет превышать размер фантома: $\lambda \gg H_0$. Если электроды включить противофазно, то во всем объеме фантома будут складываться напряженности полей. При условии $d_1 \approx d_2$, мощность поля в центре фантома будет в 4 раза превышать мощность поля отдельного электрода.

Экспериментальные исследования на фантоме (а частично и на людях) ставили целью установление зависимости электрических параметров среды фантома (ϵ' , ϵ'' , C , R) от концен-

трации α , частоты f и диаметра электрода ($d_1 = d_2 = d$). Результаты некоторых экспериментальных исследований представлены на рис. 2.

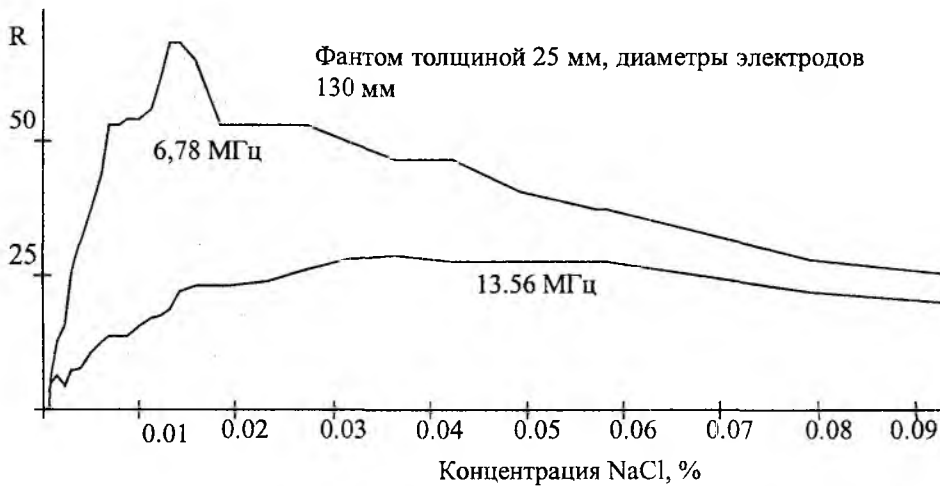


Рис. 2

Были проведены исследования распределения температуры в среде фантома и сопоставлены с соответствующими зависимостями, даваемыми фантомной теорией

Кроме того, были проведены calorиметрические измерения мощности ВЧ излучения, поступающего в фантом. В отличие от описанных выше термографических исследований, при calorиметрических измерениях важно было не допустить растекание тепла по объему фантома, поскольку это увеличивало общую погрешность измерений. В соответствии с модельной теорией для этого необходимо максимальную мощность (≈ 1 кВт) подводить в течение времени порядка 5 минут. Уменьшать время также нежелательно, так как при этом уменьшается прирост температуры нагрева, что при конечной погрешности термографической системы ($\sim 0,2$ °C) будет приводить к понижению общей точности измерений.

Измерения температуры производились с помощью многоканальной термографической системы. Измеренные величины в режиме реального времени визуализировались на мониторе ПЭВМ и обрабатывались с учетом содержащихся в памяти ПЭВМ калибровочных кривых.

На основе устанавливаемых при этом распределений температур проводился расчет уровней мощности, поглощенной фантомом. Расчет проводился на основе специально для этого разработанных программ, получаемых как следствие результатов модельной теории. Найденные при этом значения мощности перепроверялись на основе других штатных средств измерения мощности, в итоге получены удовлетворительные соответствия этих результатов.

В целом цикл проведенных разработок и исследований показал перспективность фантомного моделирования явлений гипертермии и необходимость дальнейшего расширения набора размеров электродов, частот излучения, межэлектродного расстояния фантомов с тем, чтобы фантомными измерениями можно было обеспечивать индивидуальность условий проведения клинических испытаний комплекса «Экстратерм XXI».

**ОПТИЧЕСКИЙ МЕТОД ОБРАБОТКИ РЕЗУЛЬТАТОВ
СЕДИМЕНТАЦИОННЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ**

Кровь – это всеобъемлющая органическая система, в которой отражаются малейшие изменения, едва заметные сдвиги, происходящие в организме, в его тканях и органах. По результатам клинического анализа крови можно установить наличие (или отсутствие) патологии, характер заболевания, восприимчивость человеческого организма к различным группам лекарственных препаратов. При этом одним из основных диагностических показателей, определяемых при гематологических исследованиях, является скорость оседания эритроцитов (СОЭ), которая выражается высотой столбика плазмы, появившейся над слоем осевших эритроцитов за единицу времени. В стандартном тесте Панченкова измерения СОЭ проводят в вертикально расположенном капилляре через 1 час после начала анализа. Модификации данной методики связаны с изменением расположения капилляра и длительности анализа. Например, при некоторых исследованиях СОЭ измеряют по прошествии нескольких часов или даже нескольких суток [1]. Возникающие при этом большие временные затраты можно сократить, добавляя в исследуемую пробу специальные препараты, ускоряющие процесс седиментации, или подвергая капилляр с кровью внешним воздействиям. В качестве факторов, влияющих на скорость оседания эритроцитов, могут применяться температура, электрическое или электромагнитное поля. Однако для исследования крови наиболее приемлемым является помещение ее в поле центробежных сил [2]. При таком подходе интересующие исследователя показатели СОЭ определяются по истечении значительно меньшего, по сравнению с исходным, периода.

Результатом проводимых тестов является статический показатель СОЭ, т.е. измеренный за конкретное время. В этой форме СОЭ представляет собой грубоэмпирический метод, вскрывающий лишь небольшую часть физико-химической системы, регулирующий ее скорость. Для того чтобы глубже разобраться в процессах, протекающих в крови и вычислить новые диагностические показатели, необходимо отслеживать динамику седиментации эритроцитов. Особая ценность проводимых таким образом исследований состоит в том, что кривая временной зависимости СОЭ отражает индивидуальные особенности каждого пациента.

Следовательно, возникает необходимость многократного измерения положения границы раздела между зонами вытесненной плазмы и осевших эритроцитов. Особенностью проведения анализа является то, что распределение эритроцитов в капилляре должно регистрироваться в центрифуге в процессе ее вращения на большой скорости. В первоначальных экспериментах Сведберга [2, 3], исследовавшего высокомолекулярные соединения, это достигалось измерением поглощения света растворенным веществом. С этой целью раствор фотографировали в свете с определенной длиной волны, и концентрация в различных участках кюветы рассчитывалась по относительному почернению фотографической пластинки. Другими исследователями разработан ряд очень чувствительных методов, в которых непосредственно наблюдаемой величиной является градиент концентрации, а не сама концентрация. Такой подход целесообразно использовать для исследования молекулярных весов биомолекул, их распределения по химическому составу и т.п., но для наблюдения динамики СОЭ получаемая информация является избыточной. Объясняется это тем, что для интересующего нас показателя достаточно зафиксировать границу между двумя зонами. Наиболее приемлемым методом регистрации границы между зонами плазмы и эритроцитов оказался оптоэлектронный.

Нами предложено реализовать указанный метод, то есть регистрировать границу посредством источника света и линейки фотоприемников (Рис. 1а), при центробежной седиментации.

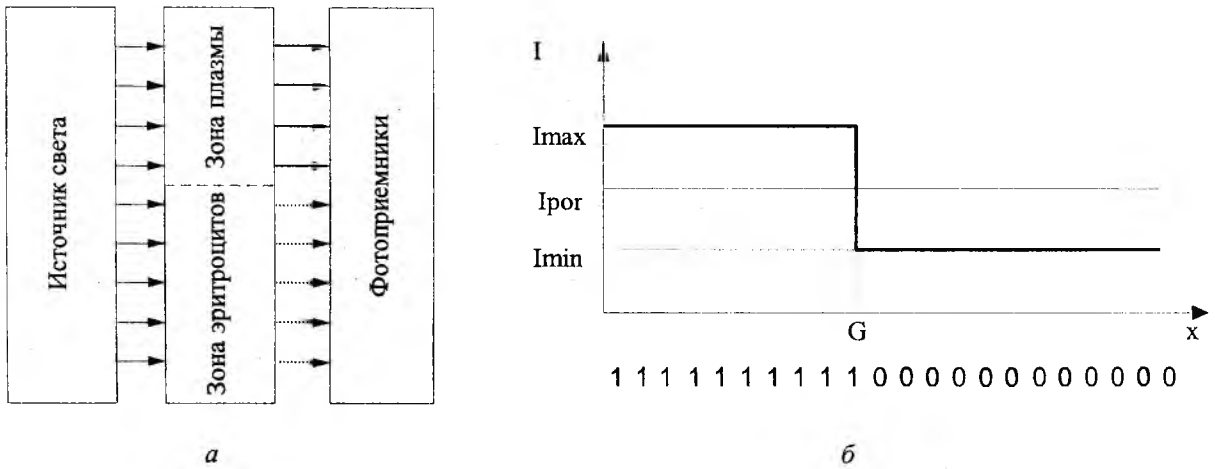


Рис. 1

Сущность метода заключается в следующем. Свет источника через коллимирующую щель попадает на канал капилляра, а затем на фотоприемник. Интенсивность прошедшего света зависит от концентрации эритроцитов на исследуемом участке: проходя зону плазмы, где концентрация эритроцитов ничтожно мала, свет сохраняет высокую интенсивность I_{max} , в зоне же осевших эритроцитов свет значительно ослабляется – I_{min} . Работа фотоприемника организована таким образом, что в зависимости от того, превышает или нет интенсивность света некоторую заданную пороговую величину I_{por} , на его выходе формируется уровень логической единицы или нуля соответственно. Так как фотоприемное устройство состоит из N элементов, то формируется массив размерностью N , состоящий из единиц и нулей, соответствующих освещенному и неосвещенному состоянию фотоприемников (Рис. 1б).

Из рис. 1б видно, что в идеале определение положения границы раздела «плазма-эритроциты» сводится к определению позиции первого нуля на линейке фотоприемников. На практике же на участке плазмы свет в некоторых местах может ослабляться до интенсивности ниже пороговой (из-за локального сгущения эритроцитов), а на участке эритроцитов он может попадать на фотоприемники из-за различных дефектов капилляра, коллимирующей щели и т.п. Ситуация усугубляется тем, что граница никогда не может быть абсолютно острой. Едва возникает граница, начинается диффузия молекул в обратном направлении, благодаря чему граница одновременно смещается в сторону дна и расширяется [3], как это изображено на рис.2 (моменты времени $t_1 - t_3$).

Как показали наблюдения седиментации эритроцитов в гравитационном поле, с течением времени ширина полученной переходной зоны может уменьшиться (момент времени t_4).

При оседании весь столбик крови в капилляре постепенно разделяется на три зоны [4]: зона чистой плазмы, зона осевших эритроцитов и переходная зона, в которой при малых концентрациях на фоне общего движения вниз существуют нисходящие и восходящие потоки эритроцитов, а при больших – касающиеся друг друга агрегаты создают впечатление единого эритроцитарного остова.

При этом вытесняемая плазма пробивает в остове извилистые ходы, по которым поднимается с довольно значительной скоростью вверх, увлекая за собой небольшие агрегаты и отдельные эритроциты. Возникающие при съеме информации помехи и наличие пере-



Рис. 2

ходной зоны обуславливает значительно более сложный вид информационной строки (рис 3).

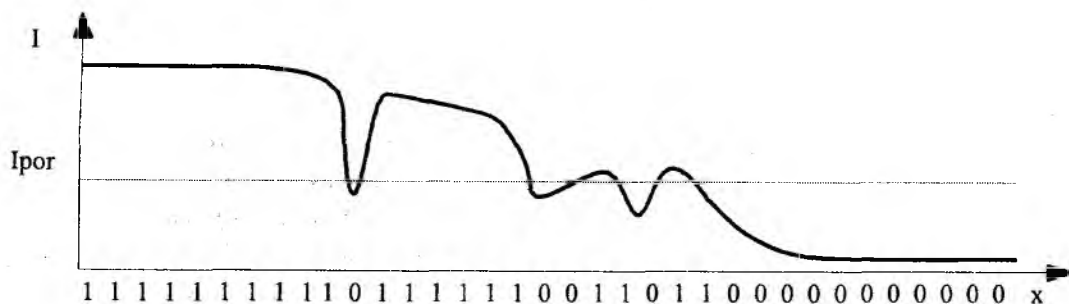


Рис. 3

Следовательно, для распознавания границы требуется применять специальные алгоритмы. Наличие большого количества случайных факторов затрудняет синтез научно обоснованного алгоритма. В любом случае должен присутствовать эвристический элемент, и, в конце концов, эффективность работы алгоритма проверяется практикой.

Рассмотрим некоторые из существующих алгоритмов, реализующих метод скользящих окон [5]. При этом в рамке оказывается небольшой фрагмент массива. При перемещении рамки фрагмент меняется. Все элементы, попадающие в рамку, обрабатываются по определенным правилам. Результатом обработки является определение границы раздела, соответствующей позиции некоторого элемента.

1) Алгоритм с поиском нулей и поступательным движением.

Начиная с позиции первого нуля, по длине всего массива организуются рамки размерностью n , первый элемент в которых равен нулю. Граница G назначается в соответствии с формулой:

$$G = i - 1 \text{ при } \sum_{k=i}^{i+n-1} r_k < p, \quad (1)$$

где i – номер элемента массива, k – позиция элемента в рамке, r_k – значение элемента массива, p – пороговая величина.

Пример работы алгоритма иллюстрирует рис. 4:

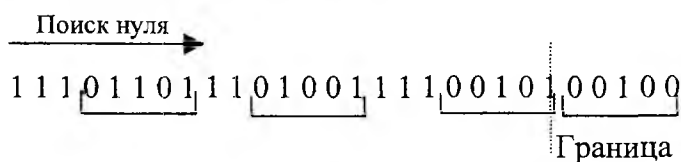


Рис. 4

2) Алгоритм двойного сканирования с поиском нулей и поступательным движением.

Сначала массив данных обрабатывается согласно принципу действия алгоритма 1. При этом рамка перемещается по ходу седиментации. В результате назначается граница g_1 :

$$g_1 = i - 1 \text{ при } \sum_{k=i}^{i+n-1} r_k < p_1,$$

где p_1 – пороговая величина при прямой обработке массива.

Затем рамка движется с другого конца массива (против направления седиментации), реализуя алгоритм 1 применительно к единицам, и определяется граница g_2 :

$$g_2 = i + 1 \text{ при } \sum_{k=i}^{i+n-1} r_k > p_2,$$

где p_2 – пороговая величина при обратной обработке массива.

Значение искомой границы G определяется по формуле

$$G = \frac{1}{2}(g_1 + g_2). \quad (2)$$

Полученный результат округляется до целого числа.

3) Алгоритм с поиском нулей и возвратно-поступательным движением.

С начала массива организуется рамка 1 из n позиций. Начальная граница проводится в соответствии с (1). При невыполнении условия, указанного в формуле, просмотр массива продолжается от следующего нуля в рамке, т.е. организуется рамка 2 и т.д. Пусть перед некоторой рамкой L с элементами, удовлетворяющими заданному условию, проведена граница $g_1 = i - 1$. Тогда в задачу алгоритма входит проверка значений r_k на позициях $i - 2$ и $i - 3$. Если они оба равны «0», то конечная граница назначается на позиции $i - 4$, т.е. $G = i - 4$.

Пример работы алгоритма приведен на рис. 5:

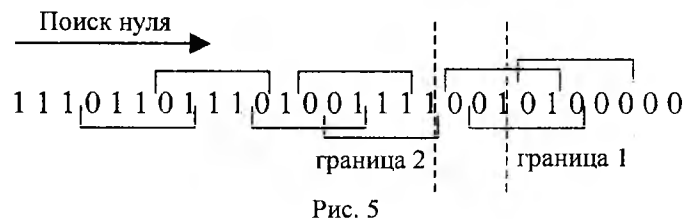


Рис. 5

4) Алгоритм двойного сканирования с поиском нулей и возвратно-поступательным движением.

При движении рамки по ходу седиментации назначается граница g_1 в соответствии с принципом действия алгоритма 3. При обратном движении рамки действует тот же алгоритм, только применительно к единицам – определяется граница g_2 . Искомым результатом будет целое среднее значений двух границ, назначенных при двойной обработке информационной строки, определяемой по (2).

5) Алгоритм пошагового сканирования.

С начала массива организуется рамка из n позиций. Граница назначается в соответствии с (1). При невыполнении указанного условия первый элемент следующей рамки занимает позицию $i + 1$.

6) Алгоритм допустимого разрыва.

Рамка, в которой проводится проверка условия, назначается с первого элемента массива. Граница проводится в соответствии с формулой

$$G = i - 1 \text{ при } \sum_{k=i}^{i+n-1} r_k = 0.$$

При невыполнении условия следующая рамка назначается с позиции $i + 1$.

7) Алгоритм с предварительной фильтрацией.

С первого элемента массива организуется скользящая рамка из n позиций, каждой из которых присвоен весовой коэффициент a_k . Распределение значений этих коэффициентов подчиняется нормальному закону (рис. 6). При поступательном движении рамки производится переназначение элементов массива в соответствии с формулой

$$r_k = \begin{cases} 1, \text{ при } \sum_{k=i}^{i+n-1} r_k a_k > p, \\ 0, \text{ при } \sum_{k=i}^{i+n-1} r_k a_k \leq p, \end{cases}$$

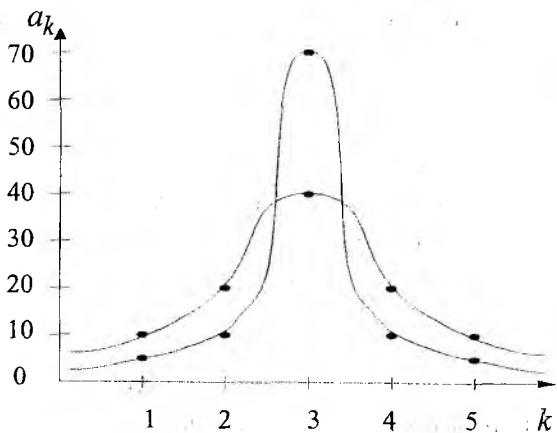


Рис. 6

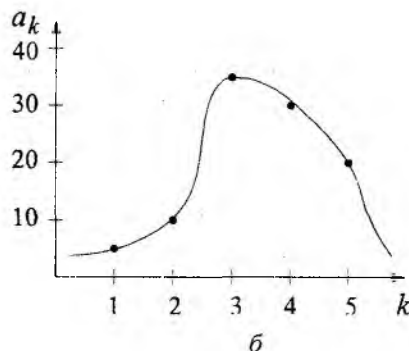
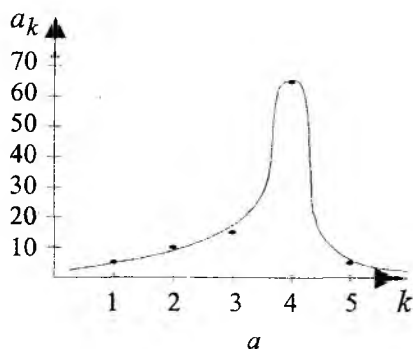


Рис. 7

Дальнейшая последовательность действий аналогична алгоритму 7.

9) Алгоритм асимметричного распределения весовых коэффициентов.

Аналогично алгоритму 7 каждой позиции рамки заданной ширины присваивается весовой коэффициент. При этом центральный весовой коэффициент имеет максимальное значение, фронт аппроксимирующей кривой более пологий, срез – более крутой (рис 7б).

Далее по алгоритму 7.

10) Алгоритм позиционного взвешивания.

С самого начала массива организуется рамка из n позиций, каждой из которых присваивается весовой коэффициент a_k , равный ее порядковому номеру в рамке, т.е. $a_k = k$. Проводится проверка условия, представленного формулой

$$\sum_{k=i}^{i+n-1} r_k a_k = \sum_{k=i}^{i+n-1} r_k k < p .$$

При невыполнении данного условия организуется новая рамка с позиции $i + 1$, а при выполнении – проверяется условие, представленное формулой

$$\sum_{k=i+n}^{i+2n-1} r_k k < p .$$

Если условие не выполняется, то также организуется рамка с позиции $i + 1$. В противном случае процесс перемещения рамки прекращается и граница назначается по формуле

$$G = i + \frac{1}{2}(n - 1).$$

Предлагаемые алгоритмы протестированы на строке единиц и нулей, имитируемой с помощью процедур, генерирующих случайные числа. С учетом того, что граница раздела

где переназначаемый элемент находится в рамке на позиции $k = \frac{1}{2}(n + 1)$.

После проделанных операций весь массив должен принять вид идеальной информационной строки (рис. 2), в которой граница между «1» и «0» определяется по формуле

$$G = i \text{ при } r_i = 0.$$

8) Алгоритм смещенного максимума.

Так же, как и в алгоритме 7, организуется рамка с весовыми коэффициентами. Однако максимум аппроксимирующей кривой смещается вправо (рис 7а).

при седиментации «размыта», информационная строка состоит из трех зон: зона «плазмы», переходная зона и зона «эритроцитов». В первой и третьей зонах нули распределены равномерно: в первой зоне с относительно небольшой вероятностью (0,1 – 0,3), а в третьей зоне – с относительно большой (0,9 – 0,7). В переходной зоне вероятность изменяется по линейному закону (рис. 8).

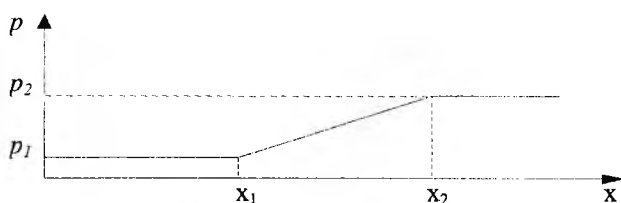


Рис. 8

Сравнение алгоритмов проводилось по параметрам распределения границы раздела как случайной величины [6], описанным ниже.

1) Математическое ожидание (МО) $M(X)$.

При проведении большого числа испытаний МО равно среднему арифметическому наблюдаемых значений

случайной величины:

$$M(X) \cong \bar{X}.$$

2) Среднее квадратическое отклонение (СКО) $\sigma(X)$.

3) Отклонение от МО, превышающее утроенную величину среднего квадратического отклонения (ЗСКО).

$$|X - M(X)| > 3\text{СКО}.$$

После ряда проведенных экспериментов выяснилось, что более информативным по сравнению с ЗСКО является такой параметр, как вероятность появления отклонений от математического ожидания, превышающих удвоенное СКО – $P_{\text{откл}}$.

В таблице приведены параметры для всех вышерассмотренных алгоритмов. Зона «плазма» взята шириной в 15 позиций, переходная зона – шириной 10 позиций; величина $p_1=0,25$; $p_2 = 1 - p_1$. Параметры распределения и вероятность отклонений усреднялись по 9000 выборкам границы (9 групп из 1000 циклов). При этом наиболее вероятное значение границы ожидается равным 20.

Номер алгоритма	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
МО	21	21	20	20	20	24	21	20	21	20
СКО	7	5	6	4	6	7	8	7	7	6
$P_{\text{откл}}$	0,081	0,055	0,079	0,036	0,078	0,048	0,065	0,064	0,095	0,072

В результате проведенных исследований показана перспективность оптического метода обработки результатов седиментации эритроцитов в поле центробежных сил. Учитывая неоднородность информационного массива, промоделирован процесс определения границ раздела и выбран оптимальный алгоритм. Проведена оценка достоверности работы алгоритма и апробация в аппарате центробежной седиментации эритроцитов, что позволило повысить эффективность исследований.

Список литературы: 1. Чижевский А.Л. Биомеханические механизмы реакции оседания эритроцитов. М.: Медицина, 1980. 112 с. 2. Моравец Г. Макромолекулы в растворе. М.: Мир, 1967. 398 с. 3. Цветков В.Н., Эскин В.Е., Френкель С.Я. Структура макромолекул в растворах. М.: Наука, 1964. 720 с. 4. United States Patent 5,863,799, G01N 015/04, Erythrocyte sedimentation rate control. Hengstenberg, Wayne R. (Clark, NJ).- № 924352; Заявлено 5.09.1997; Оpubл. 26.01.1999. 5. Соيفер В.А. Компьютерная обработка изображений. Часть 2. Методы и алгоритмы // Соросовский образовательный журнал. 1996. № 3. с. 110 – 121. 6. Гмурман В.Е. Теория вероятностей и математическая статистика. М: Высшая школа, 1972. 368 с.

ПОТЕНЦИАЛЬНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ РЕКТЕНН КВЧ-ДИАПАЗОНА

В данной работе изложены результаты численных исследований потенциальных характеристик ректенны, работающей на частоте 35 ГГц. Излучатели приемно-выпрямительных элементов ректенны представляют собой сеточную микрополосковую структуру, нанесенную на GaAs-подложку и интегрированную с бескорпусными диодами Шоттки (рис. 1).

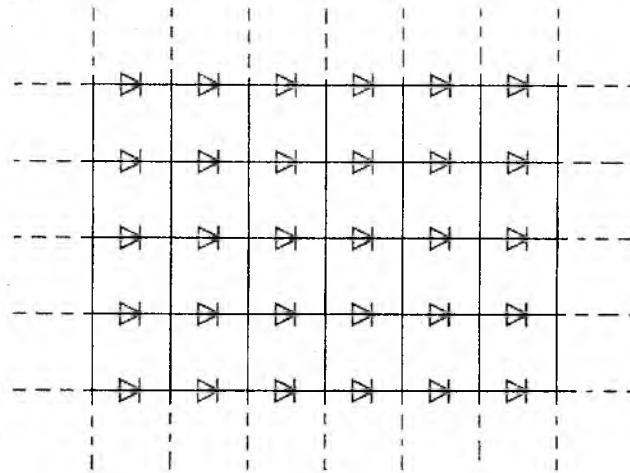


Рис. 1

Подобные ректенны в перспективе могут устанавливаться на космических летательных аппаратах, управляемых микроволновым лучом [1].

При исследованиях применялась методика анализа крупноапертурных ректенн с корпусными диодами, которая детально описана в работах [2, 3]. Согласно этой методике, анализ ректенны в приближении бесконечной антенной решетки был сведен к анализу одной ячейки периодичности (ячейка Флоке). Эквивалентная схема ячейки Флоке приведена на рис. 2 а.

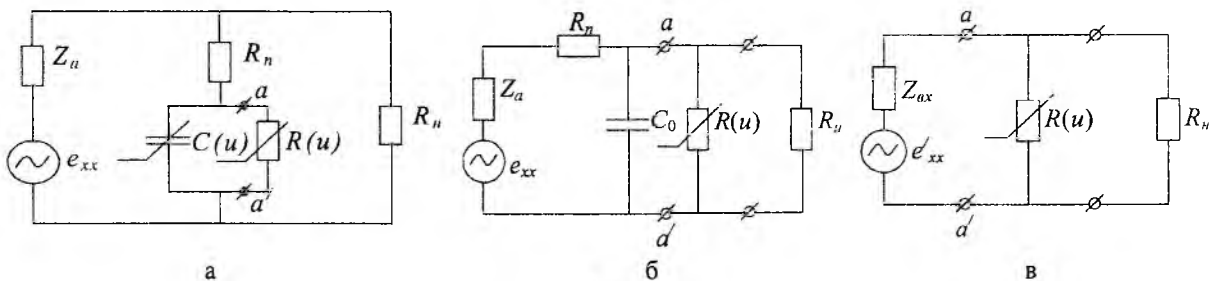


Рис. 2

Здесь: e_{xx} – ЭДС, наводимая полем плоской волны в точках подключения диода; $Z_a=R_a+jX_a$ – входное сопротивление излучателя ячейки; $R(u)$, $C(u)$ – нелинейные сопротивление и емкость диода; R_n – сопротивление потерь диода; R_n – сопротивление нагрузки по постоянному току.

Далее, как и в [2], применялись следующие приближения: $C(u)=C_0=const$ и $R_n \ll R(f_1)$, где $R(f_1)$ – усредненное сопротивление диода на первой гармонике. Эти приближения позволили перейти к анализу схемы рис. 2 б, а затем и к анализу схемы рис. 2 в. На рис. 2 в под Z_{ax} и e'_{xx} понимаются такие величины:

$$Z_{ax} = (Z_a + R_n) \frac{1}{j\omega C_0} \bigg/ (Z_a + R_n + \frac{1}{j\omega C_0}), \tag{1}$$

$$e'_{xx} = e_{xx} / \left(Z_a + R_n + \frac{1}{j\omega C_0} \right) \quad (2)$$

Исследованию подлежали: КПД выпрямления ректенны $\eta = P_0/P_a$ (P_0 – мощность постоянного тока в нагрузке ячейки, P_a – максимальная мощность, извлекаемая излучателем ячейки из свободного пространства), а также уровни фильтрации n -тых гармоник основной частоты $\zeta_n = 10 \lg(P_n/P_a)$, где P_n – мощность излучения ректенны на частоте гармоники с номером n .

Вначале были изучены условия достижения максимума КПД выпрямления в предположении, что в ректенне используется диод Шоттки с допустимой входной мощностью $P_n = 0,06$ Вт, параметрами $C_0 = 80 \cdot 10^{-15}$ Ф, $R_n = 7,5$ Ом и вольт-амперной характеристикой

$$I = I_s (e^{\alpha u} - 1) = 44 \cdot 10^{-9} [\exp(37\alpha u) - 1], \text{ А.}$$

Кроме того предполагалось, что генерация гармоник отсутствует ($P_n = 0$) (исследовались потенциальные характеристики диода), а пересчитанное к клеммам $a-d$ (см. рис. 2 в) через Г-образную цепь $R_n C_0$ сопротивление антенны Z_{ax} чисто активное ($Z_{ax} = R_{ax}$), а $R_n = 2R_{ax}$. КПД выпрямления представлялся в виде произведения $\eta = \eta_1 \eta_2$, где η_1 – КПД цепи с элементами Z_a , R_n , C_0 равно $\eta_1 = P_{ax}/P_a$ (P_{ax} – мощность, выделяемая на сопротивлении R_{ax}), а η_2 – КПД диода, описываемого резистивной нелинейностью $R(u)$.

Рассчитанная по методике [4] при $P_{ax} = P_0$ зависимость $\eta_2 = F(R_{ax})$ представлена на рис. 3, кривая 1. С ростом величины R_{ax} растет и значение КПД η_2 . Однако зависимость $\eta_1 = F(R_{ax})$ (рис. 3, кривая 2) имеет максимум. Эта кривая была получена таким образом. В выражении (1) полагалось $X_{ax} = 0$ и, таким образом, при $R_{ax} = var$ находились значения Z_a , при которых входная цепь ректенны настраивалась в резонанс. Далее при известных значениях Z_a , R_n , C_0 и e'_{xx} вычислялись значения η_1 . Характер зависимости $\eta_1 = F(R_{ax})$ предопределяет и ход результирующей кривой (см. рис. 3, кривая 3) $\eta = F(R_{ax})$.

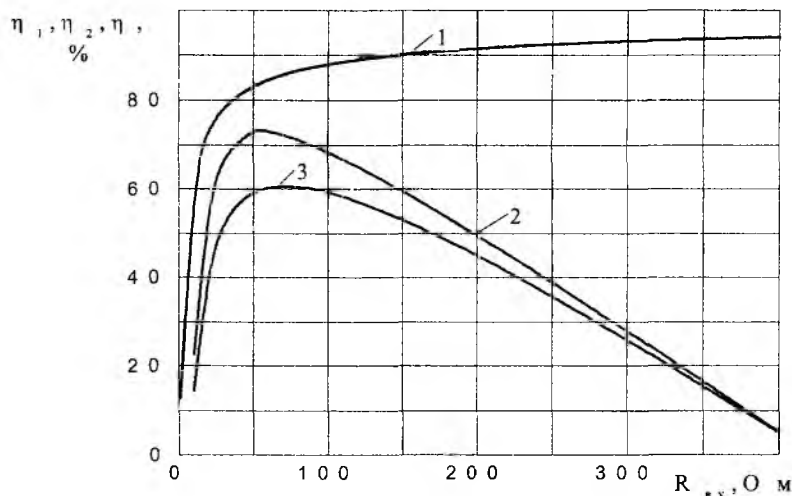


Рис. 3

Из полученных результатов следует, что максимальный КПД около 60% может быть получен, если обеспечить значения $R_{ax\ opt} \approx 70$ Ом. Дальнейшая задача состояла в поиске таких геометрических размеров излучающей структуры ячеек Флоке, которые имели бы $R_{ax} = R_{ax\ opt}$. Данная задача решалась с помощью программы «INFARS-3», реализующей алгоритм, опубликованный в [5]. Результаты расчетов «сетки» квадратной формы с размерами $L \times L$ и высотой подложки H с относительной диэлектрической проницаемостью $\epsilon_r = 13,3$ представле-

ны в табл. 1. Здесь $Z_{ex}(nf_1) = R_{ex}(nf_1) + jX_{ex}(nf_1)$ – входное сопротивление цепи на частотах гармоник со стороны клемм $a-a'$ (рис. 2 в). Эти данные получены при $L_1=L_2=L_3=L/3$ и $L_4=L_5=L/2$ (рис. 4).

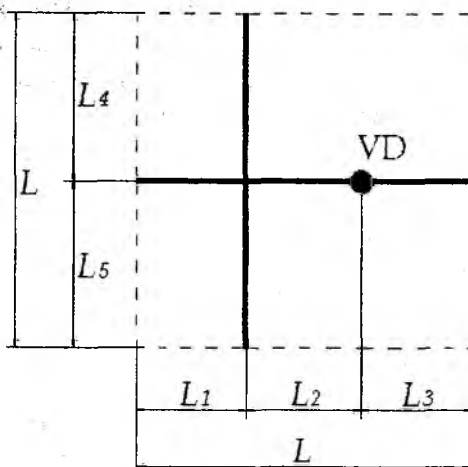


Рис. 4

Таблица 1

L , мм	0,573	0,614	0,655	0,696
H , мм	2,104	2,095	2,090	2,094
Z_{ex} , Ом	32,47-j00,10	37,89-j00,18	45,45-j00,23	63,16+j01,05
$Z_{ex}(2f_1)$, Ом	03,22-j25,48	02,75-j25,54	02,43-j25,43	02,53-j25,13
$Z_{ex}(3f_1)$, Ом	01,00-j75,79	00,33-j21,71	00,11-j19,32	00,10-j18,56
$Z_{ex}(4f_1)$, Ом	00,02-j13,60	00,04-j13,30	00,07-j12,82	00,13-j12,35
$Z_{ex}(5f_1)$, Ом	00,19-j09,57	00,19-j09,55	00,87-j15,13	00,10-j10,00
η , %	54,5	58,3	59,9	62,1
ζ_2 , дБ	-18,99	-18,01	-18,48	-18,58
ζ_3 , дБ	-47,28	-35,96	-36,64	-37,25
ζ_4 , дБ	-54,63	-56,25	-59,66	-84,42
ζ_5 , дБ	-63,09	-60,21	-54,68	-63,22

Величины η_1 , представленные в табл. 1, рассчитывались с учетом влияния пяти гармоник при значении $P_{ex}=P_d$. Данные о КПД выпрямления при других значениях P_{ex} приведены в виде графиков на рис. 5. Уровни подавления пяти гармоник ζ_n также приведены в табл. 1.

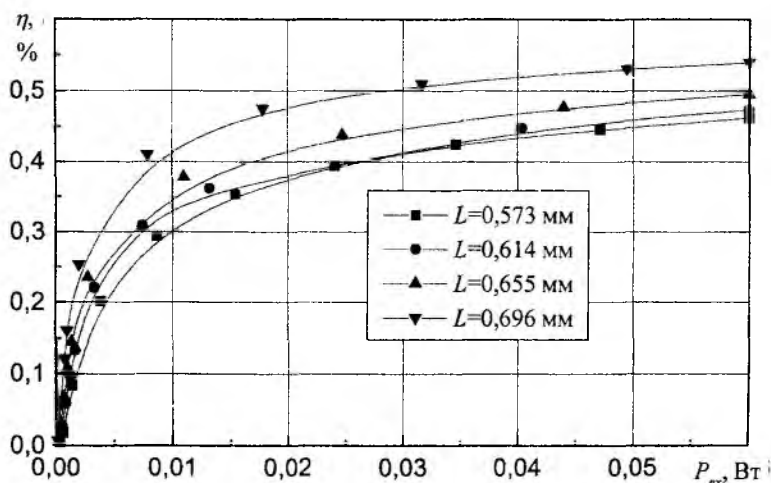


Рис. 5

Обобщая приведенные результаты можно прийти к таким выводам.

1. В ректенне рассматриваемой структуры можно достичь КПД выпрямления более 50%. Для этого необходимо выполнение следующих условий: $L > 0,6$ мм, $P_{ax} > 0,03$ Вт.
2. Параметры ЭМС исследованной ректенны являются неудовлетворительными, т.к. уровень подавления второй гармоники равен примерно -18 дБ. Это обстоятельство вызывает необходимость проведения дальнейшего поиска вариантов построения ректенн, снабженных дополнительными фильтрами гармоник, например, частотоселективными поверхностями.

Список литературы: 1. Alden A. A. 35 GHz extremely high power rectenna for the microwave lightcraft, CRC Contract Report No. CRC-VPRS-00-03, Ottawa: Communication Research Center, March 2001. 2. Омаров В. А., Грецких Д. В. Приближенная модель расчета КПД выпрямления крупноапертурных ректенн // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.- техн. сб. 2002. Вып. 129. С. 43 – 45. 3. Омаров М. А., Грецких Д. В. Потенциальные возможности антенн-выпрямителей миллиметрового диапазона волн // там же. 2002. Вып. 130. С. 24 – 28. 4. Лучанинов А.И. и др. Теоретические и экспериментальные исследования крупноапертурных ректенных решеток // Там же. 1998. Вып. 106. С. 63-72. 5. Лучанинов А.И., Коновальцев А.А., Лучанинов Ю.А., Омаров М.А., Шокало В.М. Алгоритм анализа эквидистантной решетки ленточных микрополосковых излучателей произвольной геометрии, адаптированный к расчету крупноапертурных антенн с нелинейными элементами. 6. Особенности численной реализации алгоритма // Там же. 2001. Вып. 119. С. 199 – 210.

*Харьковский национальный
университет радиоэлектроники*

Поступила в редколлегию 14.04.2003

УДК 621.396.96: 621.397

Зоны обнаружения воздушных целей в бистатической радиолокационной системе с телевизионным подсветом / А.П. Кондратенко, С.В. Шаповалов // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2003. Вып. 131. С. 7 – 10.

В статье приведен анализ возможностей разнесенных радиолокационных систем с телевизионным подсветом по локации аэродинамических целей во всём диапазоне высот их полёта. Рассмотрено влияние диаграммы направленности излучающей антенны на форму и размеры зоны обнаружения.

Ил. 5. Библиогр.: 3 назв.

УДК 621.396.96: 621.397

Зони виявлення повітряних цілей у бистатичній радіолокаційній системі з телевізійним підсвітом / А.П. Кондратенко, С.В. Шаповалов // Радиотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2003. Вип. 131. С. 7 – 10.

У статті наведено аналіз можливостей рознесених радіолокаційних систем з телевізійним підсвітом по локації аеродинамічних цілей у всьому діапазоні висот їх польоту. Розглянуто вплив діаграми спрямованості випромінюючої антени на форму і розміри зони виявлення.

Ил. 5. Бібліогр.: 3 назви.

UDC 621.396.96: 621.397

The aerial targets detection zones in the bistatic radar-tracking system with television integral lighting / A.P. Kondratenko, S.V. Shapovalov // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2003. № 131. P. 7 – 10.

Analysis of the separated radar-tracking systems capabilities with television integral lighting on the aerodynamic targets location over the whole altitude band of flight is given. The analysis of influence on the form and dimensions of an area of detection of an antenna pattern of the transmitter is adduced.

5 fig. Ref.: 3 items.

УДК 621.396.67

Использование продольного синтеза апертуры в определении угловых координат воздушных целей и картографировании / А. И. Куртов // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2003. Вып. 131. С. 11 – 17.

В работе рассмотрен принцип продольного синтеза апертуры, которая реализуется за счет когерентного сложения радиоимпульсов, отраженных от цели, находящейся на линии полета или в направлениях, близких к этой линии. Диаграмма направленности синтезированной антенны при этом получается близкой к диаграмме направленности директорной антенны.

Ил. 6. Библиогр.: 5 назв.

УДК 621.396.67

Використання подовжнього синтезу апертури у визначенні кутових координат повітряних цілей і картографуванні / А. І. Курток // Радиотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2003. Вип. 131. С. 11 – 17.

В роботі розглянуто принцип подовжнього синтезу апертури, який може бути реалізований за рахунок когерентного додавання радіоімпульсів, відбитих від цілі, яка знаходиться в напрямках, близьких до цієї лінії. Діаграма спрямованості синтезованої антени при цьому буде близькою до діаграми спрямованості директорної антени.

Ил. 6. Бібліогр.: 5 назв.

UDC 621.396.67

Application of the aperture longitudinal synthesis to definition of the air targets angular coordinates and to cartography / A. I. Kurtov // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 131. P. 11 – 17.

The principle of the aperture longitudinal synthesis, being realized at the expense of coherent addition of radio pulses reflected from the target in the flight direction line or in the directions close to this line, is considered. The synthesized antenna radiation pattern appears to be close to the director arial radiation pattern.

6 fig. Ref.: 5 items.

УДК 621.396.96'06

Оценка параметров сигнала, рассеянного акустическим волновым пакетом / В.М. Карташов // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2003. Вып. 131. С. 18 – 20.

Рассмотрены особенности алгоритмов оценивания параметров радиосигнала, принимаемого в системах радиоакустического зондирования атмосферы, и нахождения по результатам измерений характеристик атмосферы.

Библиогр.: 4 назв.

УДК 621.396.96'06

Оцінка параметрів сигналу, розсіяного акустичним хвильовим пакетом / В.М. Карташов // *Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб.* 2003. Вип. 131. С. 18 – 20.

Розглянуто особливості алгоритмів оцінювання параметрів радіосигналу, прийнятого в системах радіоакустичного зондування атмосфери, і визначення за результатами вимірів характеристик атмосфери.

Бібліогр.: 4 назв.

UDC 621.396.96'06

Estimation of signal parameters scattered by an acoustic wave packet / V.M. Kartashov // *Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag.* 2003. N 131. P. 18 – 20.

Singularities of algorithms for estimating parameters of the radio signal received in the systems of radio acoustic atmosphere sounding and finding of atmosphere characteristics by measurement result are considered.

Ref.: 4 items.

УДК 621.396.9

Повышение эффективности обработки информации в атмосферных РЛС вертикального зондирования / О.В. Зубков // *Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб.* 2003. Вып. 131. С. 21 – 26.

Доказана можливість зменшення часу параметричної і спектральної обробки сигналів в атмосферних РЛС вертикального зондування. Для рішення даної задачі пропонується комбінація авторегресійного оцінювання з методами найменших квадратів і моментів. Методом статистичного моделювання доведено перевагу використання комбінованих методів. Апробація результатів проведена з використанням даних, отриманих на стратосферно-тропосферній РЛС вертикального зондування.

Ил. 3. Библиогр.: 6 назв.

УДК 621.396.9

Підвищення ефективності обробки інформації в атмосферних РЛС вертикального зондування / О.В. Зубков // *Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб.* 2003. Вип. 131. С. 21 – 26.

Доведено можливість зменшення часу параметричної і спектральної обробки сигналів в атмосферних РЛС вертикального зондування. Для розв'язку даної задачі запропоновані комбінації авторегресійного оцінювання з методами найменших квадратів і моментів. Методом статистичного моделювання доведена перевага використання комбінованих методів. Апробація результатів здійснена з використанням даних, отриманих на стратосферно-тропосферній РЛС вертикального зондування.

Ил. 3. Библиогр.: 6 назв.

UDC 621.396.9

Increase in efficiency of information procession in atmospheric radar of vertical sounding / O.V. Zubkov. // *Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag.* 2003. N 131. P. 21 – 26.

The opportunity to reduce time of signals parametrical and spectral procession in atmospheric radar station of vertical sounding is proved. The combinations of autoregressive estimating with the methods of the least squares and moments are offered for the given task decision. The advantage of the combined method application is proved with the statistical modeling method. The verification of results is performed with the use of the data received on stratospheric-tropospheric radar station of vertical sounding.

3 fig. Ref.: 6 items.

УДК 621.371.32

Влияние атмосферных условий на дальность радиогоризонта / Н.М. Калужный, С.В. Закиров, А.Г. Леушин // *Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб.* 2003. Вып. 131. С. 27 – 30.

Рассмотрены вопросы влияния параметров атмосферы на дальность радиогоризонта с использованием модели атмосферы, основанной на модифицированном эквивалентном радиусе Земли.

Ил. 4. Библиогр.: 7 назв.

УДК 621.371.32

Вплив атмосферних умов на дальність радіогоризонту / М.М. Калужний, С.В. Закиров, А.Г. Леушин // *Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. сб.* 2003. Вип. 131. С. 27 – 30.

Розглянуто питання впливу параметрів атмосфери на дальність радіогоризонту з використанням моделі атмосфери, заснованої на модифікованому еквівалентному радіусі Землі.

Ил. 4. Библиогр.: 7 назв.

UDC 621.371.32

Influence of atmospheric conditions on the radiohorizon range / N.M. Kaljuzhnyj, S.V. Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Inter-dep. Mag. 2003. № 131. P. 27 – 30.

Questions of atmosphere parameters influence on the radiohorizon range with the use of the Earth model based on modified equivalent radius are considered.

4 fig.: 7 items.

УДК 621.37.01

Влияние производных фаз вторичных источников на спектр сигналов, рассеянных турбулентной средой / С.А. Шейко // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2003. Вып. 131. С. 31 – 36.

Рассматривается динамика парциальных источников вторичных волн и спектр радиолокационных сигналов при рассеянии в турбулентной атмосфере. Показано, что уширение спектра возможно за счет производных фаз вторичных источников при отсутствии радиальных скоростей рассеивателей. Величина уширения соизмерима со средними доплеровскими сдвигами в системах измерения профиля ветра.

Ил. 5. Библиогр.: 10 назв.

УДК 621.37.01

Вплив похідних фаз вторинних джерел на спектр сигналів, розсіяних турбулентним середовищем / С.О. Шейко // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2003. Вип. 131. С. 31 – 36.

Розглядається динаміка парціальних джерел вторинних хвиль і спектр радіолокаційних сигналів за розсіювання в турбулентній атмосфері. Виявлено, що розширення спектра можливе за рахунок похідних фаз вторинних джерел при відсутності радіальних швидкостей розсіювачів. Величина розширення сумірна з середніми доплерівськими зсувами в системах вимірювання профіля вітру.

Ил. 5. Бібліогр.: 10 назв.

UDC 621.37.01

Influence of subwave sources phase derivatives on signal spectrum, scattered by turbulent medium / S.A. Sheyko // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2003. N 131. P. 31 – 36.

The subwave sources dynamics and the radar signal spectrum under scattering by turbulent medium are considered. It is shown that it is possible due to subwave sources phase derivatives failing Doppler shifts. The value of spectrum spreading and the mean Doppler shifts in wind profilers are comparable.

5 fig. Ref.: 10 items.

УДК 621.396.62

Алгоритмы обнаружения сигналов в акустооптических анализаторах спектра / А.И. Стрелков, Т.А. Стрелкова, А.П. Лытюга, В.В. Коротков // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2003. Вып. 131. С. 37 – 43.

Предложен алгоритм обнаружения сигналов в выходной плоскости акустооптического анализатора спектра. Алгоритм синтезирован с учетом изменений пространственного распределения интенсивности сигнала в апертурной плоскости с уменьшением длительности обнаруживаемого радиоимпульса и корпускулярных свойств оптического излучения. Получены аналитические выражения для средних значений и дисперсий сигнальной и помеховой составляющих. Приведены выражения для оценки эффективности алгоритма по критерию вероятностных характеристик обнаружения и по критерию величины отношения сигнал/шум.

Ил. 4, Библиогр.: 9 назв.

УДК 621.396.62

Алгоритми виявлення сигналів в акустооптичних аналізаторах спектру / О.І. Стрелков, Т.О. Стрелкова, О.П. Литюга, В.В. Коротков // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2003. Вип. 131. С. 37 – 43.

Запропоновано алгоритм виявлення сигналів в вихідній площині акустооптичного аналізатора спектру. Алгоритм синтезовано з урахуванням зміни просторового розподілення інтенсивності сигналу в апертурній площині зі зменшенням тривалості радіоімпульсу, що виявляється, і корпускулярних властивостей оптичного випромінювання. Отримані аналітичні вирази для середніх значень і дисперсій сигнальної і завадової складових. Приведено вирази для оцінки ефективності алгоритму за критерієм імовірнісних характеристик виявлення та за критерієм величини відношення сигнал/шум.

Ил. 4, Бібліогр.: 9 назв.

UDC 621.396.62

Algorithms of signals' detection in acoustic – optical spectrum analyzers / A.I. Strelkov, T.A. Strelkova, A.P. Lytiuga, V.V. Korotkov // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2003. N 131. P. 37 – 43.

An algorithm of signals' detection in the output plane of acoustic – optical spectrum analyzer is offered. The algorithm is synthesized with regard to variations of signals' intensity spatial distribution in the aperture plane with decrease in the detected radio pulse duration and optical radiation corpuscular properties. Analytical expressions for mean values and dispersions of signal and noise components are obtained. Expressions for estimating the algorithm efficiency by the detection probabilistic characteristics criterion and by signal/noise value criterion are cited.

4 fig. Ref.: 9 items

УДК 621.3011

О кратности собственных частот неразделимых невырожденных LC-цепей / В.В. Овчаренко // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2003. Вып. 131. С. 44 – 55.

Получен положительный ответ на вопрос: существуют ли неразделимые невырожденные LC-цепи с кратными собственными частотами? Построены примеры таких LC-цепей – 16-го (L-ребер: 8, C-ребер: 8) и 12-го (L-ребер: 6, C-ребер: 6) порядков с помощью теории делителей графов. Установлена связь кратности частот с группами симметрии LC-цепи.

Библиогр.: 8 назв.

УДК 621.396.62

Про кратність власних частот нероздільних не вироджених LC-ланцюгів / В.В. Овчаренко // Радиотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2003. Вип. 131. С. 44 – 55.

Отримана позитивна відповідь на питання: чи існують нероздільні не вироджені LC-ланцюги з кратними власними частотами? Побудовані приклади таких LC-ланцюгів 16-го (L-ребер: 8, C-ребер: 8) і 12-го (L-ребер: 6, C-ребер: 6) порядків за допомогою теорії дільників графів. Встановлено зв'язок кратності частот з групами симетрії LC-ланцюга.

Бібліогр.: 8 назв.

UDC 621.3001

On multiplicity of natural frequencies of non-separable non-degenerate LC-circuits / V.V. Ovcharenko // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2003. N 131. P. 44 – 55.

An answer to the question, whether there are non separable non-degenerate LC-circuits with multiple natural frequencies, is obtained. Examples of such LC-circuits of the 16th (L-edges: 8; C-edges: 8) and 12th (L-edges: 6; C-edges: 6) orders are built using the graph divisor theory. Connection between frequencies multiplicity and LC-circuits symmetry groups is established.

2 fig. Ref: 8 items.

УДК 621.396.96

Метод расчета влияния тонкой диэлектрической оболочки на рассеяние волн идеально проводящим объектом / О.И. Сухаревский, В.А. Василец, А.З. Сазонов // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2003. Вып. 131. С. 56 – 59.

Предлагается асимптотический метод расчета характеристик рассеяния идеально проводящих объектов, имеющих оболочку в виде тонкой диэлектрической диафрагмы. Метод основан на оценке рассеяния металлических элементов конструкции и учете влияния тонкой диэлектрической диафрагмы на результирующее поле. Описанный метод позволяет асимптотически оценить поле, рассеянное металлическим объектом с диэлектрической оболочкой, используя лишь знание поля, рассеянного металлическим объектом без оболочки.

Ил. 2. Библиогр.: 1 назв.

УДК 621.396.96

Метод розрахунку впливу тонкої діелектричної оболонки на розсіювання хвиль ідеально відбиваючим об'єктом / О.І. Сухаревський, В.О. Василець, О.З. Сазонов // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2003. Вип. 131. С. 56 – 59.

Пропонується асимптотичний метод розрахунку характеристик розсіювання ідеально провідних об'єктів, що мають оболонку у вигляді тонкої діелектричної діафрагми. Метод заснований на оцінюванні розсіювання металевих елементів конструкції та урахування впливу тонкої діелектричної діафрагми на результуюче поле. Вказаний метод дозволяє асимптотично оцінити поле, розсіяне металевим об'єктом з діелектричною оболонкою, використовуючи лише знання поля, розсіяного металевим об'єктом без оболонки.

Іл. 2. Бібліогр.: 1 назва.

UDC 621.396.96

Calculation method for estimation of thin dielectric cover influence on perfectly conducting object scattering. / O.I. Sukharevsky, V. A. Vasilets, A.Z. Sazonov // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2003. N 131. P. 56 – 59.

The asymptotic calculation method of scattering characteristics has been proposed for perfectly conducting objects with a thin dielectric cover. The method is based on the estimation of scattering of object's metal parts and calculation of thin dielectric cover influence on the resulting field. This method allows to estimate asymptotically the field scattered by a metal object with a dielectric cover using only field scattered by metal object without cover.

1 fig. Ref.: 1 item.

УДК 621.371.3

Числа Ферма (Тартальи) и рассеяние электромагнитных волн на пространственных решетках резонансных магнитоэлектрических сфер / А.И.Козарь // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2003. Вып. 131. С. 60 – 70.

Рассмотрено решение задачи о рассеянии электромагнитных волн на специальных сложных пространственных решетках резонансных сфер, пространственное распределение которых подчинено фигурным числам – таблице чисел Ферма. Получены выражения для рассеянных полей.

Ил. 8. Библиогр.: 8 назв.

УДК 621.371.3

Числа Ферма (Тартальи) і розсіювання електромагнітних хвиль на просторових ґратках резонансних магнітодіелектричних сфер / А.І.Козарь // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2003. Вип. 131. С. 60 – 70.

Розглянуто розв'язок задачі про розсіювання електромагнітних хвиль на спеціальних складних просторових ґратках резонансних сфер, просторовий розподіл яких підпорядкований фігурним числам – таблиці чисел Ферма. Одержані вирази для розсіяних полів.

Іл. 8. Бібліогр.: 8 назв.

UDC 621.371.3

Fermat's (Tartaglia) numbers and electromagnetic waves scattering on spatial lattices of the resonant magnetodielectric spheres / A.I.Kozar // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2003. N 131. P. 60 – 70.

Solution of the problem of electromagnetic waves scattering on special composite spatial lattices of resonant sphere was considered, their spatial distribution is subordinate to the table of Fermat's numbers. The expressions for the scattered waves are derived.

8 fig. Ref.: 8 items.

УДК 517.958:537.8

Дифракция электромагнитных волн на конусе с продольными щелями, содержащим внутри сплошной конической экран / В. А. Дорошенко, Е. К. Семенова // Радиотехника Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2003. Вып. С. 71 – 75.

Рассмотрена стационарная задача возбуждения магнитным радиальным диполем неограниченной идеальной проводящей биконической поверхности, состоящей из сплошного конуса и конуса с периодическими продольными щелями. Показано, что решение электродинамической краевой задачи эквивалентно решению системы линейных алгебраических уравнений. Получено численное решение исходной задачи и приведены диаграммы рассеяния.

УДК 517.958:537.8

Дифракція електромагнітних хвиль на конусі з поздовжніми щілинами, що містить суцільний конічний екран / В.О.Дорошенко, О.К.Семенова // Радіотехніка. Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2003. Вип. С. 71 – 75.

Розглянута стаціонарна задача збудження магнітним радіальним диполем безмежної ідеально провідної біконічної поверхні, що містить суцільний конус та конус із періодичними поздовжніми щілинами. Показано, що розв'язок електродинамічної крайової задачі стає еквівалентним розв'язку системи лінійних алгебраїчних рівнянь. Одержано чисельний розв'язок початкової задачі та задані діаграми розсіювання.

UDC 517.958:537.8

Electromagnetic waves diffraction on a cone with longitudinal slots containing entire conic screen / V. A. Doroshenko, E.K.Semenova // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdip. Mag. № P. 71 – 75.

The stationary problem of excitation of the perfectly conducting infinite bicone surface consisting of an entire cone and a cone with recurrent longitudinal slots with a magnetic radial dipole is considered. It is shown that the solution of the electrostatics boundary problem is equivalent to the solution of linear algebraic equations system. The numerical solution of the initial problem is obtained and scattering diagrams are given.

УДК 621.396.67

Метод наведенных магнитодвижущих сил для системы поперечных щелей в широкой стенке прямоугольного волновода / В.А. Катрич, М.В. Нестеренко, С.Л. Бердник // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2003. Вып. 131. С. 76 – 82.

Методом наведенных магнитодвижущих сил решена задача о связи электродинамических объемов системы двух поперечных щелей в широкой стенке прямоугольного волновода. Представлены графики энергетических характеристик системы щелей в зависимости от их длины, взаимного расположения и длины волны. Проведено сравнение с другими методами расчета и с экспериментальными данными.

Ил. 11. Библиогр.: 11 назв.

УДК 621.396.67

Метод наведенных магнитоурушійних сил для системи поперечних щілин у широкій стінці прямокутного хвильоводу / В.О. Катрич, М.В. Нестеренко, С.Л. Бердник // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2003. Вип. 131. С. 76 – 82.

Методом наведених магнитоурушійних сил розв'язана задача про взаємний зв'язок електродинамічних об'ємів крізь дві поперечні щілини, що розташовані на широкій стінці прямокутного хвильоводу. Подано графіки залежності енергетичних характеристик системи щілин від їх довжини, взаємного розташування і довжини хвилі. Здійснено порівняння з іншими методами розрахунків і з експериментальними даними.

Ил. 11. Бібліогр.: 11 назв.

UDC 621.396.67

Induced MMF method for system of transverse slots in wide wall of rectangular waveguide / V.A. Katrich, M.V. Nesterenko, S.L. Berdник // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2003. N 131. P. 76 – 82.

The problem of the electrodynamic volumes coupling with two transverse slots on the wide wall of the rectangular waveguide was solved with the induced MMF methods. Plots of the power characteristics via their lengths, mutual dislocation and wavelength were given. The comparison with other methods and experimental data was carried out.

11 fig. Ref.: 11 items.

УДК 621.396

Уточнение формы резонансной кривой резонаторов стоячих волн / И.Н. Бондаренко // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2003. Вып. 131. С. 83 – 87.

Рассматривается процесс формирования резонансной характеристики резонаторов стоячих волн при воздействии внешнего когерентного сигнала. На основе анализа приведенных соотношений утверждается, что форма резонансной кривой в таких резонаторах будет зависеть не только от вида колебаний, геометрических размеров и активных потерь, но также и от времени воздействия внешнего сигнала.

Ил. 3. Библиогр.: 3 назв.

УДК 621.396

Щодо уточнення форми резонансної кривої резонаторів стоячих хвиль / І.М. Бондаренко // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2003. Вип. 131. С. 83 – 87.

Розглядається процес формування резонансної характеристики резонаторів стоячих хвиль при дії зовнішнього когерентного сигналу. На основі аналізу запропонованих співвідношень стверджується, що форма резонансної кривої у таких резонаторах буде залежати не тільки від типу коливань, геометричних розмірів та активних втрат, але також і від часу впливу зовнішнього сигналу.

Ил. 3. Бібліогр.: 3 назви.

UDC 621.396

Improvement of the shape of a resonance curve for resonators of standing waves / I.N. Bondarenko // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2003. N 131. P. 83 – 87.

The process of resonance characteristics shaping in standing waves resonators is considered on exposure to an external coherent signal. Based on the analysis of the offered relations it is held that the shape of a resonance curve in such resonators will depend not only on an oscillation mode, geometrical sizes and active losses, but also on time of an external signal action.

3 fig. Ref.: 3 items.

УДК 621.385.64

Векторный метод решения уравнения движения заряженных частиц в скрещенных электрических и магнитном полях (кинематическое приближение) / Ю.Я. Волколупов, А.Н. Довбня, В.В. Закутин, М.А. Красноголовец, Ю.Л. Старчевский, Г.И. Чурюмов // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2003. Вып. 131. С. 88 – 94.

Создана математическая модель движения электрона в скрещенных полях. Написана программа, позволяющая исследовать характер движения электрона в зависимости от электрического и магнитного полей. Обнаружено превосходство новой модели по сравнению с существующими методами.

Табл. 2. Ил. 7. Библиогр.: 4 назв.

УДК 621.385.64

Векторний метод розв'язку рівняння руху зарядженої частки в скрещених електричному та магнітному полях (кінематичне наближення) / Ю.Я. Волколупов, А.Н. Довбня, В.В. Закутін, М.О. Красноголовец, Ю.Л. Старчевський, Г.І. Чурюмов // Радиотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2003. Вип. 131. С. 88 – 94.

Створена математична модель руху електрона в скрещених полях. Написана програма, яка дозволяє досліджувати характер руху електрона в залежності від електричного та магнітного полів. Виявлена перевага нової моделі у порівнянні з існуючими методами.

Табл. 2. Іл. 7. Бібліогр.: 4 назви.

UDC 621.385.64

Charged particle motion equation solve vectorial method in crossed fields (kinematic approximation) / Yu.Ya. Volkolupov, N.N. Dovbnya, V.V. Zakutin, M.A. Krasnogolovets, Yu.L. Starchevskiy, G.I. Churyumov, // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2003. № 131. P. 88 – 94.

The mathematical model of electron movement in crossed fields is created. The program allowing to investigate nature of electron movement dependence on electric and magnetic fields is written. The new model superiority over the existing methods is revealed.

2 tab. 7 fig. Ref.: 4 items.

УДК 621.385

Обоснование возможности регенерации мощных ЭВП. 1. Анодная замедляющая система / М.А. Копоть // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2003. Вып. 131. С. 95 – 100.

Приведен подход к проблеме регенерации ЭВП, в частности их анодных систем. Так как анодная система составляет практически половину стоимости прибора в целом, задача вторичного её использования говорит сама за себя. Проведены расчеты влияния скосов на торцах ламели на дисперсионную характеристику замедляющей системы, а также расчёт теплового режима работы АЗС.

Табл. 1. Ил. 2. Библиогр.: 12 назв.

УДК 621.385

Обґрунтування можливості регенерації потужних ЕВП. 1. Анодна сповільнююча система / М.А.Копоть // Радиотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2003. Вип. 131. С. 95 – 100.

Наведено підхід до проблеми регенерації ЕВП, зокрема їх анодних систем. Через те, що анодна система складає практично половину вартості приладу в цілому, задача вторинного її використання говорить сама за себе. Здійснено розрахунки впливу скосів на торцях ламелі на дисперсійну характеристику сповільнюючої системи, а також розрахунки теплового режиму роботи АСС.

Табл. 1. Іл. 2. Бібліогр.: 12 назв

UDC 621.385

Justification of the possibility to regenerate powerful electrovacuum device. 1. Anode retardation system / M.A. Kopot' // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2003. N131. P. 95 – 100.

An approach to the problem of electrovacuum devices regeneration, in particular of their anode system, is cited. As the anode system is virtually half of the device price as a whole the problem of its secondary application is self-exploratory. Calculations of the lamella end slopes' action on the retardation system dispersion characteristics and calculation of the anode retardation system thermal operation are given.

1 tab. Fig 2. Ref.:2 items

УДК 621.385.6

Общие принципы построения спектральных моделей СВЧ-приборов / А.В. Васянович, А.В. Грицунов, А.Н. Никитенко, М.О. Хорунжий // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2003. Вып. 131. С. 101 – 110.

Рассмотрены особенности спектральной методики моделирования СВЧ-приборов со скрещенными полями с помощью моделей первого и второго уровней. Описаны, в частности, способ расчета динамики электронного потока, решение уравнений Лапласа и Пуассона для потенциальных полей в пространстве прибора и анализ прохождения ВЧ-сигналов через замедляющую систему. Отдельно рассмотрены интерполяция полей и раздача зарядов частиц в узлы сети дискретизации методом «полиномы со сглаживанием» (PWS). Результаты могут быть полезны также для спектрального моделирования других СВЧ-приборов.

Ил. 3. Библиогр.: 21 назв.

УДК 621.385.6

Загальні принципи побудови спектральних моделей НВЧ-приладів / А.В. Васянович, О.В. Грицунов, О.М. Нікітенко, М.О. Хорунжий // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2003. Вип. 131. С. 101 – 110.

Розглянуто особливості спектральної методики моделювання НВЧ-приладів зі схрещеними полями за допомогою моделей першого та другого рівнів. Описано, зокрема, спосіб розрахунку динаміки електронного потоку, розв'язання рівнянь Лапласа та Пуассона для потенціальних полів у просторі приладу та аналіз проходження ВЧ-сигналів крізь сповільнюючу систему. Окремо розглянуто інтерполяцію полів та роздачу зарядів часток у вузли сітки дискретизації методом „поліноми зі згладжуванням» (PWS). Результати можуть бути корисними також для спектрального моделювання інших НВЧ-приладів.

Ил. 3. Бібліогр.: 21 назв.

UDC 621.385.6

The general concepts of microwave devices spectral models creation / A.V. Vasyanovich, A.V. Gritsunov, O.M. Nikitenko, M.O. Chorunzhy // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2003. N 131. P. 101 – 110.

The peculiarities of crossed-field devices spectral simulation technique using the first-level and second-level models are considered. In particular, the procedure for evaluation of electron stream dynamics; Laplace and Poisson equations solution for potential fields in a tube space; and analysis of RF signals advancing through a slow-wave structure are described. Interpolation of fields and distribution of particles' charges into points of a discretization grid by «Polynomials With Smoothing» (PWS) method are considered separately. The results may be useful also for spectral simulation of other microwave devices.

3 fig. Ref.: 21 items.

УДК 621.373

Исследование лазера на растворе родамина 6Ж в режиме генерации субмиллисекундных импульсов излучения / М.И. Дзюбенко, А.С. Замковой, В.П. Пелипенко, В.В. Шевченко // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2003. Вып. 131. С. 111 – 117.

Изучено влияние параметров накачки на генерацию субмиллисекундных импульсов лазерами на красителях. Установлено, что применение спектрального трансформатора позволяет в несколько раз повысить эффективность генерации, если спектр излучения лампы сдвинут в коротковолновую сторону по отношению к полосе поглощения активной среды. Создан источник излучения, генерирующий лазерные импульсы длительностью несколько сотен микросекунд в оранжевой области спектра.

Ил. 7. Библиогр.: 12 назв.

УДК 621.373

Дослідження лазера на розчині родаміна 6Ж у режимі генерації субмілісекундних імпульсів випромінювання / М.І. Дзюбенко, О.С. Замковий, В.П. Пелипенко, В.В. Шевченко // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2003. Вип. 131. С. 111 – 117.

Вивчено вплив параметрів імпульсів накачки на генерацію субмілісекундних імпульсів лазерами на барвниках. Встановлено, що застосування спектрального трансформатора дозволяє в кілька разів підвищити ефективність генерації, якщо спектр випромінювання лампи зсунутий у короткохвильовий бік відносно до смуги поглинання активного середовища. Створено джерело випромінювання, що генерує лазерні імпульси тривалістю кілька сотень мікросекунд у жовтогарячій області спектра.

Ил. 7. Бібліогр.: 12 назви.

UDC 621.373

Research of the of Rhodamine 6G solution based laser in the mode of sub-millisecond radiation / M.I. Dzyubenko, A.S. Zamkovoy, V.P. Pelipenko, V.V. Shevchenko // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2003. N. 131. P. 111 – 117.

The influence of pump pulses' parameters on sub-millisecond pulses generation by dye lasers is investigated. It is found that spectral transformer application allows to increase efficiency of generation by several times. The radiation spectrum is shifted to the short-wave side with respect to the absorption band of an active medium. The radiation source generating laser pulses duration up to several hundreds of microseconds in the spectral orange-red region was created.

7 fig. Ref.: 12 items.

УДК 681.7.069.24

Распределение интенсивности поперечных мод по поверхности зеркал открытого оптического резонатора / А.Г. Пашенко // Радиотехника: Всеукр. межведомств. науч.-техн. сб. 2003. Вып. 131. С. 118 – 122. На рус. Яз.

Приведены результаты математического моделирования распределения интенсивности поля излучения по поверхности плоских и сферических зеркал прямоугольной и круглой апертуры открытого оптического резонатора. Показано, что метод волнового уравнения позволяет моделировать распределение интенсивности поля излучения в резонаторах практически любой формы с достаточной точностью.

Ил. 2. Библиогр.: 4 назв.

УДК 681.7.069.24

Розподіл інтенсивності поперечних мод по поверхні дзеркал відкритого оптичного резонатора / О.Г. Пашенко // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2003. Вип. 131. С. 118 – 122. Рос. Мовою.

Наведені результати математичного моделювання розподілу інтенсивності поля випромінювання по поверхні плоских і сферичних дзеркал прямокутної і круглої апертури відкритого оптичного резонатора. Показано, що метод хвильового рівняння дозволяє моделювати розподіл інтенсивності поля випромінювання у резонаторах практично будь якої форми з достатньою точністю.

Ил. 2. Библиогр.: 4 назв.

UDC 681.7.069.24

Cross-section mode intensity distribution on the mirror' surface of the open optical cavity / A.G. Pashchenko // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2003. N 131. P. 118 – 122. In Russ.

Results of mathematical simulation of the field radiation intensity distribution on the surface of plane and spherical mirrors of the open optical cavity rectangular and circular aperture are cited. It is demonstrated that the wave equation method makes it possible to simulate the field radiation intensity distribution in cavities of any form with a sufficient accuracy.

2 fig. Ref.: 4 items.

УДК 535:628.373

Моделирование физических процессов в лазере с пассивным затвором в условиях шумовых флуктуаций параметра накачки / М.М. Быков, И.М. Рудченко // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2003. Вып. 131. С. 123 – 130.

Приведено математическое обоснование эффекта повышения частоты и ее стабильности в условиях шумовых флуктуаций параметра накачки при увеличении ширины области импульсного режима. Показано, как нормальный шум параметра накачки влияет на временные характеристики импульсной генерации. Произведен анализ полученных статистических распределений. Установлено, что наибольший статистический разброс временных характеристик является результатом смещения рабочей точки ортогонально эквиинтервальным линиям и линиям постоянной длительности импульса.

Ил. 10. Библиогр.: 2 назв.

УДК 535:628.373

Моделювання фізичних процесів у лазері з пасивним затвором в умовах шумових флуктуацій параметру накачки / М.М. Биков, І.М. Рудченко // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2003. Вип. 131. С. 123 – 130.

Наведено математичне обґрунтування ефекту підвищення частоти та її стабільності в умовах шумових флуктуацій параметру накачки зі збільшенням ширини області імпульсного режиму. Показано, як нормальний шум параметру накачки впливає на часові характеристики імпульсної генерації. Здійснено аналіз отриманих статистичних розподілів. Встановлено, що найбільший статистичний розмах часових характеристик є результатом зміщення робочої точки ортогонально еквіінтервальним лініям та лініям постійної довжини імпульса

Ил. 10. Библиогр.: 2 назв.

UDC 535:628.373

Physical processes modeling in the laser with passive modulator under conditions of the pumping parameter noise fluctuations / M. M. Bykov, I. M. Rudchenko // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2003. N 131. P. 123 – 130.

Mathematical proof of the frequency increase and frequency stability under conditions of noise fluctuations of pumping parameter, when widening the pulse regime area, is offered. It is shown that the normal noise of the pumping parameter acts on the temporal characteristics of pulse generation. The analysis of the obtained statistical distributions is performed. It is found that the greatest statistical dispersion of temporal characteristics is the result of the working point displacement orthohonally to the equiinterval lines and pulse constant duration lines.

Fig. 10. Ref.: 2 items.

УДК 621.372

Новые принципы разработки угловых фильтров / В.Д. Сахацкий, А.Р. Корсунов // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2003. Вып. 131. С. 131 – 134.

Получены уравнения для расчета параметров угловых радиопоглощающих фильтров, принцип действия которых состоит в преобразовании энергии падающего излучения в энергию быстрых поверхностных волн.

Ил.3. Библиогр.: 4 назв.

УДК 621.372

Нові принципи розробки кутових фільтрів / В.Д. Сахацький, А.Р. Корсунов // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2003. Вип.131. С. 131 – 134.

Знайдено рівняння для розрахунку параметрів кутових радіопоглинаючих фільтрів, які діють по принципу перетворювання потужності падаючого випромінювання в потужність швидких поверхневих хвиль.

Ил.3. Бібліогр.: 4 назви.

UDC 621.372

New principles of corner filters development / U.D. Sakhatsky, A.R. Korsunov // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2003. № 131. P. 131 – 134.

Equations for radiation absorbent filters parameters calculation were derived; the operating principle of these filters consists in the incident radiation energy transformation into fast surface waves energy.

3 fig. Ref.: 4 items.

УДК 621.385

Математическая модель для анализа приборов поверхностной волны / М.В. Воловенко // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2001. Вып. 131. С. 135 – 138.

Рассмотрены результаты исследований по выбору математической модели для адекватного описания приборов поверхностной волны. Сделаны некоторые допущения для упрощения математической модели. Предложенная математическая модель опробована на исследовании вторичной эмиссии в зависимости от формы первичного катода. Эту модель можно использовать для наглядной демонстрации процессов, которые происходят в магнетроне, а также как первое приближение модели к реальному прибору.

Ил. 3, Библиогр.: 8 назв.

УДК 621.385

Математична модель для аналізу приладів поверхневої хвилі / М.В. Воловенко // Радіотехніка. Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2001. Вип. 131. С. 135 – 138.

Розглянуто результати досліджень по вибору математичної моделі для адекватного опису приладів поверхневої хвилі. Зроблено відповідні припущення щодо спрощення математичної моделі. Запропонована математична модель випробувана на дослідженні вторинної емісії в залежності від форми первинного катода. Цю модель можна використовувати для наглядного показу процесів, які відбуваються в магнетроні, а також як перше наближення моделі до реального приладу.

Ил. 3, Бібліогр.: 8 назв.

UDC 621.385

Mathematical model for surface wave device analysis / M.V. Volovenko // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2001. N. 131. P. 135 – 138.

Results of researches on the mathematical model for surface wave device adequate description are considered. Some assumption for the mathematical simplification are made. The offered mathematical model is tested in the secondary emission research depending on primary cathod form. This model can be used for visual demonstration of the process taking place in the magnetron and as a first approach of the model to the real device.

3 fig. Ref: 8 items.

УДК 621.317

Расчет и экспериментальное исследование волноводно-диэлектрического резонатора / Р.И. Белоус, Ю.Г. Макеев, А.П. Моторненко, Л.П. Моторненко // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2003. Вып. 131. С. 139 – 144.

В работе исследованы характеристики волноводно-диэлектрического резонатора на основе круглого за-предельного волновода. Изложена методика расчета такого резонатора с КЗ-поршнем, проведены численные расчеты его параметров на низшем типе колебаний H_{111} . Экспериментальное изучение собственных длин волн и добротностей ВДР выполнено в 3-х сантиметровом диапазоне длин волн. Получено хорошее соответствие результатов расчета и экспериментальных данных.

Ил. 4. Библиогр.: 8 назв.

УДК 621.317

Розрахунок та експериментальне дослідження хвильоводно-діелектричного резонатора / Р.І. Білоус, Ю.Г. Макеєв, О.П. Моторненко, Л.П. Моторненко // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2003. Вип. 131. С. 139 – 144.

У роботі досліджені характеристики хвильоводно-діелектричного резонатора на основі круглого поза меж-ного хвильоводу. Викладена методика розрахунку такого резонатора з КЗ-поршнем, проведені чисельні розрахунки його параметрів на найнижчому типі коливань H_{111} . Експериментальне вивчення власних довжин хвиль та добротностей ХДР зроблено в 3-сантиметровому діапазоні довжин хвиль. Одержано досить добру відповідність результатів розрахунку та експериментальних даних.

Іл. 4. Бібліогр.: 8 назв.

UDC 621.317

Calculation and experimental investigation of waveguide-dielectric resonator / R.I. Belous, Yu.G. Makeev, A.P. Motornenko, L.P. Motornenko // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2003. N 131. P. 139 – 144.

Characteristics of the waveguide-dielectric resonator based on a circular evanescent waveguide have been investigated. A calculation method of this resonator with short-circuit plunger has been presented. Numerical calculation of the parameters of the WDR for the basic H_{111} oscillation has been performed. Experimental investigations of the eigen wavelengths and Q-factors of the resonator at the 3-cm band wavelength have been carried out. Good agreement between the calculation and experimental data has been obtained.

4 fig. Ref.: 8 items.

УДК.658.51.011.56

Теплофизические и конструктивные параметры алгоритма синтеза многоплатных РЭА по максимально допустимому перегреву / А.М. Синотин // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн.сб. 2003. Вып. 131. С. 145 – 149.

Разработана методика синтеза многоплатных РЭА с плотным монтажом и анизотропной по теплопроводности нагретой зоной по максимально допустимой температуре. Приведены расчётные зависимости, позволяющие определить оптимальные размеры конструктивных параметров аппарата.

Табл. 2. Ил.1. Библиогр.: 6 назв.

УДК 658.51.011.56

Теплофізичні та конструктивні параметри алгоритму синтезу багатоплатних РЕА за максимально допустимого перегріву / А.М. Сінотін // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. науч.-техн. зб. 2003. Вип. 131. С. 145 – 149.

Розроблена методика синтезу багатоплатних РЕА з густим монтажем та анізотропною за теплопровідністю нагрітою зоною по максимально допустимій температурі. Приведені розрахункові залежності, які дозволяють визначити оптимальні розміри конструктивних параметрів апарата.

Табл. 2. Іл.1. Бібліогр. 6 назв.

UDC 658.51.011.56

Thermal and structural parameters of the algorithm of multiplate RED synthesis by maximum allowable overheat / A.M. Sinotin // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2003. № 131. P. 145 – 149.

The paper deals with the new developed methods of synthesis of multiplate dense mounted RED and heated to maximum allowable temperature zone anisotropic by heat conduction. The calculated relations making it possible to define the optimal dimensions of the device structural parameters are given.

2 tab. 1 fig. Ref.: 6 items.

УДК 621.373.826.089

Влияние поляризации и рассогласования на сигнал детектора–ловушки / П. Конс, А. Красногоров, Ю. Мачехин // Радиотехника. 2003. Вып. 131. С. 150 – 154.

Детекторы, собранные по схеме оптической ловушки, находят применение при точном измерении мощности излучения низких уровней. Нами теоретически и экспериментально показано, что точность трёхдиодного детектора зависит от рассогласования оптических осей на уровне нескольких тысячных и не зависит от поляризации излучения.

Табл. 1. Ил. 3. Библиогр.: 3 назв.

УДК 621.373.826.089

Вплив поляризації і непогодження на сигнал детектора-уловлювача / П. Конс, А. Красногоров, Ю. Мачехін // Радіотехніка. 2003. Вип. 131. С. 150 – 154.

Детектори, зібрані за схемою оптичної пастки, знаходять застосування при точному вимірі потужності випромінювання низьких рівнів. Нами теоретично й експериментально показано, що точність трьохдіодного детектора залежить від неузгодженості оптичних осей на рівні декількох тисячних і не залежить від поляризації випромінювання.

Табл. 1. Іл. 3. Бібліогр.: 3 назви.

UDC 621.373.826.089

Influence of polarization and misalignment on the signal of a trap detector / P. Kohns, A. Krasnogorov, Yu. Machehkhin // Radiotekhnika. 2003. N 131. P. 150 – 154.

Trap detectors are used in several applications when low power radiation has to be measured very accurately. We show by theoretical and experimental considerations that the accuracy of a three-diodes-trap is affected by misalignment on a level of several promilles while there is no influence of the polarization on the trap signal.

1 tab. 3 fig. Ref.: 3 items.

УДК 681.7.068.4

Определение профиля показателя преломления световодов по измеренной интенсивности ближнего поля / А.И. Филипенко // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2003 Вып. 131. С. 155 – 159.

Рассмотрена методика определения профиля показателя преломления оптических волокон из измеренной интенсивности излучения в ближнем поле. Установка для реализации метода ближнего поля содержит оптическую систему, ПЗС-фотодатчик, аналого-цифровой преобразователь и управляющий персональный компьютер. Измеренные данные усредняются по результатам 10 измерений, нормализуются и сглаживаются для исключения высокочастотного шума. Далее интенсивность используется в волновом уравнении для вычисления профиля показателя преломления. Исследованы методы исключения влияния факторов на интенсивность ближнего поля: сглаживание измеренной пространственной интенсивности с использованием метода наименьших квадратов на основе ортогональных функций Лагерра и использование цифрового фильтра нижних частот Батерворта.

Ил. 4. Библиогр.: 2 назв.

УДК 681.7.068.4

Визначення профілю показника заломлення світловодів за вимірною інтенсивністю ближнього поля / О.І. Филипенко // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2003. Вип. 131. С. 155 – 159.

Розглянуто методику визначення профілю показника заломлення оптичних волокон з вимірною інтенсивністю випромінювання у ближньому полі. Установка для реалізації методу ближнього поля містить оптичну систему, ПЗС-фотодатчик, аналого-цифровий перетворювач та керуючий персональний комп'ютер. Вимірні дані усереднюються за результатами 10 вимірювань, нормалізуються та згладжуються для виключення високочастотного шуму. Далі інтенсивність використовується у хвильовому рівнянні для обчислення профілю показника заломлення. Досліджено методи запобігання впливу факторів на інтенсивність ближнього поля: згладження вимірної просторової інтенсивності з використанням методу найменших квадратів на базі ортогональних функцій Лагерра та використання цифрового фільтра нижніх частот Батерворта.

Іл. 4. Бібліогр.: 2 назви.

UDC 681.7.068.4

Fiber refractive index profile determination from the measured near field intensity / A.I. Filipenko // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2003. N 131. P. 155 – 159.

The methods of fiber refractive index profile determination from the measured near field intensity is considered. The near field technique set-up contains an optical system, CCD-photosensor, digitizer and managing personal computer. The measured data are averaged by results of 10 measurements, normalized and smoothed for high-frequency noise elimination. Then the intensity is used in the wave equation for calculation of the refraction index profile. The

methods of elimination of factor influence on near field intensity are researched: the measured spatial intensity smoothing with the Least-Squares Method based on Laguerre orthogonal functions and use of the digital low-pass Butterworth filters.

4 fig. Ref.: 2 items.

УДК 621.317.443

Сравнительный анализ методов измерения осевого дипольного магнитного момента / А.В. Дегтярев. // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2003. Вып. 131. С. 160 – 164.

Произведена сравнительная оценка мультипольной составляющей методической погрешности одноточечного и двухточечного магнитометрических методов измерения осевого дипольного момента источников внешнего магнитного поля.

Библиогр.: 3 назв.

УДК 621.317.443

Порівняльний аналіз методів вимірювання осьового дипольного магнітного моменту / О.В. Дегтярьов // Радиотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2003. Вип. 131. С. 160 – 164.

Здійснено порівняльну оцінку мультипольної складової методичної похибки одно та двохсенсорного магнітометричних методів вимірювання осьового дипольного моменту джерел зовнішнього магнітного поля.

Бібліогр.: 3 назви.

UDC 621.317.443

Comparative analysis of measurement methods of the axial dipole magnetic momentum / A.V. Degtyariv // Radiotekhnika. All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2003 № 131. P. 160 – 164.

Comparative estimate of multiple component method error in one-sensor (one-point) and two-sensor (two-point) magnetometric measurement methods of the axial dipole momentum of the external magnetic field, is given.

Ref.: 3 items.

УДК 621.391

Помехоустойчивые алгоритмы сегментации речи в системах обработки / И.Н. Пресняков, С.В. Омельченко // Радиотехника. Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2003. Вып. 131. С. 165 – 177.

Рассмотрен ряд алгоритмов сегментации речи. Найдены характеристики приведенных алгоритмов. Проведен сравнительный анализ ряда алгоритмов сегментации по показателям дисперсии оценивания границ слов. а также устойчивости алгоритмов к воздействию аддитивного гауссова белого шума.

Табл.1. Ил. 14. Библиогр.: 3 наим.

УДК 621.391

Завадостійкі алгоритми сегментації мовлення в системах обробки / І.М. Пресняков, С.В. Омельченко // Радіотехніка. Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2003. Вип. 131. С. 165 – 177.

Розглянуто ряд алгоритмів сегментації мовлення. Знайдено характеристики наведених алгоритмів. Проведено порівняльний аналіз ряду алгоритмів сегментації за показниками дисперсії оцінювання меж слів, а також стійкості алгоритмів до впливу адитивного гаусова білого шуму.

Табл.1. Іл. 14. Бібліогр.: 3 назви.

UDC 621.391

Antinoise algorithms of speech segmentation in the procession systems / I.N. Presnjakov, S.V. Omelchenko // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2003. № 131. 165 – 177.

A number of algorithms of speech segmentation is considered. Features of the given algorithms are found. Comparative analysis of a number of segmentation algorithms is organized by the factors of borders of estimations dispersion of words, as well as stability of algorithms against influence of the additive Gaussian white noise.

1 tab. 14 fig. Ref.: 3 items.

УДК 621.396.677

Модуляционный автокомпенсатор активных шумовых помех с ограничителем в цепи вычисления весовых коэффициентов / С.В. Артюнов // Радиотехника :Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2003. Вып. 131. С. 178 – 182.

В статье рассматривается принцип построения и анализ работы модуляционного автокомпенсатора с градиентным способом оценивания весовых коэффициентов при большом диапазоне изменения уровня мощности внешних помех. Расширение диапазона устойчивой работы модуляционного автокомпенсатора достигается за счет ограничения огибающей в цепи вычисления весовых коэффициентов.

Ил. 7. Библиогр.:10 назв.

УДК 621.396.677

Модуляційній автокомпенсатор активних шумових перешкод з обмежувачем згинаючої у ланцюзі обчислення вагових коефіцієнтів / С.В. Артюнов // Радіотехніка : Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2003. Вип. 131. С. 178 – 182.

У статті розглядається принцип побудови й аналіз роботи модуляційного автокомпенсатора з градієнтним способом оцінювання вагових коефіцієнтів при великому діапазоні зміни рівня потужності зовнішніх перешкод. Розширення діапазону стійкої роботи модуляційного автокомпенсатора досягається за рахунок обмеження обгинаючої в ланцюзі обчислення вагових коефіцієнтів.

Іл. 7. Бібліогр.: 10 назв.

UDC 621.396.677

Modulation Jamming Canceller With the Limiter in the Circuit of Weighting Coefficients Calculation / S.V. Artyunov // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2003. N 131. P. 178 – 182.

The design principle and operational analysis of the modulation jamming canceller with gradient methods of weighting coefficients calculation at the large turn-down of external noise power level are considered. The steady operation range extension of modulation jamming canceller is achieved by limitation of envelope function in the circuit of weighting coefficients calculation.

7 fig. Ref.: 10 items.

УДК 621.396.2: 621.316.2

Сравнение характеристик линейных и нелинейных структур корректоров межсимвольных искажений / А.И. Цопа, Г.И. Сидоров, В.А. Тихонов, И.В. Савченко // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2003. Вип. 131. С. 183 – 190.

В статье исследуются основные причины возникновения межсимвольных искажений в каналах связи, влияющие на точность передачи информации при использовании технологии xDSL. Рассмотрены способы борьбы с межсимвольной интерференцией, проведен анализ характеристик линейного корректора и корректора с решающей обратной связью. Проанализированы характеристики линейных и нелинейных структур корректоров. Доказано преимущество корректора с решающей обратной связью перед линейными структурами корректоров как для каналов с равномерными амплитудно-частотными характеристиками, так и каналов со значительными неравномерностями АЧХ.

Ил. 7. Библиогр.: 5 назв.

УДК 621.396.2: 621.316.2

Порівняння характеристик лінійних і нелінійних структур корегувачів міжсимвольних завад / А.І. Цопа, Г.І. Сідоров, В.А. Тихонов, І.В. Савченко // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2003. Вип. 131. С. 183 – 190.

У статті досліджуються основні причини виникнення міжсимвольних завад в каналах зв'язку, які впливають на точність передачі інформації при використанні технології xDSL. Розглянуто способи боротьби з міжсимвольною інтерференцією, зроблено аналіз характеристик лінійного корегувача і корегувача з рішенням зворотним зв'язком. Проаналізовані характеристики лінійних і нелінійних структур корегувачів. Доведена перевага корегувача з рішенням зворотним зв'язком перед лінійними структурами корегувачів як для каналів з рівномірними амплітудно-частотними характеристиками, так і для каналів з суттєвими нерівномірностями АЧХ.

Іл. 7. Бібліогр.: 5 назв.

UDC 621.396.2: 621.316.2

Comparison characteristics of linear and non-linear correctors structure for intersymbol interference / A. I. Tsopa, G. I. Sidorov, V. A. Tihonov, I. V. Savchenko // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2003. N 131. P. 183 – 190.

The article deals with the main causes of intersymbol interference in communication channels that influence on information transmission accuracy in xDSL technology use. Methods of intersymbol interference control are considered. Characteristics of linear and non-linear correctors structure were analyzed. Advantage of corrector with decision making feedback before both correctors linear structures with uniform amplitude-frequency characteristic and channels with significant nonuniforms of amplitude-frequency characteristic is proved.

7 fig. Ref.: 5 items.

УДК 621.396.6.001.63

Показатели качества для оптимизации многофункциональных радиотехнических устройств / Г.В. Певцов, Д.А. Колисниченко // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2003. Вип. 131. С. 191 – 197.

Разработаны методы определения показателей качества многофункциональных радиотехнических устройств как составных элементов многофункциональной системы. Основой разработанных методов является определение каждого показателя качества для каждого типа устройств с учетом степени унифицированности устройств и интеграции их в систему.

Библиогр.: 6 назв

УДК 621.396.6.001.63

Показники якості для оптимізації багатофункціональних радіотехнічних пристроїв / Г.В. Певцов, Д.А. Колісниченко // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн.зб. 2003. Вип. 131. С. 191 – 197.

Розроблено методи визначення показників якості багатофункціональних радіотехнічних пристроїв як складених елементів багатофункціональної системи. Основою розроблених методів є визначення кожного показника якості для кожного типу пристроїв з урахуванням ступеня уніфікованості пристроїв і інтеграції їх у систему.

Бібліогр.: 6 назв.

UDC 621.396.6.001.63

Quality indices for optimization of multipurpose radio engineering devices / G.V. Pevtsov, D.A. Kolisnichenko // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2003. N 131. P. 191 – 197.

Methods for defining the quality indices of multipurpose radio engineering devices as components of multipurpose system are developed. The basis of the developed methods is definition of each quality index for each devices'type in view of the devices unification degree and their integration into the system.

Ref.: 6 items.

УДК 577.332/.'36; 61:577.3

Вариант структуры медицинской интеллектуальной системы «Политравма» – 2 / М.М. Колендовская, В.В. Булага // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. сб. 2003. Вип. 130. С. 198 – 201.

В статье приведены результаты работы информационной подсистемы и подсистемы принятия решения, а так же алгоритм информационного обеспечения врача. В качестве результата совместной работы этих двух подсистем показана экранная форма динамического мониторинга пациента с политравмой. Для построения модели классификации показателей при монотравме или политравме была разработана графическая модель политравмы, которая реализована на искусственных нейронных сетях.

Ил. 3. Библиогр.: 11 назв.

УДК 577.332/.'36; 61:577.3

Вариант структуры медичної інтелектуальної системи «Політравма» – 2/ М.М. Колендовська, В.В. Булага // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2003. Вип. 130. С. 198 – 201.

У статті подано результати роботи інформаційної підсистеми та підсистеми прийняття рішень а також алгоритм інформаційного забезпечення лікаря. Як результат сумісної роботи паказана екранна форма динамічного моніторингу пацієнта з політравмою. Для створення моделі класифікації показників при монотравмі та політравмі була розроблена графічна модель політравми, яка реалізована на штучних нейронних сітках.

Іл. 3. Бібліогр.: 11 назв.

UDC 577.332/.'36; 61:577.3

Version of medical intelligent system «Polytrauma» - 2 structure / М.М. Kolendovskaya, V.V. Bulaga // Radiotekhnika. All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2003. N 130. P. 198 – 201.

The results of the information subsystem and subsystems a decision making functioning, as well as the algorithm of physician dataware are given. As a result of the joint operation of these two subsystems the screen form of dynamic monitoring the patient with «Polytrauma» is shown. To build the model of classification factors under monotrauma or polytrauma the graphic model of polytrauma realized on artificial neural networks is developed.

3 fig., Ref.: 11 items.

УДК 615.47:616-07-08

Фантомные исследования и разработки для ВЧ гипертермии / Л.А. Поспелов, С.И. Мельник, И.В. Олейник // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. сб. 2003. Вип. 131. С. 202 – 204.

В статье рассмотрена проблема создания фантома тела человека для ВЧ гипертермии. Рассмотрен солевой фантом. Приведены зависимости сопротивления фантома от концентрации $NaCl$. Частично описана методика проведения фантомных экспериментов.

Ил.: 2.

УДК 615.47: 616-07-08

Фантомні дослідження та розробки для ВЧ гіпертермії / Л.А. Поспелов, С.І. Мельник, І.В. Олійник // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2003. Вип. 131. С. 202 – 204.

В статті розглянуто проблему створення фантома тіла людини для ВЧ гіпертермії. Розглянуто солевий фантом. Наведено залежності електричного опору фантома від концентрації $NaCl$. Частково описано методику проведення фантомних експериментів.

Іл.: 2.

UDC 615.47: 616-07-08

Phantom researches and developments for RF hyperthermia / L.A. Pospelov, S.I. Melnik, I.W. Oleynik // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2003. N 131. P. 202 – 204.

The problem of making the human body phantom for RF hyperthermia is considered. *NaCl*-grout was described. The dependences of phantom resistance upon *NaCl* concentration are cited. The procedure of phantom experiments is partially described.

2 fig.

УДК 615.47:616-074

Оптический метод обработки результатов седиментационных исследований / О.М. Дацок, И.В. Саклакова // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2003. Вып.131. С. 205 – 210.

В статье рассмотрен механизм образования переходной зоны при седиментации эритроцитов вследствие неравномерного распределения их концентрации. Обоснован оптоэлектронный способ съема информации. Предложен ряд алгоритмов определения границы раздела, реализующих метод скользящих окон. Разработана тестовая модель и проведена оценка эффективности работы алгоритмов с помощью статистических характеристик.

Табл. 1. Ил. 5. Библиогр.: 6 назв.

УДК 615.47:616-074

Оптический метод обработки результатов седиментационных исследований / О.М. Дацок, И.В. Саклакова // Радиотехника: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2003. Вип. 131. С. 205 – 210.

У статті розглянутий механізм утворення перехідної зони при седиментації еритроцитів унаслідок нерівномірного розподілу їхньої концентрації. Обґрунтовано оптоелектронний спосіб знімання інформації. Запропоновано ряд алгоритмів визначення границі поділу, що реалізують метод ковзних вікон. Розроблено тестову модель та проведено оцінку ефективності роботи алгоритмів за допомогою статистичних характеристик.

Табл. 1. Іл. 5. Бібліогр.: 6 назв.

UDC 615.47:616-074

Optical method of sedimentation researches results' procession / O.M. Datsok, I.V. Saklakova // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2003. N 131. P. 205 – 210.

Creation process of a transitive zone is considered. It occurs as a result of uneven distribution of erythrocyte concentration. Optoelectronic method of gaining information is substantiated. A number of algorithms defining interfaces and realizing methods of sliding windows are offered. The test model is developed and the estimation of an overall performance of algorithms by statistical characteristics is performed.

1 tab. 5 fig. Ref.: 4 items.

УДК 662.396.67: 621.314.6

Потенциальные характеристики ректенн КВЧ диапазона / М.А. Омаров, Д.В. Грецких, Д.В. Сухомлинов // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2003. Вып. С. 211 – 214.

Изложены результаты исследований ректенны с рабочей частотой 35 ГГц, выполненной на основе микрополосковой структуры типа «сетка», интегрированной с бескорпусными диодами Шоттки и расположенной на GaAs подложке.

Ил. 5. Библиогр.: 5 назв.

УДК 662.396.67: 621.314.6

Потенційні характеристики ректен ВВЧ діапазону / М.А. Омаров, Д.В. Грецких, Д.В. Сухомлинов // Радиотехника: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2003. Вип. С. 211 – 214.

Викладено результати досліджень ректенн з робочою частотою 35 ГГц виконаної на основі мікросмугової структури типу «сітка», інтегрованої з бескорпусними діодами Шотткі й розміщеної на GaAs підкладні.

Іл. 5. Бібліогр.: 5 назв.

UDC 662.396.67: 621.314.6

The potential characteristics of rectennas in UHF band / M.A. Omarov, D.V. Gretsikh, D.V. Sukhomlinov // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2003. N. P. 211 – 214.

The outcomes of researches in the rectenna with an operational frequency 35 GHz based on the microstrip frame of the «grid» type, integrated with Schottky chip diodes and arranged on GaAs substrate are set up.

5 fig. Ref.: 5 items

ЗБІРНИК НАУКОВИХ ПРАЦЬ
РАДІОТЕХНІКА
Випуск 131
Російською та українською мовами

СБОРНИК НАУЧНЫХ ТРУДОВ
РАДИОТЕХНИКА
Выпуск 131
На русском и украинском языках

Редактор *Л.М. Денісова*
Виконавець комп'ютерної верстки *В.В. Тарасенко*

Підп. до друку 05.04.2003. Формат 60 × 90/8.
Папір офсет. Гарнітура Таймс. Друк ризограф. Ум. друк. арк. 14,22.
Обл.-вид. арк. 15,25. Тираж 300 пр. Зам. № 24. Ціна договір.

Харківський національний університет радіоелектроніки (ХНУРЕ).
Просп. Леніна, 14, Харків, 61166.

Оригінал-макет підготовлено і збірник надруковано у ПФ «Колегіум», тел. (0572) 28-53-74.