

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ УКРАИНЫ
ХАРЬКОВСКИЙ НАЦИОНАЛЬНЫЙ
УНИВЕРСИТЕТ РАДИОЭЛЕКТРОНИКИ

РАДИОТЕХНИКА

**Всеукраинский межведомственный
научно-технический сборник**

Основан в 1965 г.

В Ы П У С К 1 5 3



Харків
Харківський національний
університет радіоелектроніки
2008

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

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

Ответственность за содержание статей несут авторы.

Редакционная коллегия: главный редактор *В.М. Шокило*, д-р техн. наук, проф.; зам. главного редактора *А.И. Лучанинов*, д-р физ.-мат. наук, проф.; ответственный секретарь *Ж.Ф. Пащенко*, канд. техн. наук, проф.; *В.М. Ажжжа*, академик НАН Украины; *Б.М. Булгаков*, д-р физ.-мат. наук, проф.; *И.Д. Горбенко*, д-р техн. наук, проф.; *Ю.Е. Гордиенко*, д-р физ.-мат. наук, проф.; *А.И. Довбня*, д-р физ.-мат. наук, проф.; *В.В. Конин*, д-р техн. наук, проф.; *А.А. Коноваленко*, академик НАН Украины; *Н.И. Кравченко*, д-р техн. наук, проф.; *В.М. Кузмичев*, д-р физ.-мат. наук, проф.; *Л.Н. Литвиненко*, академик НАН Украины; *И.М. Неклюдов*, академик НАН Украины; *А.Г. Пащенко*, канд. физ.-мат. наук, доцент; *В.В. Поповский*, д-р техн. наук, проф.; *Э.Д. Прохоров*, д-р физ.-мат., проф.; *Е.Г. Прошкин*, д-р техн. наук, проф.; *А.И. Стрелков*, д-р техн. наук, проф.; *К.С. Сундучков*, д-р техн. наук, проф.; *Я.С. Шифрин*, д-р техн. наук, проф.; *С.Н. Шостка*, д-р техн. наук, проф.

Ответственный за выпуск д-р физ.-мат. наук, проф. *А. И. Лучанинов*

Рекомендовано Ученым советом Харьковского национального университета радиоэлектроники, протокол №43 от 30.04.2008.

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

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

и в Каталог «Газеты. Журналы» Российской Федерации, подписной индекс 98953

СОДЕРЖАНИЕ

<i>О.В. Гунько</i> Амплитудно-фазовые соотношения линейного канала передачи радиосигналов предсказания	5
<i>В.А. Тихонов, А.Г. Дзыга, Н.В. Кудрявцева</i> Обобщенная модель авторегрессии высших рангов ошибок	10
<i>О.И. Харченко, В.И. Чумаков</i> Результаты экспериментального анализа ЭЭГ-сигнала с применением метода модифицированных статистик Колмогорова – Смирнова	15
<i>Д.А. Величко, С.А. Величко, А.Н. Роевко, В.Ю. Левантовский, Е.В. Одноволтик</i> Влияние размера и положения плоского рефлектора на отраженный сигнал при дистанционном контроле в зоне Френеля	19
<i>Н.Д. Рысаков, В.И. Василишин, А.Ф. Катасонов</i> Алгоритм комбинированного амплитудного метода измерения угла места цели в обзорной РЛС с парциальной диаграммой направленности	28
<i>И.Б. Широков, М.А. Дурманов</i> Определение координат объекта поиска при проведении поисково-спасательных мероприятий	33
<i>Г.И. Чурюмов, Ю.Л. Старчевский, О.Г. Лебедев, Р.А. Перевертайло</i> Математическая модель электромагнитного излучения мобильными телефонами и базовыми станциями	39
<i>С.Д. Приймченко</i> Граничные условия на криволинейной металлической поверхности	45
<i>Т.А. Цалиев, З.М. Велиев</i> Численный анализ электродинамических характеристик цилиндрических линз Френеля	53
<i>А.П. Моторненко, И.Г. Скуратовский, С.П. Мартынюк</i> Исследование особенностей <i>ТЕМ</i> колебаний в волноводно-коаксиальном резонаторе	61
<i>Г.С. Воробьев, В.О. Журба, А.С. Кривец, Ю.А. Крутько, А.А. Рыбалко</i> Экспериментальное моделирование волновых процессов в открытом волноводе с фазовой коррекцией зеркал	65
<i>В.В. Сафонов</i> Микроволновое устройство для измерения потерь в четырехполюснике	74
<i>В.М. Бакуменко, С.В. Петров, Т.П. Шитюха</i> Узгоджене гібридне кільце НВЧ-діапазону	78
<i>С.О. Якушев, С.И. Петров, А.В. Шулика</i> Моделирование взаимодействия ультракоротких лазерных импульсов с чирпированным зеркалом	82
<i>Е.Н. Галайченко, Н.Н. Рожницкий</i> К возможности использования квантовых точек в качестве детекторных элементов нанотехнологических оптических сенсоров	90
<i>А.С. Гнатенко, В.И. Липкина, И.В. Гурьев, А.В. Шулика, И.А. Суховианов</i> Исследование свойств одномерного фотонного кристалла методом разложения по плоским волнам	96
<i>С.Н. Горяева</i> Алгоритмы совместного обнаружения и оценки интенсивности нестационарного потока вызовов	102
<i>Л.А. Токарь</i> Анализ влияния сотовых систем связи стандарта DCS-1800 (GSM-1800) на радиорелейные станции при совместном использовании радиочастотного спектра	106
<i>А.К. Задержихин, М.Л. Усс</i> Детектирование границ на цифровых изображениях с помощью непараметрических методов	111
<i>И.А. Делов, Н.И. Слипченко, А.В. Леонцов</i> Об одном свойстве газовой среды. Результаты экспериментальной проверки гипотезы	121
<i>А.А. Кузнецов, И.В. Московченко, С.О. Сладких</i> Исследование эффективности метода построения криптографически стойких булевых функций на основе градиентного спуска	130
<i>А.Б. Галат</i> Влияние пространственного заряда на динамику неосесимметричных пучков заряженных частиц	134
<i>А.В. Дёгтев</i> Сравнительный анализ характеристик фундаментальных ФК волноводов	139
<i>А.Н. Рудякова, А.Ю. Литинский, В.В. Данилов</i> Разрядно-цифровое кодирование в акустооптической среде	145
<i>В.Г. Котух, М.С. Тушева</i> Конструкторско-технологические основы моделирования микроблоков для изделий радиоэлектронной аппаратуры	152
<i>М.П. Грибский, Е.В. Григорьев, Н.И. Слипченко, В.В. Старостенко, Е.П. Таран, Д.А. Унжаков</i> Модель кристалла микросхем для исследования напряженных токовых и тепловых режимов	158
<i>В.В. Баранник, А.В. Хаханова, А.Р. Кретив</i> Метод восстановления каскадных структурных чисел	162
<i>Б.А. Демьянчук</i> Синтез оптимального пеленгатора неразрешаемых излучений, разнесенных в картинной плоскости	169
Рефераты	178

CONTENTS

<i>O.V. Gunko</i> Amplitude-phase correlations of linear channel of transmission of radio signals	5
<i>V.A. Tykhonov, A.G. Dzyga, N.V. Kudryavceva</i> Generalized autoregression model of higher ranks of prediction errors	10
<i>O.I. Kharchenko, V.I. Chumakov</i> Results of the experimental analysis of the EEG-signal with application of Kolmogorov - Smirnov modified statisticians method	15
<i>D.A. Velichko, S.A. Velichko, A.N. Roenko, V.Yu. Levantovsky, E.V. Odnovolik</i> Effect of plane reflector size and position on signal return at remote monitoring in Fresnel zone	19
<i>M.D. Rysakov, V.I. Vasylyshyn, O.F. Katasonov</i> Algorithm of combined amplitude method for target elevation angle measurement in the surveillance radar with partial directional pattern	28
<i>I.B. Shirokov, M.A. Durmanov</i> Detection of object's search coordinates when carrying out rescue measurements	33
<i>G.I. Churyumov, Y.L. Starchevskiy, O.G. Lebedev, R.A. Perevertaylo</i> Mathematical model of electromagnetic radiation by mobile phones and base stations	39
<i>S.D. Priyimenko</i> Boundary conditions on a curvilinear metal surface	45
<i>T.A. Tsaliev, Z. M. Veliev</i> Numerical analysis of the cylindrical Fresnel lenses electrodynamic properties	53
<i>A.P. Motornenko, I.G. Skuratovskiy, S.P. Martynyuk</i> Investigation of the TEM oscillations peculiarities in the waveguide-coaxial resonator	61
<i>G.S. Vorobjov, V.O. Zhyrba, Y.A. Krutko, A.S. Krivets, A.A. Rybalko</i> Experimental modelling of wave processes in the opened waveguide with the mirrors phase correction	65
<i>V.V. Safonov</i> The microwave device for measurement of losses in the two-port network	74
<i>V.M. Bakumenko, S.V. Petrav, T.P. Shytoha</i> Matched microwave hybrid ring	78
<i>S. O. Yakushev, S. I. Petrov, A. V. Shulika</i> Modeling of ultrashort laser pulses interaction with the chirped mirror	82
<i>O.M. Galaichenko, M.M. Razhitskii</i> To possibility of quantum dots utilization as detector elements of nanotechnological optical sensor	90
<i>A.S. Gnatenko, V.I. Lipkina, I.V. Guryev, A.V. Shulika, I.A. Sukhoivanov</i> Investigation into the properties of 1D photonic crystal using the plane wave expansion method	96
<i>S.N. Goryaeva</i> Algorithms of joint discovery and estimation of unstationary calls stream intensity	102
<i>L.A. Tokar</i> Analysis of action of the cellular communication networks of the standard DCS-1800 (GSM-1800) on the radio-reley stations at sharing radio frequency spectrum	106
<i>O. Zaderykhin, M. Uss</i> Edge detection on digital images with using non-parametric methods	111
<i>I.A. Delov, N.I. Slipchenko, A.V. Leonidov</i> About one feature of gaseous medium. The hypothesis' experimental test results	121
<i>A.A. Kuznetsov, I.V. Moscovchenko, S.A. Sladkyh</i> Investigation into efficiency of the method of cryptographically stable Boolean functions construction based on the gradient slope	130
<i>A.B. Galat</i> Propagation of the non axial symmetric charged particle beams under the space charge action	134
<i>A.V. Dyogtyev</i> Comparative analysis of the fundamental PC waveguide characteristics	139
<i>A.N. Rudiakova, A.Y. Lipinskii, V.V. Danilov</i> The bit-digital coding within the acousto-optic media	145
<i>V.G. Kotuh, M.S. Tusheva</i> Design- technological bases of microblocks modeling for products of radio electronic equipments	152
<i>M.P. Gribskij, Ye.V. Grigorjev, N.I. Slipchenko, V.V. Starostenko, Ye.P. Taran, D.A. Unzhakov</i> Model of the microcircuits crystal for investigation into tense current and heat modes	158
<i>V.V. Barannik, A.V. Hahanova, A.R. Kretiv</i> Method of cascade structural numbers restoring	162
<i>B.A. Demyanchuk</i> Synthesis of optimal direction-finder of unresolved radiation diversified in tangent plane	169
Abstracts	

АМПЛИТУДНО-ФАЗОВЫЕ СООТНОШЕНИЯ ЛИНЕЙНОГО КАНАЛА ПЕРЕДАЧИ РАДИОСИГНАЛОВ

Цель статьи: уточнение области применимости получаемых с помощью преобразования Гильберта интегральных амплитудно-фазовых соотношений для линейного аналогового канала передачи радиосигналов и вывод новых, обладающих более широкой областью применимости интегральных выражений фазы через амплитуду комплексного коэффициента передачи, не требующих практически невыполнимой проверки отсутствия нулей и полюсов у коэффициента передачи в одной из полуплоскостей частотной комплексной плоскости.

Состояние вопроса

В задаче выражения фазовой характеристики $\Phi(\omega) = \arg K(\omega)$ комплексного коэффициента передачи $K(\omega)$ линейного канала передачи сигналов через его амплитудно-частотную характеристику $A(\omega) = |K(\omega)|$ используется формула преобразования Гильберта от логарифма модуля $K(\omega)$:

$$\Phi(\omega) = \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\ln A(\omega')}{\omega - \omega'} d\omega', \quad (1)$$

где интеграл понимается в смысле главного значения по Коши. [1, с. 457]. Формально она легко выводится, как решение задачи о скачке для выражения мнимой части через вещественную логарифма комплексной функции $K(\omega)$: $\lg K = \lg(|K| e^{i\Phi}) = \lg|K| + i\Phi$. (см. [2, с. 106, 107; 4, с.30]).

“Задача о скачке” является простейшей задачей теории краевых задач аналитических функций [2-4]. Согласно этой теории формула (1) применима лишь в том случае, если плотность $\varphi(\omega) = \lg A(\omega) = \lg |K(\omega)|$ преобразования Гильберта (1) удовлетворяет условию Гельдера на всей вещественной оси комплексной плоскости S комплексной частоты ω и комплексная функция $K(\omega)$ не имеет, ни нулей, ни полюсов хотя бы в одной из полуплоскостей $S^{\pm}$ (верхней или нижней) плоскости S . Во многих случаях эти условия (проверку которых трудно осуществить на практике) не выполняются, поэтому формула (1) имеет ограниченную область применимости [1, с. 457, 458]. В то же время теория краевых задач аналитических функций позволяет получить иные интегральные выражения фазы через амплитуду, свободные от недостатков формулы (1).

В данной работе приводится одно из таких амплитудно-фазовых соотношений используя методику, разработанную в работах [7,8].

Постановка задачи

Пусть комплексный коэффициент передачи $K(p)$ линейного аналогового канала передачи сигналов является мероморфной функцией комплексной переменной $p = \sigma + i\omega$. Тогда он может быть представлен в виде отношения двух целых функций [5, с. 261]:

$$K(p) = \frac{P(p)}{Q(p)}.$$

Если линейный канал содержит только элементы с сосредоточенными параметрами, то P и Q – полиномы, причем степень P меньше степени Q . Если канал содержит и элемен-

ты с распределенными параметрами, то P и Q --целые функции экспоненциального типа (ЦФЭТ). Ниже мы рассматриваем этот более общий случай. Однако в некоторых местах не ограничивая общности для упрощения вычислений считаем P и Q полиномами.

Требуется построить интегральное выражение фазы $\Phi(\omega) = \arg K(\omega)$ через амплитуду $A(\omega) = |K(\omega)|$ для коэффициентов передачи $K(p)$, обладающих указанными свойствами.

Решение задачи

Рассмотрим функцию комплексной переменной z :

$$K_1(z) = K_1(iz) = \frac{P(iz)}{Q(iz)}.$$

Ясно, что она является мероморфной функцией, нули которой определяются ЦФЭТ $P(iz)$, а полюсы – $Q(iz)$. Построим мероморфную функцию $K_1^*(z^*)$. Она имеет нули и полюсы, сопряженные по отношению к нулям и полюсам функции $K_1(z)$. Строим другую мероморфную функцию

$$K_2(z) = K_1(z) K_1^*(z^*)$$

Она имеет симметричные относительно вещественной оси множества нулей и полюсов (конечные в случае полиномов), поэтому используя разложения ЦФЭТ P, Q в бесконечные произведения, функцию $K_2(z)$ можно представить в виде произведения трех функций

$$K_2(z) = K^+(z) K^-(z) K_3(z),$$

где $K^\pm(z)$ не имеют, ни нулей, ни полюсов, соответственно, в $C^\pm$, а $K_3(z)$ имеет четнократные нули и полюсы только на вещественной оси. При вещественных $z = x$ последнее равенство принимает вид

$$K^+(x) K^-(x) K_3(x) = K_2(x) = K_1(x) K_1^*(x) = |K_1(x)|^2 = A^2(x),$$

или

$$K^+(x) K^-(x) = \frac{A^2(x)}{K_3(x)} = A_1^2(x),$$

где

$$A_1(x) = \frac{A(x)}{K_3(x)}. \tag{2}$$

Заметим, что функция $K_1(x)$ вещественна и однозначно строится по вещественным нулям и полюсам заданной амплитудно-частотную характеристики $A(\omega) = |K(\omega)|$. Так что функция $A_1(x)$ известна и не имеет особенностей на вещественной оси – ее можно логарифмировать. Логарифмируя равенство (2), получаем краевое условие:

$$\ln K^+(x) + \ln K^-(x) = \ln A_1^2(x) \tag{3}$$

для функции

$$\Psi(z) = \begin{cases} \ln K^+(z), & z \in C^+ \\ -\ln K^-(z), & z \in C^- \end{cases}.$$

Представим краевое условия (3) в виде

$$\Psi^+(x) - \Psi^-(x) = \ln A^+(x). \quad (4)$$

Так как

$$\begin{aligned} \ln A^+(x) &= 2 \ln \frac{A(x)}{K_0(x)} = 2 \ln \left| \frac{K(x)}{K_0(x)} \right| = 2 \ln \left[\frac{P(x)}{Q(x)} \cdot \frac{1}{K_0(x)} \right] = \\ &= 2 (\ln |P(ix)| - \ln |Q(ix)| - \ln K_0^+(x) + \ln K_0''(x)), \end{aligned}$$

где $K_0^+(x)$ определяется вещественными нулями, а $K_0''(x)$ – вещественными полюсами функции $K(p)$. функция $\ln A^+(x)$ растет как $\ln|x|$ при $|x| \rightarrow \infty$ и, значит, на бесконечности не выполняются условия Гельдера для функции $\ln A^+(x)$. Из-за этого мы не можем представить решение задачи о скачке функции $\Psi(z)$ с краевым условием (4) используя формулу Шварца [2, с. 58], а затем применить формулу Сохоцкого для получения выражения фазы через амплитуду в виде преобразования Гильберта от $\ln A(x)$.

Для преодоления указанной трудности следуя методике работы [8] отобразим верхнюю полуплоскость S^+ на круг S единичного радиуса с помощью конформного отображения:

$$w = \frac{z-1}{z+1}, \quad z = -i \frac{w+1}{w-1}$$

и построим на S индуцированную функцию:

$$\tilde{\Psi}(w) = \Psi\left(-i \frac{w+1}{w-1}\right).$$

Краевое условие (4) при этом примет вид

$$\tilde{\Psi}^+(e^{i\theta}) - \tilde{\Psi}^-(e^{i\theta}) = \ln \tilde{A}^+(e^{i\theta}),$$

где функция

$$\tilde{A}^+(e^{i\theta}) = A^+\left(-i \frac{e^{i\theta}+1}{e^{i\theta}-1}\right)$$

и $\ln \tilde{A}^+(e^{i\theta})$ – суммируемая функция на границе ∂S круга S . Последнее вытекает из того, что $P(p)$ и $Q(p)$ – ЦФЭТ, поэтому $A^+(z)$ также ЦФЭТ, а для таких функций сходимость интеграла

$$\int_0^{2\pi} \ln \tilde{A}^+(e^{i\theta}) d\theta = \int_0^{\infty} \ln A^+(x) \frac{2x}{x^2+1} dx$$

доказана в работе [7]. Теперь так же, как в работе [7] можно применить основную лемму Привалова [6, с. 119] и построить решение задачи о скачке на окружности ∂S , а затем для фазы $\Phi(\omega)$ получить интегральное представление вида

$$\Phi_0(\omega) = -\frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\ln A^+(\omega)}{\omega - \omega_1} \cdot \operatorname{Re} h(\omega, \omega_1) d\omega, \quad (5)$$

где

$$h(\omega, \omega_1) = \frac{(\omega + ic)(\omega + i)}{(\omega_1 + ic)(\omega_1 + i)},$$

c – произвольное положительное число, не равное 1.

Эта формула справедлива для минимально-фазовых каналов передачи сигналов, то есть для тех случаев, когда в S^- функция $K_1(iz)$ не имеет ни нулей, ни полюсов (если это имеет место для нижней полуплоскости S^- – в формуле (5) изменяется знак перед интегралом). При наличии особенностей, как в S^- , так и в S^+ , к выражению (5) добавляются фазовые слагаемые, связанные с переходом некоторых особенностей из S^- в S^+ [8]. Эти особенности однозначно определяют дополнительные фазовые слагаемые, прибавляемые к интегральному выражению (5). Для вычисления этих слагаемых нужно знать число нулей и полюсов, попавших в S^+ .

Канал передачи сигналов с сосредоточенными параметрами.

В этом случае

$$K_1(\omega) = \frac{P_1(\omega)}{Q_1(\omega)} = \frac{\sum_{v=0}^n a_v \omega^v}{\sum_{\mu=0}^m b_\mu \omega^\mu}, \quad (6)$$

где $a_v, b_\mu \neq 0$. Последнее позволяет считать $b_m = 1$ и записать (6) в виде

$$\sum_{v=0}^n a_v \omega^v - K_1(\omega) \sum_{\mu=0}^{m-1} b_\mu \omega^\mu = \omega^m K_1(\omega).$$

Зафиксируем частоты ω_k , $k = 1, n+m-1$ и запишем систему из $n+m-1$ линейных алгебраических уравнений с комплексными коэффициентами относительно комплексных неизвестных a_v, b_μ :

$$\sum_{v=0}^n a_v \omega_k^v - K_1(\omega_k) \sum_{\mu=0}^{m-1} b_\mu \omega_k^\mu = \omega_k^m K_1(\omega_k), \quad k = \overline{1, n+m-1}$$

Решив эту систему, получим a_v, b_μ и построим полиномы

$$P_1(\omega) = \sum_{v=0}^n a_v \omega^v = \prod_{v=1}^n (\omega - p_v),$$

$$Q_1(\omega) = \sum_{\mu=0}^m b_\mu \omega^\mu = \prod_{\mu=1}^m (\omega - q_\mu).$$

Решив алгебраические уравнения $P_1(\omega) = 0$, $Q_1(\omega) = 0$, получим комплексные числа

p_v, q_μ .

Теперь учтем, что

$$\ln A_1'(\omega) = \ln |K_1(\omega)|^2 = \sum_{v=1}^n \ln |\omega - p_v|^2 - \sum_{\mu=1}^m \ln |\omega - q_\mu|^2,$$

поэтому формулу (5) можно представить в виде

$$\Phi_v(\omega) = -\frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{\omega_1 - \omega} \left(\sum_{v=1}^n \ln |\omega_1 - p_v|^2 - \sum_{\mu=1}^m \ln |\omega_1 - q_\mu|^2 \right) \cdot \operatorname{Re} h(\omega, \omega_1) d\omega_1 =$$

$$= -\frac{1}{2\pi} \left[\sum_{v=1}^n \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\ln|\omega_1 - p_v|^2}{\omega_1 - \omega} \operatorname{Re} h(\omega, \omega_1) d\omega_1 - \sum_{\mu=1}^m \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\ln|\omega_1 - q_{\mu}|^2}{\omega_1 - \omega} \operatorname{Re} h(\omega, \omega_1) d\omega_1 \right],$$

где p_v, q_{μ} — известные числа.

Следовательно, в случае полиномов для вычисления фазы $\Phi(\omega)$ нет необходимости использовать бесконечное количество значений амплитудной функции $A^2(\omega_1)$ (для вычисления интеграла (5) при каждом ω), а достаточно использовать конечное количество значений модуля $K(\omega)$ в точках $\omega_k, k = \overline{1, n+m-1}$ и дополнительно $n+m-1$ значений аргумента $K(\omega)$ в тех же точках ω_k . С практической точки зрения этот вариант вычислений функции $\Phi(\omega)$ представляется более выгодным, так как он обеспечивает большую точность и требует меньше ресурсов для вычислительной реализации.

Выводы

1. Проведен анализ известного, полученного на основе преобразования Гильберта, интегрального выражения фазовой характеристики через амплитудно-частотную характеристику для линейных аналоговых каналов передачи радиосигналов (каналов радиосвязи). Анализ выполнен с позиций современной теории краевых задач аналитических функций, в рамках которой выводится это интегральное представление. Анализ показал, что указанное выражение обладает большим количеством ограничений по сравнению с теми, которые обычно указываются в литературе. А именно, в литературе указывается только отсутствие нулей в правой полуплоскости. Теория краевых задач показывает, что в правой полуплоскости должны отсутствовать не только нули но и полюсы. Кроме того, на частотной оси амплитудно-частотная характеристика должна удовлетворять условию Гёльдера. Указанные дополнительные ограничения приводят к дальнейшему существенному сужению области применимости известного амплитудно-фазового соотношения на основе преобразования Гильберта. Кроме того указанное условие трудно проверять на практике.

2. Получено новое интегральное амплитудно-фазовое соотношение для произвольных линейных аналоговых каналов радиосвязи не требующее выполнения условий Гёльдера и отсутствия нулей и полюсов в одной из комплексных полуплоскостей комплексной частотной плоскости.

3. Для каналов радиосвязи с дробно-рациональным коэффициентом передачи $K(\omega)$ разработан алгоритм вычисления фазовой функции $\Phi(\omega)$, использующий конечное число частотных отсчетов комплексной функции $K(\omega)$; число отсчетов равно $n+m-1$, где n — степень числителя, m — степень знаменателя коэффициента передачи. Этот алгоритм обеспечивает большую точность и требует меньше ресурсов для вычислительной реализации.

Список литературы: 1. Гоноровский И. С. Радиотехнические цепи и сигналы. М.: Радио и связь. 1986. 512 с. 2. Гахов Ф. Д. Краевые задачи. М.: Наука. 1977. 640 с. 3. Мусхелишвили Н. Сингулярные интегральные уравнения. М.: Наука. 1968. 511 с. 4. Гахов Ф. Д., Черский Ю. И. Уравнения типа свертки. М.: Наука, 1978. 296 с. 5. Шабат Б. В. Введение в комплексный анализ. М.: Наука, 1976. Ч. 1. 320 с. 6. Данилюк И. И. Нерегулярные граничные задачи. М.: Наука, 1975. 296 с. 7. Гулько О. В. Интегральное представление фазы через амплитуду для сигналов, имеющих финитный спектр. Радиотехника. 2007. № 150. С. 71 — 75. 8. Гулько О. В. Решение нелинейного сингулярного интегрального уравнения с квадратичной нелинейностью // Укр. матем. Журнал. 2004. №3. С. 71 — 80.

Харьковский национальный
экономический университет

Поступила в редколлегию 16.05.2008

ОБОБЩЕННАЯ МОДЕЛЬ АВТОРЕГРЕССИИ ВЫСШИХ РАНГОВ ОШИБОК ПРЕДСКАЗАНИЯ

Введение

Негауссов случайный процесс описывается полным набором кумулянтных или моментных функций, учитывающих статистические связи высших порядков. Несмотря на то, что корреляционные связи являются наиболее важными при описании случайных процессов, при решении ряда задач статистического анализа негауссовых процессов следует учитывать статистические связи более высоких порядков [1 – 6].

Модели линейного предсказания, построенные на основе корреляционных [7] и моментных функций [8] негауссова случайного процесса, позволяют решать методом линейного предсказания ряд прикладных задач. Выбор типа используемой модели далеко не всегда имеет однозначное решение [7]. Поэтому при оценивании и подгонке моделей регрессии и авторегрессии (АР) существенное внимание уделяется исследованию остатков и ошибок предсказания [7, 9]. Их анализ позволяет выбрать наиболее подходящую модель авторегрессии и уточнить оценки ее параметров.

При оценивании и подгонке обобщенных моделей линейного предсказания, исследование ошибок предсказания имеет ряд особенностей. Ошибки предсказания не должны иметь статистических связей некоторого порядка, что дает возможность рассчитать параметры моделей. Однако они могут иметь статистические связи других порядков, которые также можно описывать моделями линейного предсказания. Задача построения моделей линейного предсказания негауссовых ошибок предсказания остается неизученной в научной литературе. Решение этой задачи позволит повысить эффективность анализа и обработки негауссовых процессов, расширить классы моделей линейного предсказания, уточнить применяемые модели.

В основу модели АР положена корреляция отсчета случайного процесса в текущий момент времени с некоторым конечным или бесконечным числом отсчетов в предыдущие моменты времени. Такой вид регрессии называется авторегрессией. В уравнении АР текущий отсчет представляется взвешенной суммой предыдущих отсчетов с некоторыми коэффициентами веса

$$x[t] = \sum_{j=1}^p \Phi[j]x[t-j] + a[t], \quad (1)$$

где $\Phi[j]$ – коэффициенты АР, $a[t]$ – ошибки предсказания, представляющие собой некоррелированные случайные отсчеты, p – порядок модели АР.

Цель статьи – разработка принципов построения обобщенной модели авторегрессии (ОАР) негауссовых ошибок предсказания АР и ОАР, вывод уравнений для расчета параметров модели.

В статье рассматриваются следующие задачи: обоснование возможности построения моделей ОАР ошибок предсказания, разработка полной модели ОАР негауссова процесса.

Представление ошибок предсказания обобщенными моделями предсказания

Исследование ошибок предсказания позволяет оценить порядок, а также адекватность выбранной модели линейного предсказания случайному процессу. С этой целью анализируется корреляционная функция ошибок предсказания или ее СПМ. Если у гауссова процесса корреляционная функция ошибок предсказания лежит внутри некоторого доверительного интервала, то ее можно считать равной нулю, а ошибки предсказания выбранной модели некоррелированными.

Для негауссова процесса некоррелированность ошибки предсказания не означает статистической независимости его отсчетов [10]. Поэтому у таких процессов моментные функции выше второго порядка могут быть значимыми и содержать полезную информацию. В таких

случаях для ошибок предсказания можно построить обобщенные модели линейного предсказания. Хотя существует множество комбинаций построения таких моделей, ниже будут рассмотрены несколько наиболее важных. Выбор способа построения комбинации моделей зависит от статистических характеристик процесса, цели исследования или требований и условий решаемой задачи.

Исследование случайных негауссовых процессов показывает, что некоторые процессы имеют заметное отличие в характере убывания корреляционной и моментных функций. Это приводит к тому, что частотные характеристики обеляющих фильтров, построенные на основе обычных моделей линейного предсказания или обобщенных моделей, будут иметь существенные отличия. Поэтому при обелении негауссовых процессов ошибки предсказания, обладая статистической независимостью для данного ранга и сдвига, могут иметь ненулевые моментные функции для иных рангов и сдвигов. Для уточнения модели в таких случаях можно построить обобщенные модели линейного предсказания ошибок предсказания.

Уравнение ОАР модели r -го ранга имеет вид [8]

$$x[t] = \sum_{i=1}^{p_{l,k,\dots,u}} \Phi_r^{l,k,\dots,u}[i] x[t-i] + a_r^{l,k,\dots,u}[t], \quad (2)$$

где индексы $l, k, \dots, u$ могут принимать целые положительные и отрицательные значения (включая 0), а их количество равно $r-2$; $\Phi_r^{l,k,\dots,u}[i]$ – коэффициенты ОАР, $a_r^{l,k,\dots,u}[t]$ – статистически независимые ошибки предсказания. Чтобы получить уравнения, по которым можно вычислять $\Phi_r^{l,k,\dots,u}[i]$, необходимо левую и правую части (2) умножить на $x[t-j]x[t-l] \dots x[t-u]$ и взять математические ожидания

$$m_r[j, j-l, \dots, j-u] = \sum_{i=1}^{p_{l,k,\dots,u}} \Phi_r^{l,k,\dots,u}[i] m_r[j-l, j-k, \dots, j-u], \text{ для } j=1, 2, \dots, p_{l,k,\dots,u}. \quad (3)$$

Моменты негауссова процесса и ошибок предсказания связаны соотношением

$$m_r = \sum_{i=1}^{p_{l,k,\dots,u}} \Phi_r^{l,k,\dots,u}[i] m_r[i, \dots, i] + m_{ra}^{l,k,\dots,u}.$$

Таким образом, зафиксировав в (3) индексы $l, k, \dots, u$ и вычислив коэффициенты $\Phi_r^{l,k,\dots,u}[i]$, зная $x[t]$, из (2) можно найти ошибку предсказания $a_r^{l,k,\dots,u}[t]$.

Модели ОАР ошибок предсказания модели АР

В модели АР гауссовых случайных процессов ошибки предсказания $a[t]$ не только некоррелированные, но и не имеют статистических связей более высокого порядка. Однако для негауссовых процессов ошибки предсказания АР модели негауссовы и могут содержать статистические связи высокого порядка, а их моментные функции отличны от нуля. Следовательно, описанную выше модель ОАР можно применять к представлению ошибок предсказания в виде ОАР процессов.

Модель ОАР третьего ранга ошибок предсказания, для которых будем использовать обозначение $a[t] = a_2[t]$, где нижний индекс показывает ранг модели для которой определяется ошибка предсказания, описывается рекуррентным выражением

$$a_2[t] = \sum_{i=1}^{p_l} \Phi_3^l[i] a_2[t-i] + a_{3a}^l[t], \quad (4)$$

где $a_{3a}^l[t]$ – ошибка предсказания модели ОАР ошибки предсказания $a_2[t]$, для которой моментная функция третьего порядка для сдвига l равна нулю, т. е.

$$E\{a_{3a}^l[t] a_2[t-j] a_2[t-l]\} = E\{a_{3a}^l[t] a_{3a}^l[t-j] a_{3a}^l[t-l]\} = 0, \quad 0 < j \leq p_l. \quad (5)$$

Умножив левую и правую части (4) на $a_2[t-j]a_2[t-l]$ и взяв математическое ожидание, с учетом (5), получим рекуррентное уравнение для расчета коэффициентов ОАР:

$$m_{3a_2}[j, j-l] = \sum_{i=1}^{p_l} \Phi_3^l[i] m_{3a_2}[j-i, j-l], \quad (6)$$

где

$$m_{3a_2}[j, j-l] = E\{a_2[t]a_2[t-j]a_2[t-l]\}. \quad (7)$$

Как видно из (7), моментные функции третьего порядка вычисляются по ошибкам предсказания $a_2[t]$. Чтобы это не вызывало недоразумений, для моментных функций моделируемых ошибок предсказания будет указываться в подстрочном обозначении моментной функции для какой ошибки предсказания она получена, например, $m_{3a_2}[j, j-l]$. Для моментов ошибок предсказания модели ОАР ошибок предсказания будем применять обозначение $m_{3a_3}^l$. Умножив левую и правую части (4) на $a_2[t]a_2[t]$ и взяв математическое ожидание, с учетом (5), получим

$$m_{3a_2} = \sum_{i=1}^{p_l} \Phi_3^l[i] m_{3a_2}[i, i] + m_{3a_3}^l,$$

где центральные моменты

$$m_{3a_2} = E\{(a_2[t])^3\}, \quad m_{3a_3}^l = E\{(a_3^l[t])^3\}.$$

Как и для модели ОАР третьего ранга случайного процесса $x[t]$, определение коэффициентов ОАР для фиксированного l сводится к решению системы уравнений, следующей из (6), в которой моментная функция оценивается по выражению (7). Решение уравнения (6) будет представлять наборы коэффициентов ОАР $\Phi_3^l[1], \Phi_3^l[2], \dots, \Phi_3^l[p_l]$, соответствующих различным фиксированным сдвигам l .

Практически все свойства модели ОАР негауссовых процессов справедливы и для процессов, представляющих собой негауссовы ошибки предсказания. Так, полученные соотношения (6), описывающие модели ОАР ошибок предсказания, показывают, что для ошибок предсказания также можно ввести частную моментную функцию третьего ранга. Оператор ОАР третьего ранга такой модели совпадает с оператором АР модели. Поэтому условие стационарности модели ОАР ошибок предсказания описывается аналогичным характеристическим уравнением.

Таким же способом можно построить модель ОАР произвольного r -го ранга ошибок предсказания $a_2[t]$. Соответствующая модель описывается уравнением

$$a_2[t] = \sum_{i=1}^{p_{l,k,\dots,u}} \Phi_r^{l,k,\dots,u}[i] a_2[t-i] + a_r^{l,k,\dots,u}[t]. \quad (8)$$

Умножив правую и левую части (8) на $a_2[t-j], a_2[t-l], \dots, a_2[t-u]$ и взяв математическое ожидание, получим

$$m_{ra_2}[j, l, \dots, u] = \sum_{i=1}^{p_{l,k,\dots,u}} \Phi_r^{l,k,\dots,u}[i] m_{ra_2}[j-i, j-l, \dots, j-u], \quad 0 < j \leq p_{l,k,\dots,u}, \quad (9)$$

$$m_{ra_2} = \sum_{i=1}^p \Phi_r^{l,k,\dots,u}[i] m_{ra_2}[i, i, \dots, i] + m_{ra_3}^{l,k,\dots,u},$$

где

$$m_{ra_2}[j, l, \dots, u] = E\{a_2[t]a_2[t-j]a_2[t-l], \dots, a_2[t-u]\},$$

$$m_{ra_2} = E\{(a_2[t])^r\}, \quad m_{ra_r}^l = E\{(a_r^{l,k,\dots,u}[t])^r\}.$$

При выводе уравнения (9) использовались соотношения

$$\begin{aligned} E\{a_2[t-j]a_2[t-l]\dots a_2[t-u]a_r^{l,k,\dots,u}[t]\} = \\ = E\{a_r^{l,k,\dots,u}[t-j]\dots a_r^{l,k,\dots,u}[t-u]a_r^{l,k,\dots,u}[t]\} = 0, \quad j, l, \dots, k \neq 0. \end{aligned}$$

Приведенные примеры построения моделей ОАР ошибок предсказания (4), (8) демонстрируют возможность использования различных вариантов построения моделей ОАР ошибок предсказания АР модели.

Модели ОАР ошибок предсказания модели ОАР случайного процесса

Если у ошибок предсказания $a_{3a}^l[t]$ есть статистические связи третьего порядка, можно построить модель ОАР четвертого ранга ошибки предсказания $a_{3a}^l[t]$ модели ОАР третьего ранга:

$$a_{3a}^l[t] = \sum_{i=1}^{p_{l,k}} \Phi_4^{l,k}[i]a_{3a}^l[t-i] + a_4^{l,k}[t].$$

Рекуррентные уравнения, позволяющие находить коэффициенты ОАР, имеют вид

$$m_{4a_3}[j, j-l, j-k] = \sum_{i=1}^{p_{l,k}} \Phi_4^{l,k}[i]m_{4a_3}[j-i, j-l, j-k], \quad 0 < j \leq p_{l,k}, \quad (10)$$

где $m_{4a_3}[j, j-l, j-k] = E\{a_3^l[t]a_3^l[t-j]a_3^l[t-l]a_3^l[t-k]\}$.

При выводе (10) полагалось, что ошибка предсказания $a_4^{l,k}[t]$ не содержит статистических связей третьего порядка, т. е.

$$E\{a_3^l[t-j]a_3^l[t-l]a_3^l[t-k]a_4^{l,k}[t]\} = E\{a_4^{l,k}[t]a_4^{l,k}[t-j]a_4^{l,k}[t-l]a_4^{l,k}[t-k]\} = 0, \quad j, l, k \neq 0.$$

Свойства модели ОАР четвертого ранга ошибки предсказания $a_3^l[t]$ аналогичны такой же модели для негауссова процесса. Если есть необходимость, для ошибки предсказания $a_3^l[t]$ можно построить модель ОАР произвольного ранга, как это было показано на примере с ошибкой предсказания $a_2[t]$.

Обобщая приведенные выше соотношения для ошибки предсказания $a_{r-1}^{l,k,\dots,v}[t]$, приведем уравнение, описывающее модель ОАР r -го ранга ошибки предсказания

$$a_{r-1}^{l,k,\dots,v}[t] = \sum_{i=1}^{p_{l,k,\dots,u}} \Phi_r^{l,k,\dots,u}[i]a_{r-1}^{l,k,\dots,v}[t-i] + a_r^{l,k,\dots,u}[t].$$

Уравнение для вычисления коэффициентов $\Phi_r^{l,k,\dots,u}[i]$ имеет вид

$$m_{ra_{r-1}}[j, l, \dots, u] = \sum_{i=1}^{p_{l,k,\dots,u}} \Phi_r^{l,k,\dots,u}[i]m_{ra_{r-1}}[j-i, j-l, \dots, j-u], \quad 0 < j \leq p_{l,k,\dots,u}, \quad (11)$$

где $m_{ra_{r-1}}[j, l, \dots, u] = E\{a_{r-1}^{l,k,\dots,u}[t]a_{r-1}^{l,k,\dots,u}[t-j]a_{r-1}^{l,k,\dots,u}[t-l]\dots a_{r-1}^{l,k,\dots,u}[t-u]\}$.

При выводе уравнения (11) было учтено, что

$$E\{a_{r-1}^{l,k,\dots,u}[t-j]a_{r-1}^{l,k,\dots,u}[t-l]\dots a_r^{l,k,\dots,u}[t]\} = E\{a_r^{l,k,\dots,u}[t-j]\dots a_r^{l,k,\dots,u}[t-u]a_r^{l,k,\dots,u}[t]\} = 0, \\ j, l, \dots, k \neq 0.$$

Модель ОАР r -го ранга ошибок предсказания обладает всеми свойствами модели ОАР произвольного ранга случайного процесса.

Полная модель ОАР негауссова случайного процесса

Модели ОАР ошибок предсказания, представленные выше, позволяют построить полную ОАР модель негауссова случайного процесса. Подставив в уравнение (2) вместо ошибки предсказания $a[t]$ ее ОАР модель третьего ранга (4), а вместо $a_{3a}^I[t]$ ее модель четвертого ранга и т.д., получим уравнение, которое представим в несколько упрощенном виде

$$x[t] = \sum_{i=1}^{p_2} \Phi_2[i]x[t-i] + \sum_{i=1}^{p_3} \Phi_3[i]a_2[t-i] + \dots + \sum_{i=1}^{p_r} \Phi_r[i]a_{r-1}[t-i] + a_r[t]. \quad (12)$$

Введя предсказания произвольного ранга, описываемые выражениями типа

$$\tilde{x}_s[t] = \sum_{i=1}^{p_{s+1}} \Phi_{s+1}[i]a_s[t-i], \quad x[t] = a_1[t],$$

уравнение (12) можно представить в виде

$$x[t] = \tilde{x}_1[t] + \tilde{x}_2[t] + \dots + \tilde{x}_{r-1}[t] + a_r[t]. \quad (13)$$

Следовательно, разложение (13) является представлением негауссова процесса в виде суммы составляющих также негауссовых процессов, каждый из которых описывается соответствующей моделью ОАР. Описанная процедура построения модели ОАР ошибок предсказания даст возможность последовательно учитывать негауссовы составляющие случайного процесса, так как первое слагаемое в (12) описывает гауссову часть процесса.

Заключение

Ошибки предсказания обобщенной модели авторегрессии негауссова процесса могут содержать статистические связи некоторых порядков. Поэтому у таких процессов моментные функции ошибок предсказания являются значимыми и содержат полезную информацию о негауссовых процессах. В таких случаях для ошибок предсказания можно построить обобщенные модели линейного предсказания. В статье предложены обобщенные модели авторегрессии высших рангов стационарных негауссовых ошибок предсказания. Рассмотрены различные способы построения обобщенных моделей ошибок предсказания и самих негауссовых процессов. Представленные в статье модели значительно расширяют классы обобщенных моделей линейного предсказания. Предложенные модели могут быть полезны при оценивании и подгонке моделей авторегрессии, а также при решении различных задач статистической радиотехники.

Список литературы: 1. Бриллинджер Д.Р. Временные ряды. Обработка данных и теория. М.: Мир, 1980. 536 с. 2. Леонов В.П. Некоторые применения старших семиинвариантов в теории стационарных случайных процессов. М.: Наука, 1964. 3. Шелухин О.И. Беляев И.В. Негауссовские процессы. СПб.: Политехника, 1992. 312 с. 4. Тихонов В.И. Статистическая радиотехника. М.: Радио и связь, 1982. 624 с. 5. Купченко Ю.П. Нелинейная оценка параметров негауссовских радиотехнических сигналов. К.: Выща шк., 1987. 191 с. 6. Ширяев А.Н. Некоторые вопросы спектральной теории старших моментов.-Теория вероятности и ее применение., 5, 3, с. 293-313. 7. Бокс Дж., Дженкинс Г. Анализ временных рядов. Пер. с. англ. М.: Мир, 1974. Вып.1. 406 с. 8. Тихонов В.А. Обобщенная модель авторегрессии негауссовых процессов // Радиотехника. 2003. №132. С. 78-82. 9. Montgomery D.C., Johnson L. A., Gardiner J. S. Forecasting & Time Series Analysis. Mc. Graw-Hill Inc., 1990. P. 384. 10. Малахов А.Н. Кумулянтный анализ случайных негауссовых процессов и их преобразований. М.: Сов. радио, 1978. 376 с.

Харьковский национальный
университет радиозлектроники

Поступила в редколлегию 17.03.2008

РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОГО АНАЛИЗА ЭЭГ СИГНАЛА
С ПРИМЕНЕНИЕМ МЕТОДА МОДИФИЦИРОВАННЫХ
СТАТИСТИК КОЛМОГОРОВА – СМИРНОВА

Введение

В настоящее время одной из перспективных с точки зрения анализа является гипотеза о кусочно-стационарном характере ЭЭГ. Характер сегментации (присутствует она, отсутствует или слабо выражена) является важным для диагностики функционального состояния мозга. Вместо описания ЭЭГ единым усредненным набором параметров (например, одним спектром мощности или автокорреляционной функцией) получают описание нескольких выделенных классов сегментов. Такой подход представляет интерес с точки зрения разработки диагностических систем, поскольку именно в его рамках в принципе возможно получение новых показателей, оценивающих общее состояние мозга более корректно и точно, чем это возможно в традиционных подходах диагностики ЭЭГ. В этом случае ЭЭГ анализируется не как неизменный во времени сигнал, а как совокупность участков, имеющих качественно различные характеристики с диагностической точки зрения.

Методика расчета

В литературе рассмотрены различные методы выявления сегментации и локализации моментов времени перехода процесса от одного сегмента к другому [1–4].

Рассмотрим непараметрическую сегментацию ЭЭГ, не требующую предварительного построения модели ЭЭГ процесса. Наиболее удобным и объективным является непараметрический метод сегментации, предложенный в статьях [5, 6].

Будем исходить из того, что наблюдаемый случайный процесс составлен из нескольких строго стационарных процессов, такие участки стационарности называются сегментами. Эти стационарные процессы различаются между собой функциями распределения мгновенных значений. Если предположить, что места изменения функций распределения представляют собой не точки, а некоторые отрезки времени конечной длины, то получаем модель постепенного изменения характеристик процесса. Обнаружение изменения любой функции распределения или какой-либо иной вероятностной характеристики может быть (с любой степенью точности) сведено к обнаружению изменения математического ожидания в некоторой новой случайной последовательности, сформированной из исходной (диагностической последовательности) [6].

Для определения границ сегментов воспользуемся формулой семейства статистик [6]:

$$Y_n(n, \delta) = [(N - n) / N^2]^\delta \left[n^{-1} \sum_{k=1}^n x_k - (n - N)^{-1} \sum_{k=n+1}^N x_k \right], \tag{1}$$

где $0 \leq \delta \leq 1$, $1 \leq n \leq N$, $X = \{x_k\}_{k=1}^N$ – диагностическая последовательность, полученная путем возведения в квадрат исходного ЭЭГ-сигнала.

Обнаружение изменения любой функции распределения или какой-либо вероятностной характеристики может быть сведено к обнаружению изменения математического ожидания некоторой новой случайной последовательности, сформированной из исходной [6]. В данном случае этой новой случайной последовательностью является $X = \{x_k\}_{k=1}^N$.

Семейство (1) представляет собой обобщенный вариант статистики Колмогорова–Смирнова, которая используется для проверки совпадения или различия функций распределения у двух выборок (при фиксированном n).

Алгоритм поиска границ стационарных сегментов можно представить в следующей последовательности:

1. *Проверка гипотезы об однородности.* Вычисляется величина $\max |Y_N(n,1)| \equiv \eta_N$. Определяется порог C с помощью критических значений критерия согласия Колмогорова-Смирнова [7]. Умножая критические значения критерия согласия на рассчитанное для каждого интервала среднеквадратическое отклонение, получаем порог C . Если $\eta_N \leq C$, то принимается гипотеза об однородности и процедура заканчивается. В противном случае происходит переход к пункту 2. На первом этапе порог C определяется из условия достаточно высокого уровня значимости, так как на первом этапе важно не пропустить границу сегментов, если она присутствует. На следующих этапах лишние границы будут удалены.

2. *Предварительная оценка границ стационарных сегментов.* В качестве оценки первой найденной точки принимается произвольная точка n_1 , в которой достигается глобальный максимум статистики $Y_N(n,1)$. Далее формируются две новые выборки:

$$Z_1: 1 \leq n \leq n_1 - [\varepsilon N] \text{ и } Z_2: n_1 + [\varepsilon N] \leq n \leq N.$$

Здесь ε число, которое рассчитывается по объему выборки, остроте максимума статистики и которое дает грубую предварительную оценку доверительного интервала для границ стационарных сегментов. Затем каждая из новых выборок Z_1 и Z_2 проверяется на однородность и при отсутствии однородности снова осуществляется переход к пункту 2. Процедура повторяется до тех пор, пока не будут найдены статистически однородные сегменты. В результате получаем набор предварительных оценок границ стационарных сегментов $n_1, n_2, \dots, n_k$, где k предварительная оценка числа сегментов.

3. *Отбраковка лишних сегментов.* Для любого $i = 1, \dots, k$ формируются выборки:

$$X_1: 1 \leq n \leq n_1 + 0,5(n_2 - n_1) \text{ и } X_s: n_s + 0,5(n_{s+1} - n_s) \leq n \leq n_s + (n_{s+1} - n_s),$$

где $s = 2, \dots, k-1$, $X_k: n_k + 0,5(n_{k+1} - n_k) \leq n \leq N$.

Каждая из выборок X_i проверяется на наличие границы стационарных сегментов так же, как и в п.1, но при достаточно низком уровне значимости. Те границы, которые не удовлетворяют данным условиям, удаляются, и соответствующие выборки объединяются.

4. *Окончательная оценка границ сегментов.* Для каждой выборки X_i вычисляется статистика $Y_N(n,0)$. Произвольная точка максимума модуля этой статистики принимается в качестве окончательной оценки i -го момента разладки. Затем вычисляется доверительный интервал этой оценки по формуле [8]

$$n_i - \frac{st_{n,\alpha/2}}{\sqrt{N}} \leq n \leq n_i + \frac{st_{n,\alpha/2}}{\sqrt{N}}, \quad (2)$$

где $n = N-1$; $1-\alpha$ – уровень доверия; s – выборочная дисперсия; $t_{n,\alpha/2}$ – процентные точки t -распределения Стьюдента.

Экспериментальная проверка разработанной методики

В данной работе расчет произведен с использованием реализации ЭЭГ здоровых бодрствующих людей. Рассматриваемый диапазон частот соответствовал α -ритму (8...13 Гц). Для фильтрации применялся фильтр Баттерворта 8-го порядка. На рис. 1, 2 представлены α -ритмы реализаций ЭЭГ здорового бодрствующего человека (здесь соответственно рис. 1 – темя, левая сторона, рис. 2 – темя, правая сторона). Длительность реализаций составляла 30 с, частота дискретизации $f_d = 120$ Гц.

Определим диагностическую последовательность путем возведения в квадрат исходного ЭЭГ-сигнала (рис. 3, 4). При поиске границ стационарных участков на этапе предварительных оценок их моментов уровень значимости принимается равным 0,2.

На следующем этапе принимаем уровень значимости равным 0,05. Расположение границ уточняется.

Затем границы сегментов уточняются, находится максимум математического ожидания в окрестности найденных точек и определяются доверительные интервалы. с учетом того, что в формуле (2) величина $\alpha = 0.01$.

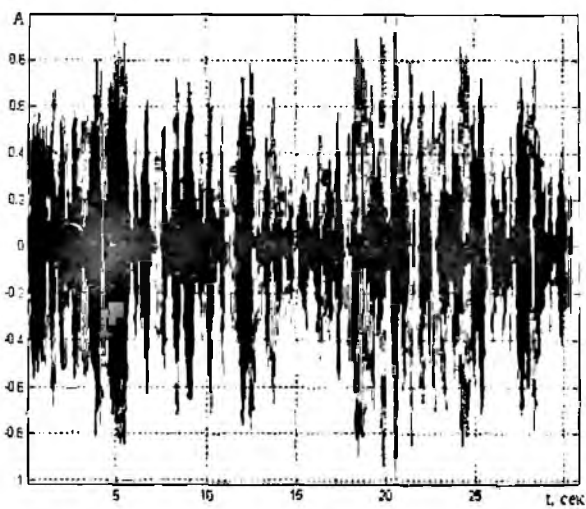


Рис. 1

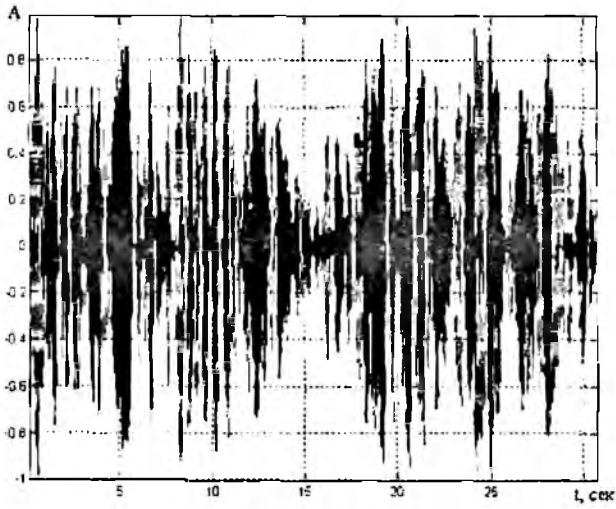


Рис.2

На рис. 5 – 6 приведены исходные реализации с нанесенными границами участков сегментов. Видно, что границы стационарных участков в большинстве случаев совпадают.

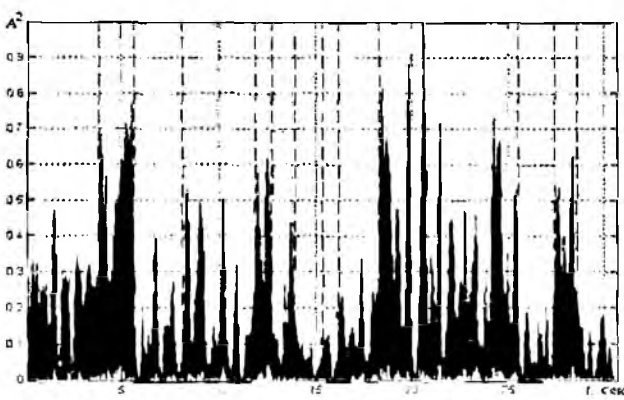


Рис. 3

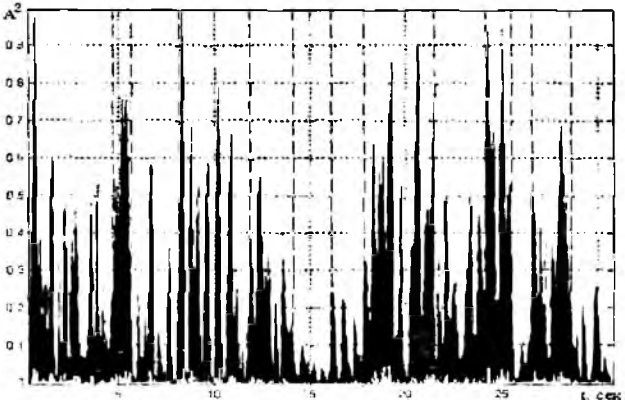


Рис. 4

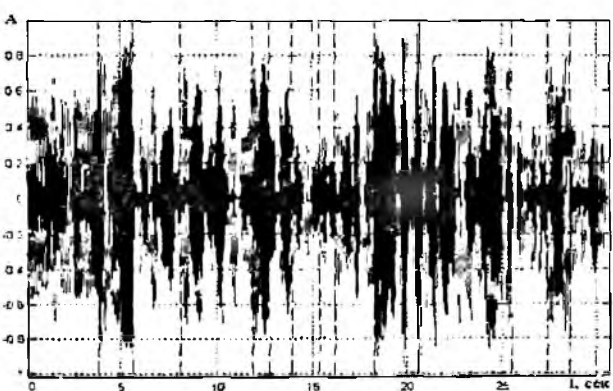


Рис. 5

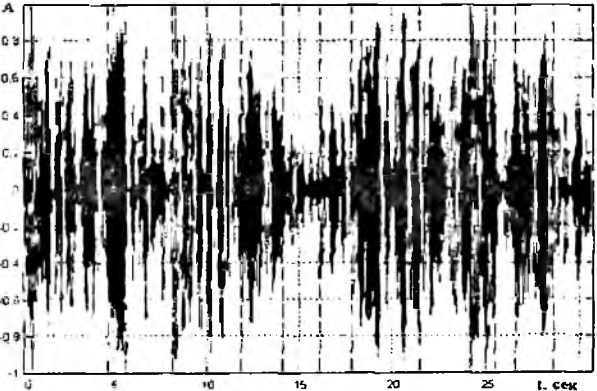


Рис. 6

БИБЛИОТЕКА
ХНУРЕ
ИНБ. № 494 998

Выводы

Сегментация ЭЭГ-сигнала методом модифицированных статистик Колмогорова–Смирнова не требует предварительного построения каких-либо математических моделей, которые для неоднородных процессов являются весьма приблизительными.

В отличие от подавляющего большинства описанных в литературе методов сегментации ЭЭГ, рассматриваемый метод позволяет находить границы стационарности с помощью порога, задаваемого таблично, а не эмпирически.

Применение непараметрических методов поиска моментов резкого изменения характеристик ЭЭГ имеет большое значение как для корректного вычисления базовых спектрально-корреляционных характеристик ЭЭГ-сигнала, так и для описания кусочно-стационарной организации ЭЭГ. Это обусловлено тем, что ЭЭГ является нестационарным процессом и в этом случае применение спектрально-корреляционного анализа ко всей реализации ЭЭГ в общем случае некорректно.

Анализ большой выборки [8] позволил сделать вывод: при уровне значимости 0,05 интервал стационарности ЭЭГ здорового бодрствующего человека, как правило, составляет 1...4 с.

Список литературы: 1. *Deisler M., Prohaska O., Reschenhofer E. et al.* Procedure for identification of different stages of EEG back ground activity & its application to the detection of drug effects // *EEG and Clin. Neurophysiol.* 1986. V. 64. P. 294. 2. *Bodenstein G., Praetorius H.M.* Feature extraction from the electroencephalogram by adaptive segmentation // *Proc. IEEE.* 1977. V. 65. P. 642-652. 3. *Jansen B.H., Hasman A., Lenten R. et al.* A study of inter and intra individual variability of the EEG of 16 normal subjects by means of segmentation // *Proc. of the 2nd Europ. Congr. of EEG and Clin. Neurophysiol.* Ed. H. Lechner. Aranibar A., 1979. P. 617-627. 4. *Скрылев К.М.* Метод анализа скачкообразных изменений ритмики ЭЭГ // *Физиология человека.* 1984. Т. 10, №2. С. 333. 5. *Шинкин С.Л., Бродский Б.Е., Дарховский В.С., Каплан А.Я.* ЭЭГ как нестационарный сигнал: подход к анализу на основе непараметрической статистики // *Физиология человека.* 1997. Т. 23, № 4. С. 124-126. 6. *Бродский Б.Е., Дарховский В.С., Каплан А.Я. и др.* Непараметрическая сегментация электрических сигналов мозга // *Автоматика и телемеханика.* 1998. №2. С. 23–32. 7. *Статистический анализ: Подход с использованием ЭВМ.* / А. Афифи. С. Эйзен; Пер. с англ. М.: Мир, 1982. 488 с. 8. *Прикладной анализ случайных данных.* / Дж. Бендат, А. Пирсол.; Пер. с англ. М.: Мир, 1989. 340с. 9. *Харченко О.И.* Методы частотного и временного анализа в системах обработки случайных сигналов типа электроэнцефалограмм: Дисс. ... канд техн. наук. Харьков: ХНУРЭ. 253 с.

*Харьковский национальный
университет радиотехники*

Поступила в редколлегию 18.04.2008

Д. А. ВЕЛИЧКО, канд. техн. наук, С. А. ВЕЛИЧКО, канд. физ.-мат. наук,
А. Н. РОЕНКО, канд. физ.-мат. наук, В. Ю. ЛЕВАНТОВСКИЙ, Е. В. ОДНОВОЛИК

ВЛИЯНИЕ РАЗМЕРА И ПОЛОЖЕНИЯ ПЛОСКОГО РЕФЛЕКТОРА НА ОТРАЖЕННЫЙ СИГНАЛ ПРИ ДИСТАНЦИОННОМ КОНТРОЛЕ В ЗОНЕ ФРЕНЕЛЯ

Дистанционный контроль технологических параметров, в частности прецизионное измерение расстояния до плоских поверхностей, выполняется разными способами, одним из которых является радиолокационный. Часто он применяется при небольших расстояниях между радиолокационным датчиком и контролируемым объектом, и эти расстояния соответствуют зоне Френеля. При прецизионных измерениях в этих условиях используются оценки фазы отраженного сигнала; при этом часто недостаточно аргументированно применяются соотношения для зоны Фраунгофера. Исследования запаздывания отраженной радиоволны ретрансляционным методом для поверхностей, имеющих конечный размер и находящихся на небольших расстояниях, которые, однако, удовлетворяют условиям «дальней» зоны, были проведены в [1]. В этой работе было замечено сильное влияние наклона отражающей плоскости на параметры сигнала и сделаны также выводы относительно аналогичных зависимостей для радиолокационного метода. Упрощения, принятые в [1], сводили решенную задачу к оценке фазометрическим методом времени запаздывания сигнала, отраженного от отрезка линии; оценки для двумерных рефлекторов сделаны не были. Теоретические исследования запаздывания радиосигнала, отраженного плоскими поверхностями, расположенными в зоне Френеля, на основе использования принципа Гюйгенса – Френеля [2], были проведены в [3]. В качестве информационного параметра здесь также использовалась фаза отраженного сигнала. Однако теоретические зависимости достаточно часто не совпадают с результатами экспериментальных исследований. Это происходит из-за отличия реального и расчетного распределений поля в раскрыве антенны, появления паразитных компонент в спектре излучаемого сигнала и по другим причинам.

Цель данной работы – экспериментальное исследование влияния размера и угла поворота плоского рефлектора, расположенного в зоне Френеля, на амплитуду и фазу отраженного сигнала. Приводится сравнение экспериментальных результатов с расчетными, учитывающими рассеяние электромагнитной волны только одним контролируемым объектом. Расчет выполнялся с помощью аналитической формулы Гюйгенса – Френеля [2] и программного обеспечения, разработанного при выполнении [3].

Схема эксперимента, расчета и функциональная схема радиолокационного датчика приведены на рис. 1, где 1 – генератор СВЧ; 2, 6 – вентили СВЧ; 3 – направленный ответвитель; 4 – выходной аттенюатор; 5_Σ – сдвигатель частоты; 5₁ – циркулятор; 5₂ – волноводный трой-

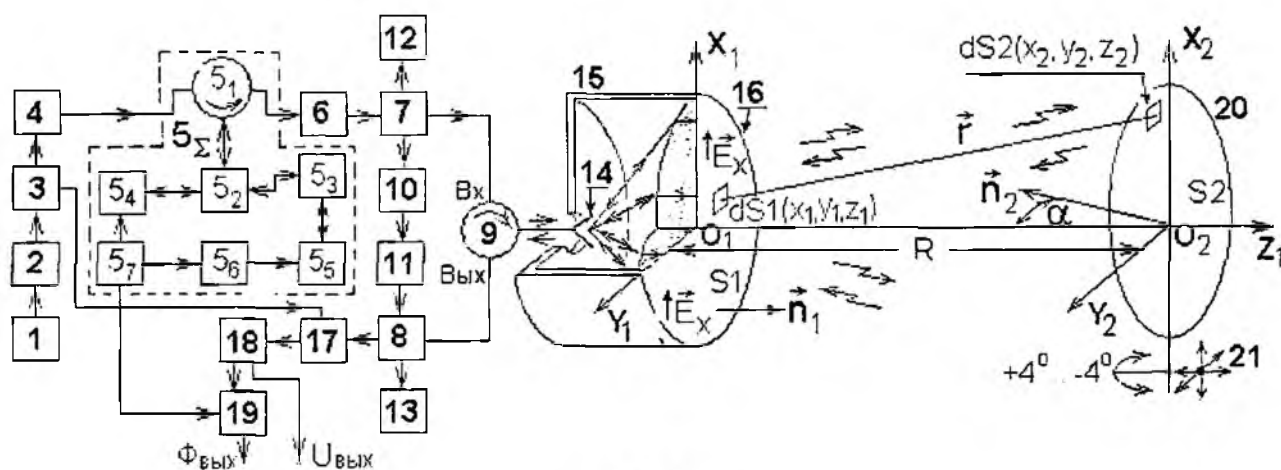


Рис. 1

ник: 5₃ – СВЧ фазосдвигатель на $\pi/4$; 5₄, 5₅ – управляемые рефлекторы; 5₆ – низкочастотный фазосдвигатель на $\pi/2$; 5₇ – генератор сдвига; 7, 8 – двойные волноводные тройники; 9 – выходной циркулятор; 10 – аттенюатор компенсирующего сигнала; 11 – фазовращатель компенсирующего сигнала; 12, 13 – согласованные нагрузки; 14 – рупорный облучатель; 15 – корпус антенны; 16 – диэлектрическая линза; 17 – смеситель; 18 – полосовой усилитель; 19 – фазометр; 20 – плоский металлический рефлектор; 21 – устройство механического смещения и поворота рефлектора.

Генератор СВЧ радиолокационного датчика генерировал непрерывные, немодулированные колебания. Из этого сигнала с помощью фазокомпенсационного сдвигателя частоты 5, заимствованного из [4], формировались два непрерывных колебания, частоты которых отличались на $F_{sh} = 50 \text{ кГц}$. Это позволяло реализовать супергетеродинный метод обработки отраженного сигнала, и использовать в качестве информационных параметров амплитуду и фазу принятого сигнала. В измерительном макете использовался одноантенный радиолокационный датчик. Это потребовало введения цепи, которая компенсировала прямое прохождение излучаемого сигнала между входом и выходом циркулятора 9. Компенсация прямого прохождения была реализована с помощью цепочки, состоящей из двух двойных волноводных тройников 7, 8, аттенюатора 10 и фазовращателя 11. Указанные способы обработки сигнала позволили выполнить дистанционное зондирование в области расстояний между излучающей поверхностью диэлектрической линзы 15 и рефлектором 20 в пределах $R = 0,5 \dots 2,5 \text{ м}$ (рис.1) для плоских, круглых металлических рефлекторов диаметром $D = 50 \dots 200 \text{ мм}$, при углах поворота рефлекторов $\alpha = -4^\circ \dots +4^\circ$. Изменение положения рефлектора осуществлялось поворотом вокруг оси O_2X_2 , угол α – это угол между направлением нормали $\vec{n}_2$ к рефлектору 20 и направлением на центр линзы 16 (рис.1). Функционирование измерительной установки происходило следующим образом.

Генератор СВЧ имел выходную мощность около 40 мВт, выходную частоту $f_0 = 60 \pm 0,015 \text{ ГГц}$: колебание на выходе аттенюатора 4 имеет вид

$$e_l(t) = U_l \cdot \cos(\omega \cdot t + \varphi_l), \quad (1)$$

где U_l , ω и φ_l – амплитуда, круговая частота и начальная фаза. Сдвигатель частоты 5 содержал два канала аналогично [4]. Рефлекторы 5₄, 5₅ управлялись колебаниями сдвига

$$\begin{aligned} e_{sh1}(t) &= U_{sh1} \cdot \cos(\Omega_{sh} \cdot t + \varphi_{sh}), \\ e_{sh2}(t) &= U_{sh2} \cdot \cos(\Omega_{sh} \cdot t + \varphi_{sh} + \pi/2), \end{aligned} \quad (2)$$

где U_{sh1} , U_{sh2} – амплитуды колебаний сдвига, поступающих с низкочастотного фазосдвигателя 5₆ на управляемый рефлектор 5₅ и с генератора сдвига 5₇ на управляемый рефлектор 5₄ соответственно, Ω_{sh} , φ_{sh} – круговая частота и начальная фаза генератора сдвига 5₇.

Отраженные управляемыми рефлекторами 5₄, 5₅ сигналы, модулированные колебаниями (2), возвращаются в тройник 5₂ и складываются на его входе – выходе; образуется суммарный сигнал. Если не учитывать запаздывания и затухания в устройствах сдвигателя частоты 5, которые принципиально не влияют на характеристики отраженного сигнала, суммарный сигнал на выходе сдвигателя частоты можно записать в виде

$$e_{\text{mod } \Sigma}(t) = e_{\text{mod } 1}(t) + e_{\text{mod } 2}(t),$$

$$e_{\text{mod } 1}(t) = \{1 + M_1 \cdot \cos[\Omega_{sh} \cdot t + \varphi_{sh}]\} \cdot U_{l1} \cdot \cos[\omega \cdot t + \varphi_l], \quad (3)$$

$$e_{\text{mod } 2}(t) = \{1 + M_2 \cdot \cos[\Omega_{sh} \cdot t + \varphi_{sh} + \pi/2]\} \cdot U_{l2} \cdot \cos[\omega \cdot t + \varphi_l + \pi/2].$$

где U_{i1} и U_{i2} амплитуды на входах каналов сдвигателя частоты – выходах тройника 5₂, M_1 , M_2 – коэффициенты амплитудной модуляции.

Суммарный сигнал $e_{\text{mod}}^{(\Sigma)}(t)$ является суммой частотных компонент спектра $e_{\text{mod}(\omega)}^{(\Sigma)}(t)$, $e_{\text{mod}(\omega-\Omega_{sh})}^{(\Sigma)}(t)$ и $e_{\text{mod}(\omega+\Omega_{sh})}^{(\Sigma)}(t)$, расположенных на частотах ω , $(\omega-\Omega_{sh})$, $(\omega+\Omega_{sh})$. Эта сумма и выражения для отдельных частотных составляющих при условии, что разность фаз между модулирующими колебаниями составляет точно $\pi/2$ и фазовый сдвиг СВЧ сигнала на фазосдвигателе 5₃ равен точно $\pi/4$, имеют вид

$$\begin{aligned} e_{\text{mod}}^{(\Sigma)}(t) &= e_{\text{mod}(\omega)}^{(\Sigma)}(t) + e_{\text{mod}(\omega-\Omega_{sh})}^{(\Sigma)}(t) + e_{\text{mod}(\omega+\Omega_{sh})}^{(\Sigma)}(t) , \\ e_{\text{mod}(\omega)}^{(\Sigma)}(t) &= [U_{i1} + U_{i2}] \cdot \cos(\pi/4) \cdot \cos[\omega \cdot t + \varphi_t] , \\ e_{\text{mod}(\omega-\Omega_{sh})}^{(\Sigma)}(t) &= A_1 \cdot \cos[(\omega - \Omega_{sh}) \cdot t + \varphi_t - \varphi_{sh}] , \\ e_{\text{mod}(\omega+\Omega_{sh})}^{(\Sigma)}(t) &= A_2 \cdot \cos[(\omega + \Omega_{sh}) \cdot t + \varphi_t + \varphi_{sh}] , \end{aligned} \quad (4)$$

где $A_1 = 0,5 \cdot [M_1 \cdot U_{i1} + M_2 \cdot U_{i2}]$ – амплитуда «полезной» компоненты спектра,

$A_2 = 0,5 \cdot [M_1 \cdot U_{i1} - M_2 \cdot U_{i2}]$, – амплитуда «паразитной» компоненты спектра.

Векторы, изображающие спектральные компоненты сигнала (4), представлены на рис. 2. Этот сигнал через вентиль 6, двойной волноводный тройник 7 и облучатель 14 поступает на диэлектрическую линзу 16 (рис.1) и излучается в пространство. С помощью компенсирующей цепочки минимизируется прямое прохождение сигнала (4) на выход циркулятора 9. При проведении экспериментов $A_1/A_2 \approx 25\text{дБ}$.

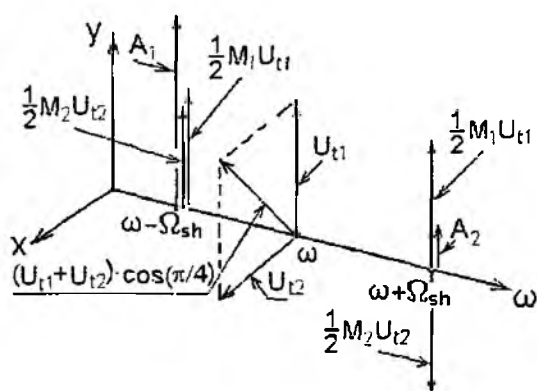


Рис. 2

Антенна состояла из рупорного облучателя 14 и одноповерхностной [5] фторопластовой линзы 16 (рис. 1) с коэффициентом преломления $n = 1,41 \dots 1,48$. В соответствии с [5] отношение фокусного расстояния F к диаметру линзы D было выбрано равным 1, величины $F = D = 70\text{мм}$. Рупорный облучатель имел размеры: апертура в плоскости $\vec{H}$ $a = 12\text{мм}$, в плоскости $\vec{E}$ $b = 9\text{мм}$, расстояние от раскрыва до горловины рупора $h = 24\text{мм}$. При этом с учетом изменения угла облучения освещенной стороны линзы поле на краю неосвещенной стороны составляло около 0,14 от величины поля в центре.

При расчете, который выполнялся с целью сравнения с экспериментальными данными, для всех спектральных компонент распределение относительной амплитуды излучаемого поля на неосвещенной стороне линзы принималось

$$E/E_0 = d + (1 - r^2)^m . \quad (5)$$

где E_0 – напряженность поля в центре линзы, r – расстояние от центра линзы $r \leq 1$, d – пьедестал, $m = 2$. Фаза излучаемого поля принималась постоянной на всей излучающей поверхности и приравнивалась фазе соответствующей компоненты в центре линзы.

Взаимное расположение излучающей поверхности $S1$, координатных систем и элемента $dS2(x_2, y_2, z_2)$ на рефлекторе, где определяется поле, представлено на рис. 1. Плоскость $S1$ совпадает с плоскостью $X_1O_1Y_1$, координата $z_1 = 0$ для всех элементарных площадок $dS1$. Источники E поля имеют вертикальную поляризацию так, что $E_y = 0$, $E_z = 0$. Величина поля дифракции с учетом спектральных компонент излучаемого поля выражается [2]

$$E_p = \frac{1}{4\pi} \int_{S1} \{ E_{dS1}(x_1, y_1, \omega) + E_{dS1}[x_1, y_1, (\omega - \Omega_{sh})] + \\ + E_{dS1}[x_1, y_1, (\omega + \Omega_{sh})] \} \cdot \frac{e^{-jkr}}{r} \cdot \left[\left(jk + \frac{1}{r} \right) \vec{n} \cdot \vec{r} + E_{dS1}[x_1, y_1, (\omega - \Omega_{sh})] \right], \quad (6)$$

где $k = 2\pi/\lambda$ – волновое число, $E_{dS1}(x_1, y_1, \omega)$, $E_{dS1}[x_1, y_1, (\omega - \Omega_{sh})]$, $E_{dS1}[x_1, y_1, (\omega + \Omega_{sh})]$ – спектральные компоненты поля на излучающем элементе $dS1$, $\vec{n} \cdot \vec{r}$ – скалярное произведение ортов нормали $\vec{n}_1$ к поверхности $S1$ (рис.1) и направления $\vec{r}$ от точки возбуждения $dS1$ к точке наблюдения $dS2$. $\vec{P}$ – орт вектора Умова – Пойнтинга.

Расчет поля на всех элементах рефлектора проводился с помощью процедур, разработанных при выполнении [3]. Отраженное поле на линзе 16 определялось по полученным значениям амплитуд и фаз полей на рефлекторе для каждой спектральной составляющей. Интегрирование по поверхности $S1$ линзы 16 позволяло определить принятое поле и возбуждаемый им в рупорном облучателе 14 сигнал (рис. 1).

При проведении исследований паразитные отражения от объектов за пределами областей пространства, занимаемого излучающей линзой 16 и круглым рефлектором 20 (рис. 1) ослаблялись специальными поглощающими ковриками, покрытыми коническими шипами. Поглощающие коврики размещались в плоскости антенны $X_1O_1Y_1$ и в плоскости рефлектора $X_2O_2Y_2$; на рис. 1 они не показаны, чтобы не затенять рисунок. Рефлектор 20 устанавливался непосредственно на поверхность коврика, для антенны было сделано отверстие по размеру линзы 16.

Сигнал, отраженный рефлектором 20, через линзу 16, облучатель 14, циркулятор 9, двойной волноводный тройник 8 поступал на смеситель 17, в котором производилось преобразование сигналом (1). Сигнал на выходе смесителя 17 содержал колебания на нулевой частоте и на частоте $F_{sh} = 50 \text{ кГц}$. Последние усиливались полосовым усилителем 18, колебания на нулевой частоте подавлялись. Один выход усилителя 18 использовался для регистрации амплитуды принятого сигнала, а другой – для выделения фазы. Выходной сигнал являлся суммой двух гармоник, отношение амплитуд которых, как отмечалось выше, составляло $A_1/A_2 \approx 25 \text{ дБ}$.

Чувствительность экспериментального макета проверялась по сигналу от эталонного отражателя – металлической сферы (шар) диаметром 19 мм, которая помещалась в точку, где должен был располагаться центр рефлектора 20 (рис.1). Сигнал, отраженный сферой на дальности 1 м, превышал на 8 дБ входные шумы, к которым добавлялись отражения от поглощающих ковриков. На дальности 2,5 м это соотношение снижалось до 2,5 дБ. В проведенных экспериментах оценка погрешности измерения амплитуды сигнала не превышала $\pm 1 \text{ дБ}$, погрешность измерения фазового набег оценивалась величиной $\pm 6^\circ$.

В измерениях на дальности 0,5 м с плоскими круглыми пластинами-рефлекторами измерялись фаза отраженного сигнала и его амплитуда с помощью фазометра 19 и усилителя 18

(рис. 1). Зависимость набега фазы от угла поворота рефлектора на дальности 0,5 м приведена на рис. 3. По оси ординат отложен фазовый набег отраженного сигнала Φ^0 в градусах, по оси абсцисс – угол поворота α^0 в градусах. Расчетные зависимости представлены сплошными линиями и обозначены: цифрой 1 для рефлекторов, имеющих диаметр $D = 0,05$ м, цифрой 2 – $D = 0,075$ м, цифрой 3 – $D = 0,1$ м. Результаты измерений представлены значками, расшифрованными на поле рис. 3. Значения набега фазы отраженной волны при изменении диаметра рефлектора меняются. Поэтому в экспериментах набег фазы, соответствующий нулевому наклону рефлектора, компенсировался дополнительным сдвигом фазы так, чтобы при нулевом повороте рефлекторов разных диаметров фазовые сдвиги отраженного сигнала были одинаковы. Этот фазовый сдвиг может также устанавливаться изменением расстояния между линзой 16 и рефлектором 20 (рис. 1). При переходе от рефлектора $D = 0,05$ м к рефлектору $D = 0,075$ м выравнивание фазового набега до 118° (рис. 3) производилось за счет уменьшения расстояния приблизительно на 110 мкм. При дальнейшем переходе к рефлектору $D = 0,1$ м расстояние уменьшалось еще на 70 мкм. Это соответствует расчетам, с помощью которых были получены характеристики, приведенные на рис. 7 работы [3].

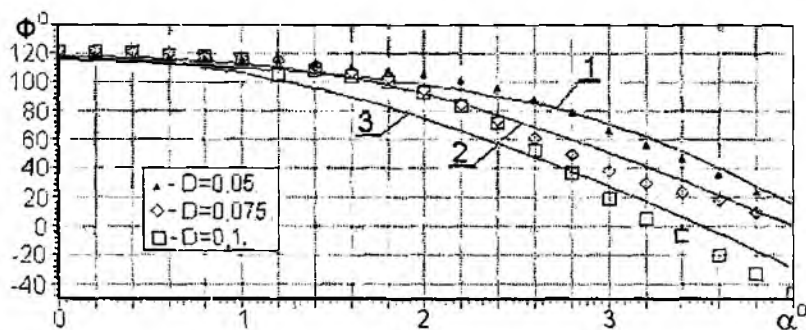


Рис. 3

Изменение фазового набега было почти симметричным при повороте рефлектора в разные стороны. В опытах измерения фазового набега производились при повороте рефлектора по часовой стрелке и против относительно нулевого положения нормали к облучателю. Результаты записывались в таблицу, затем вычислялось среднее значение. Определенная таким образом экспериментальная зависимость фазового набега Φ^0 от угла поворота рефлектора α^0 представлена на рис. 4

точками: рефлектор имел диаметр $D = 0,05$ м. На этой зависимости виден наклон характеристики, который вызван смещением центра рефлектора по вертикали на 4 мм. Теоретическая зависимость, соответствующая такому смещению рефлектора с диаметром $D = 0,05$ м, представлена кривой 1, совпадение которой с измеренными значениями можно считать удовлетворительным. Зависимость при полной соосности центра излучающей линзы 16 и центра рефлектора 20 (рис. 1) показана кривой 2 (рис. 4). При усреднении экспериментальных значений фазовых набегов, соответствующих равным отклонениям от нулевого положения рефлектора на рис. 4, наклон зависимости фазового набега приобрел вид, показанный на рис. 3 значками ▲. Отметим, что на некоторых экспериментальных графиках наблюдались асимметрия и выбросы, вызванные погрешностями установки отражателей, недостаточным поглощением радиоволн ковриками, переотражениями от их поверхности и другими причинами.

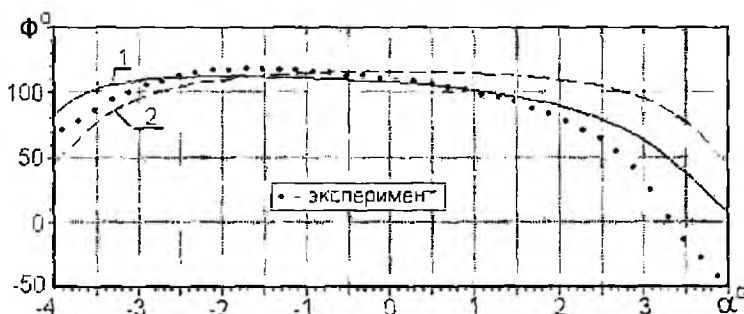


Рис. 4

Как видно из рис. 3, при увеличении диаметра рефлектора наклон зависимостей возрастал. Однако при увеличении диаметра рефлектора после значения $D = 0,1$ м наклон оставался практически постоянным. Кривые для рефлекторов с диаметрами $D = 0,1$ м и $D = 0,2$ м практически совпадали, поэтому данные для $D = 0,2$ м на рис. 3 не занесены.

Анализ этой особенности в поведении зависимостей набега фазы от угла поворота рефлектора был проведен с помощью формулы (6) и измерений амплитуды поля на дальности 0,5 м. Амплитуда поля E в плоскости рефлектора при $Z_c = 0,5$ м в точках с координатами $X_{2,м}$, $Y_2 = 0$ (рис. 1) показана на рис. 5, а и 5, б кривыми 3. Точками отмечены результаты измерения амплитуды сигнала в плоскости рефлектора с помощью детекторного приемника с рупорной антенной, имеющей апертуру 9×12 мм. На рис. 5, а и 5, б обозначено: 1 – расчетное распределение относительной амплитуды поля на дальности 0,1 м, 2 – на дальности 0,25 м, 4 – на дальности 1 м, 5 – на дальности 2,5 м.

Распределение амплитуды поля в плоскости рефлектора показано на рис. 5. Как видно из зависимости 3, амплитуда поля в пределах рефлектора меняется значительно. На краях рефлектора $D = 0,05$ м поле спадает на 3,5 дБ по сравнению с величиной в центре, на краях рефлектора $D = 0,1$ м – на 13 дБ; при увеличении отклонения отражающего элемента от центра рефлектора амплитуда поля на нем быстро уменьшается (кривая 3 на рис. 5, б и точки измеренных значений). Поэтому увеличение диаметра рефлектора свыше 0,1 м не должно приводить к значительным изменениям зависимости набега фазы от угла поворота рефлектора, расположенного на дальности 0,5 м.

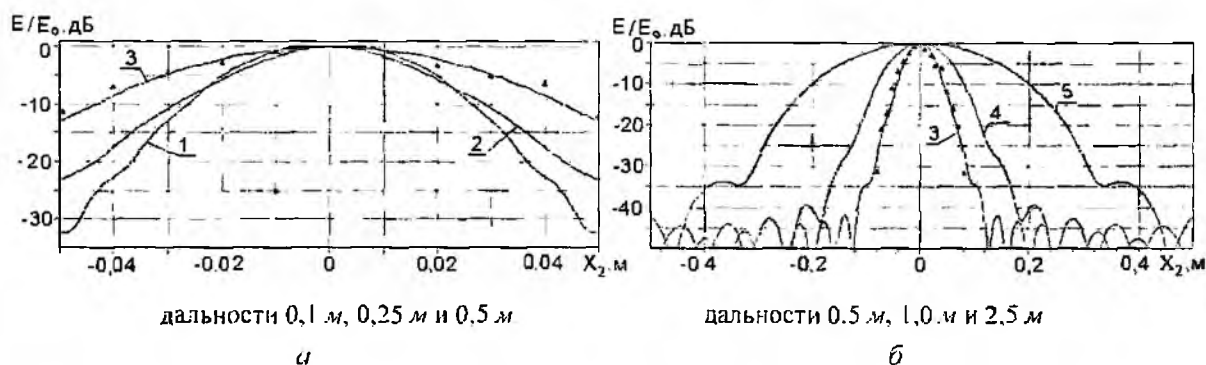


Рис. 5

При дальнейшем сокращении расстояния между измерителем и рефлектором (рис. 5, а) скорость убывания амплитуды поля при отклонении от центра растет. На расстояниях 0,25 м и 0,1 м диаметр эффективной части отражающей области явно ограничивается диаметром излучающей линзы равным 0,07 м. Поэтому в данной области расстояний ожидать усиления зависимости набега фазы от угла поворота рефлектора не следует. Анализ зависимости амплитуды поля при уменьшении расстояния между измерителем и рефлектором менее 0,1 м с помощью формулы (6) может дать неверный результат, так как величина 0,1 м практически граничит с ближней реактивной зоной, как следует из [6].

Таким образом, отраженный сигнал на малых дальностях формируется ограниченной областью, поэтому увеличение диаметра рефлектора свыше $(1...1,5)D$ излучающей линзы не должно приводить к существенному изменению параметров отраженного сигнала.

Ограничение диаметра «освещенного пятна» действовало также на зависимость амплитуды принятого сигнала от ориентации рефлектора, расположенного на дальности 0,5 м. Зависимость относительной амплитуды принятого сигнала $U/U_{\max} = f(\alpha)$ приведена на рис. 6 для рефлекторов диаметром $D = 0,05$ м и $D = 0,2$ м; α° – угол поворота рефлектора в градусах. Экспериментальные данные отмечены значками, которые расшифрованы на поле рис. 6.

Расчетная зависимость $U/U_{\max} = f(\alpha)$ при $D = 0,05\text{ м}$ показана кривой 1, при $D = 0,2\text{ м}$ – кривой 2. Различие между экспериментальными и расчетными зависимостями незначительно, разница заключена в пределах менее 2 дБ. поэтому для рефлекторов с диаметрами 0,075 м, 0,1 м, 0,15 м данные на рис.6 не приводятся.

Такая особенность амплитудных зависимостей может быть объяснена тем, что основной вклад в отраженный сигнал дает ограниченное «освещенное пятно». размеры которого, рассчитанные по формуле (6), можно оценить с помощью кривых 3 на рис. 5.

Увеличение расстояния между измерителем и рефлектором до 1 м приводит к увеличению диаметра «освещенного пятна» практически в два раза по сравнению с соответствующими размерами на дальности 0,5 м (кривые 3 и 4 на рис.5, б). Поэтому влияние удаленных кольцевых участков рефлекторов на дальности 1 м усиливается. Зависимость набег фазы от угла поворота рефлектора на этой дальности имеет вид, приведенный на рис. 7. По оси ординат отложены значения набег фазы принятого сигнала Φ^0 в градусах.

по оси абсцисс – угол поворота рефлектора α^0 в градусах (рис. 1). Расчетные зависимости 1 получены с помощью формулы (6) и обозначены: 1 – при $D = 0,05\text{ м}$. 2 – при $D = 0,075\text{ м}$, 3 – при $D = 0,1\text{ м}$ и 4 – при $D = 0,2\text{ м}$; результаты экспериментов показаны значками, расшифрованными на поле рис. 7.

Как видно из зависимостей рис. 7. набег фазы принятого сигнала при изменении угла поворота рефлектора увеличился. диапазон значений, отложенных по оси ординат, занимает область $\Phi^0 \in (-180^\circ..+180^\circ)$. При этом для рефлектора $D = 0,2\text{ м}$ наблюдается переход набег фазы через границу -180° и для $D = 0,1\text{ м}$ этот параметр практически достигает границ.

Следует отметить, что «освещенная часть» поверхности на дальности 1 м меньше максимального диаметра использованного рефлектора. поэтому отличие между зависимостями для рефлекторов $D = 0,1\text{ м}$ и $D = 0,2\text{ м}$ оказывается меньше, чем для рефлекторов меньших диаметров.

При размещении рефлектора на дальности 2,5 м изменение фазового набег при изменении его угла поворота значительно увеличивалось по сравнению с соответствующими изменениями на меньших дальностях. Это иллюстрируется зависимостями, приведенными на рис. 8. Сплошными кривыми показаны теоретические зависимости. Кривая 1 отображает зависимость для рефлектора $D = 0,05\text{ м}$, кривая 2 – для $D = 0,075\text{ м}$, кривая 3 – для $D = 0,1\text{ м}$, кривая 4 – для рефлектора $D = 0,15\text{ м}$. Экспериментальные значения нанесены значками, которые расшифрованы на поле рис. 8.

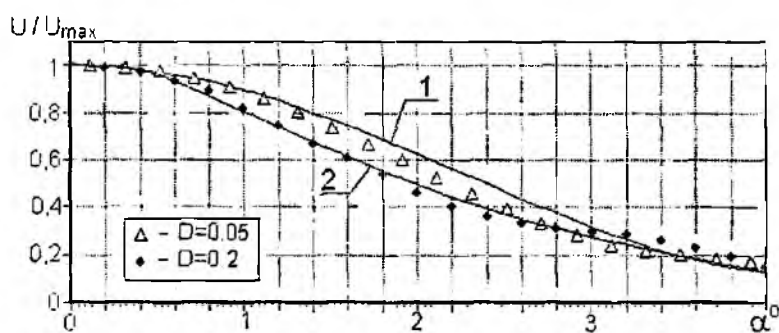


Рис.6

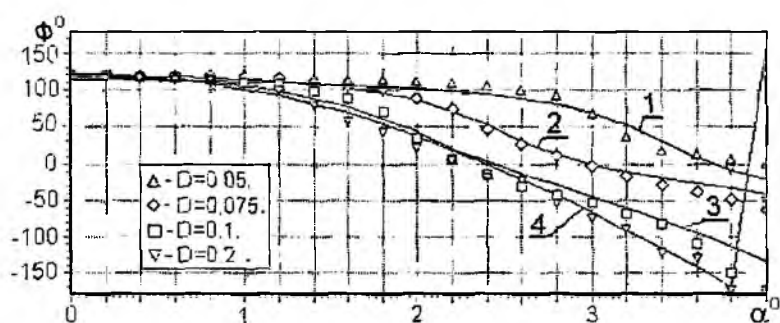


Рис.7

Как видно из приведенных зависимостей, результаты измерений группируются вблизи расчетных значений. Следует отметить, что фазовые набегн при одинаковых углах поворота рефлектора, имеющего больший диаметр, во всех случаях больше соответствующих набегов для рефлекторов меньшего диаметра. Объясняется это тем,

что размеры «освещенного пятна» на дальности 2,5 м (кривая 3 на рис.5) оказались больше самого большого из испытываемых рефлекторов.

Величина фазового набегн для рефлекторов $D = 0,1\text{ м}$ и $D = 0,15\text{ м}$ в области исследуемых углов поворота достигала границы -180° , что приводило к скачку измеряемой фазы до значений $+180^\circ$. Как видно из рис. 8, для рефлектора $D = 0,1\text{ м}$ изменение угла поворота от 0° до $3,4^\circ$ приводило к изменению фазового набегн приблизительно на 300° , что соответствует изменению расстояния между измерителем и объектом около 2 мм. Для рефлектора $D = 0,15\text{ м}$ такое изменение фазового набегн соответствовало изменению его угла поворота α° от 0° до $2,6^\circ$, т.е. меньшие угловые колебания рефлектора приводили к таким же значительным погрешностям при определении изменения дальности до объекта, как и для рефлектора $D = 0,1\text{ м}$ при изменении α° от 0° до $3,4^\circ$. Исследования с рефлектором $D = 0,2\text{ м}$ показали, что погрешность определения расстояния, вызванная изменением угла поворота рефлектора, возрастает еще больше. На рис. 8 эта зависимость не приведена, чтобы не затенять данные по другим рефлекторам.

В связи с отмеченным ростом влияния расстояния и увеличения диаметра рефлектора на изменение фазового набегн принятого сигнала при изменении угловой ориентации рефлектора на рис. 9 представлены обобщенные характеристики. По оси ординат здесь отложена разность фазового набегн при двух фиксированных ориентациях рефлектора $\alpha = 0^\circ$ и $\alpha = 2^\circ$ (рис.1). По оси абсцисс отложено расстояние между линзой 16 и рефлектором 20. Сплошными кривыми, которые получены с помощью формулы (6), обозначены 1 – зависимость для рефлектора $D = 0,05\text{ м}$, 2 – $D = 0,075\text{ м}$, 3 – $D = 0,1\text{ м}$, 4 – $D = 0,125\text{ м}$. Значками обозначены измеренные на фиксированных расстояниях величины скачков фазы; обозначения расшифрованы на поле рис. 9.

Как видно из приведенных зависимостей, в исследуемом диапазоне расстояний во всех случаях увеличение диаметра рефлектора приводило к увеличению скачка фазового набегн принятого сигнала. Только для рефлектора малого диаметра $D = 0,05\text{ м}$ при увеличении расстояния не отмечалось роста скачков фазы при скачках угла поворота рефлектора. Расчетные зависимости показывают, что такое изменение значений фазы существует, но скачки фазового набегн находятся в диапазоне около 10° . Отметим, что измеренные величины не опровергают расчетные зависимости и в основном совпадают.

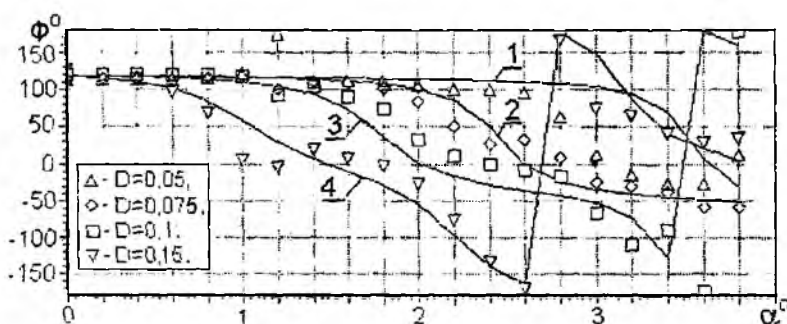


Рис. 8

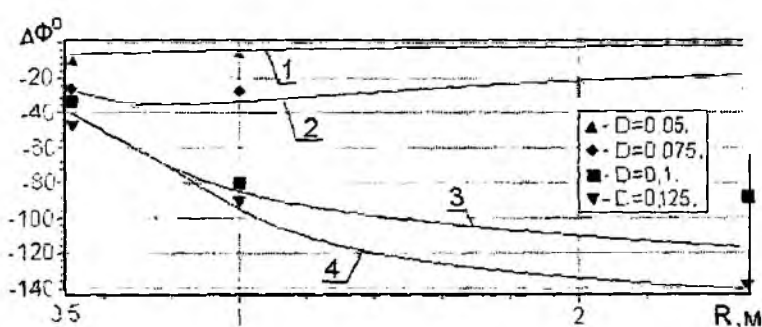


Рис. 9

Таким образом, проведенные экспериментальные исследования и сравнение их результатов с расчетом, основанным на вычислении скалярного поля дифракции Френеля – Кирхгофа (6), позволяют сделать вывод о практическом совпадении расчетных и экспериментальных зависимостей. Результаты экспериментальных исследований подтверждают сильную зависимость фазового набега сигнала, отраженного плоским рефлектором, от его угла поворота, что приводит к погрешностям в определении изменения расстояния до объекта фазовым методом. Величина погрешности при этом может достигать величины интервала однозначного измерения дальности. При уменьшении диаметра плоского рефлектора погрешность определения фазового набега, вызванная угловыми флуктуациями рефлектора, снижается. К снижению погрешности приводит также приближение контролируемого объекта к радиолокационному измерителю. Зависимость фазового набега от угла поворота рефлектора может быть использована для определения угловых флуктуаций рефлектора при заведомо неизменном (или контролируемом независимо) расстоянии между измерителем и объектом.

Список литературы: 1. Величко Д.А. Характеристики сигнала, отраженного плоскостью, при ретрансляционном методе измерения // Известия высших учебных заведений «Радиоэлектроника». 2000. Т. 43, №11, С.29-37. 2. *Principles of Optics. Electromagnetic Theory of Propagation. Interference and Diffraction of Light* // Max Born M.A., Dr. Phil., F.R.S. Nobel Laureate. Emil Wolf Ph. D., D.Sc. / Пер. с англ. С.Н. Бреуса, А.И. Головашкина, А.И. Шубина; Под ред. Г.П. Мотулевич. М.: Наука. Главная редакция физ.-мат. лит., 1973. 719 с. 3. Величко А.Ф., Величко Д.А. Оценка запаздывания радиосигнала, отраженного плоскими поверхностями в зоне Френеля // Радиотехника. 2006. Вып.147. С.17-24. 4. Величко А.Ф., Величко Д.А. Характеристики отраженного сигнала при ретрансляционном методе и ограниченном подавлении боковых компонент спектра // Известия высших учебных заведений «Радиоэлектроника». 2000. Т. 43. № 3. С.11-20. 5. *Справочник по радиолокации: В 4-х т.* / Под ред. М. Скольника; Пер. с англ. под общ. ред. К.Н. Трофимова. М.: Сов. радио. 1976. Т.2 / Под ред. П.И. Дудника. 406 с. 6. *S. Laybros, P.F. Combes, H.J. Mametsa. The "Very-Near-Field" Region of Equiphase Radiating Apertures* // IEEE Antennas and Propagation Magazine, August 2005, Vol. 47, No.4, P.50-66.

*Институт радиофизики и электроники им. А.Я. Усикова
Национальной академии наук Украины*

Поступила в редколлегию 18.02.2008

АЛГОРИТМ КОМБИНИРОВАННОГО АМПЛИТУДНОГО МЕТОДА ИЗМЕРЕНИЯ УГЛА МЕСТА ЦЕЛИ В ОБЗОРНОЙ РЛС С ПАРЦИАЛЬНОЙ ДИАГРАММОЙ НАПРАВЛЕННОСТИ

Введение

В обзорных РЛС с парциальной диаграммой направленности (ПДН) кроме дальности и азимута цели возникает возможность оценивать угол места цели $-\varepsilon_{\eta}$. Он может оцениваться на основе сравнительного анализа параметров отраженных от цели импульсов на выходах приемных трактов двух соседних лепестков ПДН.

В статье [1] предложены возможные варианты алгоритмов измерения ε_{η} по азимутальной ширине пачек импульсов цели. Измерение ε_{η} состоит в расчете отклонения цели по углу места $\Delta\varepsilon_{\eta}$ (рис. 1) от известного равносигнального направления (РСН) $\varepsilon_{РСН}$ по результатам измерения азимутальной ширины пачек импульсов $-\beta_{n1}, \beta_{n2}$ ("азимутальной амплитуды") двух соседних лепестков ПДН в течение времени облучения цели. Обозначим определенное таким образом $\Delta\varepsilon_{\eta}$ как $\Delta\varepsilon_{\eta m}$.

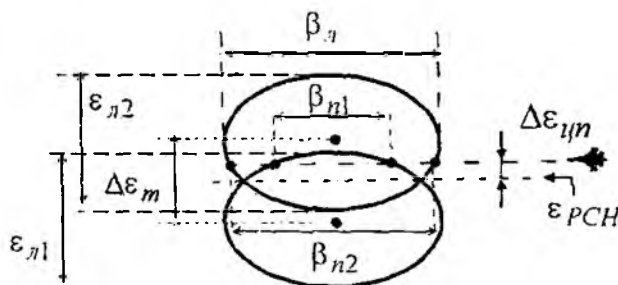


Рис. 1

Если угловые размеры соседних лепестков одинаковы, то

$$\Delta\varepsilon_{\eta m} = \frac{\varepsilon_{\eta}^2}{8\beta_{\eta}^2 \Delta\varepsilon_m} (\beta_{n2}^2 - \beta_{n1}^2 - 6T_a v_a (\beta_{n2} - \beta_{n1})), \quad (1)$$

где ε_{η} , β_{η} , $\Delta\varepsilon_m = \varepsilon_2 - \varepsilon_1$ -- ширина лепестков по углу места ε , азимуту β и взаимное смещение по ε соседних лепестков ПДН (рис. 1); T_a -- период следования отраженных импульсов на входе измерителя; v_a -- скорость вращения антенны, об/мин.

Если же размер по ε верхнего лепестка $\varepsilon_{\eta 2}$ отличается от нижнего $\varepsilon_{\eta 1}$, то алгоритм расчета $\Delta\varepsilon_{\eta}$ по измеренным значениям β_{n1} и β_{n2} отличается от (1) и имеет вид

$$\Delta\varepsilon_{\eta m} = \frac{k_{\varepsilon} \Delta\varepsilon_m}{k_{\varepsilon}^2 - 1} \left(\sqrt{1 + \frac{\alpha_0}{4} (\beta_{n2}^2 - \beta_{n1}^2 - 6T_a v_a (\beta_{n2} - \beta_{n1}))} - 1 \right). \quad (2)$$

где $k_{\varepsilon} = \varepsilon_{\eta 2} / \varepsilon_{\eta 1}$, $\alpha_0 = \varepsilon_{\eta 1}^2 (k_{\varepsilon}^2 - 1) / (\beta_{\eta}^2 \Delta\varepsilon_m)$.

Для алгоритмов (1) и (2) расчета $\Delta\varepsilon_{\eta}$ характерна ошибка дискретизации $\sigma\varepsilon_{\eta}$, которая связана с периодом T_a выражением [2]

$$\sigma_{\epsilon_a} = (\sqrt{3}/2)(\epsilon_{a1} + \epsilon_{a2})v_a T_a |\beta_{n2} - \beta_{n1}| / \beta_n^2. \quad (3)$$

Эта ошибка может быть уменьшена в результате вторичной обработки информации цифровым вычислителем.

Для достижения приемлемой точности измерения азимута и дальности цели за один обзор на предельной дальности действия РЛС или в условиях сильного отраженного или шумового фона в трехкоординатных РЛС с ПДН при обработке отраженных импульсов осуществляется их когерентное накопление в течение n периодов повторения импульсов запуска T_n . $T_a = nT_n$. При этом ошибка (3) может принимать неприемлемые для измерения высоты цели значения. Для снижения ошибок дискретизации наряду со "сглаживанием" ϵ_a в РЛС при расчете $\Delta\epsilon_a$ целесообразно учитывать не только значения β_{n1} и β_{n2} , но и значения амплитуд импульсов U_1 , U_2 соседних лепестков на выходе трактов обработки.

В работе [3] предложен амплитудный метод определения ϵ_a – по соотношению амплитуд U_1/U_2 импульсов соседних лепестков ПДН для РЛС имеющих одинаковую ширину всех лепестков по азимуту β_a (рис.1) и разную по углу места $\epsilon_{a1} \neq \epsilon_{a2}$ (рис.2).

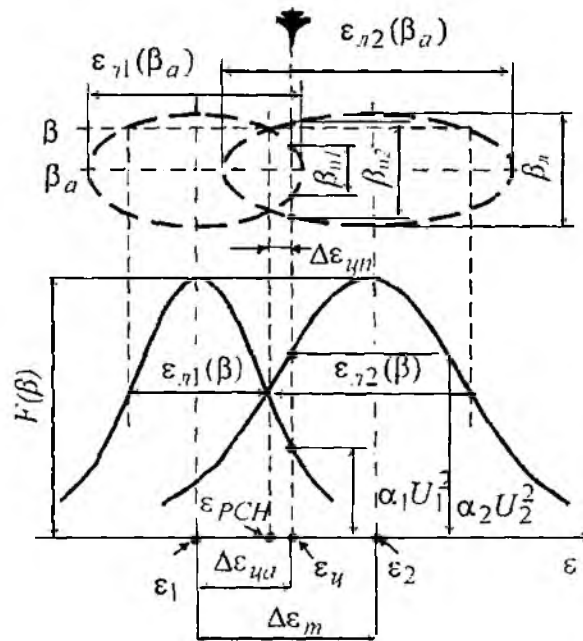


Рис. 2

Цель статьи – предложить комбинированный метод определения ϵ_a , учитывающий результаты измерения азимутальной ширины пачек импульсов – β_{n1} , β_{n2} [1] и соотношения амплитуд U_1/U_2 этих импульсов соседних лепестков ПДН [3].

На рис. 2 иллюстрируется возможность измерения ϵ_a как по β_{n1} , β_{n2} , так и по амплитудам импульсов напряжений U_1 , U_2 нижнего и верхнего лепестков. На иллюстрации β , ϵ – текущие координаты в пространстве по азимуту и углу места; β_a – текущее угловое положение антенны по азимуту; ϵ_i – угловое положение по ϵ осей симметрии нижнего ($i=1$) и верхнего ($i=2$) лепестков; ϵ_{a1} , ϵ_{a2} – ширина лепестков по углу места; $\Delta\epsilon_{\chi a}$ – отклонение цели по ϵ от плоскости симметрии нижнего лепестка. $\Delta\epsilon_{\chi m}$ – отклонение цели по ϵ от РСН соседних лепестков ПДН.

Для ослабления влияния флуктуаций эффективной отражающей поверхности (ЭОП) цели на точность измерения частотный разнос $(f_2 - f_1)$ «лепестков» должен удовлетворять условию [4]:

$$|f_2 - f_1| \leq (c/4L), \quad (4)$$

где c – скорость света, L – линейный размер цели.

Как показано в [3] алгоритм измерения $\Delta\epsilon_{\text{нр}}$ описывается соотношением

$$\Delta\epsilon_{\text{нр}} = \frac{\Delta\epsilon_m}{a\epsilon_{i2}^2} \left(1 + \sqrt{1 + a\epsilon_{i2}^2 \left(1 - \frac{\epsilon_{i2}^2}{\Delta\epsilon_m^2} A\right)}\right), \quad (5)$$

где $a = \frac{\epsilon_{i2}^2 - \epsilon_{i1}^2}{\epsilon_{i1}^2 \epsilon_{i2}^2}$, $A = 0,36 \left(\ln \frac{U_1}{U_2} - \frac{1}{2} \ln \frac{\alpha_2}{\alpha_1}\right)$, α_1 , α_2 – коэффициенты преобразования мощностей сигналов, излученных каждым лепестком ПДН, в мощность отраженных импульсов (U_1 , U_2) на выходах приемных трактов.

Если $\epsilon_{i1} = \epsilon_{i2} = \epsilon_i$, коэффициент $a = 0$ и расчетное выражение (5) принимает вид

$$\Delta\epsilon_{\text{нр}} = \frac{\Delta\epsilon_m}{2} - A \frac{\epsilon_i^2}{2\Delta\epsilon_m}. \quad (6)$$

При этом соотношение α_1 и α_2 предлагается оценивать по формуле [3]

$$\frac{\alpha_2}{\alpha_1} = \frac{P_{n1}}{P_{n2}} \frac{\epsilon_{i2}^2}{\epsilon_{i1}^2} \frac{K_1(D)}{K_2(D)}, \quad (7)$$

где P_{n1} , P_{n2} – импульсные мощности излучаемых импульсов; $K_1(D)$, $K_2(D)$ – коэффициенты усиления (на соответствующих дальностях) приемников по мощности.

Алгоритм комбинированного амплитудного метода измерения угла места

Из анализа выражений (1), (2), (5) – (7) можно предложить следующий алгоритм измерения ϵ_y комбинированным “амплитудным” методом:

1. Измерить ϵ_y “амплитудным” методом [3] (измерить $\Delta\epsilon_{\text{нр}}$)

$$\epsilon_{\text{нр}} = \epsilon_i + \Delta\epsilon_{\text{нр}}. \quad (8)$$

Для этого необходимо: а) знать фиксированные параметры уравнения (a , $\Delta\epsilon_i$, ϵ_{i2}) и угловое положение ϵ_i нижнего лепестка пары лепестков ПДН; б) рассчитать соотношения амплитуд U_1/U_2 и коэффициентов α_2/α_1 для каждого дискрета дальности ΔD с обнаруженной целью в каждом периоде повторения T_n [3].

2. Измерить $\epsilon_{\text{н}}$ (измерить $\Delta\epsilon_{\text{нн}}$)

$$\epsilon_{\text{нн}} = \epsilon_{\text{нр}} + \Delta\epsilon_{\text{нн}} \quad (9)$$

по азимутальной ширине пачек импульсов β_{n1} , β_{n2} в соответствии с (1) или (2). Для этого импульсы приемных трактов, превысивших порог ограничения, подвергаются критериальной обработке. Для наложения начала пачки $\beta_{\text{нн}}$ обычно используют критерий “к/п”, а для нахождения конца пачки $\beta_{\text{кн}}$ – “п нулей подряд”. Тогда ширина пачки i -го лепестка

$$\beta_{\text{нн}} = \beta_{\text{кн}} - \beta_{\text{нн}}. \quad (10)$$

3. Подобрать “коэффициенты доверия” результатам расчета $\epsilon_{\text{нр}}$ (по соотношению амплитуд) – d_a и $\epsilon_{\text{нн}}$ (по ширине пачек – β_{n1} , β_{n2}) – d_n ($d_a + d_n = 1$) и вычислить ϵ_y

$$\epsilon_y = d_a \epsilon_{\text{нр}} + d_n \epsilon_{\text{нн}}. \quad (11)$$

Структурная схема цифрового вычислителя ε_n комбинированным методом

Структурную схему цифрового вычислителя ε_n предложенным методом можно представить следующим набором функциональных элементов (рис.3): ФАП-1,2 – формирователи адаптивных (к шумам) порогов $u_{n1,2}$ и средних значений шумов $\overline{u_{n1,2}}$; СС-1,2 – схемы сравнения, выделяющие амплитуды импульсов целей $U_{n1,2}$, превысившие пороги $u_{n1,2}$; $\Sigma_{1,2}$ – сумматоры напряжений $U_{n1,2} + u_{n1,2} - \overline{u_{n1,2}} = U_{a1,2}$; „ κ/n ”1,2 – измерители ширины пачки импульсов β_m , $i = 1, 2$, i -го лепестка на основе критерийной обработки входных импульсов; „ ε_{yn} ” – измеритель ε_n по размерам пачек импульсов; „ U_{a1}/U_{a2} ” – вычислитель отношения «восстановленных» амплитуд импульсов; „ $\overline{U_{a1}/U_{a2}}$ ” – вычислитель среднего значения отношения U_{a1}/U_{a2} за время облучения цели; „ α_2/α_1 ” – вычислитель усредненных (за ΔT_α) значений отношения α_2/α_1 для каждого дискрета дальности ΔD ; „ ε_{np} ” – измеритель ε_n по соотношению амплитуд импульсов; „ ε_n ” – измеритель ε_n комбинированным методом; „ $\tilde{\varepsilon}_n$ ” – вычислитель сглаженной координаты ε_n .

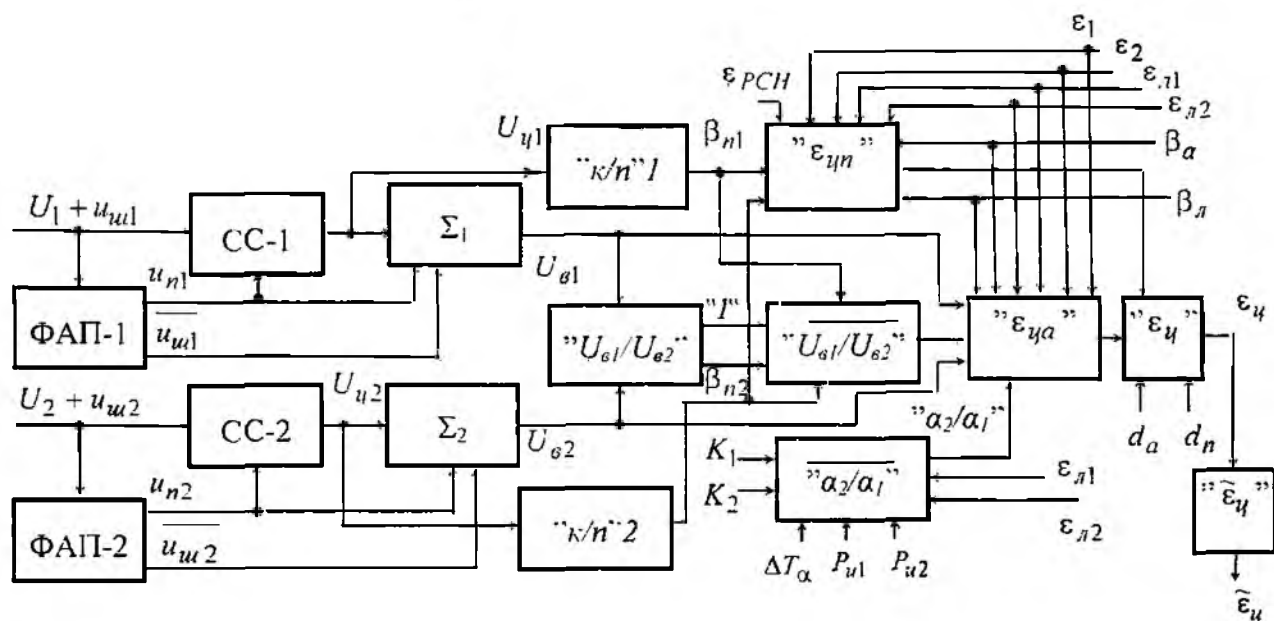


Рис. 3

Уточним алгоритмы работы элементов вычислителя, не приведенных в [3]. Импульсы целей $U_{n1,2}$ с выходов СС-1 и СС-2 подвергаются измерителями „ κ/n ”1,2 критерийной обработке для определения азимутальной ширины пачки импульсов каждого лепестка β_m по найденным значениям начала β_{m1} и конца β_{m2} пачки (10).

Измеритель „ ε_{yn} ” в соответствии с выражениями (1) или (2) и (9) оценивает ε_n по ширине пачки импульсов пары лепестков. При этом, если $\beta_{n1} > 0$ при $\beta_{n2} = 0$ принимается $\varepsilon_{yn} = \varepsilon_1$ и если $\beta_{n1} = 0$ при $\beta_{n2} > 0$ принимается $\varepsilon_{yn} = \varepsilon_2$.

Измеритель „ ε_{np} ” согласно (5) или (6) и (8) вычисляет ε_n по усредненным отношениям α_2/α_1 и U_{a1}/U_{a2} , то есть по $\overline{\alpha_2/\alpha_1}$ и $\overline{U_{a1}/U_{a2}}$, полученных соответствующими вычислите-

лями. При этом, если $\overline{U_{\alpha 1}/U_{\alpha 2}}=0$, но за время облучения цели (в азимутальных строках $\beta_{\alpha 1}$, $\beta_{\alpha 2}$) усреднения присутствовало не менее k импульсов $U_{\alpha 1}$ (по критерию „ k/n ”), измеритель принимает решение $\varepsilon_{\alpha 1} = \varepsilon_1$. Если же за время облучения присутствовало не менее k импульсов $U_{\alpha 2}$ измеритель принимает решение $\varepsilon_{\alpha 2} = \varepsilon_2$.

Предварительный расчет ε_{α} по алгоритму (11) за время текущего облучения цели осуществляет вычислитель „ ε_{α} ”, а окончательный – измеритель „ $\tilde{\varepsilon}_{\alpha}$ ”. Последний осуществляет экстраполяцию и сглаживание координат целей с целью уменьшения ошибок измерений ε_{α} , обусловленных различными значениями ЭОП цели для соседних лепестков ПДН и воздействием мешающих сигналов на аналоговую обработку отраженных импульсов.

Заключение

Таким образом, предлагаемый комбинированный амплитудный метод измерения ε_{α} состоит в расчете отклонения цели по углу места $\Delta\varepsilon_{\alpha}$ от РСН по результатам измерения азимутальной ширины двух пачек импульсов и отклонения цели от плоскости симметрии нижнего лепестка пары $\Delta\varepsilon_{\alpha}$ на основе измерения усредненных соотношений амплитуд (напряжений) импульсов верхнего и нижнего лепестков в каждом периоде повторения в течении времени облучения цели. В результате “доверительного” суммирования $\Delta\varepsilon_{\alpha}$, $\Delta\varepsilon_{\alpha}$ (8), (9), (11) и сглаживания результатов измерения ε_{α} можно повысить точность измерения рассматриваемой координаты.

Список литературы: 1. Рысаков М.Д., Висоцький О.В., Дукін Г.Ю. Можливі варіанти виміру кута місця цілі методом парціальних діаграм в оглядових радіолокаційних станціях // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2006. Вип. 147. С. 143-149. 2. Дукін Г.Ю., Рысаков Н.Д., Хохлюк В.И. Анализ потенциальной точности определения высоты цели в обзорных радиолокационных станциях методом парциальных диаграмм // Радиоэлектроника и информатика. 2003. №2(23).С.15-18. 3. Рысаков Н.Д., Василишин В.И., Катисонов А.Ф. Об условиях реализации амплитудного метода измерения угла места цели в обзорной РЛС с парциальной диаграммой направленности // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2008. Вип. 152. 4. Качан В.К., Перевезенцев Л.Т., Сокол В.В. Радиооборудование автоматизированных систем управления воздушным движением. К: Вища шк. Головное изд-во, 1984. 312 с.

Харьковский Университет Воздушных Сил

Поступила в редколлегию 04.02.2008

И.Б. ШИРОКОВ, канд техн. наук, М.А. ДУРМАНОВ

ОПРЕДЕЛЕНИЕ КООРДИНАТ ОБЪЕКТА ПОИСКА ПРИ ПРОВЕДЕНИИ ПОИСКОВО-СПАСАТЕЛЬНЫХ МЕРОПРИЯТИЙ

В настоящее время уделяется особое внимание построению поисковых систем. Их использование особенно важно для потенциально опасных для человека сфер деятельности. Перед МЧС и поисковыми службами остро стоит проблема поиска пострадавших, в результате чрезвычайных ситуаций. Задача поисковых служб состоит в быстром и точном определении местонахождения пострадавших людей под толщами пород. Вместе с тем, важен контроль передвижения объектов поиска, находящихся в потенциально опасной зоне. Данная задача достаточно актуальна, так как, например, горнодобывающая промышленность на сегодняшний день является одним из самых опасных видов производства. В последнее время участились случаи взрывов и обвалов в шахтах, что приводило неоднократно к гибели людей. Такой исход был обусловлен, как правило, низкой оперативностью поиска и отсутствием средств поиска пострадавших.

Поэтому назрела необходимость применения поисковых приборов для быстрого поиска пострадавших, чтобы помощь могла быть оказана вовремя. Целесообразно при этом производить идентификацию каждого человека, как из числа пострадавших, так и из числа работников поисковых служб. Разрабатываемая поисковая система нацелена на решение представленных проблем. Ее задачей является определение расстояния до объекта поиска и определение направления поиска.

При разработке поисковой системы нами были сформулированы следующие задачи: определить за короткий срок местоположение объекта поиска и осуществить его идентификацию. Вместе с тем эта система должна быть способной вести наблюдение за несколькими объектами сразу. Эти задачи можно решить, применив радиолокационные методы с активным радиолокационным ответчиком [1]. Подобный подход к проблеме позволит существенно поднять энергетику радиолокационной линии связи с одной стороны, с другой стороны это позволит вводить уникальность сигналов ответчиков, позволяя тем самым производить их идентификацию.

При выборе частотного диапазона радиолокационной системы поиска следует руководствоваться следующими соображениями. В толще породы на дальние расстояния распространяются относительно низкочастотные сигналы. Однако при этом невозможно добиться высокой разрешающей способности поисковых систем. С другой стороны, высокую разрешающую способность можно получить при применении высокочастотных радиосигналов, но при этом дальность обнаружения будет намного меньше, чем при использовании низкочастотных радиосигналов.

По многочисленным литературным данным можно считать, что оптимальной с точки зрения проникновения сигналов можно считать частоты в районе 100 кГц. Сигналы с более высокими частотами быстро затухают в породе. На более низких частотах габариты и масса излучающих и принимающих систем для высокой эффективности этого диапазона неприемлемы для целей оперативного поиска пострадавших. Разрешающая способность системы поиска, с точки зрения выбранной частоты порядка 100 кГц, невысока, однако может оказаться приемлемой, если использовать рамочные антенны с ферритовым сердечником.

Эта задача определения местонахождения пострадавших (далее объектов) решается путем использования следующих устройств: приемоответчика, размещенного у каждого из объектов и устройства поиска, находящегося у поисковой службы. Первое устройство будем называть «маячком», а второе – поисковым устройством. Для дифференцирования объектов каждый из «маячков» должен формировать уникальный сигнал. Для одновременного приема сигналов от нескольких «маячков» их частоты должны отличаться друг от друга.

В горнодобывающих шахтах рабочие дальности для поиска составляют приблизительно 100 м. Согласно теории электромагнитного поля прием и передача сигнала возможны на дальностях, соизмеримых с длиной волны сигнала. При частоте сигнала, равной 100 кГц, длина волны составляет 3 км. Поэтому при использовании такой рабочей частоты не представляется возможным измерение дальности до объекта. На расстоянии сотен метров между передающей и приемной антеннами существует только индуктивная связь. В связи с этим, принятый или наведенный сигнал является результатом действия исключительно магнитных сил, возникающих в результате взаимной индукции между катушками антенн. Далее откажемся от использования понятия антенны и будем оперировать только понятием катушки индуктивности.

В приемном контуре переменное магнитное поле, созданное катушкой «маячка», возбуждает ЭДС самоиндукции, по уровню которой можно судить о дальности до излучающего объекта («маячка»). В связи с этим, цель данной работы состоит в определении зависимости уровня наведенной ЭДС в поисковом устройстве от расстояния до объекта поиска.

Расчет дальности до объекта проведем для случая соосного расположения приемной и передающей катушек, находящихся в одной плоскости (рис. 1).



Рис. 1

В этом случае магнитное поле, создаваемое передающей катушкой, наилучшим образом воздействует на приемную, вызывая с ней наибольшую ЭДС самоиндукции. Это объясняется тем, что направление вектора магнитной индукции поля, создаваемого одной катушкой фактически совпадает с направлением оси второй катушки. В этом случае продольная составляющая вектора $\vec{B}$ будет наибольшей, а именно она создает наводимый ток в катушке. Также, при таком расположении катушек возможен расчет с получением результата в виде аналитического выражения.

Протекающий в катушке «маячка» переменный ток $i_1(t) = I_1 \cos(\omega t)$, создает переменное магнитное поле. Это поле вызывает протекание электрического тока в катушке поискового устройства $i_2(t) = I_2 \cos(\omega t)$. Этот ток возбуждает ЭДС самоиндукции в катушке:

$$E = -L_2 \frac{di_2(t)}{dt}, \quad (1)$$

где L_2 – индуктивность катушки.

Так как по уровню ЭДС самоиндукции, возникающей в приемном контуре, можно судить о дальности до излучающего объекта, то необходимо вывести зависимость, объединяющую эти параметры [3]. Для этого воспользуемся законом Био – Савара – Лапласа. Согласно этому закону магнитное поле любого тока может быть вычислено как суперпозиция полей, создаваемых отдельными элементарными участками токов. Запишем аналитическое выражение для нахождения поля в некоторой точке пространства

$$d\vec{B} = \frac{\mu_0 I d\vec{l} \times \vec{r}}{4\pi r^3},$$

где $d\vec{B}$ – индукция магнитного поля, создаваемого участком тока $I d\vec{l}$; $\vec{r}$ – радиус-вектор – расстояние от элемента тока до рассматриваемой точки пространства, в которой ищется величина магнитного поля. Согласно принципу суперпозиции индукция $\vec{B}$ результирующего поля проводника с током равна векторной сумме вкладов $d\vec{B}$ отдельных элементов $d\vec{l}$ проводника, т.е. рассчитывается с помощью криволинейного интеграла по длине L проводника:

$$\vec{B} = \int_L d\vec{B}.$$

Найдем величину радиус-вектора для случая соосного расположения катушек. Для удобства расчета заменим передающую катушку одним витком с током, равным $i_1(t)N_1$, где N_1 – число витков в катушке.

Далее расчет будем проводить для амплитуд токов – I_1 и I_2 .

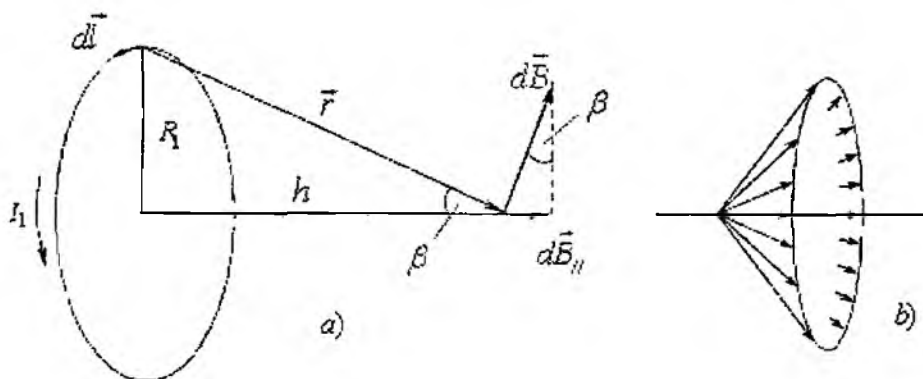


Рис. 2

Найдем $\vec{B}$ на оси кругового тока на расстоянии h от центра контура (рис. 2). Векторы $d\vec{B}$ перпендикулярны к плоскостям, проходящим через соответствующий элемент $d\vec{l}$ и точку, в которой мы ищем поле. Следовательно, они образуют симметричный конический веер (рис. 2, б).

Из соображений симметрии можно заключить, что результирующий вектор $\vec{B}$ направлен вдоль оси контура. Каждый из составляющих векторов $d\vec{B}$ вносит в результирующий вектор вклад $d\vec{B}_{||}$, равный по модулю $dB \sin \beta = dB(R_1/r)$. Угол α между $d\vec{l}$ и $\vec{r}$ прямой, поэтому

$$dB_{||} = dB \frac{R_1}{r} = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{I_1 N_1 dl}{r^2} \frac{R_1}{r} = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{I_1 N_1 R_1 dl}{r^3}, \quad (2)$$

где $I_1 N_1$ – амплитуда тока $i_1(t)N_1$.

Проинтегрировав по всему контуру и заменив r на $\sqrt{R_1^2 + h^2}$, получим

$$B = \int dB_{||} = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{I_1 N_1 R_1}{r^3} \oint dl = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{I_1 N_1 R_1}{r^3} 2\pi R_1 = \frac{\mu_0}{2} \frac{I_1 N_1 R_1^2}{(R_1^2 + h^2)^{3/2}} = \frac{\mu_0}{2} \frac{I_1 N_1 R_1^2}{r^3}. \quad (3)$$

Итак, мы определили величину магнитного поля в точке приема. Теперь рассмотрим ситуацию, в которой необходимо найти значение вектора магнитной индукции, которое соответствовало бы известной (измеренной) ЭДС на зажимах приемной катушки. Это значение магнитной индукции численно будет равно величине B , определяемой выражением (3).

Если витки расположены вплотную или очень близко друг к другу, то соленоид можно рассматривать как систему последовательно соединенных круговых токов одинакового радиуса с общей осью. На рис. 3 показано сечение приемной катушки радиуса R_2 и длины L с током I_2 . Кружки с точками изображают сечения витков, в которых электрический ток направлен из-за чертежа к нам, а кружки с крестиками – сечения витков, в которых ток направлен за чертеж.

Пусть n – число витков, приходящихся на единицу длины катушки, т.е. $n = \frac{N_2}{L}$, N_2 – общее число витков, L – длина катушки. В произвольной точке A , лежащей на оси катушки, магнитная индукция $\vec{B}$ в силу принципа суперпозиции, равна векторной сумме магнитных индукций $\vec{B}_i$ полей всех витков этой катушки.

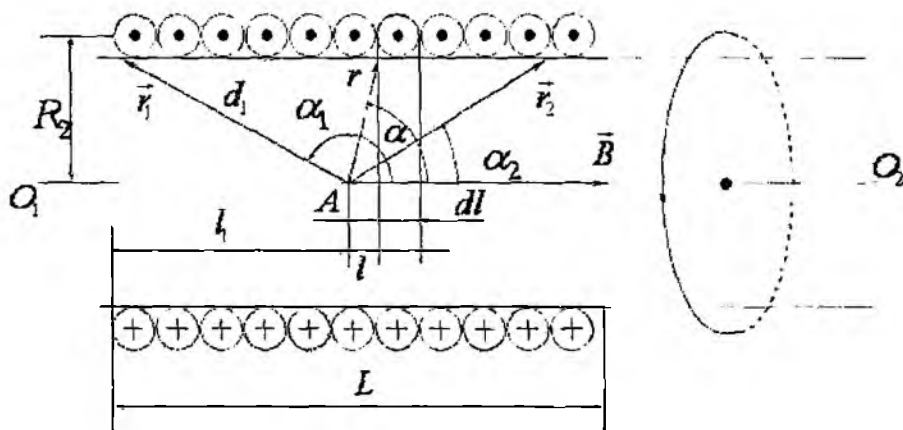


Рис. 3

В этой точке все векторы $\vec{B}$, и результирующий вектор $\vec{B}$ направлены по оси O_1O_2 в сторону перемещения буравчика с правой резьбой при вращении его рукоятки в направлении электрического тока в витках катушки. На малый участок катушки длиной dl вдоль оси приходится ndl витков. Если l – расстояние вдоль оси от этих витков до точки A , то согласно (3) магнитная индукция поля этих витков

$$dB = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{2I_2 \pi R_2^2 ndl}{r^3}. \quad (4)$$

Так как $r = R_2 / \sin \alpha$ и $l = R_2 / \operatorname{tg} \alpha$, то dl найдем как дифференциал функции $R_2 / \operatorname{tg} \alpha$: $dl = -R_2 d\alpha / \sin^2 \alpha$. Тогда

$$dB = -\frac{\mu_0}{2} nI_2 \sin \alpha d\alpha. \quad (5)$$

В пределах соленоида угол α изменяется от α_1 до α_2 , поэтому

$$B = \int dB = -\int_{\alpha_1}^{\alpha_2} \frac{\mu_0}{2} nI_2 \sin \alpha d\alpha = \frac{1}{2} \mu_0 nI_2 (\cos \alpha_2 - \cos \alpha_1). \quad (6)$$

где

$$\cos \alpha_1 = -\frac{l_1}{r_1} = -\frac{l_1}{\sqrt{R_2^2 + l_1^2}}; \cos \alpha_2 = \frac{L-l_1}{r_2} = \frac{L-l_1}{\sqrt{R_2^2 + (L-l_1)^2}}. \quad (7)$$

Из соотношений (6) и (7) видно, что магнитная индукция поля катушки в точке A зависит от силы тока I_2 , плотности намотки витков n , радиуса R_2 витков и длины L соленоида, а также от положения точки A относительно концов катушки. Можно показать, что значение B максимально, если $l_1 = L/2$, так что $\cos \alpha_2 = -\cos \alpha_1 = 1/\sqrt{1 + (2R_2/L)^2}$, тогда

$$B_{\max} = \mu_0 nI_2 \left[1 + \left(\frac{2R_2}{L} \right)^2 \right]^{-\frac{1}{2}}. \quad (8)$$

Так как левые части выражений (8) и (3) равны, то равны и их правые части, тогда

$$\frac{\mu_0}{2} \frac{I_1 R_1^2}{r^3} = \mu_0 nI_2 \left[1 + \left(\frac{2R_2}{L} \right)^2 \right]^{-\frac{1}{2}} \quad (9)$$

Из выражения (9) выразим r :

$$r = \sqrt[3]{\frac{I_1 N_1 R_1^2 \sqrt{1 + \left(\frac{2R_2}{L}\right)^2}}{2nI_2}}. \quad (10)$$

Построим зависимость ЭДС, наводимой в приемном контуре E , от расстояния r .

Выразим ЭДС самоиндукции E через ток I_2 , наводимый в приемной катушке внешним магнитным полем, взяв производную по времени в выражении (1):

$$E = I_2 L_1 \omega \quad (11)$$

Выразим ток I_2 из выражения (10) и подставим его формулу (11):

$$E = L_1 \omega \frac{I_1 N_1 R_1^2 \sqrt{1 + \left(\frac{2R_2}{L}\right)^2}}{2nr^3}. \quad (12)$$

Ниже построим график зависимости $E(r)$ (рис. 4) с учетом численных значений параметров, входящих в выражение (12).

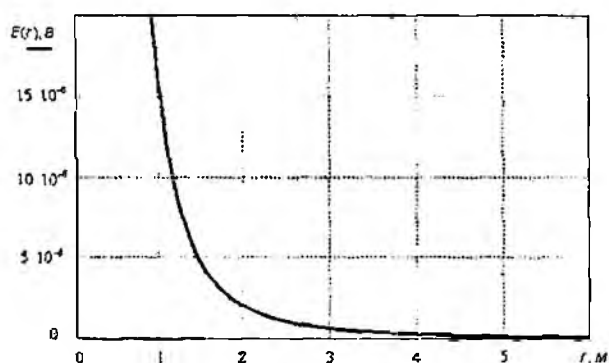


Рис. 4

Дальность связи ограничивается минимальным допустимым уровнем сигнала, который определяется уровнем собственных шумов приемника и равен примерно 10 мкВ. Из рис. 4 видно, что при названном значении ЭДС дальность до передатчика порядка одного метра. Это расстояние было получено для случая катушек без сердечников. Ферромагнитный сердечник позволяет во много раз увеличить магнитное поле. Это связано с тем,

что внешнее магнитное поле действует на кольцевые токи в атомах ферромагнитного вещества таким образом, что эти микроскопические магнитные домены поворачиваются в одну сторону и начинают создавать свое собственное магнитное поле, которое становится во много раз сильнее внешнего, созданного током в катушке. Поэтому с учетом сердечника можно добиться дальности до 100 м.

Далее были проведены экспериментальные исследования, целью которых было получение эмпирических зависимостей, описывающих работу поискового устройства.

Экспериментально была исследована зависимость уровня принимаемого сигнала от расстояния между «маячком» и поисковым устройством. Рабочая дистанция была выбрана в пределах от 5 до 60 м. Измерения были проведены для двух случаев положений катушек: это как в случае как при теоретическом расчете – соосном расположении, а также при параллельном расположении катушек, находящихся на одном уровне в одной плоскости.

Эксперимент был проведен на открытом воздухе и вдали от промышленных объектов. В связи с этим было исключено влияние различных индустриальных шумов, паразитных полей и других факторов, отрицательно влияющих на точность полученных результатов.

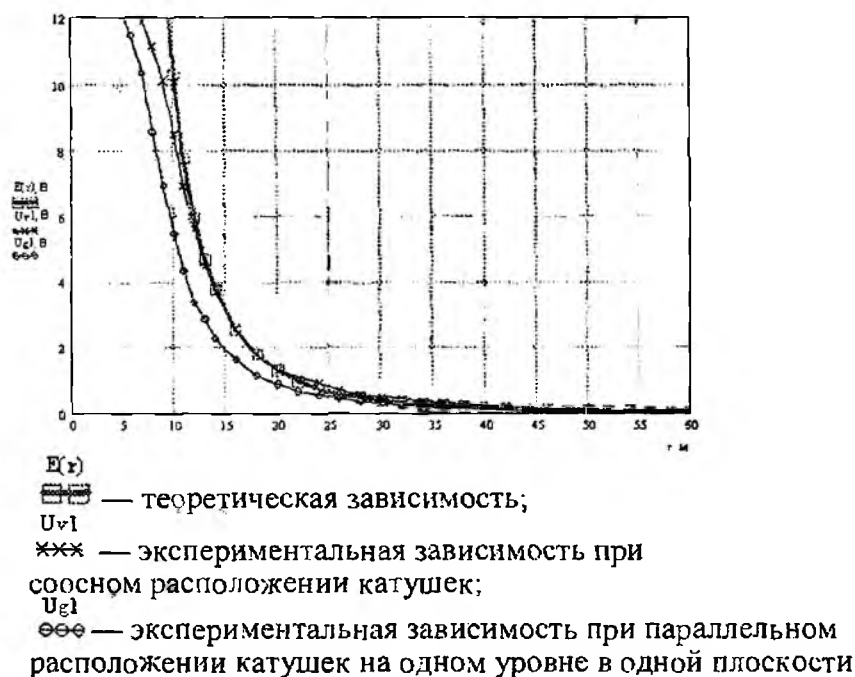


Рис. 5

На рис. 5 изображены результаты экспериментальных и теоретических исследований. Теоретический график был построен с учетом увеличения напряженности магнитного поля за счет наличия ферритовых сердечников в катушках и с учетом усиления наведенного ЭДС в поисковом устройстве. Из рисунка видно, что теоретическим результатам исследований можно доверять, так как они однозначно определяют характер изменения уровня принимаемого сигнала от расстояния.

Отличие в экспериментальных и теоретических

кривых наблюдается на малых дальностях – до 5 м. Это отличие объясняется наличием эффекта насыщения, вызванного нелинейными свойствами усилителя.

В данной работе был представлен способ расчета дальности при проведении поисково-спасательных операций и принцип определения местоположения объектов поиска. При проведении экспериментальных исследований был использован амплитудный метод. Результаты теоретического расчета и эксперимента можно считать близкими.

Для определения направления поиска или определения координат цели необходимо использовать два поисковых устройства, которые необходимо располагать на определенном расстоянии друг от друга. Таким образом, каждое базовое устройство будет получать информацию о дальности до объекта поиска. Координаты положения объекта и направление его поиска можно найти, определив координаты точки пересечения двух окружностей с радиусами равными рассчитанным радиус-векторам. Зная координаты объекта поиска и мест расположения поисковых устройств, можно определить направление поиска.

Таким образом, разрабатываемая поисковая система способна решить проблемы, связанные с поиском пострадавших в результате чрезвычайных ситуаций.

Список литературы: 1. Ширман Я.Д. Теоретические основы радиолокации / Под ред. Я.Д. Ширмана М.: Сов. радио, 1970. 559 с. 2. Широков И.Б. Метод поиска пострадавших при стихийных бедствиях / И.Б. Широков, А.Н. Демерза // 14-я Междунар. Крымская конф. «СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии» (КрыМиКо'2004). Материалы конф. [Севастополь, 13 – 17 сент.2004г.]. Севастополь: Вебер, 2004. С. 713 – 714. 3. Макаров А.М. Основы электромагнетизма. Физика в техническом университете. Т. 3 / А.М. Макаров, Л.А. Лунева // fn.bmsu.ru/phys/bib/physbook/tom3/content.htm. 15.01.2008.

Севастопольский национальный
технический университет

Поступила в редколлегию 10.04.2008

Г.И. ЧУРЮМОВ, д-р физ.-мат. наук, Ю.Л. СТАРЧЕВСКИЙ, канд. физ.-мат. наук,
О.Г. ЛЕБЕДЕВ, канд. техн. наук, Р.А. ПЕРЕВЕРТАЙЛО

МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ МОБИЛЬНЫМИ ТЕЛЕФОНАМИ И БАЗОВЫМИ СТАНЦИЯМИ

Введение

Современное общество активно использует возможности и преимущества мобильной связи. Колоссальное количество людей используют мобильные телефоны на работе и в быту. Число абонентов мобильных операторов постоянно растет. Поэтому постоянно предъявляются все новые требования к мобильным телефонам и линиям связи, которые должны обеспечивать достаточную пропускную способность без потери качества.

В городских условиях, где мобильная связь особенно важна, ситуация осложняется еще и тем, что в окружающем пространстве присутствует большое количество помех и переотраженных сигналов от стен зданий, домов и сооружений. Известно, что существуют зоны, в которых прием достаточно надежный, и зоны, в которых он практически отсутствует. Это может быть связано как с мощностью передающих антенн и расстоянием между ними, так и с такими явлениями, как дифракция и интерференция электромагнитных волн, которые излучаются мобильными аппаратами в процессе их работы. Поэтому качество связи зависит не только от характеристик мобильных телефонов и базовых станций, но и от характеристик предметов и объектов, расположенных между ними и в окружающем пространстве. Известны случаи, когда в некоторых участках зданий мобильный телефон не может установить связь с базовой станцией, хотя расстояние между ними сравнительно небольшое. Причина этого часто кроется в том, что на этапе проектирования зданий не были проработаны вопросы распространения электромагнитных волн внутри помещений. Подобные расчеты в настоящее время приобретают такую же важность и актуальность, как расчеты сетей электроснабжения, кабельного телевидения, Интернета, отопления и водоснабжения.

Сейчас есть возможность приступить к решению данной проблемы на основе полномасштабного компьютерного моделирования путем использования современных подходов, изложенных в работах [1–5]. При достаточной мощности вычислительной техники подобная проблема может быть полностью решена.

Цель настоящей работы заключается в разработке методов исследования и моделирования электромагнитных полей в закрытых помещениях. В данной работе, с учетом ограниченности вычислительных ресурсов, решается задача определения уровня электромагнитного излучения от мобильного телефона и базовой станции в помещении с учетом наличия мебели.

Постановка задачи

Рассмотрим классический вариант жилого помещения, изображенного на рис. 1. В помещении находится мебель и различные предметы, которые могут оказывать влияние на распространение электромагнитных волн. Для типовых частотных диапазонов мобильной связи (900 МГц, 1800 МГц, 1900 МГц) наибольшее влияние оказывают предметы, размеры которых соизмеримы либо значительно больше длины волны излучения (0.33 м, 0.167 м, 0.158 м соответственно), а характеристики (диэлектрическая проницаемость ϵ , магнитная проницаемость μ и проводимость σ) отличаются от аналогичных величин для воздуха.

Модельное изображение такого помещения показано на рис. 2 (1 – базовая станция, 2 – мобильный телефон, 3 – стена, 4 – шкаф, 5 – кровать). В данном помещении в качестве наиболее существенных предметов следует рассматривать шкаф и кровать. Для построения математической модели необходимо задать толщину стен и взаимное расположение предметов в помещении, а также характеристики материалов, из которых они выполнены.

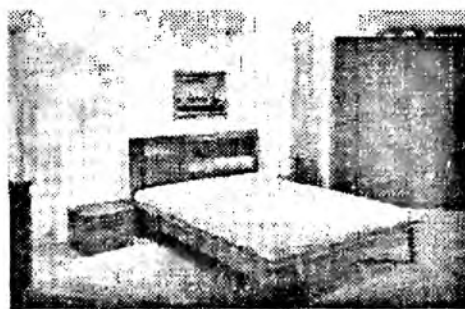


Рис. 1

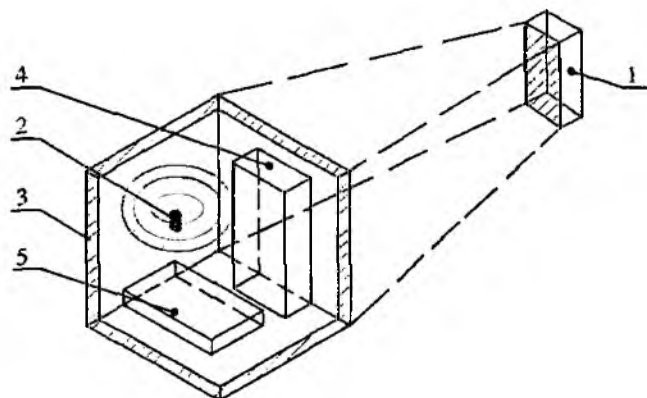


Рис. 2

Поскольку учитывать неоднородности формы предметов значительно меньших длины волны при решении данной задачи не имеет смысла, то предметы заменены параллелепипедами с габаритными размерами, соответствующими реальным предметам, а их характеристики усредняются и считаются одинаковыми во всех внутренних точках параллелепипеда. В качестве начальных условий необходимо задать положение мобильного телефона и базовой станции.

Описание математической модели

Известно, что процесс распространения электромагнитного поля описывается системой уравнений Максвелла [6], решить которую аналитически в общем виде проблематично. Однако использование вычислительной техники позволяет расширить возможности численных методов и получить решение поставленной задачи [4].

Численный расчет основан на дискретизации пространства и времени. В качестве приближения считаем, что все величины, входящие в уравнения Максвелла, постоянны в пределах ячейки четырехмерной сетки с размерами $\Delta x \cdot \Delta y \cdot \Delta z \cdot \Delta t$. Каждая ячейка идентифицируется по номеру шага i, j, k, n вдоль каждой из координатных осей x, y, z, t соответственно. Начальные условия определяют величины плотности токов, электрических и магнитных полей, диэлектрической и магнитной проницаемостей во всех узлах сетки в начальный момент времени.

Из уравнений Максвелла путем математических преобразований, используя трехточечную разностную схему, можно выразить все шесть вихревых компонент электрического и магнитного полей на следующем шаге по времени, если известны их значения, характеристики среды и плотности токов на текущем и предыдущем шаге. Также должна быть известна зависимость, по которой изменяется диэлектрическая и магнитная проницаемости со временем для определения их значений на следующем временном шаге.

$$E_x(i, j, k, n+1) = E_x(i, j, k, n-1) + \left[\frac{H_z(i, j+1, k, n) - H_z(i, j-1, k, n)}{2 \cdot \Delta y} - \frac{H_y(i, j, k+1, n) - H_y(i, j, k-1, n)}{2 \cdot \Delta z} - j_{sx} - \varepsilon_0 \cdot E_x(i, j, k, n) \cdot \frac{\varepsilon(i, j, k, n+1) - \varepsilon(i, j, k, n-1)}{2 \cdot \Delta t} \right] \cdot \frac{2 \cdot \Delta t}{\varepsilon(i, j, k, n) \cdot \varepsilon_0}, \quad (1)$$

$$E_y(i, j, k, n+1) = E_y(i, j, k, n-1) + \left[\frac{H_x(i, j, k+1, n) - H_x(i, j, k-1, n)}{2 \cdot \Delta z} - \frac{H_z(i+1, j, k, n) - H_z(i-1, j, k, n)}{2 \cdot \Delta x} - j_{sy} - \varepsilon_0 \cdot E_y(i, j, k, n) \cdot \frac{\varepsilon(i, j, k, n+1) - \varepsilon(i, j, k, n-1)}{2 \cdot \Delta t} \right] \cdot \frac{2 \cdot \Delta t}{\varepsilon(i, j, k, n) \cdot \varepsilon_0}, \quad (2)$$

$$E_z(i, j, k, n+1) = E_z(i, j, k, n-1) + \left[\frac{H_y(i+1, j, k, n) - H_y(i-1, j, k, n)}{2 \cdot \Delta x} - \frac{H_x(i, j+1, k, n) - H_x(i, j-1, k, n)}{2 \cdot \Delta y} - j_{sz} - \varepsilon_0 \cdot E_z(i, j, k, n) \cdot \frac{\varepsilon(i, j, k, n+1) - \varepsilon(i, j, k, n-1)}{2 \cdot \Delta t} \right] \cdot \frac{2 \cdot \Delta t}{\varepsilon(i, j, k, n) \cdot \varepsilon_0}, \quad (3)$$

$$H_x(i, j, k, n+1) = H_x(i, j, k, n-1) + \left[\frac{E_z(i, j+1, k, n) - E_z(i, j-1, k, n)}{2 \cdot \Delta y} - \frac{E_y(i, j, k+1, n) - E_y(i, j, k-1, n)}{2 \cdot \Delta z} + \mu_0 \cdot H_x(i, j, k, n) \cdot \frac{\mu(i, j, k, n+1) - \mu(i, j, k, n-1)}{2 \cdot \Delta t} \right] \cdot \frac{2 \cdot \Delta t}{-\mu(i, j, k, n) \cdot \mu_0}, \quad (4)$$

$$H_y(i, j, k, n+1) = H_y(i, j, k, n-1) + \left[\frac{E_x(i, j, k+1, n) - E_x(i, j, k-1, n)}{2 \cdot \Delta z} - \frac{E_z(i+1, j, k, n) - E_z(i-1, j, k, n)}{2 \cdot \Delta x} + \mu_0 \cdot H_y(i, j, k, n) \cdot \frac{\mu(i, j, k, n+1) - \mu(i, j, k, n-1)}{2 \cdot \Delta t} \right] \cdot \frac{2 \cdot \Delta t}{-\mu(i, j, k, n) \cdot \mu_0}, \quad (5)$$

$$H_z(i, j, k, n+1) = H_z(i, j, k, n-1) + \left[\frac{E_y(i+1, j, k, n) - E_y(i-1, j, k, n)}{2 \cdot \Delta x} - \frac{E_x(i, j+1, k, n) - E_x(i, j-1, k, n)}{2 \cdot \Delta y} + \mu_0 \cdot H_z(i, j, k, n) \cdot \frac{\mu(i, j, k, n+1) - \mu(i, j, k, n-1)}{2 \cdot \Delta t} \right] \cdot \frac{2 \cdot \Delta t}{-\mu(i, j, k, n) \cdot \mu_0}, \quad (6)$$

Формулы (1) – (6) представляют собой выражения для шести вихревых компонент электрического и магнитного полей, которые определяются в расчетной области, охватываемой сеткой.

Распределение энергии $W(x, y, z)$ в пространстве определяется выражением

$$W(x, y, z) = \iiint_{V_{cell}} \left[\frac{\epsilon \cdot \epsilon_0 \cdot |E(x, y, z)|^2}{2} + \frac{\mu \cdot \mu_0 \cdot |H(x, y, z)|^2}{2} \right], \quad (7)$$

где V_{cell} – объем физически бесконечно малого пространства (ячейка пространственной сетки), в котором считается значение энергии излучения.

Для однозначного решения системы дифференциальных уравнений Максвелла необходимо задать граничные условия [1, 5]. В зависимости от решаемой задачи граничные условия могут меняться. В случае моделирования свободного пространства, когда необходимо устранить влияние отраженных волн от границ сетки на результат решения задачи распространения электромагнитных волн, используются поглощающие граничные условия (Absorbing Boundary Condition – ABC).

Это важно при моделировании оконных и дверных проемов, когда существует жесткое ограничение на число узлов сетки, которое связано с объемом оперативной памяти вычислительной техники.

Для решаемой задачи подходящей моделью поглощающих граничных условий является слоистая структура поглощающих слоев (Perfect Matched Layers – PML) [1], которая позволяет моделировать неоднородности, влияние окружающей среды и дисперсию на границе сетки.

Такая структура имеет несколько слоев с номером m , которые отличаются значением оптимальной проводимости σ_{opt} . Эта проводимость определяется по формуле

$$\sigma_{opt} = \frac{0.8 \cdot (m+1)}{\eta_0 \cdot \Delta \cdot \sqrt{\epsilon \cdot \mu}}, \quad (8)$$

где $\eta_0 = 377 \text{ Ом}$ – волновое сопротивление свободного пространства; Δ – шаг сетки, который равен толщине слоя.

На рис. 3 показано схематическое изображение такой слоистой структуры, которая заканчивается слоем металла (Metal), с идеальными отражающими граничными условиями ($H_n = 0, E_t = 0$).

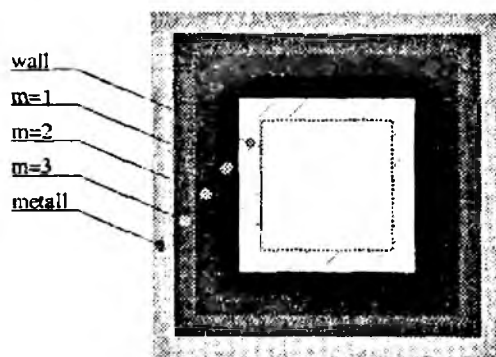
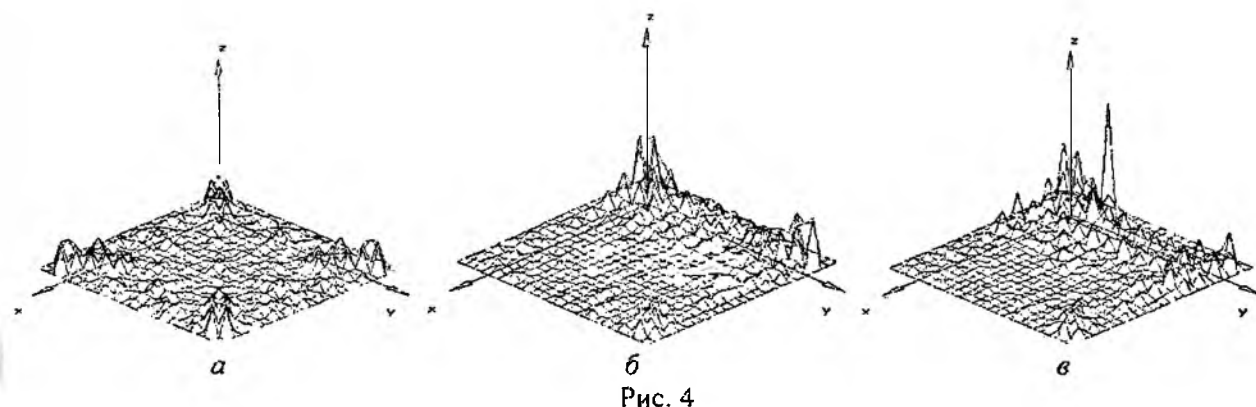


Рис. 3

На основании математической модели, которая представлена выражениями (1) – (8), можно рассчитать распределение энергии электромагнитного поля от мобильной и базовой станции в помещении с учетом влияния мебели.

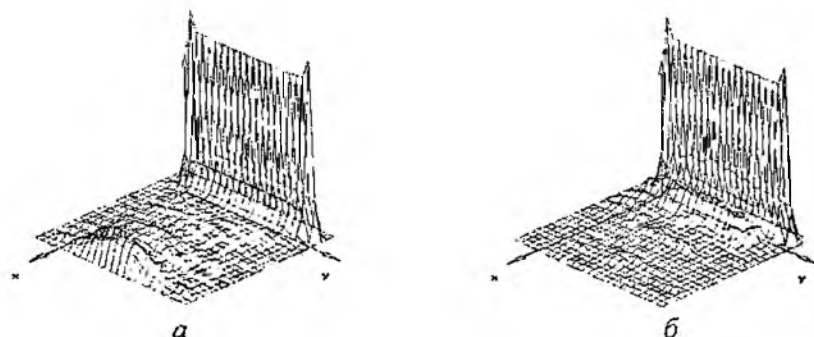
Результаты математического моделирования

Мобильный телефон находится в центре помещения на высоте 1 м. На рис. 4 показано распределение энергии излучения в сечении, находящемся на уровне кровати, параллельному полу. Рис. 4, *а* получен для случая, когда мебель в помещении отсутствует, а рис. 4, *б* построен с учетом эффективной диэлектрической проницаемости кровати, которая выполнена из дерева ($\epsilon = 4$, $\mu = 1$, $\sigma = 10^{-9}$). Если учесть одновременно влияние шкафа и кровати, то распределение энергии в рассматриваемом сечении будет выглядеть, как показано на рис. 4, *в*.



Теперь рассмотрим распределение энергии излучения в помещении от базовой станции. Если станция находится на значительном расстоянии от помещения, то фронт ее волны на стенке можно считать плоским. В общем случае необходимо учесть угол между стенкой и волновой поверхностью. Предположим, что фронт волны параллелен стенке, которая находится за шкафом.

На рис. 5, *а* показано распределение энергии от базовой станции в помещении без мебели, а на рис. 5, *б* – с учетом мебели. Видно, что при отсутствии мебели в помещении наблюдаются два максимума энергии излучения. Один находится возле стены, где расположена базовая станция, а второй возле противоположной стены, который обусловлен отражением этого сигнала от стен. В случае наличия мебели второй максимум исчезает из-за поглощения в материале.



На рис. 6, *а* показано распределение энергии от базовой станции в помещении без мебели в сечении, в котором находится мобильный телефон, а на рис. 6, *б* такая же задача решается с мебелью. При наличии мебели появляется максимум, расположенный между шкафом и стенкой. Это обусловлено наличием большого числа переотражений между ними. Уровень энергии поля над кроватью заметно уменьшается, поскольку она поглощает часть энергии излучения.

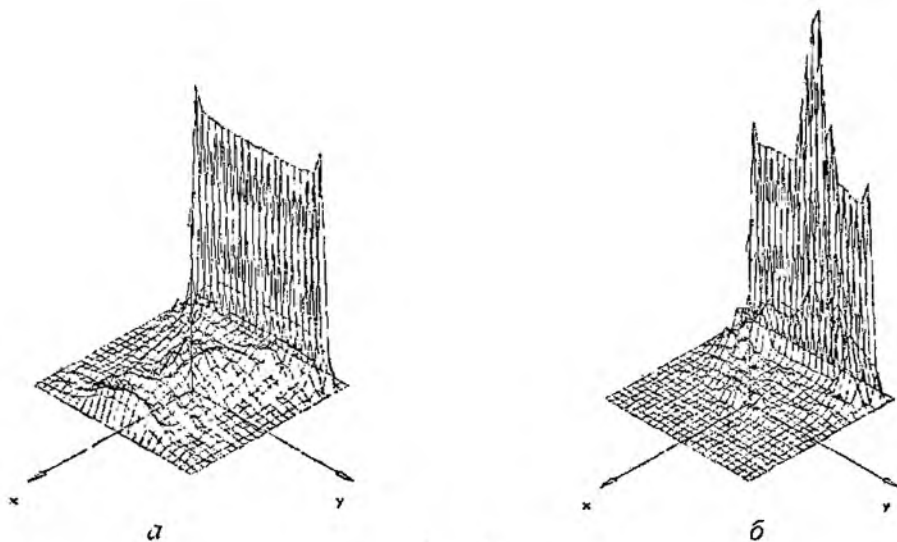


Рис. 6

Выводы

Разработана математическая модель для расчета распределения электромагнитного излучения в помещении от мобильного телефона и базовой станции. Данная математическая модель позволяет решить задачу расчета распределения энергии электромагнитного поля в помещении с учетом отраженных сигналов от предметов, которые расставлены произвольным образом.

На основе этой модели написана программа, которая дает возможность пользователю определить электромагнитный фон в интересующем его сечении помещения. Разработанная программа может также применяться для анализа мобильной связи в уже существующих помещениях.

Из полученных результатов видно, где находится максимум энергии излучения в помещении от мобильного телефона и максимум энергии излучения от базовой станции, в который рекомендуется поместить мобильный телефон для увеличения надежности связи.

Также для повышения надежности связи рекомендуется заранее рассчитывать параметры мобильной связи в проектируемых зданиях для исключения в будущем излишних затрат на ее обеспечение. Кроме того, стены зданий можно делать из материалов с незначительным поглощением энергии излучения в полосе частот используемых мобильными операторами.

Предложенные рекомендации дадут возможность снизить уровень электромагнитного фона, повысить электромагнитную совместимость, увеличить надежность и, как следствие, расширить каналы связи и увеличить число мобильных абонентов.

Список литературы: 1. *Taflov A, Hagness S*. Computational electrodynamics. The finite-difference time-domain method. Norwood, Artech House inc., 2005. 1006 P. 2. *Kunz K S, Luebbers R.J*. The finite difference time domain method for electromagnetism. New York, CRC Press, 1993. 450 P. 3. *Sullivan D.M.* Electromagnetic simulation using the FDTD method. New York. IEEE Press, 2000. 165 P. 4. *Чурюмов Г.И., Максимов И.С., Еремеев Д.Б.* Математическое моделирование электромагнитных явлений методом конечных разностей. Ч. 1. Общие положения // Радиотехника. 2003. №135. С. 7– 14. 5. *Чурюмов Г.И., Максимов И.С., Еремеев Д.Б.* Математическое моделирование электромагнитных явлений методом конечных разностей. Ч. 2. Граничные условия и практическое применение // Радиотехника. 2004. №136. С. 21– 26. 6. 7. *Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц*. Теория поля. М.: Наука, 1973. 504 с.

Харьковский национальный
университет радиоэлектроники

Поступила в редколлегию 28.03.2008

ГРАНИЧНЫЕ УСЛОВИЯ НА КРИВОЛИНЕЙНОЙ МЕТАЛЛИЧЕСКОЙ ПОВЕРХНОСТИ

Введение

Одной из ключевых проблем электромагнетизма является проблема дифракции на криволинейной импедансной металлической поверхности. Анализ подобных структур вызывает сложности [1]. Последнее во многом связано с тем, что граничные условия на криволинейной поверхности, насчитывая более чем семидесятилетнюю историю [2], носят асимптотический характер и нуждаются в дальнейших исследованиях [3; 4, с.9; 5 – 7].

В окрестности угловой точки [8, с.122] ребра идеально проводящего металлического клина с внешним углом раствора, где первая и вторая производные радиус-вектора точки криволинейной поверхности претерпевает скачок и не определена соответственно, в замкнутой форме получены граничные условия относительно плотности силы электрического тока, его производных: компонент волнового вектора и вектора Пойтинга. Граничные условия являются точными и представлены через обобщенные функции. Показано, что задача носит существенно векторный характер. Проанализировано излучение, обусловленное дискретным изменением по направлению плотности силы тока и вектора Пойтинга вблизи ребра. Рассмотрение потока вектора Пойтинга около угловой точки показало, что в конечной области вокруг ребра сосредоточена конечная энергия электромагнитного поля.

Граничные условия для электрического тока, напряженности электрического поля и фазовой скорости сформулированы также в месте дискретного изменения кривизны импедансной поверхности, где касательная и нормальная составляющие радиус-вектора криволинейной поверхности непрерывна и претерпевает скачок соответственно.

Для реальной конфигурации импедансного клина, когда в качестве направляющей криволинейной поверхности выступает гладкая кривая, у которой окрестность угловой точки заменена дугой сколь угодно малого, но конечного радиуса кривизны, найдены смешанные граничные условия. Граничные условия сформулированы в замкнутой форме, являются приближенными и представлены через суммируемые функции. Проанализированы симметричный, антисимметричный и асимметричный режимы возбуждения для металлического клина с внешним углом раствора.

Идеально проводящий клин с угловой точкой

Рассмотрим идеально проводящий металлический клин, представляющий собой двухгранный угол с линейным углом ψ (рис.1). Введем на ребре двухгранного угла систему координат $O'x'y'z'$. Двухгранный угол рассматриваем как цилиндрическую поверхность с образующей параллельной оси $O'z'$ и направляющей, образованной сторонами линейного угла. Направляющая является кусочно-гладкой ориентированной кривой с угловой точкой O' , где с увеличением натурального параметра l' проекция на ось $O'x'$ текущей точки направляющей перемещается в положительном направлении оси $O'x'$. Участки направляющей представляют собой кривые зеркально симметричные [9, с.109] относительно плоскости $O'y'z'$, для которых углы единичных касательных векторов с положительным направлением оси $O'x'$ отличаются знаком.

Симметричное возбуждение

А. Электрический ток

В режиме симметричного возбуждения (рис.1) имеем

$$j_r^*(-l') = j_r^*(+l'), \quad (1)$$

где $j_{l'}^s(l')$ есть симметричная составляющая поверхностной плотности силы тока вдоль направляющей. Согласно рис.1 компоненты плотности силы тока удовлетворяют граничным условиям

$$j_x^s(l' = +0) - j_x^s(l' = -0) = 0, \tag{2}$$

$$j_y^s(l' = +0) - j_y^s(l' = -0) = 2j_{l'}^s(l' = \pm 0) \cos(\psi/2). \tag{3}$$

Т. е. проекции силы тока $j_x^s(l')$ на ось $O'x'$ и $j_y^s(l')$ на ось $O'y'$ соответственно непрерывны и меняют знак на обратный при пересечении угловой точки O' .

Можно показать, что для производной по направлению компонента плотности силы тока имеют место граничные условия

$$dj_{l'}^s(l' = 0)/dl' = \sin \psi \cdot j_{l'}^s(l' = 0) \delta(l' = 0), \tag{4}$$

где производные в обобщенном смысле характеризуют непрерывное и дискретное распределение зарядов, а сомножители при дельта-функции в правой части (4) с точностью до постоянной определяют величину заряда дискретно локализованного в точке O' .

В. Волновой вектор

Для компонент волнового вектора волны плотности силы электрического тока имеем граничные условия в плоскости $O'y'z'$

$$\beta_x^s(l' = +0) - \beta_x^s(l' = -0) = 0, \tag{5}$$

$$\begin{aligned} \beta_y^s(l' = +0) - \beta_y^s(l' = -0) = \\ = 2\beta_{l'}^s(l' = \pm 0) \cos(\psi/2) \end{aligned} \tag{6}$$

$$\beta_{l'}^s(l' = -0) = \beta_{l'}^s(l' = +0), \tag{7}$$

которые отображают векторный характер задачи и тот факт, что $j_x^s(l')$ и $j_y^s(l')$ являются симметричной и антисимметричной модами силы тока относительно точки O' . Согласно (6) компонента фазовой скорости v_{fy} в окрестности угловой точки O' претерпевает разрыв второго рода, при этом $v_{fy} \rightarrow \pm\infty$. Соотношения (5), (6) аналогичны соотношениям на границе многомодовых структур [10].

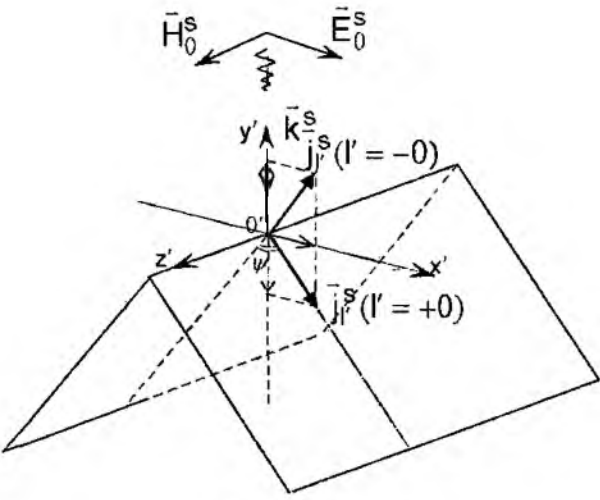


Рис. 1

С. Вектор Пойтинга

Рассмотрим поведение вектора Пойтинга $\vec{\Pi} = \vec{\Pi}^s$ в окрестности угловой точки O' . Волна плотности электрического тока с постоянной распространения $\beta_{l'}^s$ соответствует поверхностная волна касательной составляющей магнитного и нормальной составляющей электрического полей. Электромагнитную волну можно рассматривать как квазичастицу с импульсом $\vec{p} = \hbar \vec{k} = \hbar \vec{\beta}^s$ [11, с.186] ($\hbar$ есть постоянная Планка). Импульс единицы объема электромагнитной волны $\vec{g} = \vec{g}^s$ связан с вектором Пойтинга соотношением $\vec{g}^s = \vec{\Pi}^s/c$ (c есть скорость света) [12, с.377]. Откуда получаем

$$\bar{\beta}^s = b \cdot \bar{\Pi}^s \quad (8)$$

где b – скалярная постоянная. Принимая во внимание (5) - (8), находим

$$\Pi_{x'}^s(l' = +0) - \Pi_{x'}^s(l' = -0) = 0, \quad (9)$$

$$\Pi_{y'}^s(l' = +0) - \Pi_{y'}^s(l' = -0) = 2\Pi_{l'}^s(l' = \pm 0) \cos(\psi/2), \quad (10)$$

$$\Pi_{l'}^s(l' = -0) = \Pi_{l'}^s(l' = +0), \quad (11)$$

т.е. в окрестности ребра вектор Пойтинга, оставаясь неизменным по величине, меняет свое направление, при этом $\Pi_{x'}^s(l')$ является величиной непрерывной, а $\Pi_{y'}^s(l')$ меняет знак на обратный.

Изменение в угловой точке плотности силы тока лишь по направлению без изменения тока по величине создает на ребре линейный синфазный источник магнитного поля. Последний формирует цилиндрическую расходящуюся волну линейно поляризованную вдоль оси $O'x'$.

Окружая угловую точку O' сколь угодно малым, но конечным объемом V с поверхностью S , и рассматривая поток вектора Пойтинга через поверхность S , с учетом (9), (10) приходим к выводу, что ребро в режиме симметричного возбуждения излучает мощность вдоль оси $O'y'$.

Запишем теорему Умова-Пойтинга в комплексной форме [13, с.29]

$$2i\omega \int_V w dV = \oint_S \bar{\Pi} \cdot \bar{n} dS - \int_V \bar{j}^s \cdot \bar{E}_0^s dV, \quad (12)$$

где w и $\bar{n}$ – объемная плотность энергии электромагнитного поля и нормаль к поверхности S соответственно (временная зависимость $e^{-i\omega t}$). Согласно (9), (10) и (2), (3) подынтегральные функции $\bar{\Pi} \cdot \bar{n}$ и $\bar{j}^s \cdot \bar{E}_0^s$ имеют разрыв первого рода, т.е. интегралы в правой части (12) существуют. Откуда интеграл в левой части (12) существует, а подынтегральная функция w или объемная плотность энергии электромагнитного поля пространственно интегрируема. Последнее означает, что в окрестности ребра выполняются условия Мейкснера [13, с.107]. Следовательно, граничные условия (2),(3) и (9),(10) для плотности тока и вектора Пойтинга в окрестности угловой точки ребра в совокупности эквивалентны условиям Мейкснера.

Антисимметричное возбуждение

А. Электрический ток

Согласно (рис. 2) можем записать

$$j_{l'}^a(-l') = (-1)j_{l'}^a(+l'), \quad (13)$$

где $j_{l'}^a(l')$ есть антисимметричная составляющая поверхностной плотности силы тока. Граничные условия имеют вид

$$j_{x'}^a(l' = +0) - j_{x'}^a(l' = -0) = (\pm 1)2j_{l'}^a(l' = \pm 0) \sin(\psi/2), \quad (14)$$

$$j_{y'}^a(l' = +0) - j_{y'}^a(l' = -0) = 0. \quad (15)$$

Граничные условия для производной

$$dj_{l'}^a(l' = 0)/dl' = 2\sin^2(\psi/2) \cdot j_{l'}^a(l' = 0)\delta(l' = 0), \quad (16)$$

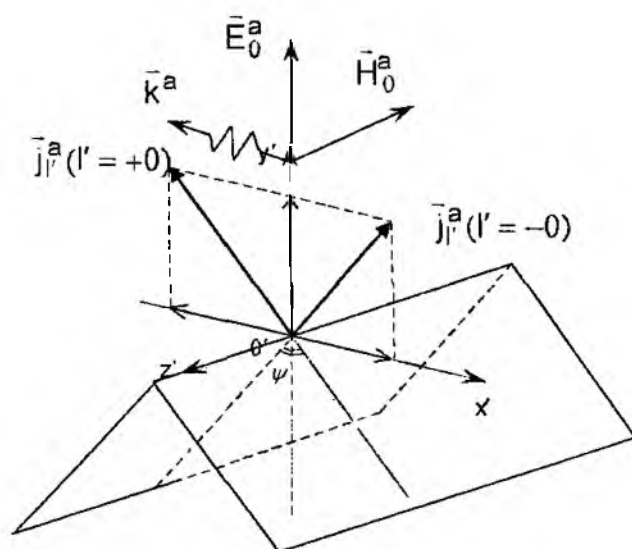


Рис. 2

т.е. в окрестности ребра вектор Пойтинга, оставаясь неизменным по величине, меняет свое направление, при этом $\Pi_{y'}^a(l')$ является величиной непрерывной, а $\Pi_{x'}^a(l')$ меняет знак на обратный.

Изменение в угловой точке плотности силы тока по направлению без изменения тока по величине создает на ребре линейный сифазный источник магнитного поля. Последний формирует цилиндрическую расходящуюся волну линейно поляризованную вдоль оси $O'y'$. Окружая угловую точку O' сколь угодно малым, но конечным объемом V с поверхностью S , и рассматривая поток вектора Пойтинга через поверхность S , с учетом (20), (21) приходим к выводу, что ребро в режиме антисимметричного возбуждения излучает мощность вдоль оси $O'x'$.

Асимметричное возбуждение

Режим асимметричного возбуждения объединяет симметричный и антисимметричный случаи.

Криволинейная импедансная поверхность

Рассмотрим импедансную цилиндрическую поверхность α (рис. 3), поверхностный импеданс $\dot{Z}_s = \dot{k}/\sigma$ которой учитывает скин-эффект ($\dot{k} = (1+i)/\Delta$, $\Delta = \sqrt{2/\omega\mu_0\mu\sigma}$ есть глубина проникновения, ω есть круговая частота, μ_0 есть магнитная проницаемость вакуума, μ есть относительная магнитная проницаемость среды, σ есть проводимость металла). Направляющая ABC (L) цилиндрической поверхности α является гладкой кривой ($d\vec{r}(l')/dl' \neq 0$ и является непрерывной функцией для $\forall(l')$. $\vec{r}(l')$ есть вектор функция, задающая кривую L ; l' есть натуральный параметр). Кривизна $k_1 = |d^2\vec{r}(l')/dl'^2|$ кривой L в точке B ($l' = 0$) претерпевает скачок, изменяясь от 0 (участок AB) до $1/R$ (участок BC).

Симметричное возбуждение

Полагая равными величины зарядов, протекающих за единицу времени через участки единичной длины слева и справа от точки B, получаем

В. Волновой вектор

Граничные условия

$$\beta_x^a(l' = +0) - \beta_x^a(l' = -0) = (\pm 1)2j_l^a(l' = \pm 0)\sin(\psi/2), \quad (17)$$

$$\beta_y^a(l' = +0) - \beta_y^a(l' = -0) = 0, \quad (18)$$

$$\beta_l^a(l' = -0) = (-1)\beta_l^a(l' = +0), \quad (19)$$

С. Вектор Пойтинга

Аналогично (9) - (11) находим

$$\Pi_x^a(l' = +0) - \Pi_x^a(l' = -0) = (\pm 1)2\Pi_l^a(l' = \pm 0)\sin(\psi/2), \quad (20)$$

$$\Pi_{y'}^a(l' = +0) - \Pi_{y'}^a(l' = -0) = 0, \quad (21)$$

$$\Pi_{l'}^a(l' = -0) = (-1)\Pi_{l'}^a(l' = +0), \quad (22)$$

$$j_{l'}^S(l' = -0) = j_{l'}^S(l' = +0), \quad (23)$$

где $j_r^s(r)[C \cdot s^{-1} \cdot m^{-1}]$ есть поверхностная плотность тока в режиме симметричного возбуждения относительно прямой BB_1 дискретного изменения кривизны.

Откуда

$$H_{l'}^s(l' = -0) = H_{l'}^s(l' = +0), \quad (24)$$

где $H_r^s(l')$ – продольная составляющая напряженности магнитного поля на импедансной поверхности.

Учитывая постоянство импеданса $\dot{Z}_s$ вдоль поверхности α ($R \gg \Delta$), из (24) находим

$$E_r(l' = -0) = E_r(l' = +0), \quad (25)$$

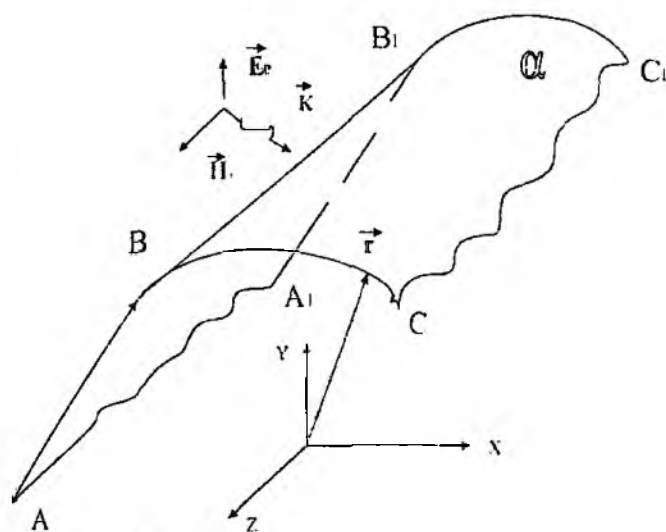


Рис. 3

где $E_l^s(l')$ – касательная составляющая напряженности электрического поля вдоль кривой L .

Предполагаем, что вдоль поверхности α распространяется волна тока, при этом слева и справа от точки $B(I' = 0)$ имеем соответственно

$$j_{l'}^s(l' \leq 0) = j_0^{s-} e^{i(\beta_-^s l' - \omega t)}, \quad (26)$$

$$j_{l'}^s(l' \geq 0) = j_0^{s+} e^{i(\beta_+^s l' - \omega l)} \quad (27)$$

Из (23), (26), (27) находим

$$j_0^{s-} = j_0^{s+} = j_0^s, \quad (28)$$

Постоянные распространения β_-^s и β_+^s [14, с.71] на прямолинейном АВ и криволинейном ВС (ВС – дуга окружности радиуса R) участках равны соответственно:

$$\beta_-^* = 2\pi\sqrt{\epsilon\mu/\lambda_0}. \quad (29)$$

$$\beta^* = 2\pi / 2\pi R = 1/R. \quad (30)$$

где λ_0 — длина волны в вакууме; ϵ есть относительная диэлектрическая проницаемость среды.

Из (26), (27) с учетом (29), (30) находим граничные условия для производной от плотности тока dj_j^S / dl' :

$$dj_{\mu}^s(l' = +0)/dl' = (\lambda_0/\sqrt{\epsilon\mu}2\pi R)(dj_{\mu}^s(l' = -0)/dl'). \quad (31)$$

Привлекая уравнение непрерывности, получаем граничные условия для поверхностной плотности заряда $\sigma^s(l')$ [$C \cdot m^{-2}$] и составляющей напряженности электрического поля $E_n^s(l')$ - нормальной к импедансной поверхности

$$\sigma^s(l' = +0) = (\lambda_0 / \sqrt{\epsilon\mu} 2\pi R) \sigma^s(l' = -0). \quad (32)$$

$$E_n^s(l' = +0) = (\lambda_0 / \sqrt{\epsilon\mu} 2\pi R) E_n^s(l' = -0). \quad (33)$$

При этом

$$\sigma^s(l' = -0) = (-1)\beta_-^s j_0^s / \omega = (-1)j_0^s / v_f^{s-} = (-1)\sqrt{\epsilon\mu} j_0^s / \lambda_0 f, \quad (34)$$

$$\sigma^s(l' = +0) = (-1)\beta_-^s j_0^s / \omega = (-1)j_0^s / v_f^{s+} = (-1)j_0^s / 2\pi R f, \quad (35)$$

$$E_n^s(l' = -0) = (-1)\sqrt{\mu/\epsilon}(1/\lambda_0 f)j_0^s, \quad (36)$$

$$E_n^s(l' = +0) = (-1)(1/\epsilon R 2\pi f)j_0^s, \quad (37)$$

где v_f^{s-} и v_f^{s+} – фазовые скорости волны поверхностной плотности тока на плоской и криволинейной частях импедансной поверхности соответственно.

Из граничных условий для поверхностной плотности тока (23) и (31) вытекает, что касательная составляющая $j_l^s(l')$ и производная dj_l^s/dl' плотности тока непрерывна и претерпевает скачок соответственно в точке дискретного изменения кривизны.

Из граничных условий для касательной $E_l^s(l')$ (25) и нормальной $E_n^s(l')$ (33) составляющих напряженности электрического тока следует, что $E_l^s(l')$ и $E_n^s(l')$ непрерывна и претерпевает разрыв соответственно.

Продольная касательная составляющая $H_l^s(l')$ напряженности магнитного поля непрерывна в месте дискретного изменения кривизны в соответствии с (24).

Поверхностная плотность заряда $\sigma^s(l')$ согласно (32) испытывает разрыв в месте дискретного изменения кривизны.

Из (29) и (30) получаем граничные условия для постоянной распространения $\beta^s(l')$ и фазовой скорости $v_f^s(l')$

$$\beta^s(l' = +0) = (\lambda_0 / \sqrt{\epsilon\mu} 2\pi R) \beta^s(l' = -0), \quad (38)$$

$$v_f^s(l' = +0) = (\sqrt{\epsilon\mu} 2\pi R \lambda_0 / \lambda_0) v_f^s(l' = -0), \quad (39)$$

согласно которым $\beta^s(l')$ и $v_f^s(l')$ дискретным образом изменяются при дискретном изменении кривизны.

Производная поверхностной плотности тока dj_l^s/dl' , поверхностная плотность заряда $\sigma^s(l')$ и нормальная составляющая напряженности электрического поля $E_n^s(l')$ испытывают разрыв по причине дискретного изменения нормали $d^2\vec{r}(l')/dl'^2 = \vec{n}(l')$ гладкой кривой L при $l' = 0$.

Разрыв фазовой скорости $v_f^s(l')$ волны поверхностной плотности тока следует из соотношения

$$j^s(l') = \sigma^s(l') \cdot v_f^s(l'), \quad (40)$$

выражения (23) и дискретного изменения поверхностной плотности заряда $\sigma^s(l')$ при $l' = 0$.

Отметим, что согласно (34), (36) и (35), (37) поверхностная плотность заряда и нормальная составляющая напряженности электрического поля на плоской и криволинейной частях

импедансной поверхности обратно пропорциональны длине волны в свободном пространстве и радиусу кривизны соответственно.

Таким образом при симметричном возбуждении направляющей с дискретным изменением кривизны на импедансной цилиндрической поверхности формируется прямолинейный отрезок (BB_1 на рис. 3) с дискретным изменением поверхностной плотности заряда, нормальной составляющей напряженности электрического поля и фазовой скорости волны поверхностной плотности тока.

Антисимметричное возбуждение

В режиме антисимметричного возбуждения относительно точки с дискретным изменением кривизны электрический ток меняет направление

$$j_r''(l' = +0) - j_r''(l' = -0) = 2j_r''(l' = \pm 0), \quad (41)$$

что приводит к возникновению в точке В ($l' = 0$) заряда с поверхностной плотностью

$$\sigma^a(l' = 0) = 2j_r''(l' = \pm 0) \cdot \delta(l'). \quad (42)$$

т.е. поверхностная плотность заряда асимптотически стремится к бесконечности в окрестности точки В, меняя знак при $l' = 0$.

Асимметричное возбуждение

Режим асимметричного возбуждения объединяет симметричный и антисимметричный случаи.

Импедансный клин реальной конфигурации

Рассмотрим импедансный клин реальной конфигурации (рис. 4). направляющая ABDE которого представляет собой гладкую кривую ($d\vec{r}'(l')/dl'$ есть непрерывная функция, где $\vec{r}'(l')$ радиус-вектор направляющей). Направляющая ABDE образована прямолинейными отрезками АВ, DE и дугой BD, где BD есть дуга окружности с центром в точке С ($CB = CD = \rho$, где ρ есть радиус окружности), а АВ и DE являются касательными к дуге окружности в точках В и D соответственно. Область G^+ клина ограничена внешним углом раствора $\angle BOD = 2\pi - \psi$.

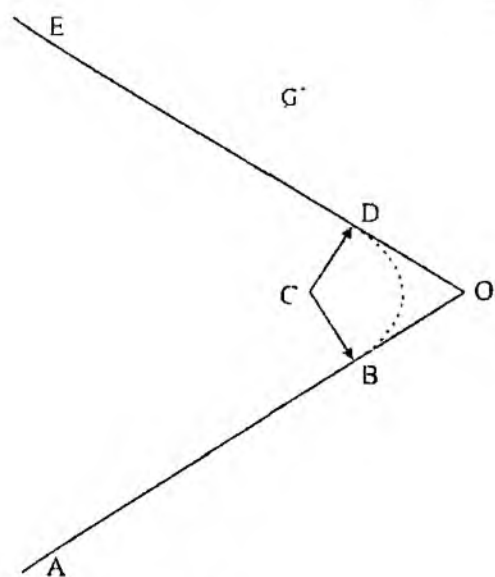


Рис. 4

Симметричное возбуждение

Для плотности электрического тока j^s граничные условия в области G^+ записываются в виде

$$dj_r'(l' = 0)/dl' = j_r''(l' = 0) \sin \psi / \rho(\pi - \psi). \quad (43)$$

В пределе при $\rho \rightarrow \infty$ граничные условия рис. 4 (43) переходят в граничные условия (4)

Антисимметричное возбуждение

Для плотности электрического тока j^a граничные условия в области G^+ записываются в виде

$$dj_r''(l' = 0)/dl' = 2j_r''(l' = 0) \sin^2(\psi/2) / \rho(\pi - \psi). \quad (44)$$

В пределе при $\rho \rightarrow \infty$ граничные условия (44) переходят в граничные условия (16).

Асимметричное возбуждение

Режим асимметричного возбуждения объединяет симметричный и антисимметричный случаи.

Выводы

В окрестности угловой точки ребра идеально проводящего металлического клина с внешним углом раствора в замкнутой форме получены граничные условия относительно плотности силы электрического тока, его производных; компонент волнового вектора и вектора Пойтинга. Граничные условия являются точными и представлены через обобщенные функции. Показано, что задача носит существенно векторный характер. Проанализирован поток вектора Пойтинга вблизи ребра, обусловленный дискретным изменением по направлению плотности силы тока. Граничные условия для плотности тока и вектора Пойтинга в окрестности угловой точки ребра в совокупности эквивалентны условиям Мейкснера.

Граничные условия для электрического тока, напряженности электрического поля и фазовой скорости сформулированы в месте дискретного изменения кривизны импедансной цилиндрической поверхности, где касательная и нормальная составляющие радиус-вектора криволинейной поверхности непрерывна и претерпевает скачок соответственно. Вдоль направляющей поверхностная плотность тока есть величина непрерывная, а поверхностная плотность заряда, нормальная составляющая напряженности электрического поля и фазовая скорость изменяются скачком в месте дискретного изменения кривизны.

Для реальной конфигурации импедансного клина, когда в качестве направляющей криволинейной поверхности выступает гладкая кривая, у которой окрестность угловой точки заменена дугой сколь угодно малого, но конечного радиуса кривизны, найдены смешанные граничные условия относительно плотности силы электрического тока. Граничные условия сформулированы в замкнутой форме, являются приближенными и представлены через суммируемые функции. Рассмотрены симметричный, антисимметричный и асимметричный режимы возбуждения для металлического клина с внешним углом раствора.

Список литературы: 1. O. Ozgun, M. Kuzuoglu. Non – Maxwellian locally – conformal PML absorbers for finite element mesh truncation // IEEE Trans. On Antennas and Propagation. 2007. V.55, №3. P.931-937. 2. J. Mexner. The behavior of electromagnetic fields at edges, Tech. Rpt. EM-72, 1954, New York: Inst. Math. Sci., New York University. 3. L. Paivarinta, S. Rempel. Corner singularities of solutions to $\Delta^{1/2}u = f$ in two dimensions. // Asymptotic Analysis. 1992, 5. P. 429-460. 4. T. B. A. Senior, J. L. Volakis. Approximate boundary conditions in electromagnetics, London The Institution of Electrical Engineers, 1995. 353 p. 5. S. D. Priimenko. On the boundary conditions on metallic surfaces with discrete change of the normal orientation // Proc. 11-th Int. Conf. on Math. Meth. In Electr. Theory. 2006, Kharkiv. P.443-445. 6. S. D. Priimenko. On boundary conditions on the curvilinear metallic surface // 6-th International Conference on Antenna Theory and Techniques (ICATT'07). September 17-21, 2007, Sevastopol, Ukraine. P. 217-219. 7. Прийменко С.Д., Хижняк С.Н. Граничные условия для ВЧ-электродов ускоряющей структуры // Тезисы докладов 6 конференции по физике высоких энергий, ядерной физике и ускорителям. 25.02-29.02. 2008. Харьков. С. 90-91. 8. Лифанов И.К. Метод сингулярных интегральных уравнений и численный эксперимент. Москва: Янус, 1995. 520 с. 9. Рашиевский П.К. Курс дифференциальной геометрии. Москва: Ленинград. Гос. объедин. науч.-техн. изд-во НКТП СССР, 1938. 336 с. 10. В. М. Бырдин. Обратные волны: Столетие первой работы, истоки и развитие обратноволновой механики и электродинамики // Радиотехника и электроника. 2005. Т.50, № 12. С. 1413 – 1438. 11. Трубецков Д.Н., Рожнев А.Г. Линейные колебания и волны. Москва: Физматлит, 2001. 415 с. 12. Пановский В., Филипп М. Классическая электродинамика. Москва: Физматлит, 1963. 432 с. 13. Марков Г.Т., Петров Б.М., Грудинская Г.П. Электродинамика и распространение радиоволн. Москва: Сов. радио, 1979. 374 с. 14. Levin L., Chang D.C., Kuester E.F. Electromagnetic waves and curved structure. London. Peter Peregrinus, London, 1977. 198 p.

Национальный научный центр
«Харьковский физико-технический институт»

Поступила в редколлегию 16.05.2008

ЧИСЛЕННЫЙ АНАЛИЗ ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК ЦИЛИНДРИЧЕСКИХ ЛИНЗ ФРЕНЕЛЯ

Расширение круга задач, решаемых современной радиоэлектроникой, стимулировало в последние десятилетия интенсивное развитие теории и техники антенных устройств. В качестве примера можно привести создание и исследование дифракционных элементов с дискретной рабочей поверхностью, действие которых основано на принципе Гюйгенса – Френеля.

Такие элементы (в частности, зонная пластинка Френеля – Сорэ [1, 2]) находят широкое применение в оптическом диапазоне волн [3, 4]. В настоящее время достаточно хорошо исследованы свойства линзы Френеля (ЛФ) и ее аналогов, которые могут использоваться в радиодиапазоне в качестве элементов антенных либо фокусирующих устройств [5-9].

Один из возможных вариантов конструктивного выполнения дифракционных элементов с дискретной поверхностью – это ЛФ либо модифицированная ЛФ (МЛФ) с излучающей поверхностью цилиндрической формы, которые обладают круговой диаграммой направленности (ДН) в одной плоскости. Направленные свойства таких линз с относительно небольшим размером раскрытия, основанные на приближенных электродинамических методах, рассматривались, например, в работах [10, 11].

Однако наличие переотражений во внутренней области линзы может оказать заметное влияние на направленные свойства ЛФ с раскрытием цилиндрической формы, в особенности для линз с относительно большими размерами раскрытия. До настоящего времени отмеченные выше особенности характеристик ЛФ и МЛФ цилиндрической формы не изучались, поскольку такое исследование требует применения строгих методов анализа.

Цель данной работы – решение задачи дифракции монохроматического электромагнитного поля на идеально проводящей поверхности ЛФ и МЛФ, основанное на строгом численном методе решения интегральных уравнений [12].

Геометрическая конфигурация линз Френеля

Исходная геометрическая конфигурация (ГК) линзы Френеля (так называемого параболического типа [8]), трансформирующей сферический волновой фронт в квазиплоский, может быть образована, например, следующим образом.

Поместим в точке с координатами $x = x_0$, $y = 0$, $z = 0$ (рис. 1, а) точечный источник монохроматического электромагнитного поля.

Выделим на оси y отрезки, граничные точки y_n которых определены из условий

$$y_n = \sqrt{r_n^2 + f^2}, \quad r_n = f + n\lambda/2, \quad (1)$$

где f – фокусное расстояние, λ – длина волны источника электромагнитного поля, $n = 1, \dots, N$ – номер соответствующего отрезка. В данном случае каждый из выделенных отрезков соответствует зоне Френеля на оси y . Затеняя, как показано на рис. 1, а, с помощью линейных экранирующих элементов зоны Френеля только с четными (или только нечетными) номерами, получаем исходную ГК линз Френеля (ЛФ). При этом возможны два конструктивных варианта ЛФ.

Так при вращении исходной ГК вокруг оси x экранирующие элементы образуют в плоскости yOz дискретную поверхность S , состоящую из кольцевых зон Френеля (рис. 1, б).

Если эти элементы выполнены из хорошо проводящего материала, то при облучении из фокуса каждый будет затенять в плоскости yOz соответствующую ему зону Френеля. При этом сама дискретная поверхность представляет собой классическую осесимметричную линзу Френеля (ОЛФ).

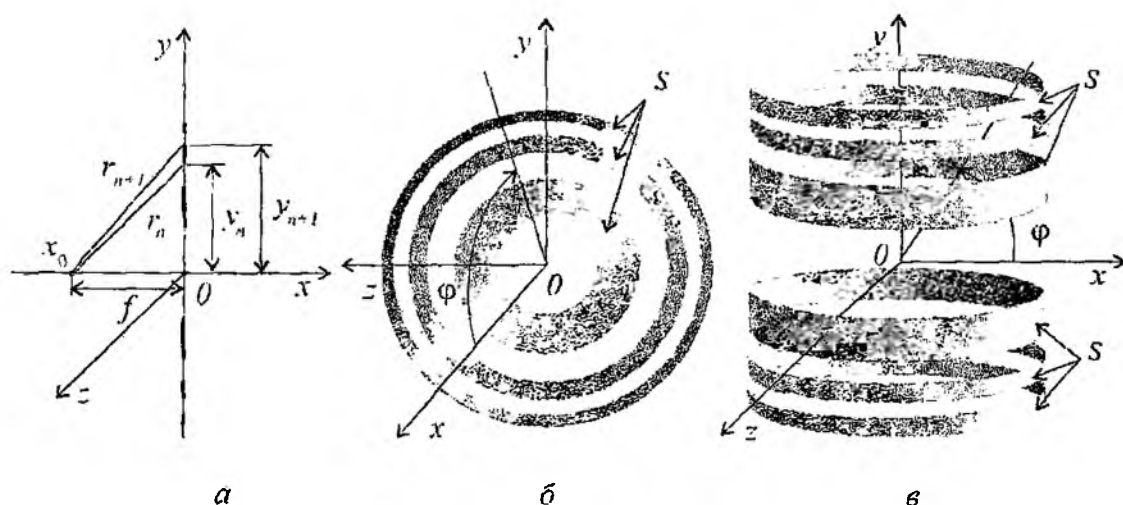


Рис 1

Ее конструкция обладает как симметрией вращения относительно оси x , так и зеркальной симметрией. Поэтому при облучении осесимметричной ЛФ (ОЛФ) точечным источником, помещенным в фокус линзы, ее диаграмма направленности будет иметь два осесимметричных главных лепестка, ориентированных в противоположных направлениях.

Если же аналогичное вращение исходной ГК осуществить относительно оси перпендикулярной оси x и, например проходящей через фокальную точку x_0 , то экранирующие элементы образуют дискретную поверхность, состоящую из цилиндрических зон Френеля (рис. 1, в, где точка x_0 принята за начало системы координат).

Если эти элементы выполнены из хорошо проводящего материала, то при облучении и фокуса они затеняют зоны Френеля на поверхности кругового цилиндра радиусом f , образуя тем самым цилиндрическую линзу Френеля (ЦЛФ), конструкция которой (рис. 1, в) обладает симметрией вращения относительно оси y .

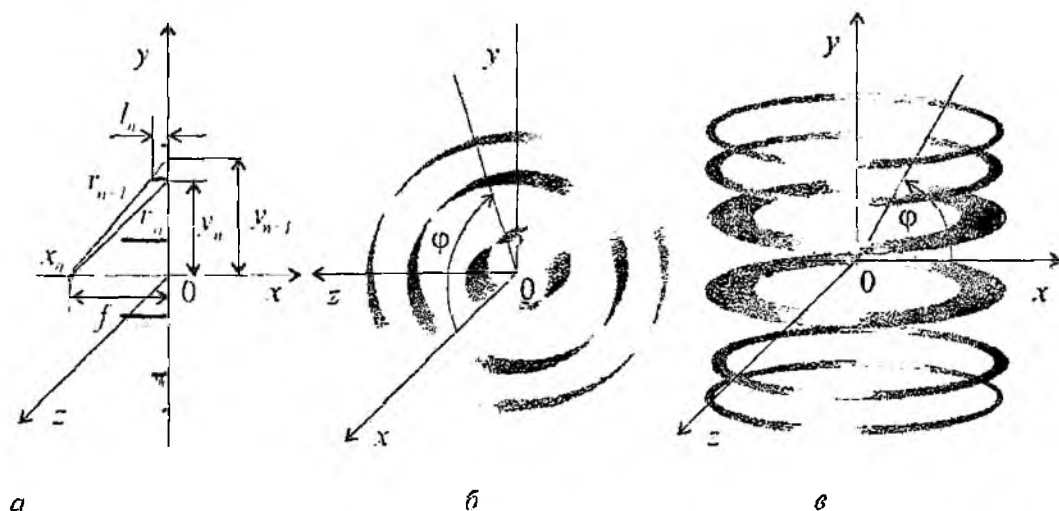


Рис 2

Из этого следует, что при облучении ненаправленным источником ЦЛФ сформирует узкий главный лепесток ДН в вертикальной плоскости, при этом в плоскости xOz ДН останется круговой.

Затенение указанных ранее зон Френеля можно реализовать и другим способом [8, 9]. Если на границах нечетных зон расположить линейные экранирующие элементы длиной

$l_n = f(y_{n+1} - y_n) / y_{n+1}$ перпендикулярно оси y , то на этой оси они будут «затенять» (рис. 2, а) зоны с четными номерами. Совокупность этих элементов представляет собой исходную ГК модифицированной линзы Френеля (МЛФ).

При вращении такой ГК относительно координатной оси x экранирующие элементы образуют дискретную поверхность, состоящую из соосных круговых цилиндров перпендикулярных плоскости раскрыва.

Если эти элементы выполнены из проводящего (или поглощающего) материала, то при облучении из фокуса они затеняют в плоскости yOz четные зоны Френеля, образуя тем самым осесимметричную модифицированную линзу Френеля (ОМЛФ) (рис. 2, б). В отличие от классической ОЛФ осесимметричная МЛФ не обладает свойством зеркальной симметрии относительно плоскости yOz , и, как показано авторами [9], ее ДН имеет только один главный лепесток.

Вращение исходной ГК относительно прямой, перпендикулярной оси x , например проходящей через фокальную точку x_0 , приводит к образованию дискретной поверхности, состоящей из плоских кольцевых экранирующих элементов, опирающихся на поверхность кругового цилиндра (рис. 2, в) радиусом f (апертуру линзы).

Если эти элементы выполнены из проводящего (или поглощающего) материала, то при облучении из фокуса они затеняют в апертуре четные зоны Френеля, образуя тем самым цилиндрическую модифицированную линзу Френеля (ЦМЛФ). Обладая симметрией вращения ЦМЛФ так же, как и ЦЛФ, имеет плоскости xOz круговую ДН.

На рис. 3 показаны профили (L) цилиндрических линз Френеля и иллюстрируется примерный ход лучей точечного источника, помещенного в начале координат.

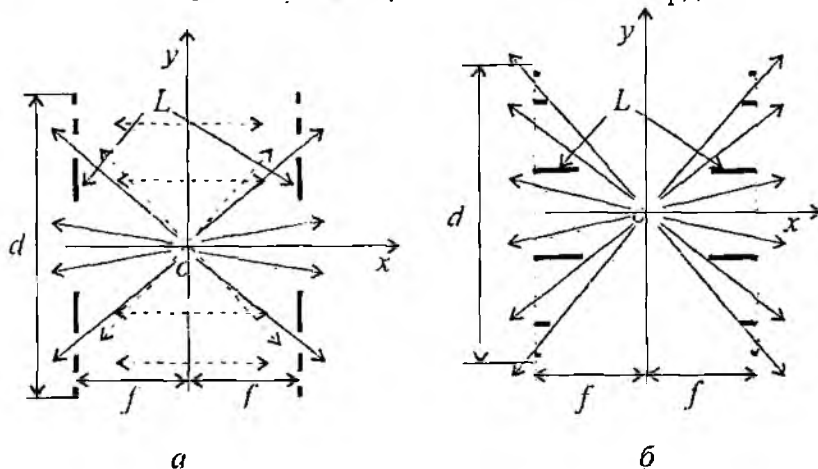


Рис. 3

Рассматривая этот рисунок, отметим, принимая во внимание выражение (1), что в классической ЦЛФ волны, отраженные от всех элементов (пунктир), приходят в начало координат синфазно (т.е. для них выполняется условие фокусировки) и в области фокуса ЦЛФ, по видимому, должна наблюдаться заметная интерференция отраженных волн.

В случае ЦМЛФ (рис. 3, б) этого нет и, как известно [9], уровень отражений в осевом направлении в МЛФ заметно ниже, чем в ЛФ. Следовательно, можно предположить, что эффекты типа «реакции зеркала на облучатель» могут в большей степени проявляться в линзовых антеннах с ЛФ, чем с МЛФ. Для того чтобы более детально исследовать эти особенности линз Френеля с цилиндрическим раскрывом, были решены соответствующие дифракционные задачи.

Методика численного анализа

Последующий анализ основан на решении задачи дифракции E -поляризованного монохроматического электромагнитного поля $\vec{E}^0$, $\vec{H}^0$ на поверхности ЛФ, либо МЛФ (незамкну-

том многосвязном идеально проводящем двустороннем экране), расположенной в безграничной однородной изотропной среде с параметрами ϵ_0, μ_0 .

В процессе решения реализован корректный численный алгоритм расчетов с контролем сходимости решения, выполнения граничных условий и условия Мейкснера в концевых точках элементов экрана, обеспечивающий высокую точность результатов и приемлемые затраты времени вычислительного процесса.

При этом полагается, что граничные условия, амплитудно-фазовые распределения полей источников электромагнитного поля не зависят от одной выбранной координаты (в данном случае, от координаты z), т.е. что дифракционная задача является двумерной.

При этом задача сводится к нахождению распределения плотности поверхностного тока на экране с помощью численного решения интегрального уравнения Фредгольма первого рода относительно плотности поверхностного продольного тока $\vec{j} = \vec{z}_0 j_z(\gamma)$:

$$\frac{\omega \mu_0}{4} \int_L j_z(\gamma) K(\tau, \gamma) d\gamma = E_z^0(\tau), \quad (2)$$

путем сведения его к системе линейных алгебраических уравнений методом коллокации [12].

В формуле (2) приняты следующие обозначения:

$K(\tau, \gamma) = H_0^{(2)}(kR_0(\tau, \gamma)) \sqrt{(\partial \xi(\gamma)/\partial \gamma)^2 + (\partial \eta(\gamma)/\partial \gamma)^2}$; H_0^2 – функция Ханкеля второго рода нулевого порядка; E_z^0 – падающее поле. Контур L представляет собой сечение поверхности линзы S плоскостью $z = 0$, уравнение этого контура задается в параметрической форме, где γ – параметр; ξ, η – локальные координаты точек на контуре L .

При численном решении уравнения (2) контур L разбивается на малые отрезки, причем число разбиений выбирается так, что на участок контура размером в длину волны приходится от 30 до 40 точек коллокации.

Найденное в результате такого решения распределение плотности поверхностного тока на контуре L дает возможность путем численного интегрирования рассчитать рассеянные поля, а также другие требуемые характеристики. Для того чтобы можно было сравнивать характеристики линз различной конфигурации, некоторые расчеты проводились и для линз классического вида.

Процедура решения состоит из двух последовательно выполняемых этапов. На первом этапе исследуются особенности фокусирующих свойств ЛФ и МЛФ, причем источником первичного (падающего) монохроматического поля является плоская волна. На основе найденных при таком решении распределений плотности поверхностного тока на контуре линзы, рассчитываются амплитудные распределения полного поля на продольной оси линзы и в фокальной плоскости, необходимые, в частности, для определения точного положения фокальной линии.

На втором этапе исследуются характеристики ЛФ и МЛФ «цилиндрического» типа (см. рис. 3), при этом источником первичного (падающего) поля является нить электрического тока, помещенная в найденном фокусе. В процессе расчетов определяются амплитудные распределения рассеянного поля в фокальной области, диаграммы направленности и рассчитывается коэффициент направленного действия (КНД).

Следует отметить, что, упоминая в процессе обсуждения результатов «осесимметричные» либо «цилиндрические» линзы Френеля, мы подразумеваем их двумерные аналоги, и во избежание возможных недоразумений эти термины здесь и в дальнейшем заключены в кавычки.

Обсуждение полученных результатов

Приводимые ниже результаты расчетов и соответствующий им анализ характеристик приведены для случая, когда размер апертуры исследуемых линз d равен $50\lambda_0$, где λ_0 соответствует расчетной длине волны.

Первый этап решения дифракционной задачи. Кривые, приведенные рис. 4, отображают распределения амплитуды полного поля на продольной оси линз Френеля «осесимметричного» типа при облучении каждой из них плоской волной, распространяющейся в направлении $\varphi = \pi$.

При этом здесь (а также на всех последующих рисунках) кривая, отмеченная цифрой 1, соответствует классической ЛФ с заполнением только четных зон, а кривая, отмеченная цифрой 2 – модифицированной ЛФ, $\Delta x = x_0 - x$ – смещение относительно расчетного геометрического положения фокальной линии x_0 .

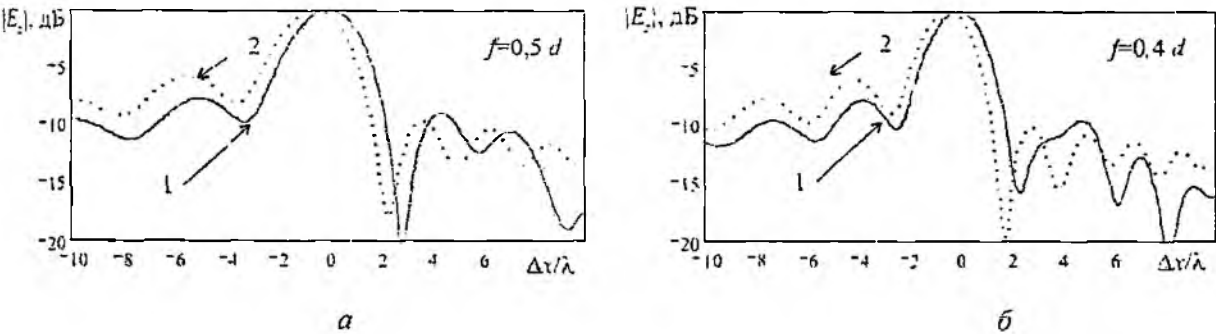


Рис. 4

Для сравнения на рис. 5 показаны аналогичные распределения полей, рассчитанные для двумерных моделей линз Френеля «цилиндрического» типа. При этих расчетах фокусное расстояние линз корректировалось с учетом найденного «истинного» положения фокальной линии и контур линзы располагался симметрично относительно найденного положения фокуса.

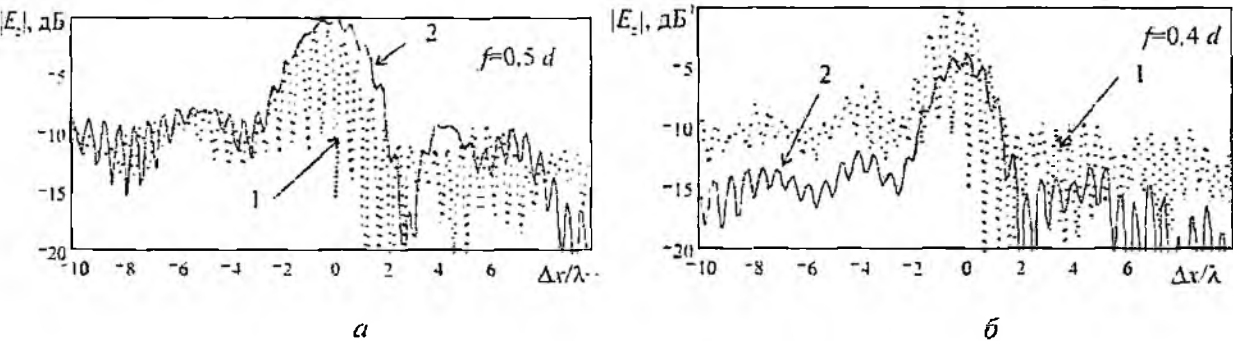


Рис. 5

Кроме того, при построении графиков, изображенных на рис. 5, нормировка кривых осуществлялась относительно амплитуды падающего поля (в отличие от этого на рис. 4 каждая кривая нормировалась относительно «своего» максимального значения).

Рассматривая эти кривые можно сделать несколько выводов. Во-первых, можно отметить хорошо выраженную изрезанность амплитудного распределения, характерную для моделей «цилиндрических» линз. Причем эта особенность гораздо сильнее выражена для классического варианта ЦЛФ и, на наш взгляд, обусловлена высоким уровнем переотражений во внутренней области линзы, что подтверждает ранее высказанное предположение.

В области фокального пятна МЛФ «цилиндрического» типа отмеченный эффект незначителен. Здесь интерференция обусловлена, главным образом, отражениями от краев соседних элементов линзы, поэтому в процессе приближения к ее поверхности размах колебаний амплитуды нарастает.

Во-вторых, при уменьшении отношения f/d в ЦЛФ наблюдается (в сравнении с ЦМЛФ) существенный рост максимальных значений амплитуды в области фокуса (рис. 6, б). Это свидетельствует о том, что в ЦЛФ при определенных условиях проявляется эффект многократной фокусировки, в то время как в ЦМЛФ такого не наблюдается.

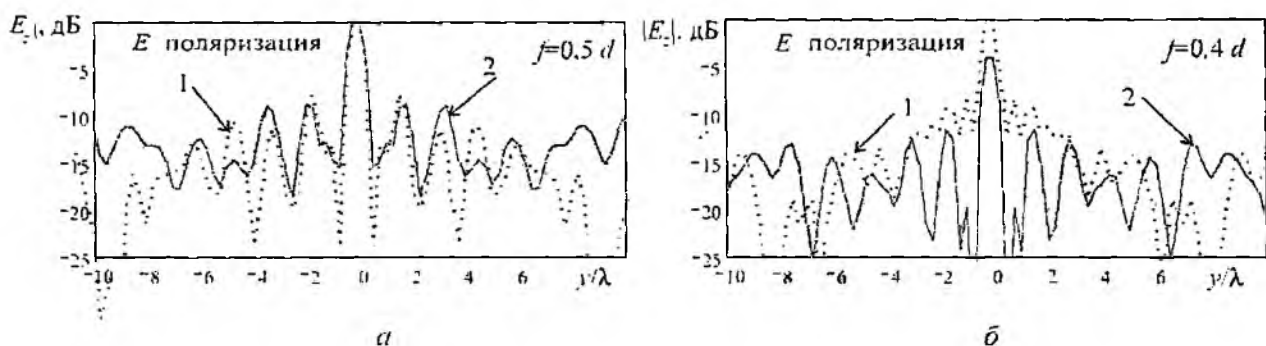


Рис. 6

Второй этап решения дифракционной задачи. На рис. 7 показаны амплитудные распределения рассеянного поля в фокальной области линз. Эти кривые нормированы относительно амплитуды первичного поля в раскрыве линзы, создаваемого источником в виде нити электрического тока помещенной в фокусе

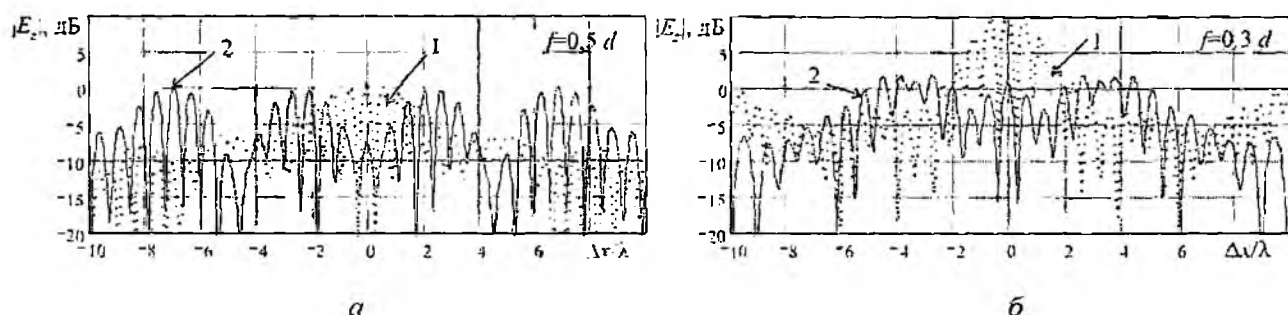


Рис. 7

Здесь можно отметить тот факт, что амплитуда рассеянного поля в области фокального пятна испытывает сильные колебания, причем максимальный уровень амплитуды поля в фокусе ЦЛФ примерно на 7...10 дБ превышает аналогичное значение в ЦМЛФ.

Эти данные хорошо согласуются с результатами, приведенными на рис. 5, что позволяет отметить: в линзовых антеннах Френеля с цилиндрическим раскрывом наблюдается заметная интерференция рассеянных полей в области фокального пятна. В таких антеннах должен в большей степени проявляться эффект типа «реакции зеркала на облучатель», что приведет к известным негативным последствиям.

Как видно из результатов, представленных на рис. 5 и 7, такая интерференция полей особенно сильно проявляет себя в ЦЛФ, и с этой точки зрения в линзовых антеннах предпочтительнее использовать МЛФ. О направленных свойствах линз Френеля с «цилиндрическим» раскрывом свидетельствуют результаты расчетов ДН в области главного лепестка, проведенные на расчетной длине волны (рис. 8).

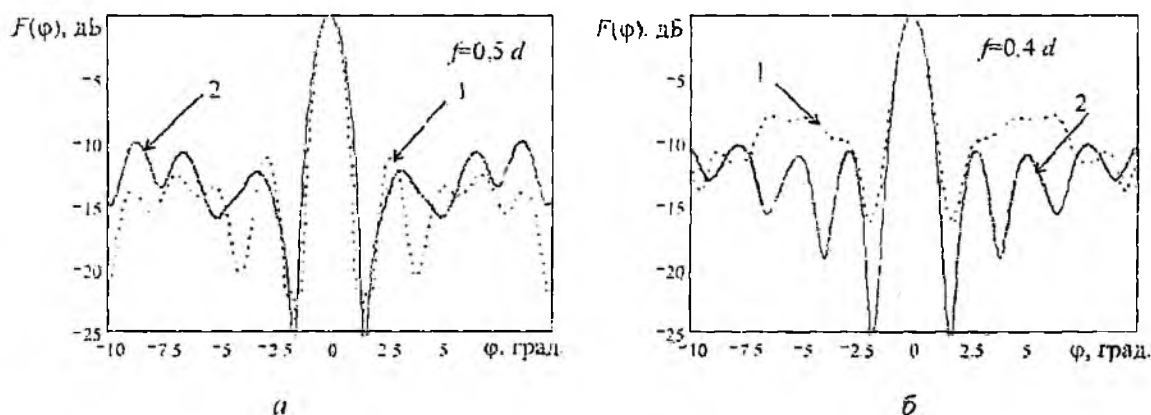


Рис. 8

Как видно, особенных отличий в ширине и форме главного лепестка ДН у линз обоих типов не наблюдается. Можно только отметить, что уменьшение отношения f/d приводит к небольшому возрастанию ближних боковых лепестков ДН ЦЛФ.

Однако при изменении длины волны направленные свойства ЦЛФ и ЦМЛФ существенно отличаются. Иллюстрируют эти отличия результаты расчетов частотной зависимости коэффициента направленного действия (КНД) «цилиндрических» ЛФ в 20 % полосе частот при различных соотношениях фокусного расстояния и размера апертуры, которые приведены на рис. 9.

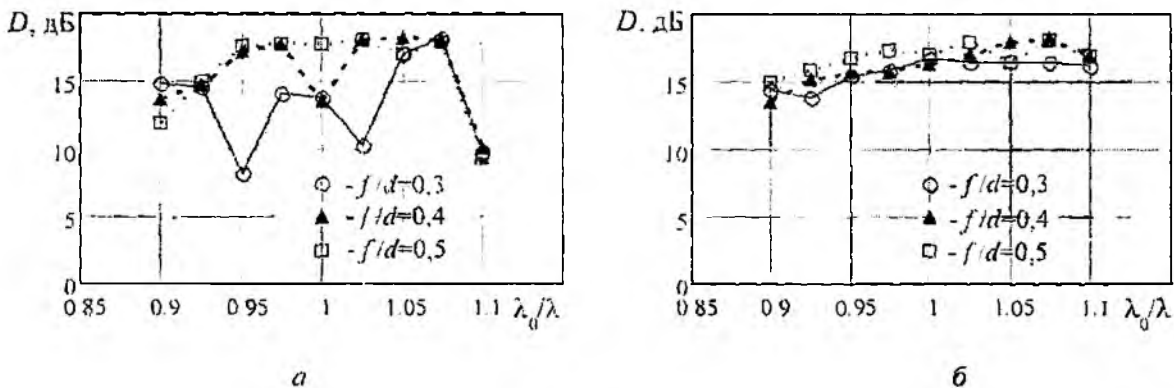


Рис. 9

На этих графиках особенно ярко видны недостатки ЦЛФ (рис. 9, а) в сравнении с ЦМЛФ (рис. 9, б). В то время, как КНД модифицированных линз меняется плавно, возрастая с уменьшением длины волны по сравнению с расчетной, КНД классических ЛФ «цилиндрического» типа при относительно небольшом изменении длины волны может многократно менять свое значение.

Это свидетельствует, в частности, о недопустимом искажении ДН в отдельных точках рассматриваемого частотного диапазона, например, как это показано на рис 10, б.

На рис. 10 показана ДН линз Френеля «цилиндрического» типа: а – модифицированная ЛФ, б – классическая ЛФ.

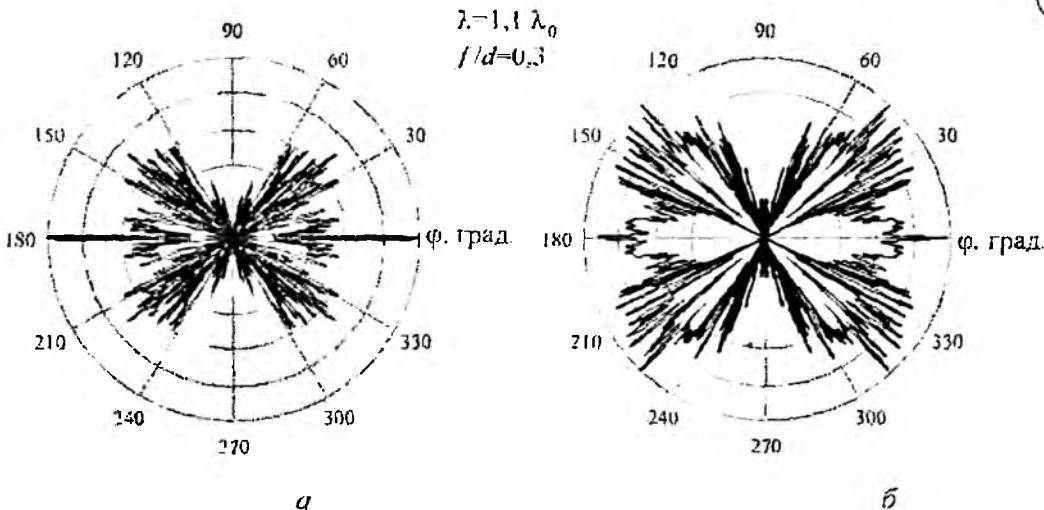


Рис. 10

Приведенные результаты показать, что изменение длины волны, а также фокусного расстояния существенно изменяет интерференционную картину во внутреннем объеме линз Френеля «цилиндрического» типа и в значительной степени влияет на направленные свойства ЦЛФ.

Выводы

В результате решения поставленной дифракционной были проанализированы амплитудные распределения поля в фокальной области и диаграммы направленности «цилиндрических» линз Френеля, имеющих различную геометрическую форму: классического вида и модифицированного вида.

Сравнение полученных результатов показало, что в фокальной области этих линз (как и следовало ожидать) наблюдается интерференция рассеянных полей. Причем, если в области фокального пятна ЛФ модифицированной геометрической конфигурации интерференция малозаметна, то в случае ЛФ классической ГК она резко выражена. В случае падения плоской волны при изменении фокусного расстояния или длины волны наблюдается существенное изменение осевого распределения амплитуды поля в области фокального пятна классической ЛФ, что привело резкому изменению ее направленных свойств и КНД при облучении ненаправленным источником.

На основании проведенного анализа можно утверждать, что в классе линз с цилиндрическим раскрытием МЛФ по своим электродинамическим характеристикам заметно превосходят ЛФ с классической ГК.

Таким образом, можно предполагать, что модифицированные ЛФ с излучающим раскрытием цилиндрической формы могут найти применение в качестве элемента линзовой антенны, причем не только в радиодиапазоне (начиная от метровых и до миллиметровых и субмиллиметровых волн), но также в звуковом и ультразвуковом диапазонах. В такой антенне сочетаются требуемые направленные свойства в одной плоскости, круговая ДН в другой плоскости при относительно невысоком уровне переотражений во внутреннем объеме цилиндрической линзы.

Список литературы: 1. Френель О. Избранные труды по оптике. М.: Гостехиздат, 1955. 605 с. 2. J. L. Soret. Ueber die durch Kreisgitter erzeugten Diffractionsphaenomene // *Annalen. Der Physik und Chemie*, vol. 156, pp. 99-113, 1875. 3. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. М.: Наука, 1970. 856 с. 4. Кольер Р., Беркхарт К., Лин Л. Оптическая голография. М.: Мир, 1973. 354 с. 5. H. D. Hristov. Fresnel Zones in Wireless Links, Zone Plate Lenses and Antennas. Boston, MA: Artech House, 2000. 6. Y. J. Guo and S. K. Barton. Fresnel Zone Antennas. Boston, MA: Kluwer Academic, 2002. 7. Цалиев Т.А. Электродинамические свойства дискретных поверхностей. Ч. I. Однослойные поверхности. // *Известия вузов. Радиоэлектроника*. 2000. Т. 43, № 5. С. 13–22. 8. Воробийко П.П., Цалиев Т.А. Антенны с дискретными рабочими поверхностями // *Электросвязь*. 2005. № 9. С. 40-44. 9. Цалиев Т.А., Велиев З. М. Анализ направленных, фокусирующих и частотных свойств модифицированных дискретных излучающих поверхностей. *Наукові праці ОНАЗ ім. О.С. Попова*. 2006. № 1. С. 57-65. 10. H. D. Hristov. *Variety of cylindrical Fresnel zone plate antennas* // 1999 *IEEE Int. Antennas Propagat. Symp. Dig.* vol. 37, pp. 750 - 753, June 1999. 11. Y. Ji, M. Fujita. A cylindrical Fresnel zone antenna // *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. 44, pp. 1301 - 1303, September 1996. 12. Захаров Е.В., Пименов Ю.В. Численный анализ дифракции радиоволн. М.: Радио и связь, 1982. 184 с.

Одесская национальная
академия связи им. А.С. Попова

Поступили в редколлегию 28.03.2008

А.П. МОТОРНЕНКО канд. физ.-мат. наук, И.Г.СКУРАТОВСКИЙ,
С.П. МАРТЫНЮК канд. физ.-мат. наук

ИССЛЕДОВАНИЕ ОСОБЕННОСТЕЙ *ТЕМ* КОЛЕБАНИЙ В ВОЛНОВОДНО-КОАКСИАЛЬНОМ РЕЗОНАТОРЕ

Введение

В работах [1, 2] предложена и изучена резонансная структура, названная авторами волноводно-коаксиальным резонатором (ВКР). Такой резонатор сочетает в себе полезные свойства коаксиального резонатора, а также волноводно-диэлектрического резонатора на круглом заперде волновода. На практике в ВКР наиболее целесообразно использовать собственные низшие резонансные частоты, которые принадлежат основному колебанию (*ТЕМ*), а также относящиеся к классу волноводных колебаний *H*- или *E*- типа (H_{111} , H_{011} , E_{011}).

В работах [3, 4] достаточно подробно исследованы собственные частоты и добротности магнитных колебаний в ВКР. Настоящая работа посвящена изучению особенностей *ТЕМ* колебаний в исследуемом резонаторе. Приведены расчетные и экспериментальные зависимости собственных частот этих колебаний f от параметров резонатора и измерены их собственные добротности Q в 3-сантиметровом диапазоне длин волн.

Схема резонатора и методики исследований

Волноводно-коаксиальный резонатор представляет отрезок круглого волновода, частично заполненный металло-диэлектрическим элементом (МДЭ). МДЭ имеет длину l , меньшую длины волновода, и состоит из диэлектрической втулки наружным диаметром $2b$, равным диаметру волновода. Внутри МДЭ осесимметрично расположен металлический цилиндр длиной l диаметром $2a < 2b$. При помещении МДЭ в волновод в общей его части с волноводом образуется отрезок коаксиальной линии, а с обеих его сторон оказываются два отрезка волновода. В коаксиальной части резонатора в качестве диэлектрика можно использовать любой диэлектрик с малыми потерями на СВЧ, в том числе и воздух. Для резонансных частот волноводного типа волновод является запердевым, а волна *ТЕМ*, как известно, в волноводе не существует.

Макет ВКР 3-сантиметрового диапазона был построен на отрезке круглого волновода из бескислородной меди ($\sigma = 5.7 \cdot 10^7$ Сим/м) диаметром $2b = 13,05$ мм, внутрь которого поочередно вставлялся один образец из двух наборов МДЭ: одинаковой длины, но с разным отношением радиусов коаксиала a/b или одинакового отношения величины a/b , но с разной длиной l . В качестве диэлектрика в МДЭ использовался тефлон ($\epsilon = 2,05$; $\operatorname{tg} \delta = 2,3 \cdot 10^{-4}$), а металлические цилиндры, как и волновод, были выполнены из меди.

Один отрезок запердевого волновода ВКР присоединялся к измерительному СВЧ тракту, причем его длина до границы с МДЭ устанавливалась из условия малой связи резонатора с нагрузкой. Другой отрезок волновода имел длину, достаточную для помещения в нем на расстоянии $L = 0-14$ мм от МДЭ перестроенного короткозамыкающего (КЗ) поршня, выполненного также из меди. Таким образом, величины f и Q в ВКР можно было изменять не только дискретно выбором параметров a/b или l , но и непрерывно перемещением поршня от $L = 0$ (при соприкосновении его с МДЭ) до $L = \infty$ (при удалении поршня из области поля резонатора, что соответствовало его положению при $L \approx 14$ мм).

Резонансные характеристики основного колебания в ВКР измерялись с использованием обычной СВЧ техники, включающей измеритель КСВН и ослаблений 3-сантиметрового диапазона с повышенной стабильностью частоты, измерительные аттенуаторы, ответвители и т.п. Добротности электромагнитных колебаний определялись по методике работы [5].

Резонансные частоты *ТЕМ* колебаний в ВКР при условиях $L = \infty$ и $L = 0$ рассчитывались на основе методики строгого решения электродинамической задачи сочленения коаксиальной

линии с круглым волноводом, изложенной в книге [6]. В данной статье использовались следующие выражения для резонансных длин волн TEM колебаний в ВКР: $\lambda=4(l\sqrt{\epsilon} + \alpha)$ при $L=0$ и $\lambda=2(l\sqrt{\epsilon} - 2\alpha)$ при $L=\infty$. В этих выражениях α является вычисляемой поправкой по методике [6] и учитывает влияние открытого конца волновода на резонансную длину волны четвертьволнового или полуволнового коаксиального резонатора.

Результаты исследования ВКР

На рис. 1 приведены экспериментальные зависимости собственных частот TEM колебаний в исследуемом ВКР от значений a/b в отрезке коаксиала при постоянных его длине $l=8,7$ мм и внешнем диаметре коаксиала. Кривая 1 соответствует положению КЗ поршня вне поля резонатора ($L=14$ мм); 2 – $L=1,0$ мм; 3 – $L=0,14$ мм и 4 – $L=0$. На этом же рисунке пунктирными кривыми 1' и 4' представлены расчетные зависимости резонансных частот TEM колебаний от параметра a/b для условий $L=\infty$ и $L=0$ соответственно.

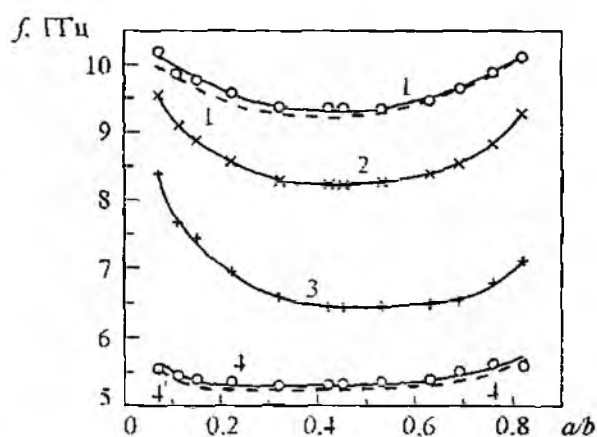


Рис. 1

Нетрудно рассчитать резонансную частоту полуволнового коаксиального резонатора длиной $l=8,7$ мм, заполненного тефлоном и короткозамкнутого на концах, которая равна $f=12,04$ ГГц. Частоты кривой 1 на рис. 1 свидетельствуют о значительном влиянии запредельных участков волновода на резонансную частоту TEM колебаний в ВКР при всех параметрах a/b . Аналогичная ситуация имеет место с частотами экспериментальной кривой 4 для $L=0$ и расчетной частотой обычного четвертьволнового коаксиального резонатора, равной $6,02$ ГГц. Вместе с тем, учет поправки α в выражениях, приведенных выше, приводит к увеличению длины резонатора за счет влияния запредельных участков волновода. Как видно из сопоставления кривых 1 и 1', а также 4 и 4', расчетными зависимостями качественно и с достаточно высокой точностью количественно определяются реальные значения резонансных частот ВКР во всем диапазоне изменения параметра a/b . Из рисунка также следует, что с помощью КЗ поршня можно обеспечить широкий интервал плавной перестройки резонансной частоты. Так, например, при $a/b=0,4$ с помощью поршня можно изменить резонансную частоту резонатора в 1,7 раза. Данные рис. 1 подтверждают ожидаемые малые продольные размеры ВКР, несколько превышающие продольные размеры обычного коаксиального резонатора с закороченными стенками.

На рис. 2 приведены экспериментальные зависимости добротностей TEM колебаний в ВКР от параметра a/b для разных положений КЗ поршня, выбранных одинаковыми из рис. 1. Кривая 1 соответствует величине $L=14$ мм; 2 – 1 мм; 3 – 0,14 мм и 4 – $L=0$. Из рисунка следует, что качественный ход кривых зависимостей добротностей TEM колебаний в ВКР совпадает с аналогичной зависимостью в обычном коаксиальном резонаторе [7].

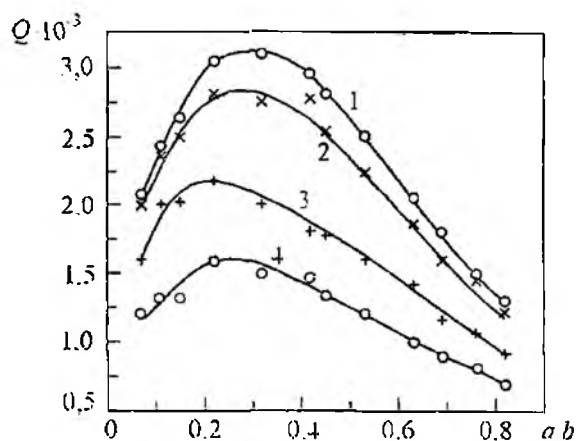


Рис. 2

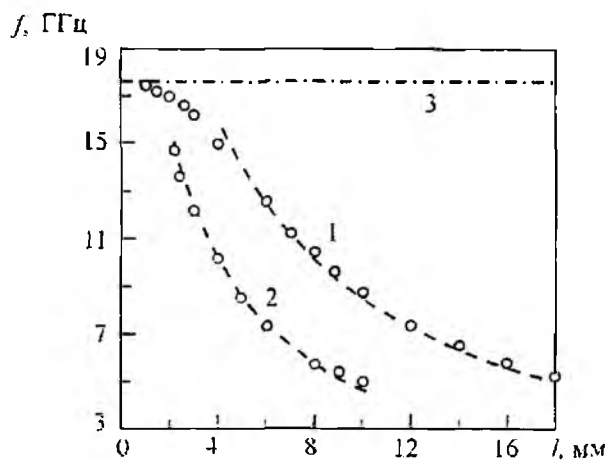


Рис. 3

Возможности изменения резонансных частот TEM колебаний в ВКР за счет изменения длины отрезка коаксиальной линии можно видеть из рис. 3. Здесь показаны расчетные зависимости резонансной частоты от длины МДЭ для двух положений КЗ поршня: $L=\infty$ (пунктирная кривая 1) и $L=0$ (2). Кружками представлены соответствующие экспериментальные значения величины f от длины МДЭ l . Параметр a/b при этом был выбран равным 0,19. На этом же рисунке штрихпунктирной линией 3 отмечена величина критической частоты волны E_{01} в пустом круглом волноводе выбранного диаметра. Как видно, имеет место достаточно хорошее согласие расчетных зависимостей с экспериментальными данными, причем при всех a/b резонансные частоты меньше критической частоты волны E_{01} в пустом волноводе выбранных размеров. В широком интервале значений l с помощью поршня можно перестроить частоту более чем на 5 ГГц.

Измерения добротностей колебаний, соответствующих кривой 1 на рис. 3, показали, что в отсутствие поршня собственная добротность TEM колебания с уменьшением длины отрезка коаксиальной линии возрастает примерно с 2000 при $l=16$ мм до 4000 при $l=5$ мм. Влияние КЗ поршня, как и в предыдущем случае, сводилось к уменьшению добротности, превышающей, однако, одну тысячу при $L=0$ для всех значений l .

Выводы

Проведенные исследования показывают большие практические возможности использования основного колебания в ВКР для получения широкополосной перестройки резонансной частоты в 3-сантиметровом диапазоне, превышающие возможности перестройки резонансной частоты колебаний магнитного типа в ВКР [1]. Необходимая резонансная частота может быть рассчитана по методике, учитывающей влияние запредельных участков круглого волновода на резонансные характеристики ВКР. Выбором геометрии резонатора можно устано-

вить нужный диапазон частот, в котором плавная перестройка резонансной частоты может быть осуществлена в широких пределах с помощью КЗ поршня. Как и в обычном коаксиальном резонаторе, в ВКР существуют определенные значения параметра $a/b \approx 0,2-0,4$, при которых добротность $ТЕМ$ колебания является максимальной. В 3-сантиметровом диапазоне значения собственных добротностей этих колебаний составляют несколько тысяч. ВКР прост в изготовлении и может быть выполнен из широкодоступных и недорогих материалов.

Список литературы: 1. *Makeev Yu. G., Motornenko A. P.* Waveguide-coaxial resonator // Proc. Of the 4-th Int. Symp., Kharkov, 2001. P.708–709. 2. *Микеев Ю.Г., Моторненко А.П., Мартынюк С.П., Скуратовский И.Г.* Волноводно-коаксиальный резонатор и его особенности // ДНАН Украины, Физика. 2004 №3. С.76-79. 3. *Микеев Ю.Г., Моторненко А.П.* Магнитные типы колебаний в резонаторе на отрезках запердельного круглого волновода и коаксиальной линии // ЖТФ. 2003. 73, вып. 4. С.113–116. 4. *Белюс Р.И., Моторненко А.П., Скуратовский И.Г., Хазов О.И.* Волноводно-коаксиальный резонатор мм диапазона // Радиоэлектроника. 2006. №8. С.55–60. (Изв. Вузов). 5. *Гинзтон Э.Л.* Измерения на сантиметровых волнах. М.:ИЛ, 1960. 620 с. 6. *Вайнштейн Л.А.* Теория дифракции и метод факторизации. М.:Сов. радио, 1966. 431 с. 7. *Орлов С.Н.* Расчет и конструирование коаксиальных резонаторов. М.:Сов. радио, 1970. 256 с.

*Институт радиофизики и электроники
НАН Украины. г. Харьков*

Поступила в редколлегию 21.02.2008

Г.С. ВОРОБЬЕВ, д-р физ.-мат. наук, В.О. ЖУРБА,
А.С. КРИВЕЦ, канд. физ.-мат. наук, Ю.А. КРУТЬКО, А.А. РЫБАЛКО

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ВОЛНОВЫХ ПРОЦЕССОВ В ОТКРЫТОМ ВОЛНОВОДЕ С ФАЗОВОЙ КОРРЕКЦИЕЙ ЗЕРКАЛ

Введение

Широкое применение в технике миллиметровых и субмиллиметровых волн находят открытые электродинамические системы: открытые резонаторы, открытые волноводы (ОВ), периодические структуры [1, 2]. Такие системы являются основой при проектировании источников и элементной базы различных устройств данного диапазона волн. В последнее время активно обсуждаются вопросы усиления электромагнитных колебаний на пространственных гармониках дифракционного излучения (когерентного излучения Смита – Парселла), которое возбуждается в объеме ОВ при движении нерелятивистского электронного потока (ЭП) вдоль дифракционной решетки (ДР). Показана возможность взаимодействия ЭП с дифрагированным на периодической структуре полем [3], построена линейная теория при возбуждении плоско-параллельного ОВ электронным потоком [4,5] и проведен цикл исследований волновых процессов при моделировании волны тока пространственного заряда ЭП поверхностной волной диэлектрического планарного волновода [6, 7]. Однако изученная плоско-параллельная электродинамическая система обладает рядом недостатков, связанных с большими дифракционными потерями на излучение из объема ОВ и критичностью зеркал к юстировке. Вместе с тем, общеизвестным для открытых резонаторов является устранение таких недостатков путем применения зеркал с фазовой коррекцией их поверхности: сферических, цилиндрических, угольных и других отражателей [2, 8]. Поэтому улучшение электродинамических параметров ОВ путем использования зеркал с фазовой коррекцией является актуальным.

В данной работе проведен сравнительный анализ результатов экспериментальных исследований пространственных и волноводных характеристик ОВ миллиметрового диапазона волн с цилиндрической и плоской формой зеркал. Показана возможность значительного уменьшения потерь в цилиндрическом волноводе при формировании бегущей волны, по сравнению с плоско-параллельной системой. Обсуждается возможность усиления электромагнитных волн при возбуждении ОВ электронным потоком.

Объекты исследования

Схема включения в СВЧ тракт исследуемой системы и возможные варианты выполнения ОВ приведены на рис. 1.

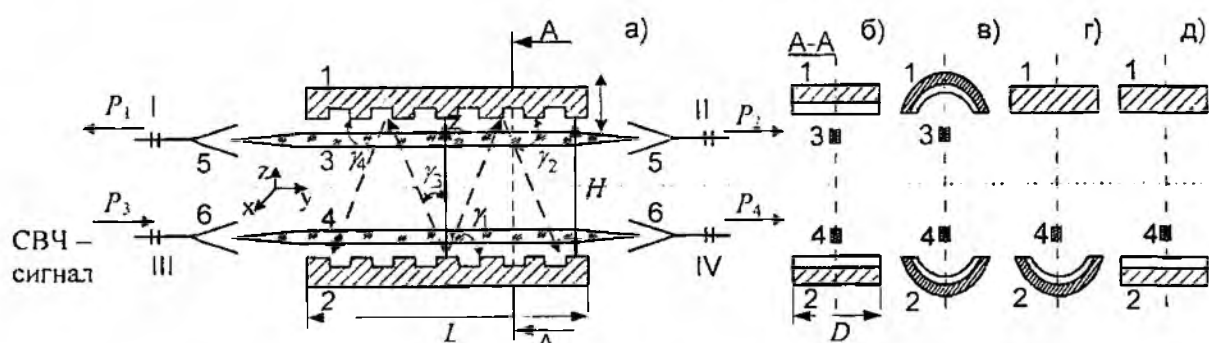


Рис. 1

В общем случае (рис.1. а. б. в) открытый волновод образован двумя плоскими или цилиндрическими зеркалами с дифракционными решетками ДР 1, 2. При моделировании волновых процессов, вблизи поверхностей решеток размещены диэлектрические волноводы 3, 4

подключенные через согласующие переходы 5, 6 к измерительным СВЧ трактам. Периоды решеток 1, 2 выбирались из условия синфазности излучений систем ДР 1 – ДВ 3 и ДР 2 – ДВ 4, а также из условия формирования в ОВ режима бегущей волны, что соответствовало углу излучения

$$\gamma = \arccos(1/\beta_e + n/k), \quad (1)$$

где $n = -1, -2, \dots$ – номер гармоники; $k = l/\lambda$; l – период решетки; λ – длина волны; $\beta_e = v_e/c$ – коэффициент замедления; v_e – фазовая скорость волны в волноводе; c – скорость света.

Для определения степени влияния коррекции зеркал и дополнительных источников излучения на электродинамические характеристики ОВ исследовались также системы с одним источником излучения, показанные на рис. 1 г, д. Представленные на рис. 1 волноводы выполнялись и исследовались в двух поддиапазонах частот, обусловленных наличием стандартных генераторов $f_1 = 26 \div 37$ ГГц, $f_2 = 54 \div 78$ ГГц. Подробное описание экспериментальной установки и методики измерений пространственных и волноводных характеристик ОВ изложено в [7]. При исследовании систем с двумя источниками излучения (рис. 1 а, б, в.) на вход III поступал СВЧ сигнал мощностью P_3 , который возбуждал ДВ 4. Поверхностная волна ДВ 4 на ДР 2 трансформировалась в объемную волну, которая излучалась под углом γ_1 и падала на вторичный излучатель ДР 1 – ДВ 3. Данная система в свою очередь формировала объемную волну, излучаемую под углом γ_2 . Аналогичные процессы могут происходить и для обратных волн, присутствие которых возможно в ОВ. При реализации ОВ по схемам (рис. 1, г, д) объемная волна, отражаясь от металлических зеркал I, поступала на излучающую систему ДР 2 – ДВ 4, трансформируясь в поверхностную волну, которая вновь переизлучалась в объем ОВ.

Основной особенностью ОВ, как квазиоптического устройства, является наличие потерь на излучение в свободное пространство (дифракционные потери). Поэтому геометрические параметры ОВ (расстояние между зеркалами H и апертуры зеркал $D = 2d$) должны удовлетворять основному неравенству квазиоптики [8]:

$$\frac{d^2}{H\lambda} \ll \left[\frac{H}{d} \right]^2, \quad (2)$$

что на практике [6] реализуется при значениях $D \approx (7 \div 10)\lambda$.

Оптимизация радиусов кривизны зеркал проводилась обеспечением минимальных потерь на излучение из ОВ при возбуждении его системой ДР – ДВ, расположенной на одном из зеркал. В результате анализа полученных данных для серии зеркал с различными радиусами кривизны R ($2R/\lambda = 3 \div 15$) было установлено, что оптимальные значения R находятся в интервале $2R/\lambda = 4 \div 6$. Это обусловлено тем, что при $2R/\lambda > 6$ фокусирующее действие зеркал уменьшается, в результате чего часть перерассеянного зеркалом поля высвечивается из системы, а при $2R/\lambda < 4$ апертура зеркала перехватывает лишь часть излучения системы возбуждения. Длина открытого волновода выбиралась из соотношения $L \geq 10\lambda$, что обеспечивало возможность формирования бегущей волны вдоль оси ОВ при углах излучения дифракционной гармоники близких к 70° и следующих параметров излучающих систем: $f = 33$ ГГц, $l = 11,5$ мм; $f = 75$ ГГц, $l = 3,5$ мм.

Характеристики излучающих систем

Интенсивность диаграмм направленности и пространственные распределения полей излучающих систем исследовались при оптимальных значениях прицельного параметра $a \approx 2 - 3$ мм (расстояния ДР – ДВ), который определялся по методике, изложенной в [1].

На рис. 2 представлены диаграммы направленности излучения плоского зеркала (график 1) и цилиндрического зеркала (график 2) на центральной частоте первого поддиапазона ($f = 33 \text{ ГГц}$). Сопоставительный анализ данных характеристик показывает, что увеличение концентрации поля вдоль оси цилиндрического зеркала, по сравнению с плоским, приводит к появлению паразитных искажений в основном лепестке диаграммы излучения, что может быть связано с неточностью совмещения продольных осей в системе ДР – ДВ, при большой физической длине зеркал ОВ ($L = 120 \text{ мм}$). Подтверждением этому являются результаты, полученные при переходе к более высоким частотам ($f = 75 \text{ ГГц}$, график 3), где длина зеркала ОВ не превышала значений $L = 80 \text{ мм}$, что было вполне достаточно для обеспечения режима бегущей волны.

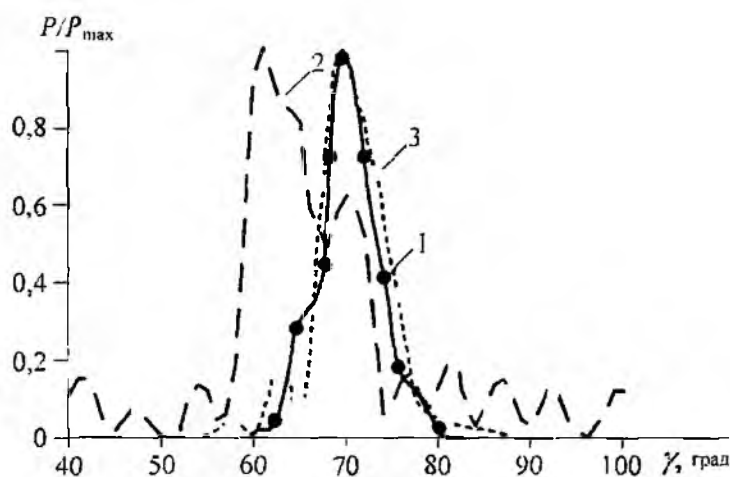


Рис. 2

В проведенных исследованиях основной максимум диаграмм излучения при изменении частоты относительно расчетных значений на $\Delta f = \pm 4 \text{ ГГц}$ смещается на угол $\Delta \gamma = \pm 8^\circ$, что обусловлено дисперсионными свойствами используемого в эксперименте ДВ. При этом, кроме основных максимумов на диаграммах возможно появление дополнительных лепестков, связанных с паразитным излучением на концах ДВ и ДР и наличием отраженной волны в СВЧ тракте на согласующих переходах. Минимальную амплитуду дополнительные лепестки диаграмм направленности излучения имеют в центральной области частотного диапазона, на которую производилась настройка и согласование СВЧ тракта. Соответственно увеличение интенсивности излучения дополнительных лепестков происходит на краях заданного частотного интервала, где возрастает амплитуда отраженной волны в системе и становится возможным возбуждение излучения в направлениях $\gamma = 100^\circ \dots 150^\circ$ (на рис. 2 не показано) с интенсивностью, сравнимой с основным лепестком.

Поскольку все процессы, связанные с преобразованием поверхностных волн в объемные, происходят в зоне ближних полей, то важной характеристикой исследуемой системы является их амплитудное распределение вдоль продольной y и поперечной x осей. Относительные амплитуды распределения полей $(E/E_{\text{max}})^2$ для заданных значений H и f , измеренные через щель связи подвижного верхнего зеркала, представлены на рис. 3 ($f = 33 \text{ ГГц}$ – график 1 и $f = 75 \text{ ГГц}$ – график 2). Из графиков видно, что картина поля вдоль продольной оси ОВ при $\gamma \approx 70^\circ$ имеет вид квазибегущей волны с незначительным уменьшением ее амплитуды на $2/3 L$. Наблюдаемое смещение максимума поля относительно центра ДР 2 (рис. 1) в сторону СВЧ генератора связано со спецификой формирования диаграммы направленности антенной системой ДР – ДВ [6].

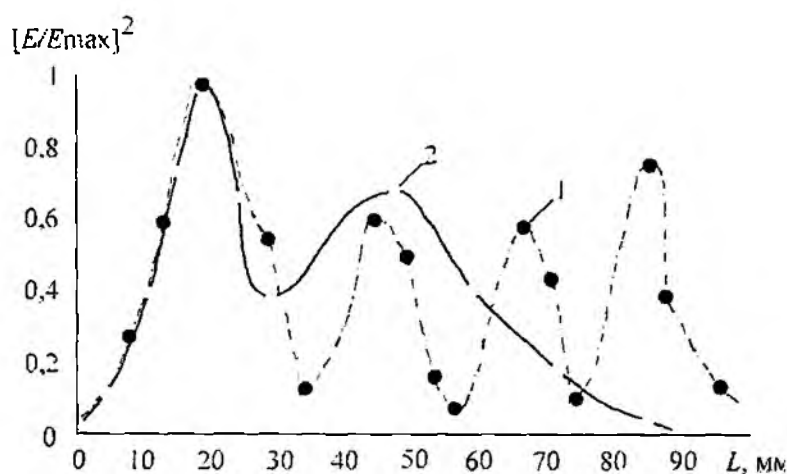


Рис. 3

Картина поля в поперечном сечении ОВ аналогична распределению относительной амплитуды поля нечетносимметричного колебания TEM_{10q} в плоско-параллельном резонаторе [8] и имеет максимальное значение на оси волновода вдоль всей системы. Полученные амплитудные распределения полей свидетельствуют о возможности эффективного взаимодействия источника излучения типа ЭП с поверхностной волной ДР на значительной длине электродинамической системы исследуемого ОВ.

На рис. 4 приведены волноводные характеристики излучающих систем K_1 – коэффициенты прохождения (сплошные линии) и КСВ (пунктир): графики 1 характерны для источника поверхностной волны – ДВ, графики 2, 3 демонстрируют волноводные характеристики цилиндрического и плоского излучателей соответственно.

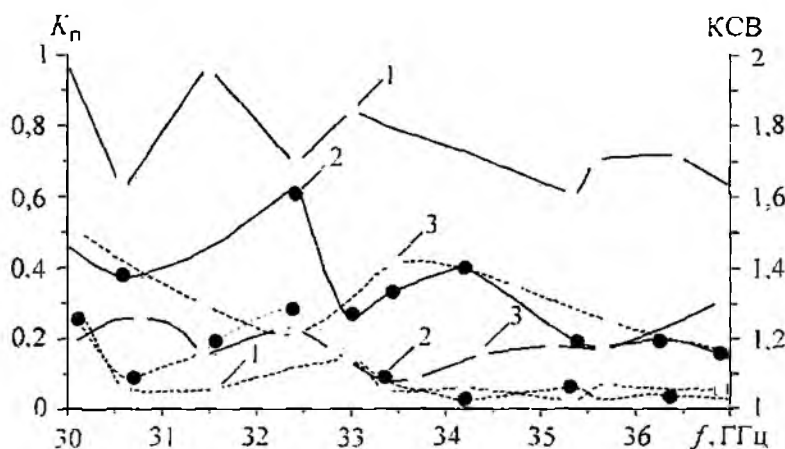


Рис. 4

Из графиков видно, что для плоской системы значительная часть энергии поверхностной волны ДВ трансформируется в объемную волну, излучаемую под углом γ , и в волноводные волны щелей ДР, которые, излучаясь в окружающее пространство, создают дополнительные дифракционные потери. Данный процесс характеризуется низкими $K_1 = 0,1 \div 0,3$ и увеличением КСВ, по сравнению с изолированным волноводом, до значений 1,5. Уменьшения дополнительных потерь через щели ДР можно достичь введением металлических экранов на боковых гранях решетки, либо выполнением излучателя цилиндрической формы, что обеспечивает рост K_1 – в два раза и соответствующее уменьшение КСВ до значений $1,1 \div 1,3$ (графики 2). Описанные выше волноводные характеристики излучателя цилиндрической формы

8-миллиметрового диапазона волн коррелируют с аналогичными зависимостями в 4-миллиметровом диапазоне. Так, например, в интервале частот $f = 69 \div 77$ ГГц коэффициент прохождения излучателя изменялся в интервалах $K_1 = 0,4 \div 0,6$ а КСВ $= 1,1 \div 1,3$. Улучшение волноводных характеристик цилиндрических излучателей, по сравнению с плоскими, обусловлено формированием вдоль их продольной оси ограниченного каустики собственного поля и уменьшением дополнительных потерь на ДР: утечки энергии на излучение волноводных и поверхностных волн решетки, омических потерь в канавках за пределами каустики.

Характеристики открытых волноводов

В результате моделирования волновых процессов в плоско-параллельном ОВ с одним источником излучения (рис. 1, д) установлено, что влияние отражающего экрана, при значениях $H \sim \lambda$, проявляется в поведении волноводных характеристик исследуемой системы, указывающих на ее резонансные свойства: значительном уменьшении в интервале частот $\Delta f \approx 4$ ГГц коэффициента передачи и увеличении КСВ (графики 1 на рис. 5, K_1 - сплошные линии, КСВ - пунктир).

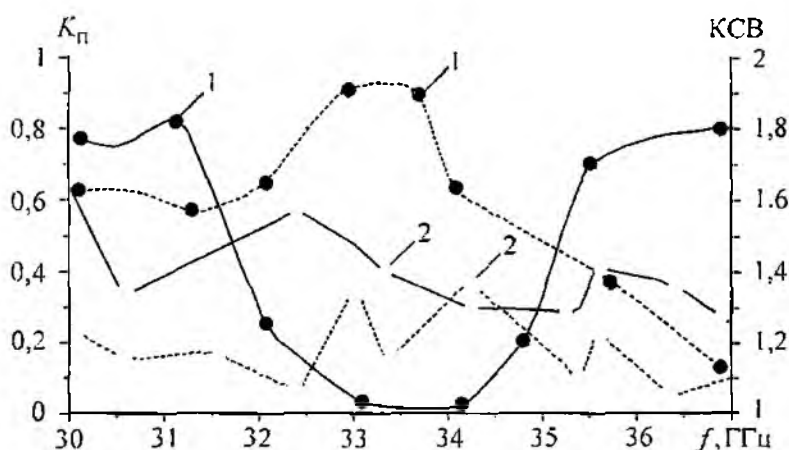


Рис. 5

Эта область расположена в интервале, близком к углу излучения $\gamma = 70^\circ$, где ДВ имеет оптимальное согласование, а интенсивность излучения – максимальна. Наблюдаемое явление – аналогично дифракции Брэгга на открытой периодической системе без экрана [1], когда на заданной частоте возникает сильная отраженная волна. При этом вся энергия сосредотачивается в пространстве ДР – экран, о чем свидетельствует увеличение интенсивности излучения из открытого конца волновода, регистрируемого рупорной антенной с индикатором. Данное свойство плоско-параллельного ОВ может быть использовано для организации квазиоптического вывода энергии, а также создания планарной антенной системы.

При замене плоского зеркала цилиндрическим (модель плоско-цилиндрического ОВ – рис. 1, з) наблюдается уменьшение резонансных свойств системы, которые, однако, могут сохраняться до значений $H \leq R$ ($K_1 \approx 0,1 \div 0,3$, КСВ $\approx 1,2 \div 1,8$, на рис. 5 не показаны), а при $H > R$ наблюдается увеличение K_1 и уменьшение КСВ (графики 2, рис. 5). Описанные выше волноводные характеристики исследуемых систем сохраняются в интервале значений $H = \lambda \div 10\lambda$ и наиболее наглядно могут быть проиллюстрированы зависимостями $K_1 = f(H)$, которые приведены на рис. 6 для плоско-параллельного (график 1) и плоско-цилиндрического (график 2) волноводов.

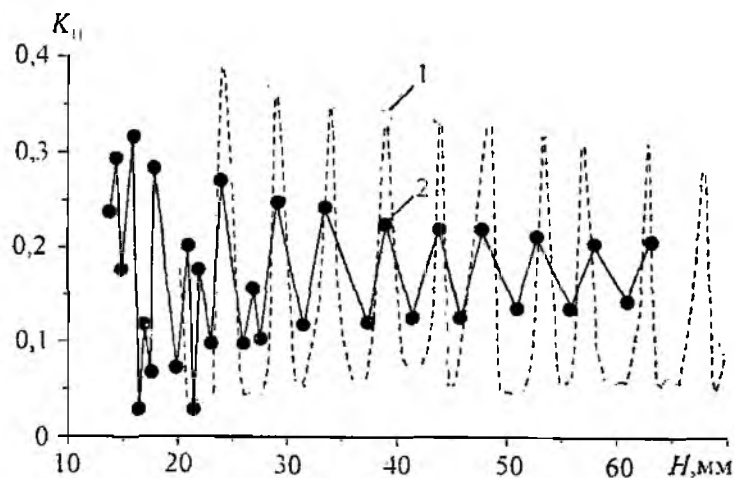


Рис. 6

В характере изменения графиков наблюдается корреляция от значений $H \approx 30$ мм, которые соответствуют указанным выше резонансным ограничениям по H в ближней зоне расположения плоского отражающего зеркала: 1 – $H > \lambda$ и 2 – $H > R = 30$ мм. Из графиков видно, что максимальные (минимальные) значения K_1 повторяются при расстояниях до экрана, кратных $\lambda_g/2$, где λ_g – длина волны в ОВ, определяемая приближенным соотношением [8]

$$\lambda_g = \lambda \left[1 + \frac{\Psi \lambda}{\pi H} \right]. \quad (3)$$

Анализ зависимостей коэффициента передачи от H в диапазоне частот показал, что, в отличие от плоско-параллельного резонатора, в волноводе дополнительный геометрический набег фазы Ψ , по сравнению с электрической длиной системы, значителен и λ_g отличается от длины волны в свободном пространстве. Так, например, при $\lambda = 8$ мм длина волны в волноводе $\lambda_g \approx 10$ мм. При этом, поправка $\Psi \lambda / \pi H$ за счет смещения углов диаграмм направленности излучения, в интервале $\lambda = 8 \div 10$ мм при фиксированном H , изменяется таким образом, что λ_g остается постоянной. Зависимости $K_1 = f(H)$ указывают также на возможность корректировки волновых свойств ОВ перемещением отражающего экрана в небольших пределах значений H . Уменьшение амплитуды волны в ОВ при росте H обусловлено увеличением дифракционных потерь на излучение.

Значительное улучшение электродинамических параметров ОВ может быть получено применением двух цилиндрических зеркал (рис. 2, в), одно из которых выполнено сплошным, а второе – в виде излучающей системы. Волноводные характеристики такого устройства при оптимальных электродинамических параметрах ОВ представлены на рис. 7: 1 – ДВ, 2 – системы ДР – ДВ, 3 – ОВ, сплошные линии – K_1 , пунктир – КСВ.

Из графиков видно, что за счет уменьшения физической длины ОВ и его элементов, а также дифракционных потерь, исследуемый волновод обладает значительно лучшими выходными параметрами, чем изученные выше системы длинноволнового диапазона. Из сравнения графиков 1, 3 следует, что величина потерь СВЧ сигнала при прохождении в ОВ во всем частотном диапазоне близка к потерям для изолированного ДВ. Это объясняется тем, что большая часть мощности, отражаясь от цилиндрического зеркала, преобразуется в поверхностную волну ДВ. Для углов излучения $\gamma < 80^\circ$ или $\gamma > 100^\circ$ в системе ДВ – ДР происходит последовательное преобразование поверхностной волны в объемную и отраженной от поверхности второго зеркала объемной волны – в поверхностную. В результате многократного повторения этого процесса вдоль оси ОВ образуется бегущая волна. При этом КСВ в системе несколько

возрастает (график 3 – пунктир). Значительное уменьшение K_1 излучающей системы (график 2) обусловлено теми же факторами, что и в раннее для системы 8 - миллиметрового диапазона волн.

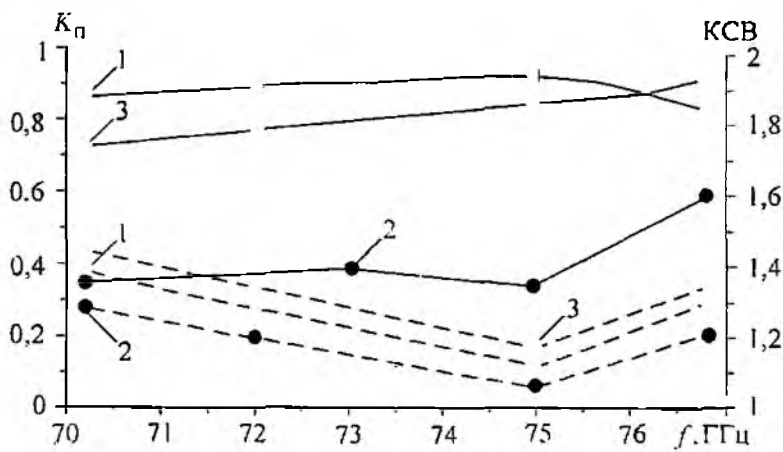


Рис. 7

С практической точки зрения (создания интерферометров, делителей мощности, моделирования волновых процессов в устройствах электроники) представляет интерес изучение взаимодействия двух протяженных дифракционно-связанных когерентных источников излучения, расположенных в ОВ (рис. 1 а, б, в). Исследовались два режима взаимодействия излучающих систем. При подаче на вход III СВЧ сигнала система ДР 2 – ДВ 4 – активный излучатель, а система ДР 1 - ДВ 3 – приемник, на котором регистрируются мощности прямой P_2 и отраженной P_1 волн. В результате проведенных исследований была установлена возможность эффективного разделения волн при различных расстояниях между зеркалами, что, в частности, продемонстрировано на рис. 8, где сплошными линиями показаны уровни мощности в плече II, а пунктирами – в плече I, 1 – $H = 39$ мм, 2 – $H = 46$ мм. Из графиков видно, что эффективная полоса селективных свойств системы на уровне $0,5 P_{max}$ в зависимости от H соответствует значениям $\Delta f = \pm(2 \div 4)$ ГГц.

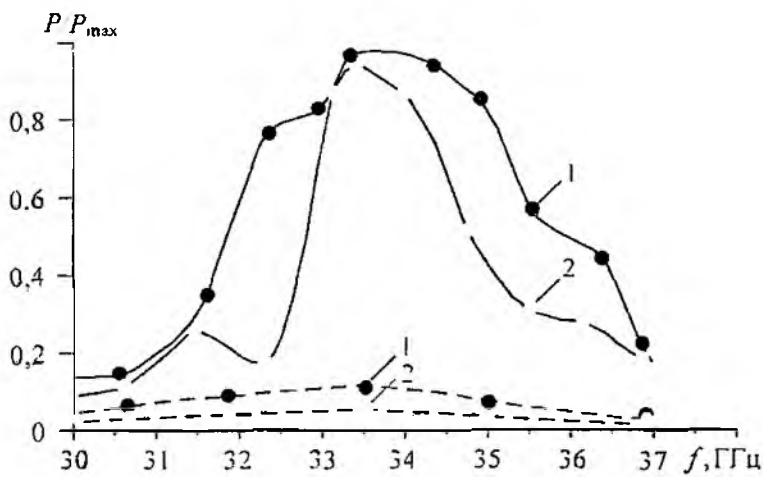


Рис. 8

Во втором режиме (подаче СВЧ сигналов на вход I и III) исследовалась фазочастотная характеристика двух дифракционно-связанных источников излучения по методике [9]. Установлено, что в полосе частот $\pm 1,5$ ГГц она остается линейной. Это обусловлено тем, что

данное изменение частоты приводит к изменению углов диаграмм направленности в секторе $\Delta\gamma = \pm(2+3)^\circ$, причем эта величина различна для двух рассматриваемых излучающих апертур. В связи с этим при расстройке частоты более 2 ГГц происходит быстрое рассогласование систем по углам излучения и фазочастотная характеристика становится нелинейной.

О возможности усиления электромагнитных волн в нерегулярном открытом волноводе

В простейшем варианте усилитель объемных волн может быть выполнен по схеме (рис. 1, а) при замене ДВ 4 электронным потоком и подаче СВЧ сигнала на вход 1. Периоды l_1 и l_2 дифракционных решеток выполнены в соответствии с соотношениями, следующими из условий синфазности излучений (условно показанных линиями со стрелками на рис. 1) с активного (2) и пассивного (1) зеркал ОВ:

$$l_1 = \frac{\lambda}{1 + \bar{\epsilon}_0(\sqrt{\epsilon} - 1) - \cos \gamma_2}, \quad (4a)$$

$$l_2 = \frac{\lambda}{5/\sqrt{KU_0} - \cos \gamma_1}, \quad (4б)$$

где $\bar{\epsilon}_0 = \frac{c^2}{v_a^2}$ – эффективная диэлектрическая проницаемость волновода; U_0 – ускоряющий потенциал пучка, В; $K = 505$ [1/В].

Интервал изменения углов γ и длина L волновода выбраны из условия обеспечения минимальных дифракционных потерь в окружающее пространство.

Сигнал высокой частоты P_1 (рис. 1, а), на длине волны λ поступает в ДВ 3. На ДР пассивного зеркала 1 происходит преобразование поверхностной волны ДВ в объемную волну, излучаемую под углами $\gamma_2 = \arccos(c/v_a + \lambda/l_1)$. При падении объемной волны преобразованного входного сигнала на решетку активного зеркала 2 неотраженная ее часть возбуждает спектр пространственных гармоник с различными фазовыми скоростями. При условии квазисинхронизма скорости v_a ЭП с одной из поверхностных волн происходит группировка электронов в сгустки, излучающие на частоте входного сигнала под углом $\gamma_1 = \arccos(c/v_a + \lambda/l_2)$. На решетке пассивного зеркала происходит обратное преобразование объемной волны в поверхностную волну ДВ с последующим излучением в ОВ. Эффект усиления сигнала P_1 будет наблюдаться в случае синфазного излучения от зеркал. При циклическом повторении переизлучений в электродинамической системе прибора устанавливается стационарный процесс нарастания амплитуды объемной волны, распространяющейся вдоль ОВ и амплитуды поверхностной волны, распространяющейся в том же направлении вдоль ДВ, через который усиленный сигнал P_2 выводится в нагрузку.

Макет предложенного усилителя был реализован в четырехмиллиметровом диапазоне волн. Открытый волновод образован двумя зеркалами цилиндрической формы: пассивным зеркалом 1 с радиусом кривизны $R = 20$ мм и активным зеркалом 2 с $R = 110$ мм. Периоды решеток l_1 и l_2 были выполнены согласно соотношениям (4), что соответствовало $\gamma_1 = \gamma_2$. Высокочастотный сигнал поступал в усилитель от резонансной ЛОВ в диапазоне частот $f = 68 \div 72$ ГГц через кварцевый ДВ 3, а вдоль активного зеркала 2 двигался ленточный ЭП сечением $5 \times 0,2$ мм² в интервале значений ускоряющих напряжений $U_0 = 2200 \div 2500$ В. Вся система помещалась в вакуумной оболочке макета между полюсными наконечниками электромагнита, что ограничивало длину ОВ до значений $L = 40$ мм и позволяло обеспечить при-

мерно двукратное-трехкратное преобразование электромагнитного поля волны ДВ в дифракционное излучение. Результаты экспериментальных исследований коэффициента усиления от частоты и тока пучка позволили наблюдать увеличение амплитуды выходного сигнала P_2 по отношению к входному P_1 на 3–4 дБ в полосе частот до 2 ГГц. Малая эффективность усиления обусловлена ограничением в данной конструкции длины ОВ, не позволяющей обеспечить достаточную многократность преобразования поверхностных волн в объемные.

Выводы

Экспериментально определены общие физические закономерности волновых процессов в открытых плоско-параллельных и цилиндрических волноводах:

1. Система плоско-параллельного волновода при расстояниях между зеркалами порядка нескольких длин волн обладает резонансными свойствами, которые проявляются в малых значениях коэффициентов прохождения и высоких КСВ. При этом в такой системе можно эффективно организовать квазиоптический вывод энергии, сконцентрированной между зеркалами.

2. Значительное улучшение волноводных параметров ОВ может быть достигнуто применением цилиндрических зеркал, что позволяет реализовать в исследуемой системе режим бегущей волны.

3. При наличии в открытом волноводе двух дифракционно-связанных источников излучения показана возможность эффективной селекции прямой и обратной волн на приемнике излучения, что может быть использовано при создании квазиоптических делителей мощности и направленных ответвителей.

4. На примере открытого волновода четырехмиллиметрового диапазона при наличии активной излучающей системы дифракционная решетка – электронный пучок и пассивной приемной системы – дифракционная решетка – диэлектрический волновод показана принципиальная возможность усиления бегущей объемной волны.

Список литературы: 1. Шестопапов В.П. Физические основы миллиметровой и субмиллиметровой техники. К.: Наук. думка. 1985. Т.1. 213 с. 2. *Perspectives of Application of New Modifications of Resonant Quasi-Optical Structures in EHF Equipment and Electronics*/ G.S. Vorobyov, M.V. Petrovsky, V.O. Zhurba, et al // *Telecommunications and Radio Engineering*. 2007. №66(20). P.1839-1862. 3. *Исследование физических процессов взаимодействия электронного потока с дифрагированным полем* / Г.С. Воробьев, А.В. Нестеренко, А.И. Цвык и др. // *Изв. вузов. Радиофизика*. 1988. Т.31, № 2. С.805-812. 4. *Воробьев Г.С., Рубан А.И., Шматько А.А.* Линейная теория нерезонансного усилителя КВЧ с распределенным взаимодействием на эффекте Смита-Парселла // *Изв.вузов Радиоэлектроника*. 1999. Т.42. №6. С.67-70. 5. *Воробьев Г.С., Кривец А.С., Шматько А.А.* Влияние диэлектрического слоя на волновые процессы в электродинамической системе усилителя на эффекте Смита-Парселла // *Изв.вузов Радиоэлектроника*. 2005. Т.48. №6. С.44-52. 6. *Генераторы дифракционного излучения* / Под ред. Шестопапова В.П. К.: Наук. думка, 1991. 320 с. 7. *Экспериментальное моделирование волновых процессов в усилителе на эффекте Смита-Парселла* / Г.С. Воробьев, А.С. Кривец, М.В. Петровский, А.И. Рубан // *Вісник Сумського державного університету*. 2002. № 5(38)-6(39). С.117-124. 8. *Техника субмиллиметровых волн* / Под ред. Р.А. Валитова. М.: Сов. радио, 1969. 480с. 9. *Экспериментальные исследования преобразования поверхностных волн в объемные в открытом волноводе* / А.А. Вертий, Г.С. Воробьев, И.В. Иванченко и др. // *Изв.вузов. Радиофизика*. 1988. Т.31, №6. С.1242-1254.

Сумский государственный университет

Поступила в редакцию 17.03.2008

МИКРОВОЛНОВОЕ УСТРОЙСТВО ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ ПОТЕРЬ В ЧЕТЫРЕХПОЛЮСНИКЕ

Как известно, поле типа бегущей волны в ограниченном объеме можно создать, образовав из направляющей системы замкнутую цепь. Берут, например, согнутый в кольцо прямоугольный волновод. Конечно, в кольцеобразном резонаторе возможна и стоячая волна как суперпозиция двух волн бегущих навстречу. Условием существования поля оказывается кратность длины резонатора G половине длины волны $\lambda/2$ в направляющей системе (плоская неоднородная по фронту волна) [1].

Резонаторы бегущей волны (РБВ), выполненные на основе направленных ответвителей (НО), с замкнутыми в кольцо вторичными плечами, находят широкое применение в системах сложения и разделения частотных каналов, например в схемах направленных фильгров.

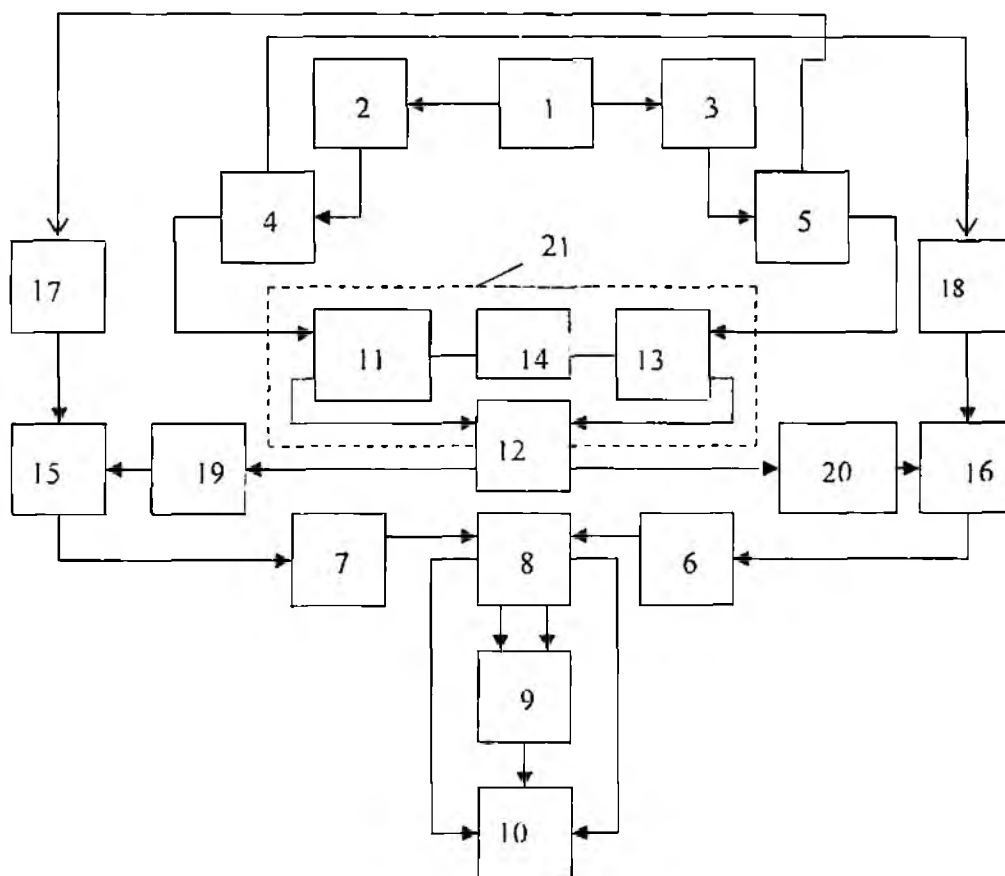


Рис. 1

Если электрическая длина кольца составляет целое число n длин волн λ_p , то после прохождения по кольцу волна получает приращение фазы $n \cdot 360^\circ$ и в контрольной точке оказывается синфазной с исходным колебанием. Происходит сложение амплитуд колебаний, и во втором цикле по кольцу распространяется волна почти удвоенной амплитуды. Эта волна после прохождения по кольцу снова оказывается синфазной с исходным колебанием, и амплитуда волны, циркулирующей в кольце, еще более увеличивается. Продолжая рассмотрение, легко убедиться, что амплитуда волны, циркулирующей в кольце, в режиме установившихся колебаний может значительно превышать амплитуду волны в первичной линии. Предел для бесконечного роста амплитуды колебаний в кольце ставят затухание волны за счет потерь, в линии передачи и ответвление мощности через (НО) в первичную и вторичную линии [2].

В ряде случаев требуется измерять не полный коэффициент потерь на фидере, а его малые компоненты, вызываемые неоднородностями в измерительной линии [3]. Поскольку метод замещения известен, например в устройствах испытания и измерения элементов СВЧ [4 - 10], внимание разработчиков сосредоточено на снижении погрешностей и трудоемкости измерений потерь, коэффициентов отражения в прямоугольных волноводных линиях. Так, например, в устройство для измерения потерь в четырехполоснике [6], которое содержит генератор с двумя выходами, два модулятора и два разветвителя, а также два детектора, выходы которых через блок фильтров и блок сравнения подключены к измерителю отношений, с целью повышения чувствительности устройства и точности измерений введены первый, второй и третий направленные ответвители, основные каналы которых соединены в кольцо с исследуемым четырехполосником. А также два сумматора и четыре вентиля, выходы генератора через последовательно соединенные соответствующие модулятор и разветвитель подключены к вторичным плечам первого и третьего, направленных ответвителей, второй выход каждого разветвителя через последовательно соединенные соответствующие вентиль и сумматор подключены к одному из детекторов, а второй вход каждого сумматора через другой соответствующий вентиль подключен к одному из концов вторичного плеча второго направленного ответвителя. Предлагаемое микроволновое устройство относится к радиоизмерительной технике. Структурная схема микроволновой части устройства изображена на рис. 1 [10].

Цель данной работы – синтез микроволновой части измерителя для измерения потерь в исследуемом четырехполоснике, повышение чувствительности и точности измерений, автоматизация процесса измерения параметров антенно-фидерных устройств.

Устройство для измерения потерь в четырехполоснике содержит генератор 1 с двумя выходами, два модулятора 2 и 3, и два разветвителя 4 и 5, а также два детектора 6 и 7, выходы которых через блок фильтров 8 и блок сравнения 9 подключены к измерителю отношений 10, вторые входы которого соединены со вторыми выходами блока фильтров 8, три направленных ответвителя 11 – 13, основные плечи, которых соединены в кольцо 21 с исследуемым четырехполосником 14, два сумматора 15 и 16, и четыре вентиля 17 – 20.

Выходы генератора 1 через последовательно соединенные соответствующие модуляторы 2 и 3, и разветвители 4 и 5 подключены к вторичным плечам направленных разветвителей 11 и 13, вторые выходы разветвителей 4 и 5 через последовательно соединенные соответствующие вентили 17 и 18 и сумматоры 15 и 16 подключены к соответствующим детекторам 6 и 7, а вторые входы сумматоров 15 и 16 через соответствующие вентили 19 и 20 подключены к концам вторичного плеча направленного ответвителя 12.

Микроволновое устройство работает следующим образом. Высокочастотный сигнал с выхода генератора 1 поступает на модуляторы 2 и 3, модулирующие сигнал разными частотами F_1 и F_2 соответственно. С выхода модуляторов 2 и 3 сигналы поступают на разветвители 4 и 5, и далее часть сигналов поступает на направленные ответвители 11 и 13, возбуждающие замкнутый кольцевой тракт 21 встречно циркулирующими сигналами на частотах с модуляцией F_1 и F_2 . Вторые части сигналов с разветвителей 4 и 5 поступают через вентили 17 и 18 на сумматоры 15 и 16 и далее на детекторы 6 и 7 и используются в качестве опорных сигналов при измерениях. На резонансных частотах в замкнутом кольцевом тракте 21 энергия измерительного сигнала накапливается и многократно взаимодействует с исследуемым четырехполосником 14 в двух взаимно противоположных направлениях.

Амплитудные и частотные характеристики измеряемого четырехполосника, зависимость коэффициента передачи $|S_{21}|$ (сплошные линии) и коэффициента отражения на входе S_{11} от электрической длины кольца G для разных значений коэффициента связи k при потерях на поглощение в кольце $\alpha = 3$ дБ и коэффициенте отражения сосредоточенной неоднородности $R=0,2$ и зависимость коэффициента передачи $|S_{21}|$ (сплошные линии) и коэффициента отражения на входе S_{11} от электрической длины кольца G для разных значений коэффициента

связи k при потерях на поглощение в кольце $\alpha = 3 \text{ дБ}$ и коэффициенте отражения сосредоточенной неоднородности $R=0,4$ представлены на рис. 2 и 3 соответственно.

При расчетах, для того чтобы резонансные кривые были симметричны относительно абсциссы $G=360^\circ$, полагалось что $\varphi = 90^\circ$, тогда коэффициенту передачи, при условии квадратного характера элементов S_{11} и S_{21} (четырепольюсника 14, рис. 1), соответствует нулевой фазовый сдвиг, а 14 – сосредоточенная реактивность, матрица рассеяния которой соответствует взаимному симметричному четырехпольюснику без потерь

$$S_{14} = \begin{bmatrix} |R|e^{j\varphi} & -i\sqrt{1-|R|^2}e^{j\varphi} \\ -i\sqrt{1-|R|^2}e^{j\varphi} & |R|e^{j\varphi} \end{bmatrix}.$$

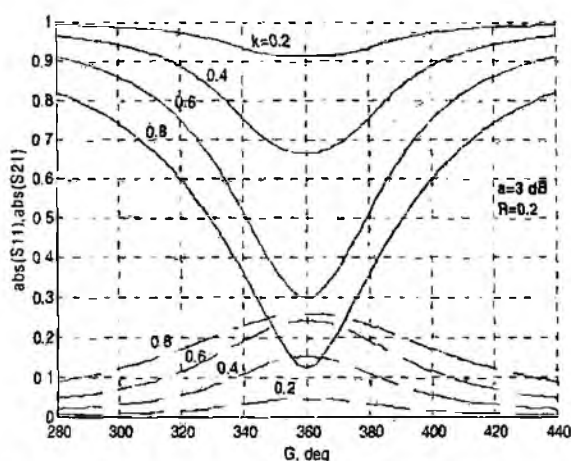


Рис. 2

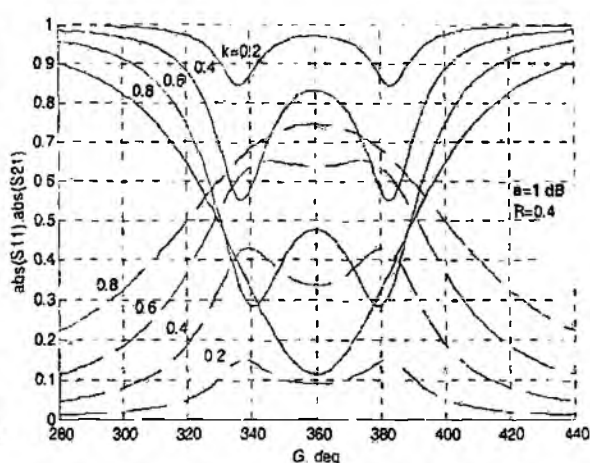


Рис. 3

Матрица рассеяния отрезка линии передач S_{14} с потерями имеет следующий вид:

$$S_{14} = \begin{bmatrix} 0 & e^{-\alpha}e^{-jG} \\ e^{-\alpha}e^{-jG} & 0 \end{bmatrix},$$

где α – потери мощности в кольце на поглощение, а $G = \beta l$ электрическая длина кольца,

$\beta = \frac{2\pi}{\lambda_g}$ – фазовая постоянная, l – геометрическая длина отрезка линии передач, λ_g – длина

волны.

Часть встречно циркулирующих сигналов, модулированных разными частотами F_1 и F_2 , из замкнутого кольцевого тракта 21 через направленный ответвитель 12 и развязывающие вентили 19 и 20 подаются на сумматоры 15 и 16 и далее на детекторы 6 и 7. С выхода детекторов 6 и 7 сигналы подаются на вход блока фильтров 8, разделяются в нем и поступают на вход блока сравнения 9 и к измерителю отношений 10. Разностный сигнал, полученный на выходе блока сравнения 9, используется для управления коэффициентом усиления одного из каналов измерителя отношений, этим обеспечивается автоматизация процесса измерений малых потерь исследуемого четырехпольюсника 14.

Таким образом, после блока фильтров 8 выделяются опорные сигналы (не зависящие по уровню от потерь, вносимых исследуемым четырехпольюсником 14) с частотами модуляции F_{01} и F_{02} и сигналы F_1 и F_2 , прошедшие исследуемый четырехпольюсник 14 многократно во взаимно противоположных направлениях распространения. Измерив отношение сигналов с

частотами модуляции F_{01} и F_1 , F_{02} и F_2 до включения исследуемого четырехполюсника 14 и отношения сигналов F_{01} и F'_1 и F_{02} , F'_2 после его включения в замкнутый кольцевой тракт 21. по разности этих отношений определяют затухание с учетом зависимости уровня сигналов, прошедших замкнутый кольцевой тракт 21, в установившемся режиме и при равенстве связей направленного ответвителя 11 и направленного ответвителя 12 (затухания в направленном ответвителе 13 учитываются в суммарных потерях на затухание).

Таким образом, предложено микроволновое устройство [11], которое по сравнению с [6] имеет более высокую чувствительность и точность измерений.

Автор выражает признательность Прудкому В.П. за сотрудничество.

Список литературы: 1. *Никольский В.В.* Электродинамика и распространение радиоволн. М.: Наука. 1978. 608 с. 2. *Сазонов Д.М., Гридин А.Н.* Техника СВЧ // Учеб. пособие МЭИ. М., 1970. 305 с. 3. *Фрадин А.З. и Рыжков Е.В.* Измерения параметров антенно-фидерных устройств. М.: Связь. 1972. 352 с. 4. *Сафонов В.В.* Диагностика диэлектриков микроволновым устройством // Радиотехника: Все-укр. міжвед. науч.-техн. сб. 2006. Вип. 145. С.158-162. 5. *Сафонов В.В.* Сверхвысокочастотные устройства с активными резонаторами для диагностики диэлектриков // Изв. ВУЗов. Радиоелектроніка. Київ, 2006. Т.49, № 2. С. 34 - 42. 6. *Устройство для измерения малых потерь в четырехполюсниках:* А.с. 171032. СССР. МКИ G 01R 27/28 / Л.Н. Гостищев - № 850263 /26 – 9; Заявл. 31. 07.63; Опубл. 11. 05.63, Бюл. № 10. 2 с. С ил. 1. 7. *Модулятор* одной боковой частоты: А. с. 886194. СССР. МКИ H 03. С 1/52. / В.П. Прудкий и В.В.Сафонов - № 2886569/18-09; Заявл. 13.02.80; Опубл. 30. 11. 81. Бюл. № 44. 3с.: ил. 8. *Устройство* для измерения малых коэффициентов отражения: А. с. 1113753. СССР. МКИ G01R 27 /26. / В.П. Прудкий и В.В.Сафонов. № 3604369/18-09; Заявл. 09. 06. 83; Опубл. 15. 09.84, Бюл. № 34.2с.: ил. 1 9. *Safonov V. V.* Microwave devices with active resonators for diagnostics of dielectrics. // 2005 5th International Conference on Antenna Theory and Techniques, 24 - 27 May, Kyiv, Ukraine. P. 389 - 392. 10. *Рябчий В.Д., Сафонов В.В.* Дослідження вимірювальних схем на основі резонатора біжної хвилі // Вісник Дніпропетровського ун-ту. Фізика. Електроніка. 2008. Вип. 15, Т.16, № 2/1. С.65 - 69. 11. *Устройство* для измерения потерь в четырехполюснике: А. с. 777598 СССР. МКИ G01R 27 /26. / В.П. Прудкий и В.В.Сафонов. № 2598509/18 – 09; Заявл. 31.03.78; Опубл. 07.11.80, Бюл. № 41. 4с.: ил. 1.

Днепропетровский национальный университет

Поступила в редколлегию 25.04.2008

УЗГОДЖЕНЕ ГІБРИДНЕ КІЛЬЦЕ НВЧ-ДІАПАЗОНУ

В роботі [1] розглянуто модифіковане гібридне кільце (рис. 1), застосування в якому в плечі 2-4 відрізка лінії, зашунтованого на кінцях короткозамкненими шлейфами, повинно було призвести до електричної симетрії відносно лінії, яка проходить через входи 1-4, з метою покращення розв'язки між цими входами. Але конструктивна особливість смугового фільтра, ввімкненого в плече 4-3 порушує симетрію, і покращення розв'язки виявляється недостатньо значним. Так, при скороченні довжини фільтра на 20 % розв'язка складає 25 дБ порівняно з 22 дБ для немодифікованого кільця.

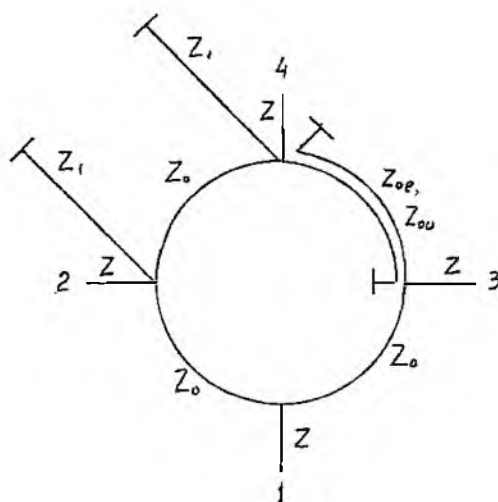


Рис. 1

Постановка задачі

З метою покращення розв'язки між входами 1 і 4 в роботі [2] було запропоноване гібридне кільце (рис. 2), яке відрізняється від попереднього тим, що плече 2-4 виконано з трьох відрізків ліній передачі: центрального, зашунтованого на кінцях короткозамкненими шлейфами, і двох кінцевих, при чому довжина центрального відрізка, а також довжини шлейфів дорівнюють довжині смугового фільтра, а кінцеві відрізки виконуються тієї ж довжини і того ж хвильового опору, що і відрізки на краях смугового фільтра. Така конструкція призводить до відновлення електричної симетрії відносно лінії, яка проходить через входи 1-4, і покращення розв'язки, яка на краях діапазону робочих частот залишається такою ж, як і всередині діапазону.

Недоліком даної конструкції являється погіршення узгодження з боку лінії передачі 4, яка підключена до місця з'єднання смугового фільтра і відрізка лінії передачі, зашунтованого на кінцях короткозамкненими шлейфами.

З метою покращення узгодження з боку вказаної лінії нами в подальшому була запропонована конструкція [3], яка відрізняється від попередньої тим, що між місцем з'єднання смугового фільтра і відрізка лінії передачі, зашунтованого на кінцях короткозамкненими шлейфами і лінією передачі 4, був послідовно ввімкнений розімкнений шлейф.

Аналіз роботи

Гібридний кільцевий міст виконано в смуговій лінії передачі (рис. 2), де 1, 4 — входи моста, 2, 3 — виходи моста, 5 — смуговий фільтр довжиною L_{34} , який закінчується заземлювальними стовпчиками 6, конструктивні відрізки ліній передачі 7 і 8 довжиною ΔL_{34} і хвильо-

вим опором Z_{ϕ} , призначені для ізоляції заземлювальних стовпчиків, 9 – відрізок лінії передачі довжиною L_{24} , зашунтований короткозамкненими шлейфами 10 з довжиною L_k , причому $L_{34} = L_{24} = L_k$. 11 і 12 – конструктивні відрізки ліній передач ΔL_{24} , хвильовий опір і довжина яких такі ж, як і для відрізків 7 і 8 ($Z_{24} = Z_{34}$, $\Delta L_{24} = \Delta L_{34}$) .. і, нарешті, 13 – розімкнений шлейф з хвильовим опором Z_p і довжиною L_p .

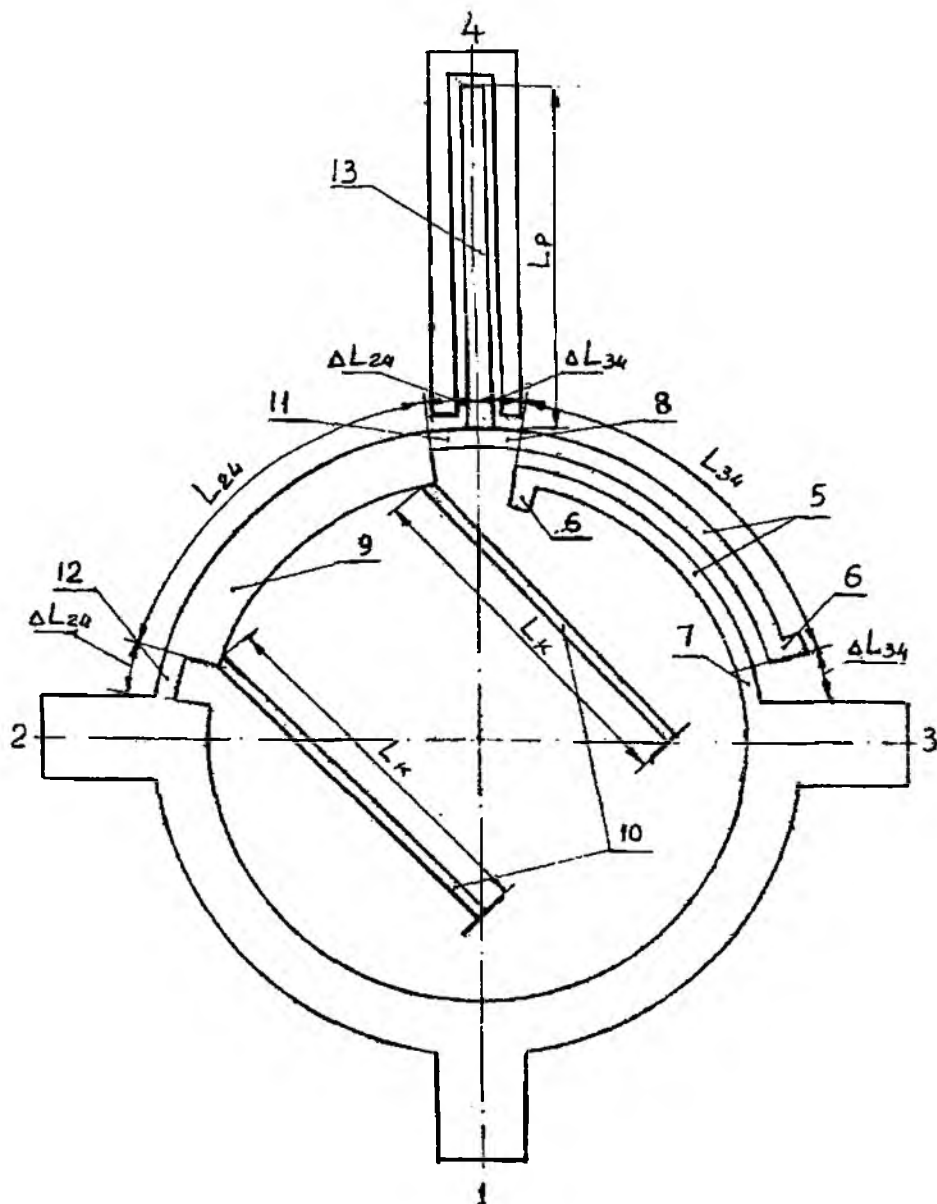


Рис. 2

Для оцінки узгодження з боку входу 4 було проведено розрахунок коефіцієнта стоячої хвилі по напрузі (КСХН) в діапазоні довжин хвиль (2:1) за допомогою моделі, наведеної на рис. 3, а. елементи якої є: $[T_{(c10)}]$ матриця стрибка від опору Z до опору Z_0 . $[T_{(c10)}^{-1}]$ - зворотна до $[T_{(c10)}]$ матриця, $[T_{(12)}]$, $[T_{(13)}]$ - відповідно матриці передачі плечей 1-2, і 1-3, а $[T_{(2)}]$ і $[T_{(3)}]$ - відповідно матриці передачі навантажень з боку ліній 2 і 3. Формула для матриці $[T_{(34)}]$ знаходилась з моделі, наведеної на рис. 4 [1]:

$$[T_{(34)}] = [T_{(c34)}] \cdot [T_{(\Delta L_{34})}] [T_{(c34)}^{-1}] \cdot [T_{(\phi)}] [T_{(c34)}] \cdot [T_{(\Delta L_{34})}] [T_{(c34)}^{-1}],$$

а матриця $[T_{(24)}]$ визначалась з моделі, наведеної на рис. 3б:

$$[T_{(24)}] = [T_{(c24)}] \cdot [T_{(\Delta L_{24})}] [T_{(c24)}^{-1}] \cdot [T_{(24)}] \quad [T_{(c24)}] \cdot [T_{(\Delta L_{24})}] [T_{(c24)}^{-1}].$$

де $[T_{(c24)}]$ – матриця стрибка опорів від опору Z_0 до $Z_{\Delta L_{24}}$ – опору відрізка лінії ΔL_{24} ,

$[T_{(\Delta L_{24})}]$ – матриця передачі відрізка лінії ΔL_{24} , $[T_{(24)}]$ – матриця передачі відрізка лінії довжиною L_{24} . де $L_{24} = L_{24} (1 - \frac{2\Delta L_{24}}{L_{24}})$, $[T_{(c24)}^{-1}]$ – матриця, зворотна до $[T_{(c24)}]$.

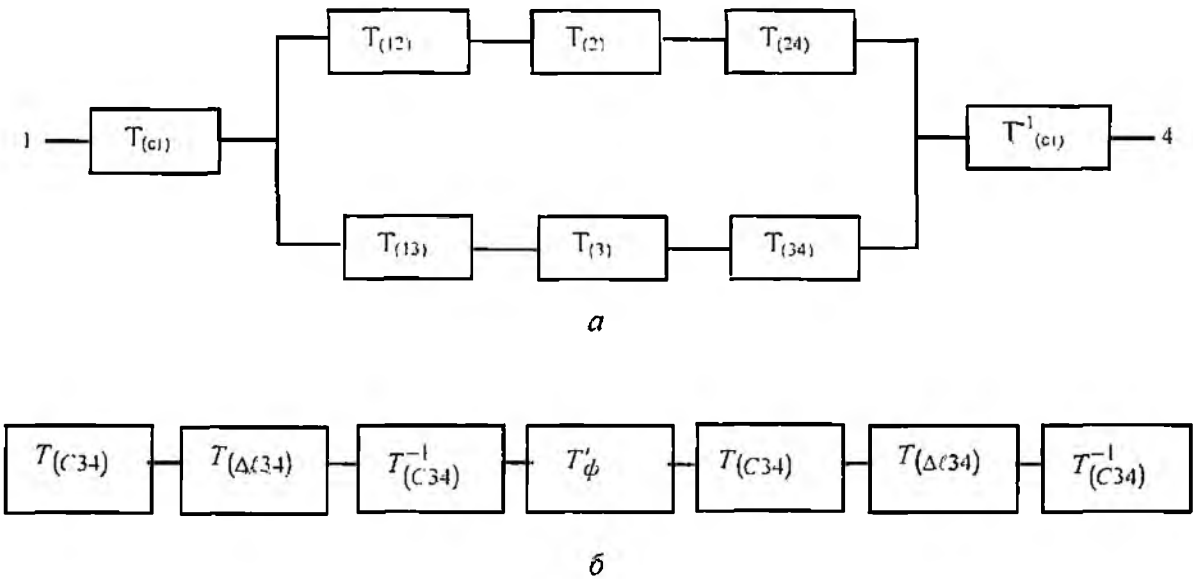


Рис. 3

І, нарешті, матриця передачі розімкненого шлейфа $[T_{(p)}]$ визначалась відповідно з роботою [4]:

$$[T_{(p)}] = \begin{bmatrix} 2 + \alpha & -\alpha \\ \alpha & 2 - \alpha \end{bmatrix}, \tag{1}$$

де $\alpha = j \frac{Z_p}{Z} \operatorname{sig} \theta$, Z_p – хвильовий опір розімкненого шлейфа, $\theta = \frac{2\pi}{\lambda}$, λ – довжина хвилі випромінювання.

Після визначення $[T_{(14)}]$ – матриці передачі від входу 1 до входу 4 визначаємо коефіцієнт стоячої хвилі по напрузі (КСХН):

$$\text{КСХН} = \frac{1 + |S_{22}|}{1 - |S_{22}|}, \tag{2}$$

де $S_{22} = -\frac{T_{(14)12}}{T_{(14)11}}$ – коефіцієнт відбиття з боку лінії 4.

Найменше значення КСХН у діапазоні частот (2:1) було одержане при $L_p = L_k$ і $Z_p = Z/\sqrt{3}$. Результати розрахунків, для кільця з розімкненим шлейфом і без нього в діапа-

зоні довжин хвиль (2:1) наведені у таблиці, з якої видно, що у відсутності розімкненого шлейфа найбільший КСХН складає 2,22, а з розімкненим шлейфом він не перевищує 1,24.

$\theta, \text{рад}$	$\frac{4}{12}\pi$	$\frac{5}{12}\pi$	$\frac{6}{12}\pi$	$\frac{7}{12}\pi$	$\frac{8}{12}\pi$
Без розімкненого шлейфа					
КСХН, в. о.	2,22	1,48	1,16	1,05	1,24
З розімкненим шлейфом					
КСХН, в. о.	1,12	1,24	1,15	1,07	1,11

Висновки

Модифікація гібридного кільця заміною в плечі, суміжному зі смуговим фільтром відрізка лінії передачі таким же, але скороченим на довжину конструктивних відрізків на краях смугового фільтра і замкненим на кінцях короткозамкненими шлейфами такої ж довжини, як і відрізок лінії передачі плеча, призводить до електричної симетрії кільця відносно осі, яка проходить через входи 1 і 4, що робить розв'язку між цими входами частотно незалежною, але при цьому погіршується КСВН входу 4, найбільше значення якого досягає 2,22. Застосування на вході кільця розімкненого шлейфа дозволяє покращити узгодження кільця з боку входу 4 і при цьому КСВН в діапазоні частот (2:1) не перевищує 1,24.

Список літератури: 1 Бакуменко В.М., Чебетько А.Є., Шитюха Т.П. Гібридне кільце НВЧ-діапазону // Радіотехніка. Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2007. Вип. 150. С. 112-115. 2 Бакуменко В.М. Гібридний кільцевий міст // Патент України №14470. Заявл. 25.11.2005. Опубл. 15.06.2006. Бюл. №5. 3 Бакуменко В.М. Гібридний кільцевий міст // Патент України №29984. Заявл. 13.07.2007. Опубл. 11.02.2008. Бюл. №3. 4 Фельдштейн А.П., Явич Л.Р., Смирнов В.П. Справочник по элементам волноводной техники. М.: Л.:Госэнергоиздат, 1963. 360 с.

Украинская инженерно-педагогическая академия,
г. Харьков

Поступила в редакцию 15.04.2008

МОДЕЛИРОВАНИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ УЛЬТРАКОРОТКИХ ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ С ЧИРПИРОВАННЫМ ЗЕРКАЛОМ

Введение

Чирпированное зеркало (ЧЗ) представляет собой многослойную структуру, состоящую из тонких слоев чередующихся материалов, причем слои чередуются таким образом, чтобы создать отрицательную дисперсию групповой задержки. Чирпированные зеркала применяются в качестве дисперсионных устройств для компенсации чирпа в лазерах ультракоротких импульсов. В частности, для контроля дисперсии внутри лазерного резонатора [1], и вне резонатора, например для компенсации чирпа при генерации белого света [2], дисперсионный контроль в широком диапазоне также важен для оптических параметрических генераторов [3].

Компенсация дисперсии заключается во введении в резонатор или оптический тракт элемента, создающего отрицательную дисперсию групповой задержки. При распространении в среде с нормальной дисперсией имеет место положительная дисперсия групповой задержки. Она проявляется в замедлении высокочастотных компонент импульса относительно низкочастотных. В результате этого ультракороткий импульс (УКИ) увеличивает свою длительность, т.е. расплывается. Отрицательная дисперсия групповой задержки дает противоположный эффект. Его можно использовать для компенсации чирпа и для сжатия (восстановления) импульса. В чирпированном зеркале отрицательная групповая задержка создается за счет увеличения периода структуры по направлению к подложке. При этом низкочастотные компоненты импульса глубже проникают в структуру и отражаются позже, чем высокочастотные.

Расчет чирпированного зеркала может быть проведен на основе метода матрицы переноса, часто используемого при расчете оптических покрытий [4]. В этом случае рассчитывают спектральный отклик структуры по известным конструктивным параметрам. Обратная задача заключается в определении конструктивных параметров структуры, которые обеспечили бы получение желаемого спектрального отклика. По спектральному отклику косвенно судят о том воздействии, которое окажет структура на падающий импульс. Однако в конечном итоге интерес представляет не спектральный отклик зеркала, а восстановленный оптический импульс. Это обуславливает интерес к расчету не только спектрального отклика структуры, но и к моделированию взаимодействия структуры с падающим на нее лазерным импульсом. Задача моделирования может быть сформулирована различным образом. Например, в [5] было предложено использовать целевую функцию для оптимизации ЧЗ, учитывающую профиль импульса. Однако недостатком в этой и других работах является то, что предварительный чирп УКИ либо вообще не рассматривается, либо рассматривается очень упрощенно (берется кварцевое стекло определенной длины). В данной работе предлагается модель, в которой учитывается чирп импульса перед отражением от ЧЗ в зависимости от того или иного источника чирпа. Это позволит проводить оптимизацию чирпированных зеркал с учетом конкретной лазерной системы, в которую интегрировано ЧЗ.

Целью настоящей работы является разработка математической модели взаимодействия ультракороткого лазерного импульса с чирпированным зеркалом, которая позволила бы осуществить анализ влияния чирпированного зеркала на лазерный импульс учитывая различные источники чирпа.

Описание модели

При распространении в среде или взаимодействии с оптическими элементами оптический импульс может приобретать чирп, в результате действия дисперсии или нелинейностей. Чирп означает зависимость мгновенной частоты импульса от времени. Оптический импульс во временной области с огибающей гауссовой формы и линейным чирпом записывается следующим образом:

$$\tilde{E}_{ax}(t) = \sqrt{P_0} \exp\left(-2 \ln 2 (1 + iC) \frac{t^2}{\tau_0^2}\right) \exp(i\omega_0 t), \quad (1)$$

где P_0 – пиковая мощность, C – параметр модуляции, τ_0 – длительность импульса на полуширине интенсивности (FWHM). ω_0 – несущая частота. Мгновенная частота импульса определяется как производная от фазы по времени:

$$\omega(t) = \frac{d(\phi(t))}{dt}, \quad (2)$$

где $\phi(t)$ – фаза комплексного выражения (1).

Если $C \neq 0$ в (1), то мгновенная частота будет представлять собой линейную зависимость по времени. В зависимости от знака C говорят о положительном или отрицательном чирпе. Если же $C = 0$ то мгновенная частота будет равна несущей по всей длительности импульса. В этом случае импульс называют спектрально-ограниченным, поскольку выполняется предельный случай соотношения неопределенностей:

$$\tau_0 \cdot \Delta\nu \geq C_B, \quad (3)$$

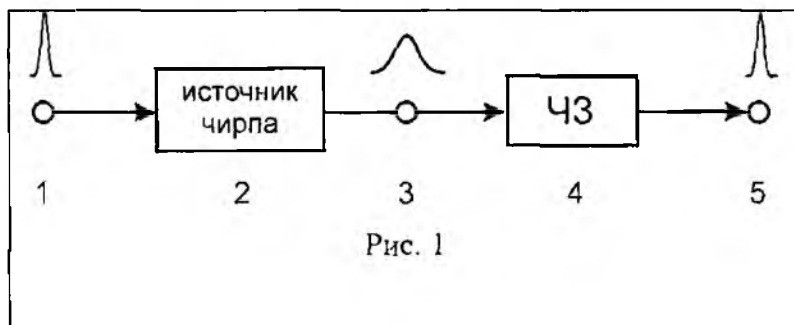
где $\Delta\nu$ – это полуширина спектра импульса, а C_B – это константа, зависящая от формы импульса (для Гауссова импульса равная 0.441). Соотношение (3) указывает на то, что при данной ширине спектра импульса его временная длительность не может быть произвольно малой. Случай, когда неравенство (3) преобразуется в равенство, называют пределом Фурье. Таким образом, импульс в отсутствие чирпа имеет минимальную длительность, а чирп приводит к увеличению длительности импульса.

Источниками возникновения чирпа могут быть: дисперсия в среде, связанная с частотной зависимостью показателя преломления (материальная дисперсия), многослойные периодические структуры, ненасыщенные усиливающие и поглощающие среды, а также нелинейные эффекты, например самомодуляции фазы [6]. Чирпированное зеркало создает отрицательную дисперсию, и за счет этого устраняется чирп импульса, который он приобретает при распространении в элементах с положительной материальной дисперсией. Поэтому в общем случае искомая модель должна на входе содержать некоторый чирпированный импульс, который падает на чирпированное зеркало, а на выходе должен быть получен импульс с устраненным чирпом, близкий к спектрально-ограниченному. Указанные пункты обозначены на рис. 1 цифрами 3, 4, 5 соответственно. Однако в большинстве практических случаев вид чирпированного импульса неизвестен и не может выступать в качестве входных данных, поэтому необходимо, чтобы модель описывала не только устранение чирпа, но и процесс его возникновения, цифры 1 и 2 на рис. 1. Теперь на входе задается спектрально-ограниченный импульс, а также источник чирпа. В результате этого чирп, приобретенный на шаге 2, устраняется на шаге 4, успешность этого процесса отражается в том, насколько выходной импульс 5 соответствует входному импульсу 1. Чем лучше будет соответствие, тем лучше дизайн чирпированного зеркала 4, т.е. тем лучше данное зеркало сжимает импульс.

Таким образом, модель, представленная на рис. 1, позволяет сравнить отраженный от зеркала импульс с исходным спектрально-ограниченным импульсом. На основании этого можно количественно оценить совершенство данного зеркала, используя анализ профиля отраженного импульса.

Наиболее часто чирпированные зеркала используют для контроля дисперсии внутри резонаторов фемтосекундных лазеров [1]. Поэтому описываемая модель должна быть соответствующим образом приближена к этому случаю. Поддержание баланса дисперсии является крайне важной задачей для генерации УКИ с минимальной длительностью в твердотельных лазерах с синхронизацией мод на основе линзы Керра. В резонаторе такого лазера могут находиться различные источники положительной дисперсии в зависимости от конструкции.

однако один из них присутствует всегда – это материальная дисперсия в активном кристалле, к тому же величина дисперсии в активном кристалле существенно больше дисперсионных вкладов других элементов. Поэтому в случае фемтосекундных лазеров источником чирпа (пункт 2 на рис. 1) должен быть выбран, прежде всего, активный кристалл, создающий положительную дисперсию. В самых простых конструкциях резонаторов присутствует фактически только этот источник положительной дисперсии и незначительный вклад дисперсии в воздухе. Однако в модели могут быть учтены также и чирп, создаваемый нелинейным эффектом фазовой самомодуляции, и дисперсионные вклады других элементов в резонаторе.



Рассмотрим теперь взаимодействие лазерного импульса с активным кристаллом и чирпированным зеркалом, которые должны описывать модель на рис. 1. Действие как дисперсионной среды, так и чирпированного зеркала на импульс удобно рассматривать в частотной области [6]. Пусть задан

входной спектрально-ограниченный импульс вида (1), тогда его спектр находится из Фурье-преобразования как

$$\tilde{F}(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{E}(t) \exp(-i\omega t) dt. \quad (4)$$

Воздействие и среды, и зеркала в частотной области описывается передаточной функцией (спектральный отклик), которая добавляется к спектру входного импульса, и в результате выходной импульс получаем с помощью обратного Фурье-преобразования как

$$\tilde{E}_{\text{вых}}(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{S}(\omega) \tilde{F}(\omega) \exp(i\omega t) d\omega. \quad (5)$$

Передаточная функция может быть представлена в виде

$$\tilde{S}(\omega) = g(\omega) \exp(i\varphi(\omega)), \quad (6)$$

где $g(\omega)$ и $\varphi(\omega)$ – спектральная амплитуда и фаза соответственно. Воздействие дисперсионной среды обладает линейным откликом, т.е. $g(\omega) \equiv 1$ [6], поэтому в данном случае важен исключительно фазовый сдвиг, вносимый средой $\varphi(\omega)$:

$$\varphi(\omega) = -\frac{\omega n(\omega) L_m}{c}, \quad (7)$$

где L_m – длина среды, $n(\omega)$ – частотная зависимость показателя преломления, c – скорость света в вакууме; знак “-” связан с выбором знака в “ $\exp(i\omega t)$ ” в (1). Частотная зависимость показателя преломления для кристалла сапфира может быть рассчитана с помощью уравнения Селмейера [7].

Групповая задержка и дисперсия групповой задержки (ДГЗ) находятся так:

$$GD(\omega) = \frac{d\varphi(\omega)}{d\omega}, \quad (9)$$

$$GDD(\omega) = \frac{d^2\varphi(\omega)}{d\omega^2}. \quad (10)$$

Зависимость групповой задержки и ДГЗ от длины волны в кристалле сапфира длиной 2,3 мм показана на рис. 2. Значение дисперсии на длине волны 800 нм составляет 133 fs^2 . Спектрально-ограниченный импульс, пройдя через такую среду, приобретает положительный чирп и расплывается.

Расчет спектрального отклика чирпированного зеркала может быть проведен на основе метода матрицы переноса [4].

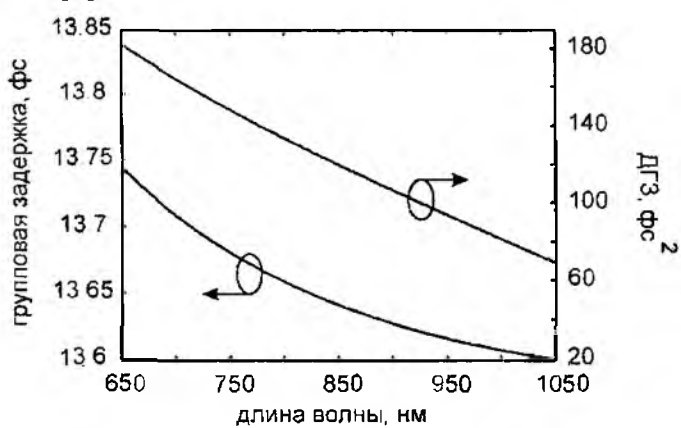


Рис. 2

Отражение импульса от чирпированного зеркала

Материальная дисперсия, равно как фазовая самомодуляция, ответственны за положительный чирп [6]. Компенсировать этот чирп означает создать равносильный, но противоположный по знаку чирп. в этом случае будет достигнута максимальная компенсация первоначального чирпа. Передаточная функция (6) системы, состоящей из различных оптических элементов, должна включать в себя спектральные фазовые вклады всех этих элементов. Таким образом, вид функции $\varphi(\omega)$ может быть весьма сложным. Поэтому используют разложение в ряд Тейлора в окрестности несущей частоты ω_0 :

$$\varphi(\omega) = \varphi(\omega_0) + \varphi'(\omega_0)(\omega - \omega_0) + \frac{1}{2} \varphi''(\omega_0)(\omega - \omega_0)^2 \dots, \tag{11}$$

где $\varphi'(\omega_0)$, $\varphi''(\omega_0)$ – дисперсионные коэффициенты, определяемые как значения групповой задержки, дисперсии и дисперсии высших порядков (9), (10) на частоте ω_0 .

При разработке чирпированного зеркала типичными требованиями к нему являются: высокий коэффициент отражения в широкой полосе частот и гладкая кривая групповой задержки с отрицательным наклоном (по частоте). Групповая задержка и дисперсия чирпированного зеркала рассчитывается аналогично (9), (10). В диапазоне излучения фемтосекундных источников, в частности Ti:Sapphire лазера (800 нм), наиболее часто используют диэлектрические материалы: TiO_2 и SiO_2 с показателями преломления 2.5 и 1.5 соответственно.

Дисперсия групповой задержки в чирпированном зеркале задается за счет изменения толщины слоев. Поскольку необходимо скомпенсировать положительный чирп, то наклон кривой $GD(\lambda)$ в зеркале должен быть положительным, т.е. противоположным тому, который показан на рис. 2. Дисперсия в этом случае будет отрицательна (по частоте). Профиль показателя преломления типичной чирпированной структуры показан на рис. 3.

Период структуры на рисунке обозначен как Λ_n , он определяется как сумма толщин смежных слоев с большим и меньшим показателем преломления $\Lambda_n = d_{h,n} + d_{l,n}$, где $n = 1 \dots N/2$. Если толщины слоев неизменны, то период структуры постоянен. Это случай типичного брэгговского зеркала. Если толщины слоев соответствуют четвертьволновому условию, то коэффициент отражения близок к единице вблизи брэгговской длины волны:

$$\lambda_B = 2 \cdot (n_h d_{h,n} + n_l d_{l,n}). \tag{12}$$

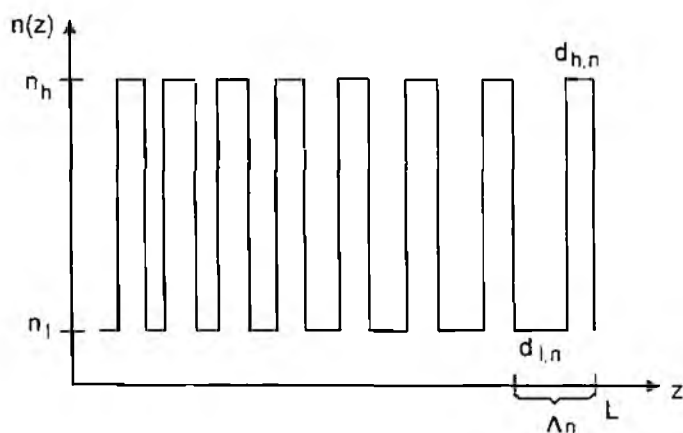


Рис. 3

соответствии с (2) означает изменение мгновенной частоты вдоль импульса, то на самом деле модуляция периода структуры должна быть произведена не для длин волн (12), а для частот, как сделано, например, в [8], одновременное изменение толщины слоев обоих материалов было рассмотрено в [9]. Традиционно вводится брэгговское волновое число:

$$k_B = 2\pi / \lambda_B \quad (13)$$

и модуляция периода структуры задается так, чтобы реализовать линейное изменение именно этой величины в зависимости от n . Диапазон изменения брэгговской длины волны (брэгговского волнового числа) выбирается так, чтобы соответствовать спектру падающего импульса (650–1050 нм). Спектральные характеристики чирпированного зеркала, состоящего из 50 чередующихся слоев TiO_2 , SiO_2 , коэффициент отражения и дисперсия групповой задержки, а также целевая линия ДГЗ (штриховая линия) показаны на рис. 4.

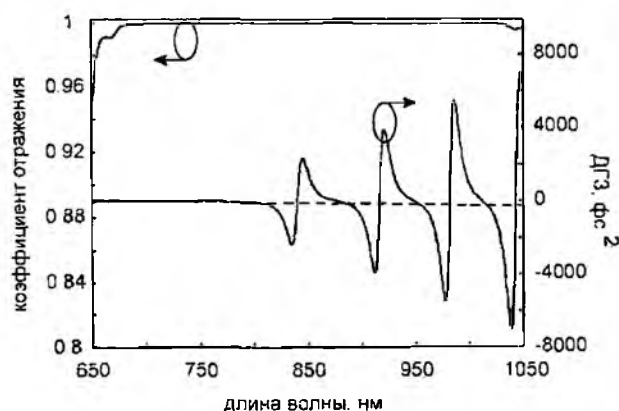


Рис. 4

При расчете учитывалось влияние воздушной среды (показатель преломления 1.0), и подложки (показатель преломления плавленого кварца 1.45). Как видно, коэффициент отражения близок к единице в необходимой полосе и несколько спадает по краям. Дисперсия групповой задержки показывает осциллирующее поведение особенно на длинных волнах около целевой линейной функции, которая должна быть получена. Причиной этих искажений является

рассогласование импеданса внутри структуры и между структурой и воздушной средой [8]. Общий характер кривой, однако, показывает наличие общего положительного наклона, что свидетельствует о наличии отрицательной дисперсии.

Сжатие импульса данным зеркалом, показано на рис. 5, где цифрами обозначены:

1 – исходный спектрально-ограниченный гауссов импульс, FWHM 5 фс;

2 – уширенный импульс после прохождения кристалла сапфира длиной 2.3 мм, FWHM 75.4 фс;

3 – сжатый импульс, после отражения от chirпированного зеркала, FWHM. 14.7 фс.

Исходный спектрально ограниченный гауссов импульс с FWHM 5 фс (длительность импульса на половине максимума интенсивности) проходит через среду сапфира длиной 2.3 мм. после чего приобретает положительный chirп и уширяется. Затем уширенный импульс падает на chirпированное зеркало со спектральными характеристиками, показанными на рис. 4. После отражения импульс сужается, его длительность уменьшается с 75 до 14 фс. Однако сравнение с исходным спектрально-ограниченным импульсом показывает, что восстановление импульса далеко не полное и наблюдаются существенные искажения профиля импульса. Представленная в данной работе модель может быть использована для того, чтобы улучшить дизайн chirпированного зеркала и получить лучшее восстановление импульса [10-12].

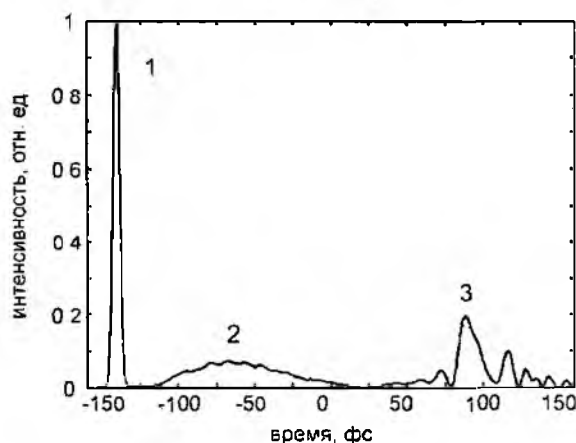
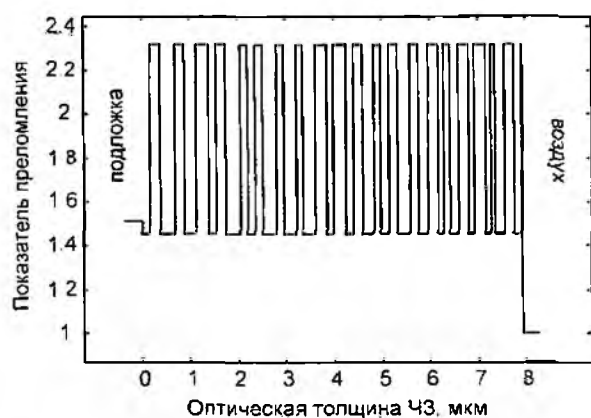


Рис. 5

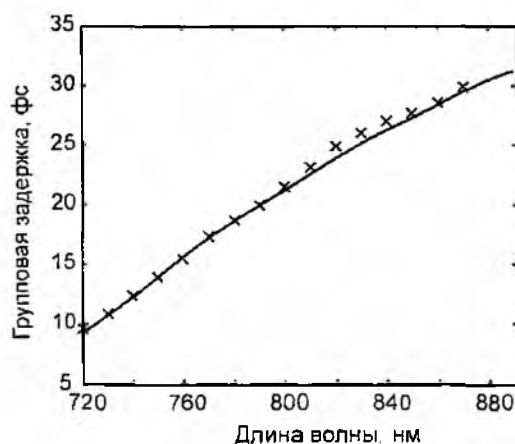
Сравнение с экспериментальными данными

Чтобы проверить адекватность разработанной модели производился расчет chirпированного зеркала на основе конструктивных параметров, представленных в литературе, и последующее сравнение с экспериментальными данными. Исходные данные для расчета спектрального отклика ЧЗ можно найти в [13], и там же представлены результаты расчета измерения групповой задержки в ЧЗ. Профиль показателя преломления ЧЗ из [13] показан на рис. 6, а. Данное chirпированное зеркало состоит из 42 чередующихся слоев TiO_2 и SiO_2 с показателями преломления 2.315 и 1.45 соответственно на длине волны 790 нм. Подложка – стекло марки BK7, показатель преломления 1.51. Окружающая среда – воздух, показатель преломления 1.0. Оптическая толщина данного зеркала составляет почти 7.93 мкм, что соответствует 4.48 мкм физической толщины.

На рис. 6, б показана групповая задержка в данном ЧЗ. Показаны экспериментальные точки из [13], и теоретическая кривая, рассчитанная на основе теории, представленной в пункте 2. Экспериментальные точки получены интерферометрическим методом измерения [14], точность которого составляет ± 1 фс. Ширина полосы отрицательной дисперсии данного зеркала составляет 170 нм (720-890 нм). Теоретическая кривая хорошо ложится на экспериментальные точки, что указывает на правильность разработанной модели. В вычислениях учитывалась материальная дисперсия в TiO_2 и SiO_2 , а отклонения толщины слоев от заданных значений были учтены путем соответствующего уменьшения несущей длины волны. Поскольку фазовая характеристика ЧЗ, в отличие от амплитудной, очень чувствительна к ошибкам осаждения, незначительное расхождение экспериментальных и расчетных данных может быть обусловлено неконтролируемыми отклонениями показателя преломления слоев от номинальных значений.



а



б

Рис. 6

Выводы

Научная новизна данной работы состоит в том, что разработана математическая модель взаимодействия ультракороткого лазерного импульса с chirпированным зеркалом, позволяющая сравнить отраженный от зеркала импульс с исходным спектрально-ограниченным импульсом. В модели учитывается предварительный chirп импульса перед отражением от ЧЗ в зависимости от источника chirпа. Расчет спектрального отклика chirпированного зеркала показал хорошее совпадение результатов вычислений с литературными экспериментальными данными, что подтверждает правильность модели.

Практическое значение полученных результатов заключается в том, что разработанная модель позволяет выполнить количественное сравнение параметров импульсов и оценить дизайн chirпированного зеркала. То есть, путем анализа профиля отраженного импульса и его сравнения со спектрально-ограниченным импульсом определяется то, насколько эффективно данное chirпированное зеркало сжимает падающий импульс. Это позволяет проводить оптимизацию существующих chirпированных зеркал и/или создание новых с учетом специфики той лазерной системы, в которую встроено зеркало.

Список литературы: 1. A. Stingl, M. Lenzner, Ch. Spielmann, and F. Krausz. R. Szepöcs Sub-10-fs mirror-dispersion-controlled Ti:sapphire laser // Optics letters, vol. 20, no. 6, pp. 602-604, 1995. 2. A. Baltuska, Z. Wei, M. S. Pshenichnikov, and D. A. Wiersma Optical pulse compression to 5 fs at 1 MHz repetition rate // Optics letters, vol. 22, no. 2, pp. 102-104, 1997. 3. J. Hebling, E. J. Mayer, and J. Kuhl. R. Szepöcs Chirped-mirror dispersion-compensated femtosecond optical parametric oscillator // Optics letters. Vol. 20, No. 8, pp. 919-921, 1995. 4. M. Bass Handbook of optics: Volume I Fundamentals, Techniques, and Design. 2nd ed. // McGRAW-HILL, INC., 1995. 5. P. Dombi, V. S. Yakovlev, K. O'Keeffe, T. Fuji, M. Lezius, G. Tempea Pulse compression with time-domain optimized chirped mirrors // Optics express, vol. 13, no. 26, 2005. 6. De Silvestri S., P. Laporta and O. Svelto The role of cavity dispersion in CW mode-locked lasers // IEEE Journal of Quantum Electronics, vol. 20 no. 5, pp. 533-539, 1984. 7. M. Bass Handbook of optics: Volume II Devices, Measurements, and Properties. 2nd ed. // McGRAW-HILL, INC., 1995. 8. Matuschek N., F. X. Kaertner and U. Keller Theory of double-chirping mirrors // IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics 4 197, 1998. 9. V. V. Lysak I. A. Sukhoivanov, S. I. Petrov. Group delay investigation of the N-order chirping mirrors // Semiconductor Physics. Quantum Electronics & Optoelectronics. 2001. V. 4, N 4. P. 389-390. 10. S. O. Yakushev, I. A. Sukhoivanov, O. V. Shulika, V. V. Lysak, S. I. Petrov Simulation of interaction of the femtosecond laser pulse with chirped mirror // International Conference on Numerical Simulation of Optoelectronic Devices, NUSOD 2006, Nanyang Technological University, Singapore, 11 - 14 September 2006, Paper WB5. 11. S. O. Yakushev, I. A. Sukhoivanov, O. V. Shulika, V. V. Lysak, S. I. Petrov Modeling and simulation of interaction of the ultrashort

laser pulse with chirped mirror for structure design improvement // Journal of Optoelectronics and Advanced Materials, Vol. 9, No. 8, August 2007, p. 2384 – 2390. 12. *S.O. Yakushev, O.V. Shulika, S.I. Petrov, I.A. Sukhoivanov* Chirp compression with single chirped mirrors and its assembly // Microelectronics Journal, Vol. 39, pp. 690–695, 2008. 13. United States Patent, "Dispersive dielectric mirror", Inventors: R. Szipöcs, F. Krausz, Appl. No.:289,086, Filed: 11.08.1994, Patent Number: 5,734,503. Date of Patent: 31.03.1998. 14. *Wayne H. Knox, Nathaniel M. Pearson, Kathryn D. Li and Charles A. Hirlimann* Interferometric measurements of femtosecond group delay in optical components // Optics letters, Vol. 13, No. 7, pp. 574-576, 1988.

*Харьковский национальный
университет радиоэлектроники*

Поступила в редколлегию 18.04.2008

К ВОЗМОЖНОСТИ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ КВАНТОВЫХ ТОЧЕК В КАЧЕСТВЕ ДЕТЕКТОРНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ НАНОТЕХНОЛОГИЧЕСКИХ ОПТИЧЕСКИХ СЕНСОРОВ

Введение

На современном этапе развития клинической медицины все же остается ряд вопросов, не только интересующих медиков, но и необходимых им для решения первоочередных задач. Поэтому, уже на протяжении достаточно длительного времени медицинские сотрудники работают с учеными из разных областей науки, а достижения, полученные в других сферах, находят свое отражение и в медицине. Так, новое направление бионанопотоники появилось из нанопотоники, области, которая разрабатывает и создает устройства для оптической электроники. Одним из ярких примеров нового направления является создание наночастиц, которые широко используются в медицине для проведения исследований *in vivo*: фотодинамическая терапия рака, маркирование патологических областей, тканей, микроорганизмов, вирусов и т.д. Однако данные исследования проводятся внутри организма и нацелены либо на визуализацию исследуемой области, либо на деструкцию тех или иных патологических тканей организма.

Целью данной работы является создание принципиально нового сенсорного устройства на базе полупроводниковых сферических наночастиц для ранней диагностики туберкулеза. К основным задачам относится расчет необходимого диаметра квантовой точки (КТ), обоснование необходимости пассивирующей поверхности КТ, проведение квантово-химического моделирования пассивирующего материала, рассмотрение электрохимического и электрохемилюминесцентного поведения КТ, что необходимо при построении детекторных элементов сенсора.

Поверхностные состояния в нанокристаллах

Полупроводниковые сферические квантовые точки являются новым материалом для различных исследований и применения благодаря их уникальным электронным и оптическим свойствам. Отличительной особенностью наночастиц полупроводника в сравнении с объемным материалом того же типа является квантовое ограничение носителей заряда в трехмерном пространстве. Полупроводниковые сферические КТ производятся методом коллоидной химии [1]. Существует три типа КТ (рис. 1: а – ядро; б – ядро/оболочка; в – ядро/оболочка/покрытие). Последний вид КТ необходим для проведения исследований биологического организма *in vivo*. Для предотвращения «слипания» КТ в один конгломерат, а также для использования в определенных целях на КТ наносят тонкие оболочки, а также специальные покрытия, создавая тем самым эффект гидрофобности или гидрофильности наночастиц. Еще одной причиной создания покрытия являются поверхностные ловушки электронов или дырок, находящиеся на внешней поверхности КТ [2].

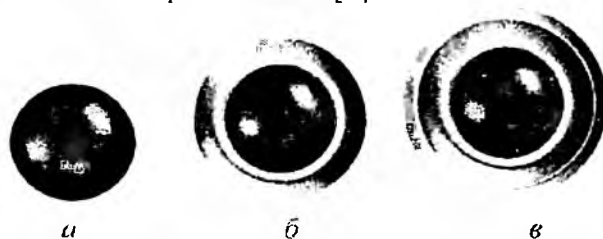


Рис. 1

Атомы на поверхности нанокристаллов обладают так называемой ненасыщенностью связей, что приводит к локализации их электронных состояний [3]. Адсорбируемые вещества могут занимать вакантные координатные места на поверхности. Некоторые авторы объясняют поверхностные дефекты (аперриодическое завершение решетки на поверхности), вводя два понятия ловушек: глубокие ловушки и мелкие ловушки. Глубокие ловушки главным образом ло-

кализованы в дефектах узлов кристаллической решетки и находятся в середине запрещенной зоны. Мелкие ловушки находятся в пределах нескольких мэВ от края энергетической зоны, и делокализованы более, чем на нескольких элементарных ячейках. Энергетические уровни ловушек зависят от размера нанокристаллов. Уменьшение размера нанокристалла приводит к расщеплению энергетических уровней – большему для глубоких, чем для мелких ловушек. Таким образом, для режима сильного квантового ограничения нанокристаллов различие между мелкими ловушками и электронными состояниями КТ исчезают [3]. Энергетическая диаграмма для глубокого полупроводника с глубокими и мелкими ловушками и КТ показана на рис. 2

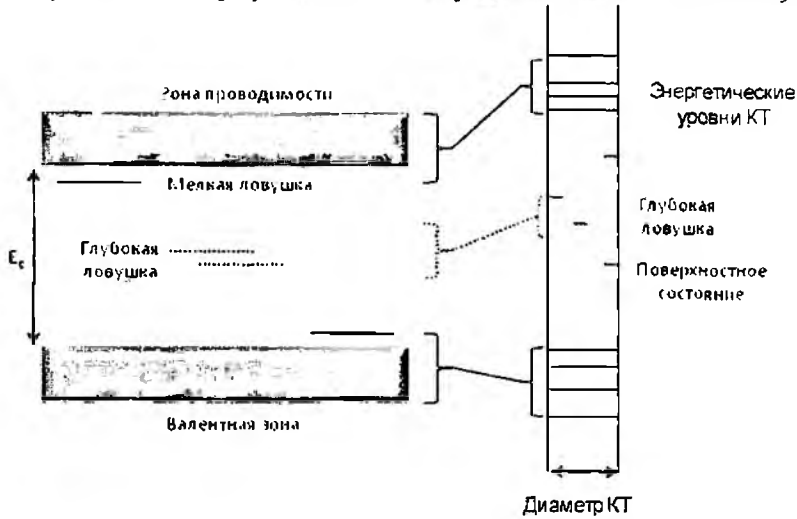


Рис. 2

Наличие поверхностных состояний (ловушек) влияет на такие свойства КТ, как квантовый выход люминесценции (уменьшение), деструкция наночастицы и т.д. Поверхностные ловушки представляют собой ненасыщенные (свободные) связи, способные улавливать носители заряда. Влияние поверхностных ловушек на один из типов люминесценции, фотолюминесценцию, схематически показано на рис. 3, где 1 – излучение поверхностной ловушкой; 2 – безызлучательная рекомбинация; 3 – экситонное излучение; ● – электрон; ○ – дырка.

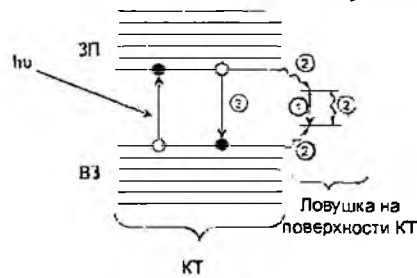


Рис. 3

При фотовозбуждении ядра КТ образующиеся экситонные состояния могут дезактивироваться излучательно с длиной волны приблизительно равной длине волны возбуждения (рис. 3). При отсутствии пассивирующей поверхности носители заряда могут перемещаться к ловушкам, вызывая люминесценцию на большей длине волны или действовать как безызлучательные рекомбинационные центры, что снижает эффективность люминесценции. Для предотвращения нежелательного влияния поверхностных ловушек на КТ наносят полупроводниковую оболочку с большей запрещенной зоной, нежели ядра, а также, если используется только структура ядра, то необходимо проводить пассивацию поверхности КТ специальным покрытием [4], рис. 4, где 1 – полупроводниковое ядро/полупроводниковая оболочка ($E_{g(j)} \ll E_{g(o)}$); ядро/органическое покрытие ($E_{g(j)} \ll E_{g(n)}$); 3 – ядро/оболочка/покрытие ($E_{g(j)} \ll E_{g(o)} \ll E_{g(n)}$), где E_g – ширина запрещенной зоны.

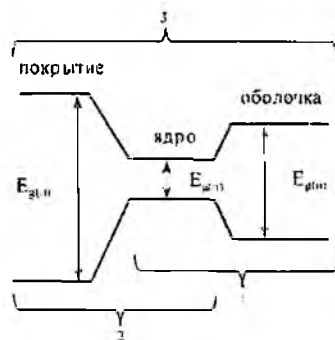


Рис. 4

Электрохимия и электрохемилюминесценция квантовых точек

КТ не только своими размерами, но и некоторыми параметрами сходны с большими молекулами. Для КТ, как и для большинства органических молекул, характерны процессы окисления и восстановления. Электрохимия КТ, растворенных в некотором растворителе, базируется на переносе заряда между электродом и КТ. Схематически данный процесс можно проиллюстрировать рис. 5, где *а* – изображение процессов электроокисления, *б* – восстановления сферической полупроводниковой КТ: Э – электрод, И – источник питания.

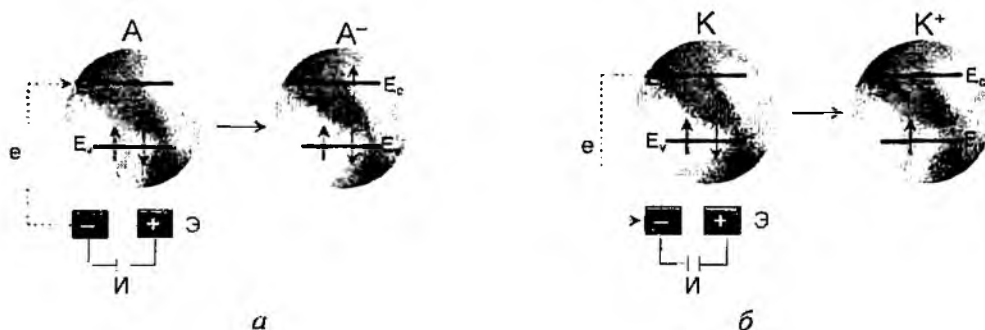


Рис. 5

Когда потенциал электрода становится отрицательным, электроны инжектируются в зону проводимости E_c , переводя КТ в анион-радикал. Аналогично, при положительном заряде электрода, электроны КТ перемещаются к электроду, образуются дырки в валентной зоне E_v , и переводя КТ в катион-радикал.

В работе предлагается использование сферических полупроводниковых КТ типа $CdTe$ для выявления маркеров туберкулезного процесса – ряда низкомолекулярных биологически значимых веществ с использованием оптического (электрохемилюминесцентного) нанотехнологического сенсора. В данном сенсоре КТ играют роль «детекторных элементов» указанных веществ, определение которых схематически изображено на рис. 6.

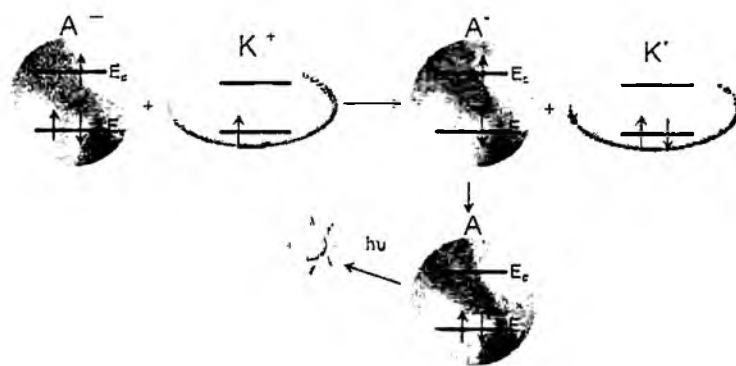


Рис. 6

В результате реакции переноса электрона между окисленной КТ и восстановленной молекулой-аналитом происходит перенос электрона с низшей незаполненной молекулярной орбитали молекулы-аналита в зону проводимости КТ. Так как данное состояние электрона является нестабильным, то он переходит из зоны проводимости в валентную зону КТ с испусканием кванта света. Число квантов, испущенных за определенное время, является мерой содержания аналита, что и характеризует сущность описываемого метода детектирования.

Расчет энергетических характеристик *CdTe* КТ и пассивирующей поверхности

В данной работе в качестве пассивирующей поверхности полупроводниковой КТ типа *CdTe* был выбран триоктилфосфиноксид (ТОРО), структурная схема которого изображена на рис. 7. ТОРО достаточно широко используется для таких целей [7].

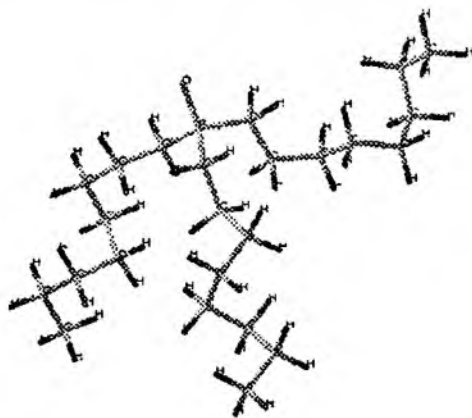


Рис. 7

Данное вещество $[CH_3(CH_2)_7]_3PO$ является химическим соединением, относящимся к алкилфосфинам, и включает три октиловых цепи, создающих разные конформационные структуры.

С целью определения реакционных центров и мест прикрепления пассивирующего вещества к КТ было проведено математическое моделирование с использованием программного пакета PC Gamess [5]. В результате расчетов установлено, что наибольшей электронной плотностью, составляющей 1902,426211 а.е., обладает атом фосфора (рис. 8), благодаря которому ТОРО и крепится к поверхности КТ (рис. 9).

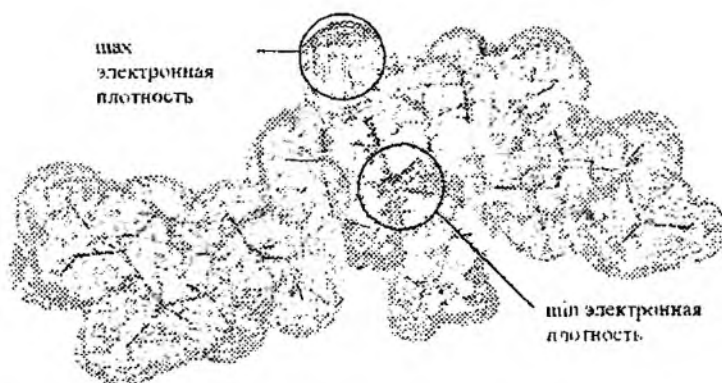


Рис. 8



Рис. 9

Для электрохемилуминесцентного определения одного из маркеров туберкулезного процесса – аланина был проведен расчет радиуса КТ $CdTe$ методом аппроксимации эффективной массы с использованием зависимости ширины запрещенной зоны КТ E_g от ее радиуса R [8]

$$E_g(R) = E_{g0} + \frac{\hbar^2 \pi^2}{2R^2} \left[\frac{1}{m_e^*} + \frac{1}{m_h^*} \right] - \frac{1,786e^2}{\epsilon R} - \frac{0,124e^4}{\hbar^2 \epsilon^2} \left[\frac{1}{m_e^*} + \frac{1}{m_h^*} \right]^2,$$

где E_{g0} – ширина запрещенной зоны объемного полупроводника; $\hbar$ – постоянная Планка; e – заряд электрона; m_e^* , m_h^* – эффективная масса электрона и дырки соответственно; ϵ – диэлектрическая постоянная полупроводника.

В результате расчета получено, что радиус КТ, необходимый для выявления в растворе молекулы аланина, составляет 6 нм [6].

Для построения нанотехнологического оптического сенсора с КТ таких размеров, используемых в качестве детекторных элементов, необходимо их либо вводить в объем сенсора, или иммобилизовать на его электроде, используя известную технологию Лангмюра – Блоджетт [9, 10] либо layer-by-layer (L-b-L) [11].

Заключение

Существующие применения наноматериалов разных типов, форм и структур являются достаточно широкими. При этом подавляющее число разработок относится к области электроники и гораздо меньшая часть – к медицине и биологии. Исходя из этого применение новых наноматериалов в биомедицине является достаточно перспективным и экономически выгодным. В данной работе предложено использование сферических полупроводниковых КТ для разработки детекторных элементов нанотехнологического оптического сенсора. Отмеченная роль поверхностных состояний КТ привела к необходимости использования КТ пассивирующей поверхности. Рассчитан диаметр КТ под специфический маркер туберкулезного процесса, а также проведено квантово-химическое моделирование пассивирующей поверхности исходя из предполагаемых условий эксперимента. Кроме того, рассмотрено электрохимическое поведение КТ и электрохемилуминесценция при рекомбинации анион-радикала КТ и катион-радикала определяемого вещества. Отличительной особенностью данной работы является сочетание современного направления нанопотоники с известным явлением электрогенерированной хемилуминесценции для разработки нанотехнологических оптических сенсоров, нацеленных на выявление биологически важных веществ, находящихся в биопробах при очень малых концентрациях.

Список литературы: 1. *Prasad P.N.* Nanophotonics. New Jersey: John Wiley & Sons, Inc., 2004. 416 P. 2. *Zhou M., Ghosh I.* Quantum Dots and Peptides: A Bright Future Together // *PeptideScience*. 2006. V. 88. № 3.P. 325–339. 3. *Rao C., Muller A., Cheetham A.K.* The Chemistry of Nanomaterials. Weinheim:

WILEY-VCH Verlag GmbH & Co. 2004. 742 P. 4. *Ding Z., Quinn B.M., Haram S.K. et al.* Electrochemistry and Electrogenated Chemiluminescence from Silicon Nanocrystal Quantum Dots // *Science*. 2002. V. 296. P. 1293–1297. 5. *Соловьев М.Е., Соловьев М.М.* Компьютерная химия. М.: Солон-Пресс. 2005. 536 С. 6. *Галайченко О.М.* Квантово-хімічні розрахунки параметрів молекул-аналіту // *Восточно-европейский журнал передовых технологий*. 2008. №1/2 (31). С.7–9. 7. *Malik A.M., O'Brien P., Revaprasadu N.* Synthesis of TOPO-capped Mn-doped ZnS and CdS quantum dots // *J. Mater. Chem.* 2001. 11. P. 2382–2386. 8. *Murphy Catherine J., Coffey Jeffery L.* QuantumDots: A Primer // *Applied Spectroscopy*. 2002. Vol. 56. № 1. P.16A–27A. 9. Білаш О.М., Кукоба А.В. Електрохімію–мінесценція у водних розчинах рубрену та 9,10-дифеніл-антрацену, інкорпорованих в лангмю-блоджеттівські шари // *Вісник Харк. нац. ун-ту. Серія хімічна*. 2007. С.56-61. 10. *Zholudov Yu.T., Rozhitskii M.M.* Interlayer transfer and quenching of excitation energy in Langmuir-Blodgett films, deposited onto electrodes of electrochemiluminescent sensor // *Сенсорна електроніка і мікросистемні технології*. 2007. №2. С.28-34. 11. *Mackay M.E., Tuteja A., Duxbury P.M. et al.* General strategies for nanoparticle dispersion // *Science*. 2006. № 311. P. 1740–1743.

*Харьковский национальный
университет радиоэлектроники*

Поступила в редколлегию 26.03.2008

**ИССЛЕДОВАНИЕ СВОЙСТВ ОДНОМЕРНОГО ФОТОННОГО КРИСТАЛЛА
МЕТОДОМ РАЗЛОЖЕНИЯ ПО ПЛОСКИМ ВОЛНАМ****Введение**

Бурный прогресс в микроэлектронике и грандиозные проекты развития информационных технологий в последнее время все ближе сталкиваются с проблемой фундаментальных ограничений быстродействия полупроводниковых устройств. В связи с этим все большее число исследований посвящается разработке принципиальных основ альтернативных полупроводниковой электронике областей – микроэлектронике сверхпроводников, спинтронике и фотонике. Основой многих устройств фотоники могут служить фотонные кристаллы (ФК) – структуры, в которых диэлектрическая проницаемость модулируется с периодом, сравнимым с длиной волны света [1]. Брэгговская дифракция собственных электромагнитных состояний блоховского типа на краю зоны Бриллюэна таких структур приводит к возникновению фотонной запрещенной зоны (ФЗЗ) излучения [2, 3]. При наличии полной запрещенной зоны свет в фотонном ФК не может распространяться в любом направлении в спектральном диапазоне, совпадающим с запрещенной зоной. Эти свойства открывают широкие возможности применения ФК в лазерной технике [4] и системах связи и передачи информации [5, 6], путем создания светодиодов с КПД ~ 50 %, беспороговых лазеров, оптических волноводов, устройств быстрого оптического переключения, оптических фильтров, микроустройств для направления света, оптических устройств хранения и обработки информации, фотонных интегральных схем, фотонных сверхпроводников, которые проявляют свои сверхпроводящие свойства при определенных температурах, и могут быть использованы в качестве полностью оптических датчиков температуры.

На сегодняшний день производство ФК даже в лабораторных условиях до сих пор является трудоемкой и дорогостоящей операцией. Вследствие этого, как при исследовании фундаментальных свойств ФК, так и при проектировании устройств на их основе, наиболее важной является стадия численного моделирования. В процессе моделирования учитываются лишь некоторые свойства среды, оказывающие наибольшее влияние на поведение устройства в данной ситуации, что позволяет существенно сократить как материальные, так и временные затраты при моделировании.

В данной работе методом разложения по плоским волнам исследуются зонные структуры одномерных ФК с дефектом и без него.

Теоретическая часть

Зонная структура фотонных кристаллов является одной из наиболее важных и информативных характеристик. Она позволяет оценить коэффициент отражения структуры, получить значения групповой скорости и дисперсии групповой скорости излучения, распространяющегося в структуре.

Получение зонной структуры можно свести к задаче на собственные значения, которая требует решения уравнения Гельмгольца. В данной работе задача решается с помощью уравнения, описывающего распределение магнитной составляющей поля, поскольку оно позволяет получить полную систему базисных функций [7]:

$$\frac{\partial}{\partial x} \frac{1}{\varepsilon(x)} \frac{\partial}{\partial x} H(x) + \frac{\omega^2}{c^2} H(x) = 0. \quad (1)$$

Для получения решения уравнения на собственные значения в периодической структуре удобно воспользоваться теоремой Блоха. Эта теорема гласит, что собственную функцию в бесконечной периодической структуре можно представить в виде произведения плоской

волны на периодическую функцию, имеющую период решетки. Представляя функцию распределения поля согласно теореме Блоха, получим

$$H(x) = h_{k,n} \cdot \exp(i \cdot k \cdot r), \tag{2}$$

где $h_{k,n}$ – это периодическая функция, k – волновой вектор (в одномерном случае – волновое число), n – номер зоны.

Поскольку функция периодична, она может быть представлена в виде ряда Фурье:

$$H(x) = \sum_G h_{k,n}(G) \cdot \exp(i \cdot (k + G) \cdot x). \tag{3}$$

Функция распределения диэлектрической проницаемости также может быть представлена в виде ряда Фурье, ввиду ее периодичности:

$$\frac{1}{\varepsilon(x)} = \sum_{G=-\infty}^{\infty} \chi(G) \cdot e^{iG \cdot x}. \tag{4}$$

Подставив (3) и (4) в (1), получим уравнение Гельмгольца в представлении волновых векторов:

$$-\sum_G \chi(G - G') \cdot ((k + G') \cdot (k + G)) \cdot h_{k,n}(G') + \frac{\omega^2}{c^2} \cdot h_{k,n}(G) = 0. \tag{5}$$

Выражение (5) представляет собой систему линейных алгебраических уравнений относительно коэффициентов разложения в ряд Фурье с неизвестными коэффициентами $\frac{\omega^2}{c^2}$. Решение системы для ряда значений волнового вектора в пределах зоны Бриллюэна дает в результате набор собственных частот, соответствующих каждому из волновых векторов. Множество собственных значений формируют зонную структуру ФК. (рис.1, а).

На рис. 1, б изображена структура ФК, состоящего из двух типов слоев. Толщина первого слоя 0,33мкм, а его диэлектрическая проницаемость $\varepsilon_1 = 1$. Толщина второго слоя 0,66мкм, а его диэлектрическая проницаемость $\varepsilon_2 = 3$. При построении зонной структуры ФК по оси ординат откладывается частота, а по оси абсцисс – волновой вектор. На рис. 1, а области частот, для которых отсутствуют собственные состояния, соответствуют полным ФЗЗ. Для данных параметров ФК запрещенные зоны находятся между каждыми двумя уровнями. С физической точки зрения центр запрещенной зоны соответствует условию максимального отражения.

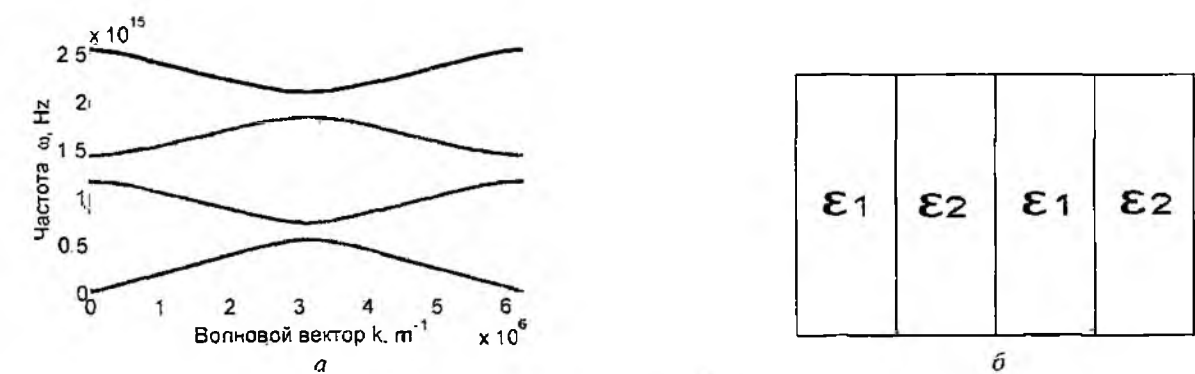


Рис. 1

Исследование влияния параметров ФК на положение и ширину ФЗЗ

При проектировании устройств на основе ФК основной задачей, которая должна быть решена, является определение параметров ФК, при которых поведение его будет соответствовать заданным условиям. С целью решения такой задачи, необходимо знать зависимость положения, а также ширины ФЗЗ от параметров ФК.

В работе были получены зависимости положения и ширины ФЗЗ одномерного ФК от толщины одного из пары слоев, а также в зависимости от диэлектрической проницаемости слоев. Расчет проводился для структуры, изображенной на рис.1. б, исходные параметры которой следующие: толщина первого слоя $l_1 = 0,33 \mu\text{м}$ и диэлектрическая проницаемость первого слоя $\epsilon_1 = 1$, толщина второго слоя $l_2 = 0,66 \mu\text{м}$ и диэлектрическая проницаемость второго слоя $\epsilon_2 = 3$. Зонная структура такого ФК изображена на рис.1. а.

На рис. 2, а изображена зависимость ширины запрещенной зоны от диэлектрической проницаемости первого слоя, на этой зависимости при увеличении значения диэлектрической проницаемости ширина запрещенной зоны сначала уменьшается до тех пор, пока ϵ_1 не будет равно ϵ_2 . При этом фотонный кристалл превращается в однородный материал. При дальнейшем увеличении значения ϵ_1 происходит увеличение ширины запрещенной зоны. На рис.2, б изображена зависимость ширины запрещенной зоны от диэлектрической проницаемости второго слоя, при увеличении значения диэлектрической проницаемости мы видим появление локального экстремума при $\epsilon_2 = 3,8$. На рис.3, а изображена зависимость положения запрещенной зоны от диэлектрической проницаемости первого слоя. Из этой зависимости видно, что при увеличении значения диэлектрической проницаемости, положение ФЗЗ смещается в область низких частот. На рис. 3, б изображена зависимость положения запрещенной зоны от диэлектрической проницаемости второго слоя. При увеличении значения диэлектрической проницаемости ее положение смещается в область низких частот.

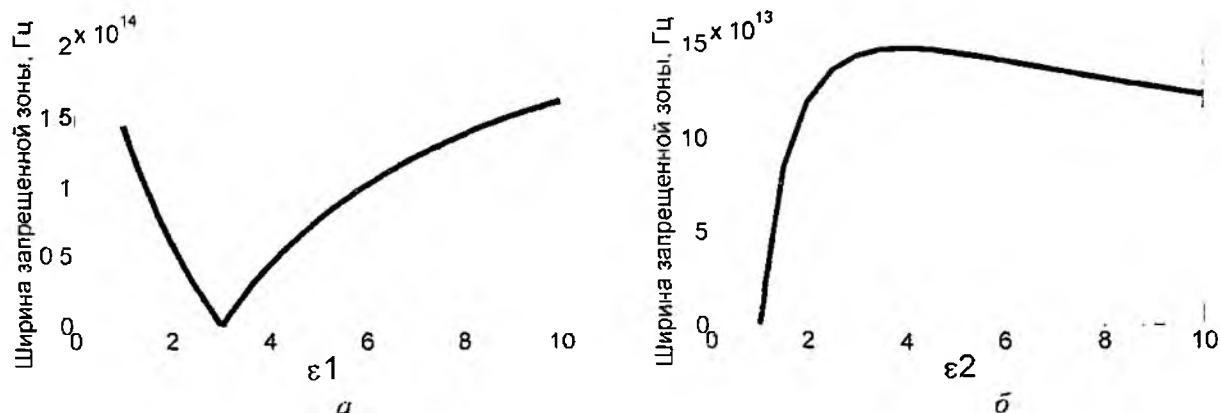


Рис. 2

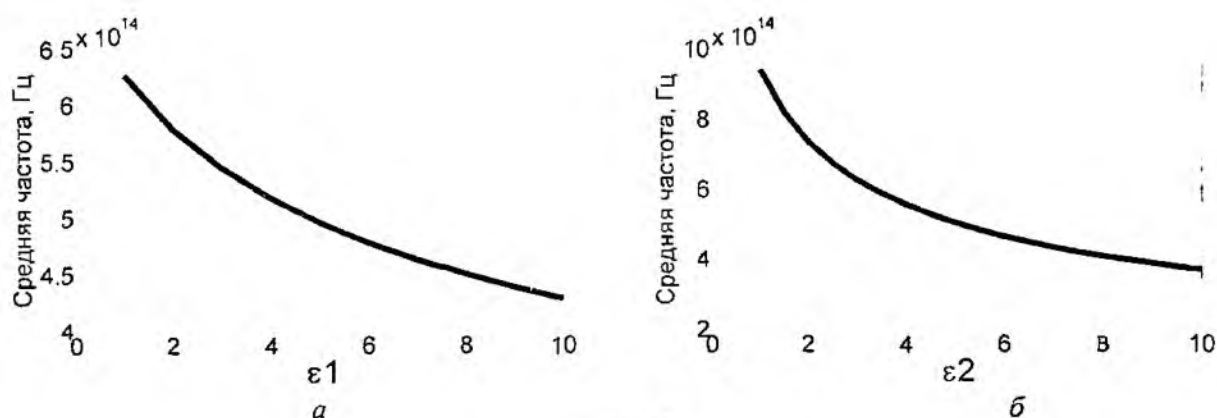


Рис. 3

На рис.4. *а* изображена зависимость ширины запрещенной зоны от толщины первого слоя. При увеличении значения толщины первого слоя до $0,7\text{ мкм}$ ширина запрещенной зоны сначала увеличивается до значения $2,68 \cdot 10^{14} \text{ Гц}$, а потом уменьшается. На рис.4. *б* изображена зависимость запрещенной зоны от толщины второго слоя, при увеличении значения толщины второго слоя до $0,3\text{ мкм}$ ширина запрещенной зоны сначала увеличивается до значения $2,68 \cdot 10^{14} \text{ Гц}$, а затем монотонно уменьшается. На рис.5. *а* изображено положение запрещенной зоны от толщины первого слоя, при увеличении значения толщины ее положение смещается в большую сторону. На рис.5. *б* изображено положение запрещенной зоны от толщины второго слоя, при увеличении значения толщины ее положение смещается в меньшую сторону. Положение средней частоты зависит от длины оптического пути, который вычисляется по формуле $L = n_1 \cdot l_1 + n_2 \cdot l_2$, где n_1 – показатель преломления первого слоя, а l_1 – его толщина, n_2 – показатель преломления второго слоя, а l_2 – его толщина. Так как при изменении параметров ФК период ячейки остается постоянным, то при увеличении l_1 длина оптического пути в пределах элементарной ячейки увеличивается, а положение запрещенной зоны уменьшается.

Появление локальных экстремумов ширины запрещенной зоны связано с резонансной природой возникновения фотонной запрещенной зоны. На положение фотонной запрещенной зоны по оси частот основное влияние оказывает изменение оптической длины пути в пределах одного периода при изменении параметров одного из слоев.

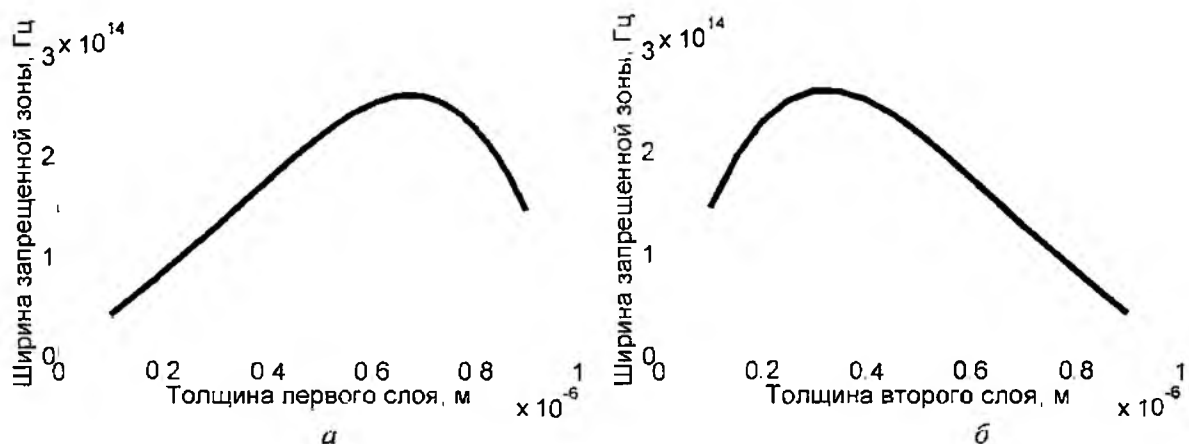


Рис. 4

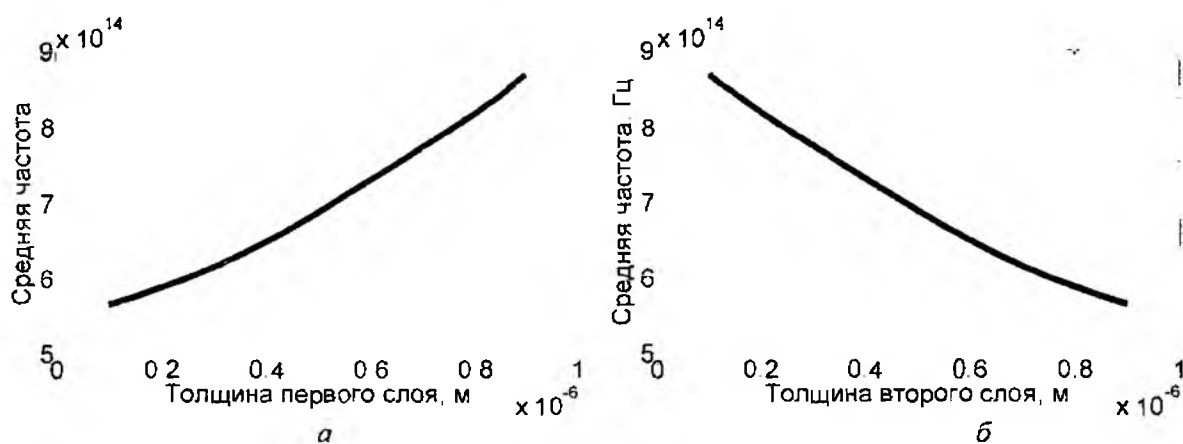


Рис. 5

Исследование зонных структур ФК с дефектом

Одним из основных путей применения одномерных ФК являются узкополосные частотные фильтры, представляющие собой периодическую структуру с внесенной неоднородностью – дефектом. В области дефекта периодической структуры может происходить локализация излучения определенной частоты, лежащей в пределах ФЗЗ строго периодического ФК.

В работе была получена зонная структура ФК с дефектом (рис. 6). На рисунке видно появление дополнительного уровня в области частот, соответствующих ФЗЗ строго периодической структуры см. рис.1, а.

Также исследованы зависимости положения уровня дефекта от его параметров, при внесении дефекта путем изменения толщины одного из слоев зависимость была получена от толщины дефекта (рис.7, а). При внесении дефекта путем изменения диэлектрической проницаемости среды одного из слоев была построена зависимость от диэлектрической проницаемости дефекта (рис.7, б).

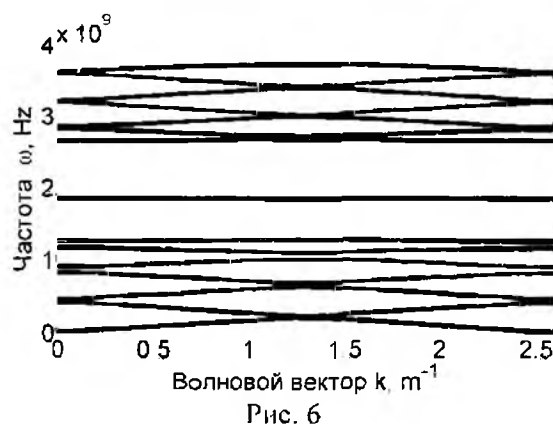


Рис. 6

На рис.7, а показано смещение положения уровня дефекта в область низких частот до тех пор, пока размер дефекта не станет 0,1 мкм. При значениях ширины дефекта от 0,1 мкм

до 0,15 мкм дополнительное собственное состояние в пределах ФЗЗ отсутствует, что позволяет считать структуру строго периодической. Начиная с 0,15 мкм, положение уровня дефекта смещается в область низких частот. На рис.7, б смещение положения уровня дефекта в область низких частот происходит до тех пор, пока диэлектрическая проницаемость дефекта не станет равной 9. Начиная с 9 до 10, наблюдается отсутствие собственного состояния в области ФЗЗ. Начиная с 10, положение уровня дефекта смещается в область низких частот. Таким образом, варьируя толщину дефекта ФК, можно получать оптические узкополосные фильтры

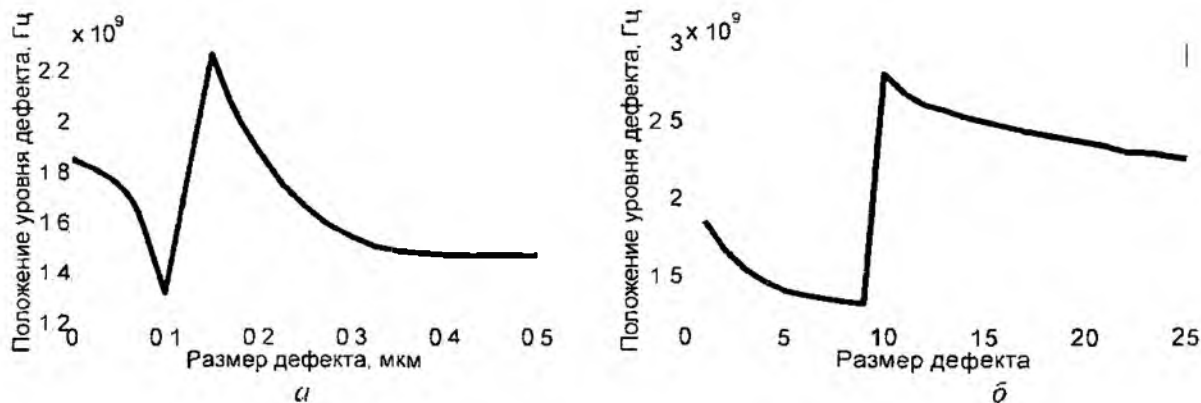


Рис. 7

с различными значениями частоты пропускания в пределах ФЗЗ. Такие фильтры могут быть реализованы в виде Брэгговских волокон с дефектом и использованы в системах плотного мультиплексирования по длине волны.

Выводы

В работе методом разложения по плоским волнам были получены зонные структуры ФК. Показаны зависимости положения и ширины ФЗЗ от параметров ФК – толщины слоев и их показателей преломления. Кроме того, исследованы структуры, содержащие неоднородность. Показано, что наиболее эффективно выбор положения уровня дефекта на оси частот может быть осуществлен при помощи вариации толщины дефекта, поскольку это не требует введения дополнительных материалов в технологический процесс. Варьируя толщину дефекта ФК, можно получать оптические узкополосные фильтры с различными значениями частоты пропускания в пределах ФЗЗ. Такие фильтры могут быть реализованы в виде Брэгговских волокон с дефектом и использованы в системах плотного мультиплексирования по длине волны.

Список литературы: 1. *Photonic Band Gap Materials*, ed. by C.M. Soukoulis [Advanced Studies Institute of NATO, Ser. E (Kluwer, Dordrecht, 1996) v. 315]. 2. E. Yablonovitch. *Phys. Rev. Lett.*, 58, 2059 (1987). 3. S. John. *Phys. Rev. Lett.*, 58, 2486 (1987). 4. Y. Yamamoto, R.E. Slusher. *Physics Today*, 46, 66 (1993). 5. J.D. Joannopoulos, P.R. Villeneuve, S. Fan. *Nature*, 386, 143 (1997). 6. J.G. Fleming, Shawn-Yu Lin. *Optics Lett.*, 24, 49 (1999). 7. K. Sakoda, *Optical Properties of Photonic Crystals*. Springer Series in Optical Sciences Vol. 80, Springer-Verlag, Berlin, 2001.

Харьковский национальный
университет радиоэлектроники

Поступила в редколлегию 20.03.2008

АЛГОРИТМЫ СОВМЕСТНОГО ОБНАРУЖЕНИЯ И ОЦЕНКИ ИНТЕНСИВНОСТИ НЕСТАЦИОНАРНОГО ПОТОКА ВЫЗОВОВ

Постановка задачи

Сетевой трафик, а соответственно процессы в телекоммуникационных сетях носят нестационарный случайный характер, что приводит к необходимости иметь соответствующий запас сетевого ресурса ибо рано или поздно возникают перегрузки. Создание сетей на максимальную нагрузку не является рациональным, поэтому на практике находят различные механизмы предотвращения перегрузок. Одним из конструктивных механизмов, принятым в первых сетевых технологиях, были алгоритмы управления перегрузками и очередями в маршрутизаторах, основанные на отбрасывании пакетов при переполнении буфера. Такой подход приводит к неизбежной потере качества услуг, информационным потерям. Более рациональными оказались методы активного управления очередью, суть которых состоит в превентивном прореживании, а затем и в отбрасывании или маркировке пакетов в маршрутизаторе при достижении определенных уровней наполнения буфера.

Возникает задача обнаружения достижения заданной границы, потоком заявок на обслуживание. Данная задача формулируется как задача проверки сложных статистических гипотез. Она сводится к синтезу алгоритма обнаружения и оценки изменений интенсивности поступающего потока пакетов λ при условии постоянства обработанного потока μ . Предположение о постоянстве μ основывается на заданной производительности маршрутизатора или иного устройства обработки заявок.

Решение задачи

Для определения будем считать, что модель потока заявок является локально-стационарной и на интервалах стационарности этот поток аппроксимируется пуассоновским случайным законом:

$$p_i(\lambda) = \frac{\lambda^i}{i!} e^{-\lambda}, \quad (1)$$

где $\lambda > 0$ – интенсивность, параметр распределения, $i = 1, 2, \dots, N$ (N – общее число запросов, поступающих на обработку на интервале анализа $[0, T]$), $\sum_i t_i = T$.

В определенный момент $t_0 \in [0, T]$ может произойти плавное превышение или скачок интенсивности входящих вызовов. Таким образом, для данной задачи определим два возможных состояния нагрузки, которые описываются допустимыми гипотезами [1]:

H_0 – интенсивность входящих вызовов на интервале наблюдения $[0, T]$ сохраняет значение, не превышающее некоторое известное значения λ_0 :

$$\lambda(t) \leq \lambda_0; \quad (2)$$

H_1 – интенсивность входящих вызовов на интервале наблюдения $[0, T]$ превышает уровень λ_0 :

$$\beta(t) = \lambda_0 + \lambda(t - t_0). \quad (3)$$

Параметры λ , β и t_0 априорно неизвестны и подлежат оценке.

Обозначим через $\vec{t} = (t_1, t_2, \dots, t_N)$ выборку моментов возникновения запросов. По результатам обработки статистики $\vec{t} = (t_1, t_2, \dots, t_N)$ необходимо получить решение в пользу одной из гипотез H_0 , H_1 и оценить параметры:

- интенсивности λ – в случае решения в пользу гипотезы H_0 ;
 - интенсивности до и после скачка λ , β и момента возникновения скачка t_0 – в случае принятия решения в пользу гипотезы H_1 .

Для определения правила обнаружения воспользуемся критерием минимума вероятности ошибки пропуска при заданном уровне вероятности ложного обнаружения. Для оценки параметров используем метод максимального правдоподобия.

Для принятой пуассоновской модели процесса вызовов отношение правдоподобия представляется в виде

$$\frac{\max_{\lambda, \beta, t} P(\vec{t} | H_1, \lambda, \beta, t)}{\max_{\lambda} P(\vec{t} | H_0, \lambda)} \underset{H_0}{\overset{H_1}{>}} \Pi. \quad (4)$$

где

$$P(\vec{t} | H_0, \lambda) = \lambda^N e^{-\lambda T}. \quad (5)$$

$$P(\vec{t} | H_1, \lambda, \beta, t) = \lambda^{n(t)} e^{-\lambda(t)} \beta^{N-n(t)} e^{-\beta(T-t)} \quad (6)$$

– функционалы правдоподобия (условные плотности вероятности времени достижения), $n(t)$ – число заявок, поступивших в буфер до момента времени t , Π – порог, который выбирается исходя из заданной вероятности ложного обнаружения интенсивности.

После логарифмирования получаем условную плотность распределения для гипотезы H_0 [2]:

$$L_0(\vec{t} | \lambda_0) = -\lambda_0 T + N \ln \lambda_0. \quad (7)$$

Для альтернативы имеем:

$$L_1(\vec{t} | \lambda_0, \lambda) = -\lambda_0 T - \lambda T \left(\frac{T}{2} - t_0 \right) + \sum_{i=1}^n \ln(\lambda_0 + \lambda(t_i - t_0)) \quad (8)$$

Одновременное обнаружение сигналов и оценивание неизвестных параметров обеспечивается при максимизации условных плотностей (функционалов правдоподобия) по параметрам λ и λ, β, t . После этого следует сравнить их отношение с порогом Π . Необходимые оценки параметров, называемые обобщенными оценками максимального правдоподобия могут быть получены после вынесения решения в пользу одной из гипотез:

$\hat{\lambda} = \arg \max_{\lambda} P(t | H_0, \lambda)$ – в случае принятия решения в пользу гипотезы H_0 ,

$(\hat{\lambda}, \hat{\beta}, \hat{t}) = \arg \max_{\lambda, \beta, t} P(t | H_1, \lambda, \beta, t)$ – в случае принятия решения в пользу гипотезы H_1 .

Искомая оценка параметров определяются из уравнений:

$$\frac{\partial P(\vec{t} | H_0, \lambda)}{\partial \lambda} = 0. \quad (9)$$

Производная выражения (5) является оценкой максимального правдоподобия неизвестного параметра λ_0 :

$$\frac{dL_0(\vec{t} | \lambda_0)}{d\lambda_0} = -T + \frac{N}{\lambda_0}, \quad (10)$$

здесь

$$\lambda_0 = \frac{N}{T}. \quad (11)$$

Тогда

$$\hat{L}_0(\vec{t}) = -N + N \ln \frac{N}{T}. \quad (12)$$

Искомая оценка параметров для гипотезы H_1 определяются из уравнений:

$$\begin{cases} \frac{\partial P(\vec{t} | H_1, \lambda, \beta, t)}{\partial \lambda} = 0 \\ \frac{\partial P(\vec{t} | H_1, \lambda, \beta, t)}{\partial \beta} = 0 \end{cases} \quad (13)$$

При незначительном появлении нестационарности можно полагать, что динамическая составляющая интенсивности на интервале анализа $|\lambda T|/\lambda_0 \ll 1$. Необходимые оценки можно получить из выражения:

$$\begin{cases} \lambda_0 = \frac{N}{T} \\ \lambda = \frac{t_0 - T/2}{D_t} \cdot \frac{N}{T} \left(1 + \frac{T}{2} \cdot \frac{(t_0 - T/2)^2}{D_t} \right) \end{cases} \quad (14)$$

где $D_t = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (t_i - t_0)^2$ – выборочная дисперсия моментов потока на интервале анализа, T – значение параметра, определяющего момент предполагаемого скачка интенсивности.

Приближенное выражение для максимума логарифма условной плотности распределения при справедливости альтернативы H_1 с учетом выражений (8), (14) имеет вид

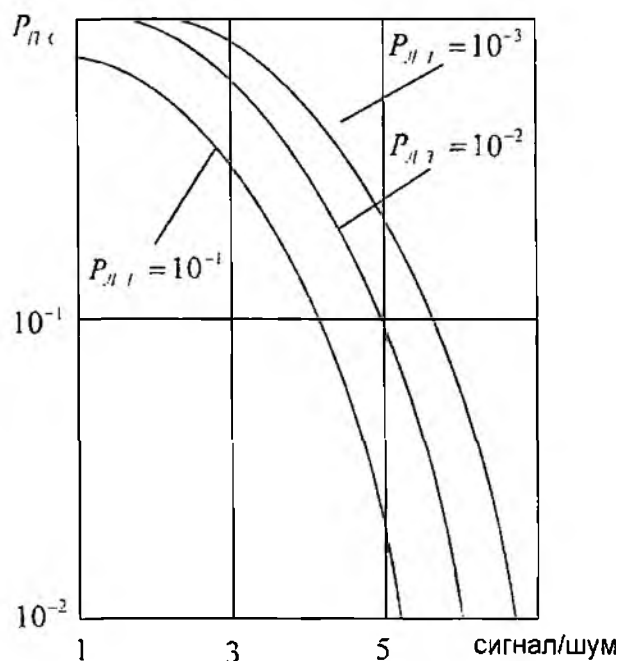
$$\hat{L}_1(\vec{t}) \approx -N + N \ln \frac{N}{T} + \frac{N}{2} \frac{(T/2 - t_0)^2}{D_t} \quad (15)$$

Таким образом, правило обнаружения изменения интенсивности потока, отвечающего выбранному критерию оптимальности, состоит в сравнении логарифма отношения правдоподобия с порогами (6) и (7):

$$\frac{\max_i P_m(\vec{t} | H_1, t)}{P_m(\vec{t} | H_0)} = L_1(\vec{t}) - L_0(\vec{t}) = \frac{\left(\frac{T}{2} - \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N t_i \right)^2}{\left(t_i - \frac{1}{N} \sum_{j=1}^N t_j \right)^2} \begin{matrix} >_{H_1} \\ <_{H_0} \end{matrix} P. \quad (16)$$

В зависимости от результатов (15) в качестве оценок неизвестных параметров интенсивности следует использовать либо (12), либо (15).

Как видно из рисунка, при увеличении отношения сигнал/шум вероятность пропуска сигнала P_{nc} уменьшается. Уменьшения вероятности ложного обнаружения P_{q1} цели достигается при увеличении порога, что в свою очередь приводит к большей вероятности пропуска цели.



Выводы

Синтезирована процедура совместного обнаружения и оценки интенсивности нестационарного потока вызовов в телекоммуникационных сетях, на основе которых могут быть построены соответствующие алгоритмы предотвращения перегрузки.

Список литературы: 1. Многоканальная электросвязь и телекоммуникационные технологии: Учебник для студентов высших учебных заведений / Под общ. ред. В.В. Поповского. Харьков: ООО «Компанія СМІТ», 2006. 592 с. 2. Шорин О.А. Оценка параметров мобильности абонентов в сотовых системах связи // Электросвязь. 2004. Вып. №11. С. 39-41. 3. Андронов А.М., Копытов Е.А. Теория вероятностей и математическая статистика: Учебник для вузов. СПб.: Питер, 2004. 461с.

Харьковский национальный
университет радиозлектроники

Поступила в редколлегию 15.04.2008

АНАЛИЗ ВЛИЯНИЯ СОТОВЫХ СИСТЕМ СВЯЗИ СТАНДАРТА GSM-1800 (DCS-1800) НА РАДИОРЕЛЕЙНЫЕ СТАНЦИИ ПРИ СОВМЕСТНОМ ИСПОЛЬЗОВАНИИ РАДИОЧАСТОТНОГО СПЕКТРА

Введение

Одной из основных проблем, сдерживающих сегодня развитие высокотехнологичных систем радиосвязи общего пользования, является недостаточность частотного ресурса, используемого без существенных ограничений на частотные, пространственные и энергетические параметры оборудования во всех рассматриваемых диапазонах, а именно: 800, 900, 1800 МГц и 2 ГГц.

Весь диапазон 1800 МГц имеет категорию СИ – совместное использование радиоэлектронных средств (РЭС) правительственного и гражданского назначения. В этом диапазоне возникают проблемы электромагнитной совместимости (ЭМС) сетей сухопутной подвижной связи с радиорелейными станциями (РРС) гражданского и военного назначения. На рис. 1 показано соответствующее распределение, охватывающее более широкую полосу 1500...1900 МГц.

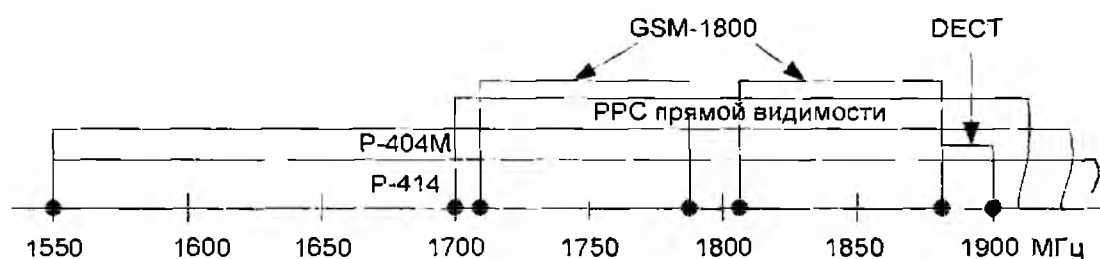


Рис. 1

Анализ загрузки полос частот 1710... 1785 МГц и 1805...1880 МГц, предназначенных для сетей подвижной связи GSM-1800, показал, что эти диапазоны наиболее загружены радиорелейными станциями прямой видимости гражданского и военного назначения как отечественного, так и зарубежного производства.

Перспективы использования данного диапазона частот существенно расширены после ВКР-2000, согласно решению которой, полоса частот 1710...1900 МГц определена в качестве полосы расширения для развития семейства систем сухопутной подвижной связи третьего поколения IMT-2000/UMTS, что требует в дальнейшем исследования возможностей совместной работы сетей второго, третьего и последующих поколений в данном диапазоне частот.

Из проведенного анализа частотных спектров можно сделать вывод, что имеется возможность успешно решить поставленную задачу с учетом конкретного месторасположения радиорелейных средств и средств сотовой связи. Рассмотрено влияние сотовых систем связи (ССС) на РРС на конкретных примерах их размещения в некоторых областях Украины.

Основная часть

Анализ влияния группировки РЭС мобильной связи на радиорелейные станции направлен на проведение практических расчетов параметров и определения условий электромагнитной совместимости, а также частотно-территориального планирования радиоэлектронных средств, определения условий необходимости проведения международной координации частотных присвоений с учетом Рекомендаций МСЭ, СЕРТ и нормативных актов Украины.

В настоящее время в эксплуатации находится большое число различных типов радиорелейных систем. Кроме того, для растущего спроса постоянно разрабатываются новые радиорелейные системы, поэтому считается [1], что использование для расчета параметров ЭМС РЭС в качестве общей модели понятие "типичной" радиорелейной системы нецелесо-

образно. Тем не менее, в Рекомендации МСЭ-Р [1] показаны выборочные примеры характеристик некоторых систем фиксированной службы, используемых в настоящее время в отдельных полосах частот.

В Рекомендации МСЭ-Р F.758 [1] и Справочнике МСЭ-Р по управлению спектром [2] приводится полный перечень технических данных, которые необходимо использовать для расчета параметров ЭМС РЭС.

В рассматриваемом диапазоне частот работают радиорелейные станции разных типов, такие как: Р-414, Р-404, RL-60/120/2G, Р-60/120, КУРС-2М, КУРС-2М2, НГ-2, DR-240-1800 и «Пихта-2». Широко распространенными среди них являются радиорелейные станции Р-414 и Р-404, которые в настоящее время находятся на балансе Вооруженных Сил Украины. Тактико-технические характеристики указанных радиорелейных станций, влияющие на условия электромагнитной совместимости, приведены в [3].

Одна из особенностей формирования сигналов в стандарте DCS-1800 (GSM-1800) – использование медленных прыжков по частоте (SFH – slow frequency hopping) в процессе сеанса связи. Главное назначение таких прыжков – обеспечение частотного разнеса в радиоканалах, которые функционируют в условиях многолучевого распространения радиоволн. Использование SFH повышает эффективность кодировки при медленном движении абонентных станций. Принцип формирования медленных прыжков по частотам заключается в том, что сообщение, переданное в выделенном абоненту часовом интервале TDMA – кадра (577 мкс), в каждом следующем кадре передается (принимается) на новой фиксированной частоте. В соответствии со структурой кадров время для перестройки частоты составляет около 1 мс.

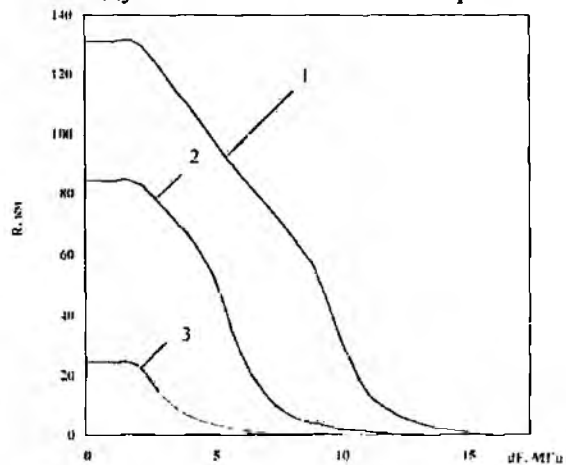
В процессе прыжков по частоте постоянно сохраняется дуплексный разнос 95 МГц между каналами приема и передачи.

Диапазон рабочих частот ($f_{\text{ПРД}}/f_{\text{ПРМ}}$) группировки ССС с групповым использованием каналов DCS-1800 находится в пределах 1717.0 – 1857.8 МГц [4].

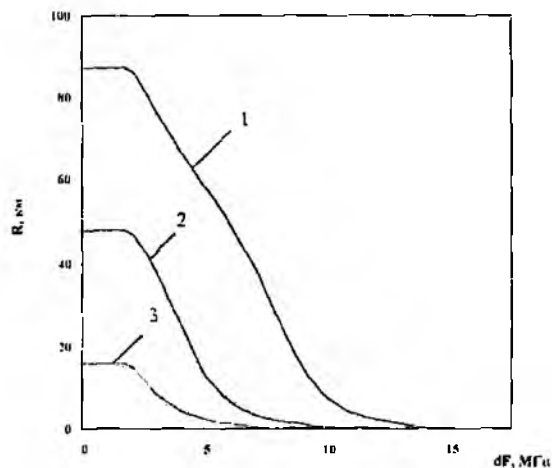
Максимальная мощность передатчика БС – 46 дБм, ширина частотного канала – 200 кГц (на канал), максимальный коэффициент усиления секторной антенны 21 дБ [5].

При проведении анализа ЭМС допускалось, что уровень помех не более 1 % времени может превышать максимально допустимое значение, что удовлетворяет требованиям ЭМС, распространение радиоволн осуществляется над равнинной местностью в летние месяцы.

Рассчитанные зависимости величин территориального разнеса от частотной расстройки приведены на рис. 2 – 5. При этом использовались следующие обозначения: R – расстояние по поверхности Земли между источником помех и приемной станцией, км; dF – разнос по частоте между источником помех и приемной станцией, МГц.



а



б

Рис. 2

Влияние базовых станций стандарта DCS-1800 (GSM-1800) на приемник радиорелейной станции Р-404 показано на рис. 2. При этом антенное устройство РРС находится на высоте $H=30$ м (рис.2, а) и $H=12$ м (рис.2, б).

На данных рисунках приведены кривые для различных лепестков диаграммы направленности антенны РРС: кривая 1 – главный лепесток ДН РРС направлен на группировку ССС; кривая 2 – боковой лепесток ДН РРС направлен на группировку ССС; кривая 3 – задний лепесток ДН РРС направлен на группировку ССС.

Влияние мобильных станций стандарта DCS-1800 (GSM-1800) на приемник радиорелейной станции Р-404 показано на рис. 3. При этом антенное устройство РРС находится на высоте $H=30$ м (рис. 3, а) и $H=12$ м (рис. 3, б).

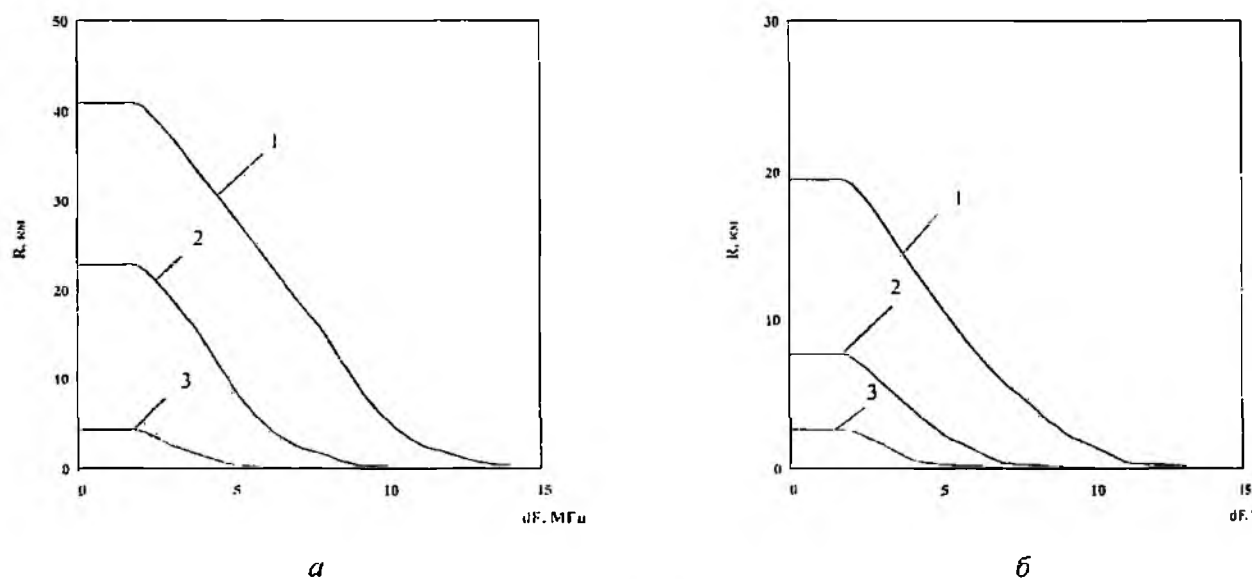


Рис. 3

Влияние базовых станций стандарта DCS-1800 (GSM-1800) на приемник радиорелейной станции Р-414 показано на рис. 4. При этом антенное устройство РРС находится на высоте $H=30$ м (рис.4, а) и $H=12$ м (рис.4, б).

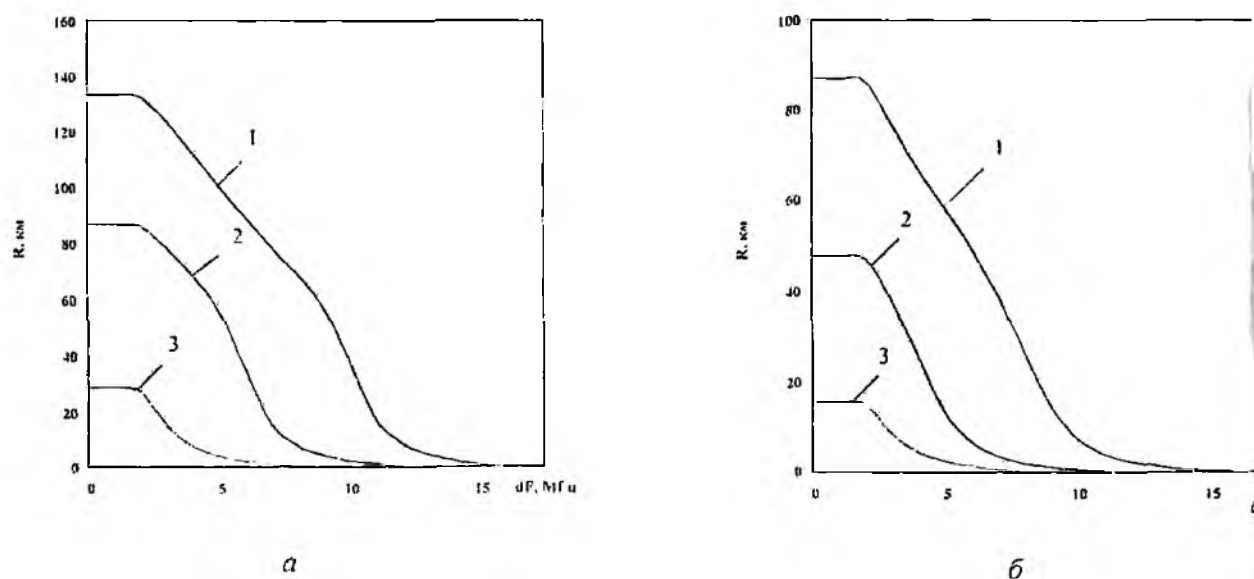


Рис. 4

Влияние мобильных станций стандарта DCS-1800 (GSM-1800) на приемник радиорелейной станции Р-414 показано на рис. 5. При этом антенное устройство РРС находится на высоте $H=30$ м (рис. 5, а) и $H=12$ м (рис. 5, б).

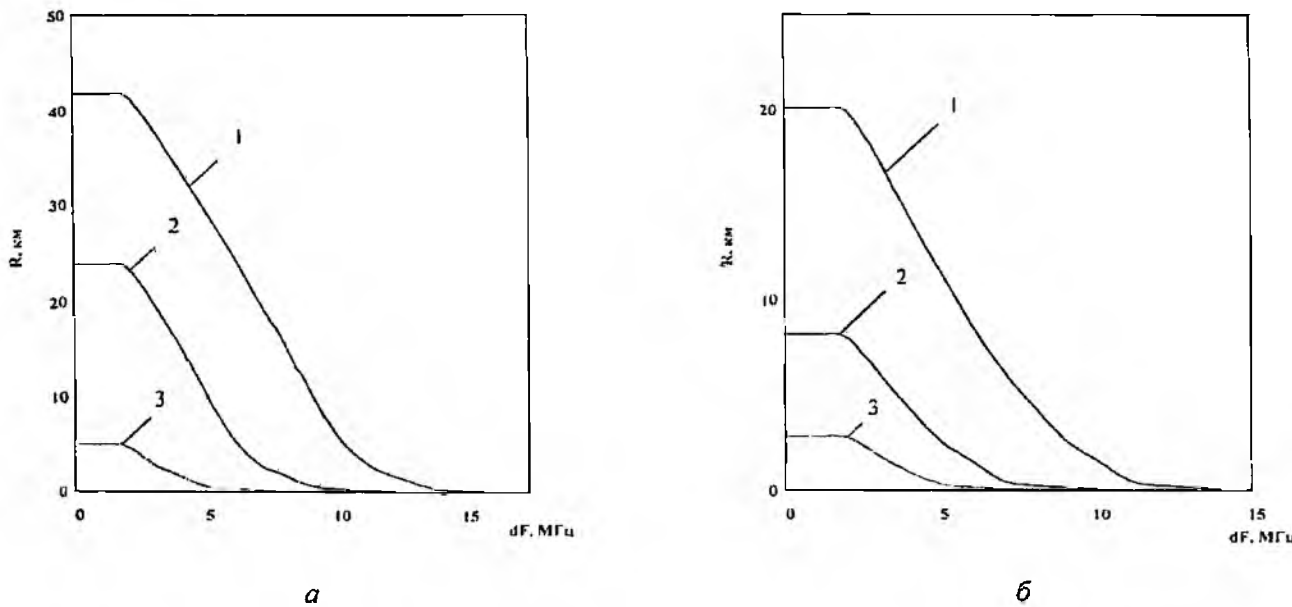


Рис. 5

Анализ показывает, что при эксплуатации сети подвижной сотовой связи стандарта DCS-1800 в режиме с групповым использованием каналов в исследуемых областях Украины, излучения определенных базовых станций в некоторых полосах частот, могут оказывать влияние. Таким образом, влияние группировки БС существенно на следующих частотах: 1846,2-1850,0 МГц; 1828,2-1836,6 МГц; 1836,6-1839,2 МГц; 1839,2 МГц; 1845,4-1850,0 МГц. На частотах 1822,0-1832,2 МГц; 1825,2-1828,0 МГц; 1825,2-1832,4 МГц; 1834,2-1839,2 МГц; 1836,8-1839,0 МГц; 1845,4-1846,0 МГц; 1845,4-1846,4 МГц; 1856,2-1857,8 МГц влияние отсутствует.

Из сказанного следует, что работа базовых станций группировки РЭС стандарта DCS-1800 в режиме с групповым использованием каналов (полос радиочастот) и РРС может нарушить условия ЭМС и привести к помеховой обстановке.

Заключение

1. Одной из основных проблем, сдерживающих сегодня развитие высокотехнологичных систем радиосвязи общего пользования, является недостаточность частотного ресурса, используемого без существенных ограничений на частотные, пространственные и энергетические параметры оборудования во всех рассматриваемых диапазонах, а именно: 800, 900, 1800 МГц и 2 ГГц. Весь диапазон 1800 МГц имеет категорию СИ РЭС правительственного и гражданского назначения. В этом диапазоне возникают проблемы ЭМС сетей сухопутной подвижной связи с РРС гражданского и военного назначения.

2. Проанализировано влияние сети подвижной сотовой связи стандарта DCS-1800 на РРС военного назначения по следующим сценариям возникновения помех: помехи от БС DCS в направлении приемников РРС Р-404, Р-414; помехи от МС DCS в направлении приемников РРС Р-404.

3. Произведена проверка ЭМС указанных выше радиосредств для трех вариантов взаимной ориентации их антенн: а) главный лепесток ДНА РРС направлен на группировку ССС; б) боковой лепесток ДНА РРС направлен на группировку ССС; в) задний лепесток ДН РРС направлен на группировку ССС.

4. Из проведенного анализа частотных спектров можно сказать, что имеется возможность успешно решить поставленную задачу с учетом конкретного месторасположения ра-

диорелейных средств и средств сотовой связи. Анализ влияния группировки РЭС мобильной связи на радиорелейные станции направлен на проведение практических расчетов параметров и определения условий электромагнитной совместимости, а также частотно-территориального планирования радиоэлектронных средств, определения условий необходимости проведения международной координации частотных присвоений с учетом Рекомендаций МСЭ, СЕРТ и нормативных актов Украины.

5. Проведенный анализ показал, что при эксплуатации сети подвижной сотовой связи стандарта DCS-1800 в режиме с групповым использованием в некоторых областях Украины излучения определенных базовых станций в некоторых полосах частот, предназначенных для работы РРС, могут оказывать существенное влияние. Анализ ЭМС между группировкой РЭС стандарта DCS-1800 и РРС также показал, что работа базовых станций в режиме с групповым использованием каналов может нарушить условия ЭМС и привести к помеховой обстановке.

Список литературы: 1. *Рекомендация МСЭ-Р F.758*. Принципы разработки критериев совместного использования частот наземной фиксированной службой и другими службами. (Вопрос 127/9 МСЭ-Р). 2. *Handbook of Spectrum Management and Computer aided Technique*, 1983, Revised 1986, Geneva. 3. *Системи передавання радіорелейні прямої видимості. Терміни та визначення*. ДСТУ 3936-99. Київ. Держстандарт України. 1999. 20 с. 4. *Дослідження умов та можливостей експлуатації базових станцій рухомого стільникового зв'язку стандартів DCS-1800 з використанням груп каналів (смуг радіочастот)*: Звіт про НДР „Смуга-Центр” (16 етап) / Громадська організація “Центр сприяння розвитку новітніх телекомунікаційних технологій НЦЗІ ЗСУ”. Харків, 2006. 101 с. 5. *Баскаков В.В* и др. Результаты экспериментальных исследований по определению защитных отношений для РЭС воздушной радионавигации при воздействии помех от передатчиков СПР стандарта GSM // *Электро-связь*. 1993. № 8.

*Харьковский национальный
университет радиоэлектроники*

Поступила в редколлегию 16.05.2008

ДЕТЕКТИРОВАНИЕ ГРАНИЦ НА ЦИФРОВЫХ ИЗОБРАЖЕНИЯХ С ПОМОЩЬЮ НЕПАРАМЕТРИЧЕСКИХ МЕТОДОВ

Введение

Детектирование границ на изображениях представляет собой элементарную операцию, которая используется во многих задачах обработки изображений [1, 2]. Так, например, детектирование границ используется при распознавании изображенных объектов по форме их контуров [3], при классификации изображений [4, 5], индексировании их в базах данных [5], при локально-адаптивной фильтрации [6, 7].

Границами, яркостными или текстурными, называют линии разделяющие области изображения, различающиеся соответственно по яркости, или по текстуре [4]. Детектирование границ основывается на сравнении с порогом некоторого критерия, локально реагирующего на перепады яркости или изменения структуры текстуры: при превышении критерием порога принимается решение о наличии в данной области изображения границы, в противном случае – о ее отсутствии.

Детектирование границ усложняет то, что получаемые изображения зашумлены разного рода помехами. В зависимости от способа формирования изображения помеха может быть аддитивной, мультипликативной, импульсной или их комбинацией [4]. Тип, закон распределения и параметры помех, присутствующих на изображении, должны учитываться при детектировании, однако они могут быть неизвестными априори. Установление типа и характеристик помехи представляет собой сложную, трудоемкую задачу, решить которую корректно не всегда удается.

Порог, используемый в детекторе для принятия решения о присутствии границы, существенно влияет на количественные характеристики работы детектора. Например, часто требуется выбрать порог, обеспечивающий заданную вероятность ложной тревоги детектирования. Однако выбор порогового значения представляет собой не простую задачу, так как необходимо учитывать статистику помехи и самого изображения, а также структуру детектора. Для детекторов Собеля и Кенни разработаны и теоретически обоснованы методы выбора порогов [4], но только для случая воздействия аддитивного пространственно-некоррелированного гауссова шума. Для других детекторов порог выбирается эмпирически, что усложняет их использование и может приводить к ухудшению качества работы [4, 8].

Детекторы Собеля, Кенни, Превитта, Робертса и ряд других предназначены для работы с яркостными границами и, следовательно, некорректно работают на текстурных участках изображения. Желательно, чтобы детектор границ реагировал как на яркостные, так и на более сложные текстурные границы.

Таким образом, существует необходимость в разработке детектора как для яркостных, так и текстурных границ, способного работать в присутствии помех, с заранее неизвестными характеристиками, и для которого возможно теоретически обосновать выбор порогового значения. В данной работе предлагается решение описанных проблем с использованием непараметрического подхода.

Постановка задачи

Предлагаемый метод детектирования границ предназначен для работы с одноканальными цифровыми изображениями. Изображение представим в прямоугольной системе координат, показанной на рис. 1, а. Будем обозначать яркость пикселя изображения с координатами (i, j) через $E(i, j)$, где $i = 1, 2, \dots, M$; $j = 1, 2, \dots, N$, $M \times N$ – размер изображения.

Детектирование границ ведется локально в скользящем окне размером $(2 \cdot W + 1) \times (2 \cdot W' + 1)$, с центром в пикселе (i, j) . Введем локальную декартову систему координат XOY в скользящем

окне с началом, совпадающим с центром скользящего окна (рис. 1, б). Результатом локальной обработки является ответ на вопрос: проходит ли граница через центр скользящего окна и если да, то под каким углом? Для ответа на этот вопрос мы изначально предполагаем, что через центр скользящего окна проходит граница, в процессе детектирования это предположение либо подтверждается, либо отвергается. Будем считать, что в пределах скользящего окна граница является прямой линией, разделяющей две области изображения с различными одномерными ПРВ. Для яркостных границ различаться будут математические ожидания, для текстурных границ – также дисперсии и моменты высшего порядка. Граница проходит через начало системы координат ХОУ и характеризуется углом наклона α_0 .

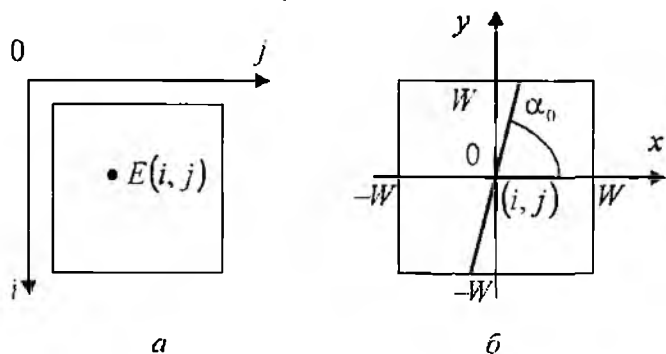


Рис. 1

В данной работе детектирование границ предлагается осуществлять путем сравнения с порогом критерия, реагирующего на различия между двумя одномерными ПРВ фрагментов изображения, лежащих по разные стороны от границы. Выбранный критерий должен быть достаточно универсальным, чтобы учитывать как яркостные, так и текстурные границы, а также присутствие помех с заранее неизвестными характеристиками. В качестве такого критерия выбрана непараметрическая статистика Колмогорова, которая позволяет определить любые различия распределений, в том числе различия в среднем значении, рассеянии, асимметрии и эксцессе [9]. Кроме того, существование известной функции распределения статистики Колмогорова позволяет синтезировать метод выбора порогового значения по заранее заданной вероятности ложного срабатывания детектора.

В данной статье ставятся следующие задачи. Учитывая введенные свойства изображений и границ, требуется, во-первых, разработать алгоритм совместного детектирования границ и оценивания их ориентации; во-вторых, определить пороговое значение критерия, обеспечивающего заданную вероятность ложной тревоги детектора.

Общие сведения о непараметрической статистике Колмогорова

Непараметрический подход основывается на том, что приближенно функцию распределения находят непосредственно по выборке X и дальнейшая работа ведется не с аналитической, а с эмпирической функцией распределения $F_n(x)$, построенной по выборке X размером n . На практике эмпирические функции распределения являются дискретными, и для выборки X с упорядоченными по возрастанию элементами $x_1, x_2, \dots, x_m, \dots, x_n$ будут равны $F_n(x_m) = m/n$.

В нашем случае по двум наборам данных E_A и E_B размером $n1$ и $n2$ строятся функции распределения $F_{n1}'(x)$ и $F_{n2}''(x)$. В качестве меры различия двух эмпирических функций распределения в алгоритме детектирования границ будем использовать двухвыборочную статистику Колмогорова [9]:

$$D_n(E_A, E_B) = \sup_x |F_{n1}'(x) - F_{n2}''(x)|, \quad (1)$$

где $n = \frac{n1 \cdot n2}{n1 + n2}$. Предельный закон распределения случайной величины $s = \sqrt{n}D_n$ известен и не зависит от самих функций распределения $F'_{n1}(x)$ и $F''_{n2}(x)$ [9]. Функция распределения для этого предельного закона, при верности гипотезы о совпадении $F'_{n1}(x)$ и $F''_{n2}(x)$, т. е. при нулевой гипотезе, имеет вид

$$K(s) = \sum_{k=-\infty}^{\infty} (-1)^k e^{-2k^2 s^2}. \quad (2)$$

Такое распределение верно для одномерного случая, в многомерном случае распределение статистики D_n зависит от самой функции распределения [10]. Поэтому в алгоритме детектирования границ ограничимся различением областей по разные стороны от границы по их одномерным функциям распределения.

В выражении (1) использованы непрерывные функции распределения, но для вычисления статистики Колмогорова по выборкам данных ограниченного размера необходимо перейти к дискретным функциям распределения:

$$D_n(E_A, E_B) = \max_{1 \leq m \leq n1 + n2} \left\{ |F'_{n1}(x_m) - F''_{n2}(x_m)| \right\}. \quad (3)$$

Здесь через $x_1, x_2, \dots, x_m, \dots, x_{n1+n2}$ обозначены элементы обеих выборок, упорядоченные по возрастанию [11].

Установлено, что для приведенной статистики существует модифицированная форма, закон распределения которой почти не зависит от размера выборок [11]. Такая модифицированная форма выглядит следующим образом:

$$D_n \cdot \left(\sqrt{n} + 0.12 + \frac{0.11}{\sqrt{n}} \right). \quad (4)$$

В предлагаемом алгоритме детектирования границ будем применять статистику (3) с использованием модифицированной формы (4) для сравнения двух выборок.

Алгоритм непараметрического детектирования границ

Предположим, что через центр скользящего окна с координатами центрального пикселя (i_0, j_0) проходит граница под неизвестным заранее углом α_0 , $-\frac{\pi}{2} < \alpha_0 \leq \frac{\pi}{2}$, (рис. 2.). Требуется подтвердить или опровергнуть это предположение и одновременно оценить α_0 .

Для этого рассмотрим границу, также проходящую через центр скользящего окна, но под углом α . В локальной системе координат XOY эта граница описывается уравнением

$$y \cdot \cos \alpha = x \cdot \sin \alpha, \quad (5)$$

где $x, y \in (-W; W)$. Пиксели, принадлежащие скользящему окну, этой границей разделяются на две выборки:

$$E_A = \{E(i, j) | y \cdot \cos \alpha < x \cdot \sin \alpha, x = j - i_0, y = i_0 - i\}, \quad (6)$$

$$E_B = \{E(i, j) | y \cdot \cos \alpha \geq x \cdot \sin \alpha, x = j - i_0, y = i_0 - i\} \quad (7)$$

размером n_1 и n_2 ($n_1 + n_2 = (2 \cdot W + 1)^2$) соответственно.

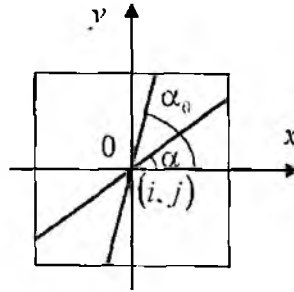


Рис. 2

Мерой статистического различия E_A и E_B будет служить двухвыборочная статистика Колмогорова $s(i_0, j_0, \alpha) = (\sqrt{n} + 0.12 + 0.11/\sqrt{n}) \cdot D_r(E_A, E_B)$, которая является функцией угла α . Функция $s(i_0, j_0, \alpha)$ будет принимать максимальные значения, когда угол α близок к углу наклона α_0 реальной границы (см. рис. 2). В этом случае различие между двумя фрагментами скользящего окна, находящимися по разные стороны от предполагаемой границы, будет наибольшим. Если же предполагаемая граница примет положение, перпендикулярное реальной границе, то статистика $s(i_0, j_0, \alpha)$ будет принимать минимальные значения.

Тогда, находя максимум функции $s(i_0, j_0, \alpha)$ по параметру α , сможем оценить угол наклона $\hat{\alpha}_0$ реальной границы:

$$\hat{\alpha}_0(i_0, j_0) = \arg \max_{\alpha} s(i_0, j_0, \alpha). \quad (8)$$

Максимальное значение статистики $s^{\max}(i_0, j_0) = s(i_0, j_0, \hat{\alpha}_0)$ представляют собой меру различия двух областей, разделенных найденной границей. Таким образом, в результате обработки скользящим окном для каждого пикселя (i_0, j_0) исходного изображения оценивается угол наклона ближайшей границы $\hat{\alpha}_0(i_0, j_0)$ и определяется критерий $s^{\max}(i_0, j_0)$.

Из-за дискретного представления обрабатываемых изображений угол α также следует изменять дискретно. Поэтому будем определять конечное число статистик $s(i_0, j_0, \alpha)$ для дискретных значений угла $\alpha = \alpha_l = l \cdot \Delta\alpha - \pi/2$, где, $l = 0, 1, \dots, L_\alpha$, $\Delta\alpha = \pi / L_\alpha$. При выборе шага угла наклона $\Delta\alpha$ необходимо учитывать, что его увеличение приводит к увеличению быстродействия алгоритма, за счет снижения точности оценки $\hat{\alpha}_0$. В дискретном виде алгоритм оценивания $\hat{\alpha}_0$ будет выглядеть следующим образом:

$$\hat{\alpha}_0(i_0, j_0) = \arg \max_l s(i_0, j_0, \alpha_l); \quad l = 0, 1, \dots, L_\alpha \quad (9)$$

Величина $s^{\max}(i_0, j_0)$ является критерием, по которому принимается решение о присутствии или отсутствии границы в текущем скользящем окне. Для детектирования границ величины $s^{\max}(i_0, j_0)$ сравниваются с некоторым порогом $s_t^{\max}$, превышение которого означает присутствие границы.

Рассмотрим теперь случай, когда реальная граница попадает в пределы скользящего окна, но не проходит через его центр. При этом работоспособность предложенного алгоритма сохранится, но с увеличением расстояния от границы до центра скользящего окна, $s^{\max}(i_0, j_0)$ будет уменьшаться, также будет уменьшаться качество оценки $\hat{\alpha}_0$. Это связано с тем, что различие между двумя половинами скользящего окна будет уменьшаться, если граница удаляется от центра окна.

В результате возможно нежелательное срабатывание предложенного детектора в пикселях, расположенных близко от границы (на расстоянии меньшем половины размера скользящего окна W).

Чтобы не допустить такой ситуации, было решено использовать уточнение границ по алгоритму подавления в точках отсутствия максимума (Non-maximum Suppression algorithm), который осуществляет поиск локального максимума в направлении, перпендикулярном границе [5]. Такой алгоритм уточнения границ используется, например, совместно с известным детектором границ Кенни (Canny) [12].

Алгоритм уточнения границ и состоит в следующем. Для каждого текущего пикселя (i_0, j_0) исследуются те соседние пиксели, которые расположены на прямой, перпендикулярной оцененной границе $\hat{\alpha}_0(i_0, j_0)$. Если для этих соседних пикселей значение $s^{\max}(i_0, j_0)$ больше, чем для текущего пикселя, то последний маркируется как не принадлежащий к границе.

После уточнения границ проводим пороговую обработку. Для этого устанавливаем пороговое значение $s_i^{\max}$ для величины $s^{\max}(i_0, j_0)$. Порог $s_i^{\max}$ будем выбирать исходя из заданной величины вероятности ложной тревоги P_F . Для этого необходимо знать функцию распределения $K_{s^{\max}}(s^{\max})$ случайной величины $s^{\max}(i_0, j_0)$ при нулевой гипотезе об отсутствии границы в данном пикселе. Тогда порог $s_i^{\max}$ определяется из уравнения

$$P\{s^{\max}(i_0, j_0) > s_i^{\max}\} = 1 - K_{s^{\max}}(s_i^{\max}) = P_F. \quad (10)$$

Рассмотрим, каким образом можно определить распределение критерия $K_{s^{\max}}(s^{\max})$. Как видно из (9), $s^{\max}(i_0, j_0)$ представляет собой максимум непараметрической статистики $s(i_0, j_0, \alpha_i)$. Функция распределения $K(s)$ статистики $s(i_0, j_0, \alpha_i)$ при нулевой гипотезе известна и не зависит от размеров выборки, угла α и закона распределения изображения. Из статистической теории известно, что функция распределения $K_{s^{\max}}(s)$ случайной величины, которая получена взятием максимального значения из совокупности k независимых и одинаково распределенных (с функцией распределения $K(s)$) случайных величин, будет вычисляться по формуле

$$K_{s^{\max}}(s) = [K(s)]^k. \quad (11)$$

В нашем случае значения $s(i_0, j_0, \alpha_i)$, из которых выбирается максимум, строго говоря, не являются независимыми случайными величинами, так как статистики $s(i_0, j_0, \alpha_i)$ вычисляются по выборкам, которые частично перекрываются. Но мы будем искать функцию $K_{s^{\max}}(s)$ в виде (11), подбирая соответствующим образом параметр k , считая, что размер скользящего окна $(2 \cdot W + 1)$ и шаг дискретизации угла наклона $\Delta\alpha$ заданы заранее и неизменны. Параметр k в этом случае представляет собой количество эквивалентных независимых элементов выборки.

Для расчета k будем пользоваться следующей методикой. Сначала формируем изображение из пикселей, яркость которых случайно распределена по известному закону $K_I(E)$. Затем детектируем границы описанным алгоритмом, вычисляя при этом эмпирическую функцию распределения $K_{s^{\max}}^{\text{эм}}(s)$ случайной величины $s^{\max}(i_0, j_0)$. После этого эмпирическая функция распределения сравнивается с теоретической $K_{s^{\max}}(s, k)$ посредством модифицированной формы статистики Колмогорова:

$$\tilde{s}(k) = (\sqrt{n} + 0.12 + 0.11/\sqrt{n}) \cdot \tilde{D}(k) \quad (12)$$

$$\tilde{D}(k) = \sup_s |K_{s, \max}^{\mathcal{D}}(s) - K_{s, \max}(s, k)|.$$

Эмпирическая функция распределения $K_{s, \max}^{\mathcal{D}}(s)$ будет зависеть от размера скользящего окна W и шага дискретизации угла наклона границы $\Delta\alpha$. А теоретическая функция распределения (11) будет зависеть от параметра k . При соответствующих значениях k величина $\tilde{s}(k)$ будет принимать минимальные значения. Следовательно, при заданных значениях W и $\Delta\alpha$ мы можем найти количество эквивалентных независимых компонент путем нахождения минимума функции $\tilde{s}(k)$ по параметру k :

$$k = \arg \min_k \{\tilde{s}(k)\} \quad (13)$$

Необходимо лишь проверить, что найденный параметр k меняется незначительно при изменении закона распределения $K_r(E)$.

Было проведено экспериментальное исследование для случаев экспоненциального, нормального и равномерного законов распределения. Оказалось, что зависимости $\tilde{s}(k)$ для экспоненциального и равномерного закона практически совпадают, поэтому далее результаты для равномерного закона опущены.

Для шага дискретизации угла $\Delta\alpha = \pi/25$, для размера окна $(2 \cdot W + 1) = 9$ графики зависимости $\tilde{s}(k)$ приведены на рис. 3. Величина критерия $\tilde{s}(k) = 1.5$ соответствует уровню значимости 0.0222. Как видно из рисунка, эмпирическая функция распределения $K_{s, \max}^{\mathcal{D}}(s)$ наиболее близка к теоретической при $k = 7$ в точке минимума зависимости $\tilde{s}(k)$. Экспериментальный и теоретический законы можно считать совпадающими при заданном уровне значимости.

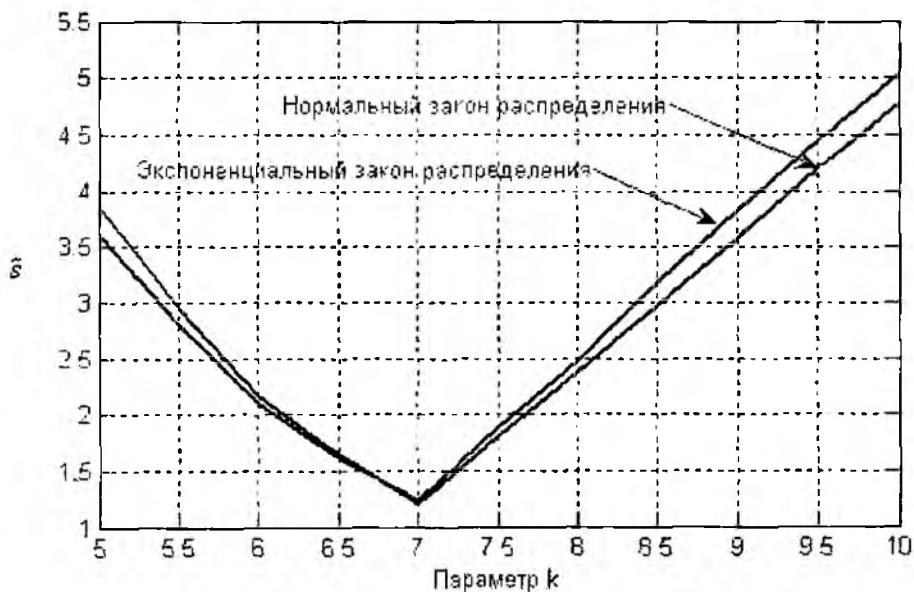


Рис. 3

Зная количество эквивалентных независимых компонент k , можем по заданной вероятности детектирования ложных границ P_F определить величину порога $s_i^{\max}$ из уравнения (10):

$$P_i(s_i^{\max}) = 1 - K_{s, \max}(s_i^{\max}) = 1 - [K_s(s_i^{\max})]^7. \quad (14)$$

График зависимости $P_F(s_i^{\max})$ от $s_i^{\max}$ при $k = 7$ приведен на рис. 4.



Рис. 4

Экспериментальный анализ качества работы непараметрического алгоритма детектирования границ

Предложенный алгоритм детектирования границ на цифровых изображениях реализован в математической среде программирования MATLAB 7.0. В алгоритме для различных размеров окон мы использовали шаг дискретизации угла наклона границ равный $\pi/25$. Примеры работы этого алгоритма приведены на рис. 5. К изображению реки (рис. 5, а – посередине), городской застройки (слева) и полей (справа) применяется локальная обработка с помощью скользящего окна размером 25×25 пикселей. В результате такой обработки получаем значения критерия для каждого пикселя (рис. 5, б, изменение яркости от черного до белого соответствует изменению значений критерия $s^{\max}$ от 0 до 6). Результат утончения и сравнения с порогом приведен на рис. 5, в (белым цветом обозначены пиксели, в которых обнаружены границы). Результат утончения и пороговой обработки границ ($s_i^{\max} = 3.92$; $P_F = 10^{-13}$).

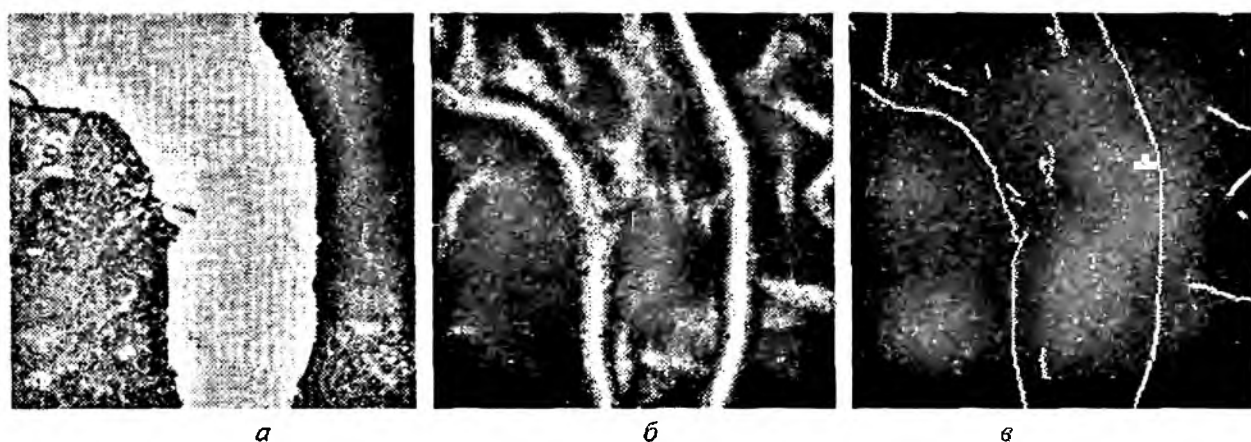


Рис. 5

Экспериментальные исследования предложенного метода детектирования показали, что алгоритм обнаруживает линейные участки границ, соизмеримые с размером скользящего окна. Участки границ с высокой кривизной по сравнению с размером окна данный детектор не обнаруживает, и, как следствие, границы могут иметь разрывы на этих участках (см. рис. 6, в). Такое поведение детектора обусловлено принятой моделью границ. Этот недостаток можно устранить введением более сложной модели, описывающей не только линейные, но и криволинейные, а также угловые участки границ.

Сравним результаты детектирования различных детекторов границ. Для сравнения возьмем алгоритмы детектирования Кенни и Собеля, которые поставляются в стандартном

пакете MATLAB 7.0. Результаты детектирования для исходного изображения, приведенного на рис. 5, *а*, показаны на рис. 6: *а* – Кенни; *б* – Собеля; *в* – предложенный детектор ($W=4$; $\Delta\alpha = \pi/25$; $s_i^{\max} = 3.92$; $P_F = 10^{-13}$). На иллюстрациях видно, что детекторы Кенни и Собеля реагируют на малоразмерные детали изображения (слева внизу), которые в данном случае можно рассматривать как текстурные элементы. Такая реакция этих детекторов затрудняет детектирование яркостных границ. Следовательно, их использование для изображений с ярко выраженной текстурой нежелательно. Предлагаемый нами детектор на малоразмерные детали реагирует незначительно.

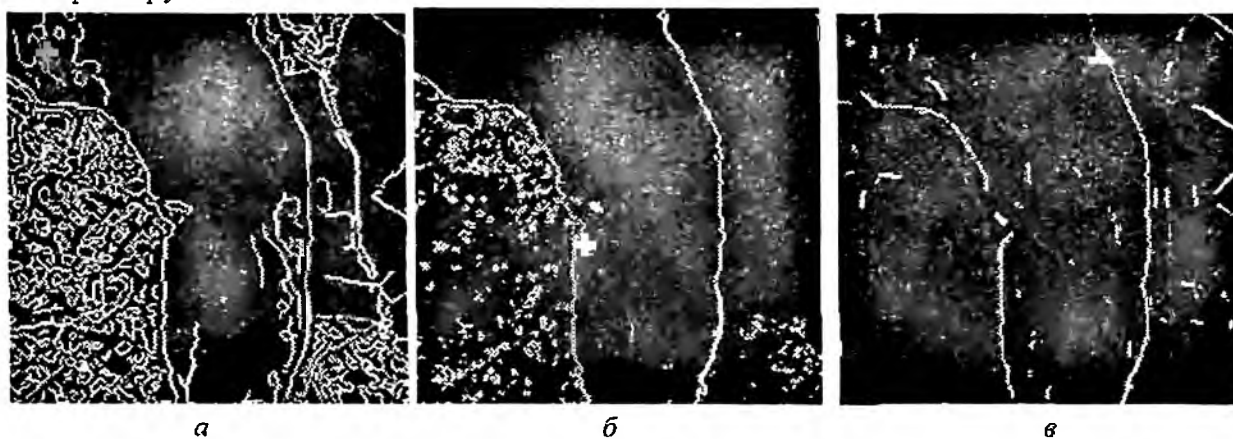


Рис. 6

Интересной особенностью разработанного детектора является то, что на статистически однородных участках изображения детектор дает одинаковое количество ложных срабатываний. В то время как другие детекторы дают больше ложных срабатываний на областях изображения, где дисперсия значений пикселей больше. Проиллюстрируем это на примере специально синтезированного изображения, состоящего из двух статистически однородных частей, но с разными математическими ожиданиями и разными дисперсиями (см. рис. 7: *а* – исходное искусственное изображение; *б* – результат работы детектора Кенни; *в* – Собеля; *г* – детектора, использующего непараметрический подход ($W=4$; $s_i^{\max} = 2$)).

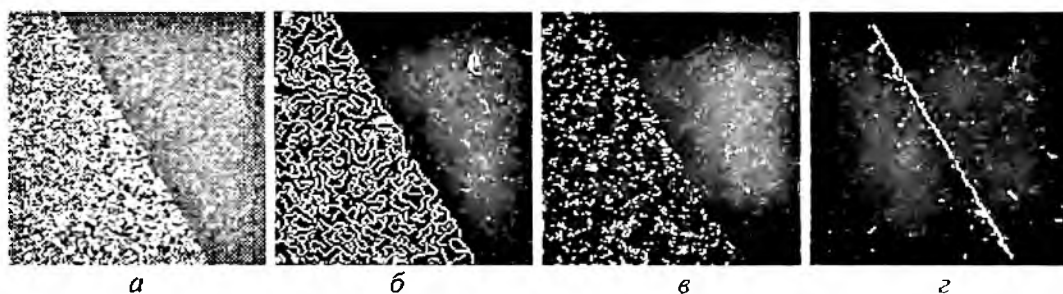


Рис. 7

На рис. 8 приведено сравнение работы предложенного детектора с детектором Кенни в условиях различных помех. Были рассмотрены: аддитивный нормальный шум с нулевым средним $m_a = 0$ и среднеквадратичным отклонением равным $\sigma_a = 100$ (рис. 8, *а* – исходное изображение с аддитивным шумом, рис. 8, *г*, *ж* – результаты его обработки); мультипликативный нормальный шум с единичным средним $m_m = 1$ и среднеквадратичным отклонением равным $\sigma_m = 0.4$ (рис. 8, *б* – исходное изображение с мультипликативным шумом, рис. 8, *д*, *з* – результаты его обработки); помеха, распределенная по закону Пуассона (рис. 8, *в*, *е*, *и*). Помеха на изображении влияет на статистические характеристики различных участков изображения. Это приводит к тому, что детектор Кенни для разных помеховых ситуаций дает разное количество ложных срабатываний. Но для детектора, основанного на непараметриче-

ском подходе, помехи сказываются на количестве ложных срабатываний незначительно. Можно сказать, что непараметрический детектор способен приспосабливаться к помехе.

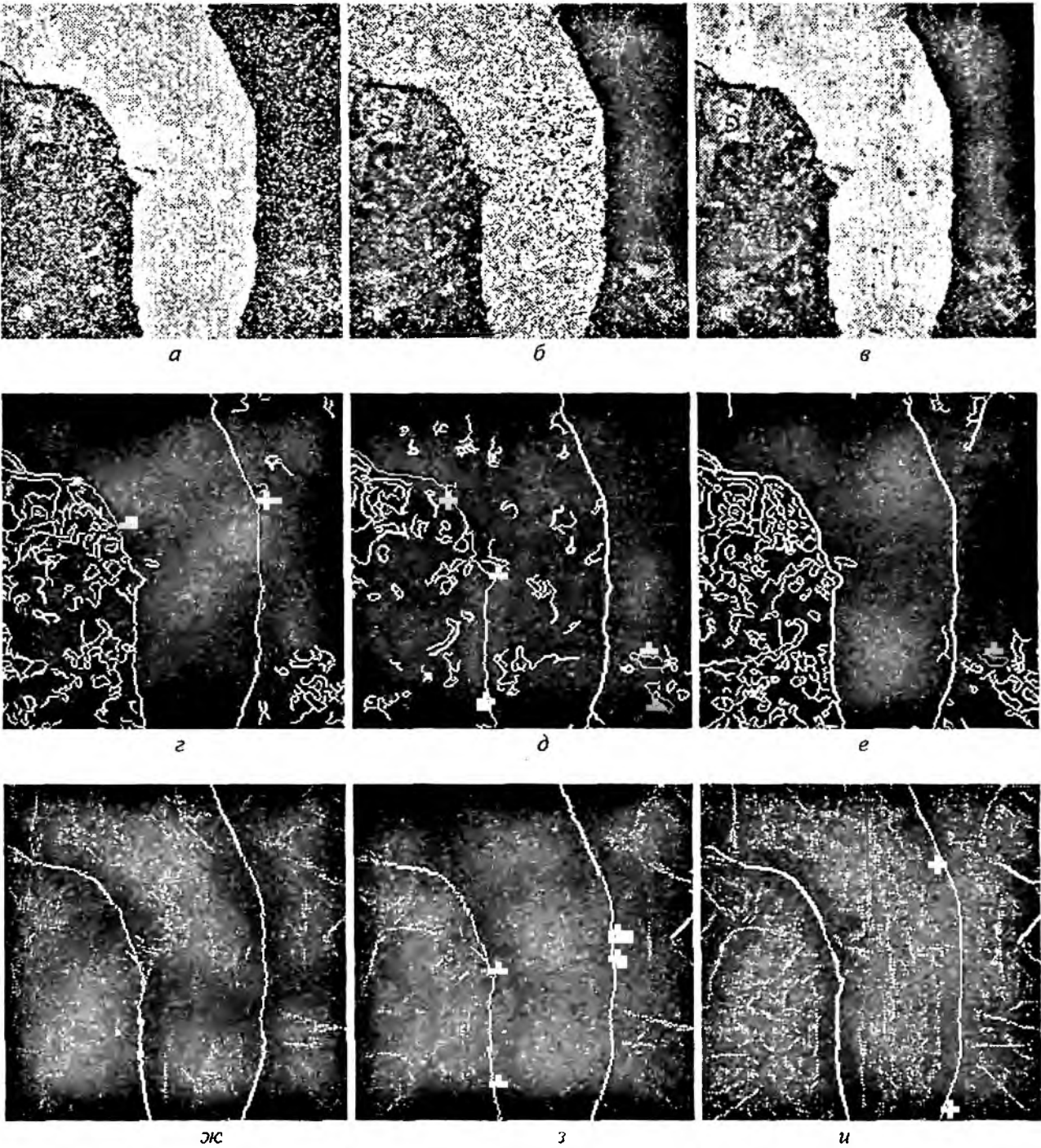


Рис. 8

Выводы

Предложен новый метод детектирования границ, основанный на непараметрических методах математической статистики. Использование непараметрических методов позволило создать алгоритм детектирования, чувствительный как к яркостным, так и текстурным границам, различающимся по одномерной плотности распределения вероятности.

Он способен работать в присутствии помех различного типа (аддитивная, мультипликативная или пуассоновская помеха), закон распределения и интенсивность которых заранее

неизвестны. Благодаря этому предложенный метод детектирования носит универсальный характер и может применяться в различных прикладных задачах.

Для полученного алгоритма детектирования разработана методика выбора порогового значения по заранее заданной вероятности ложного срабатывания детектора. Это обеспечивает одинаковое качество работы предложенного детектора в различных условиях применения и значительно упрощает работу с ним.

Проведено экспериментальное исследование предложенного детектора как на синтезированном, так и на реальном тестовых изображениях, которое показало более высокую эффективность алгоритма по сравнению с известными детекторами Собеля и Кенни. Однако предложенный детектор несколько ограничен в детектировании нелинейных участков границ.

Проведенное исследование позволяет заключить, что предложенный детектор может быть применен в ситуациях, когда параметры помехи на изображении неизвестны и изображение содержит текстурные границы.

Список литературы: 1. Р. Дуда, П. Харт. Распознавание образов и анализ сцен / Пер. с английского Г. Г. Вайнштейна и А. М. Васильковского; Под ред. В. Л. Стефанюка. М.: Мир, 1976. 2. *Linda Shapiro, George Stockman. Computer Vision*, Prentice-Hall, 2001, ISBN: 0130307963. 3. Фурман Я. А., Юрьев А. Н., Яншин В. В. Цифровые методы обработки и распознавания бинарных изображений. Красноярск: Краснояр. ун-т, 1992. 248 с. 4. *William Pratt K. Digital Image Processing*. PIKS Inside, Third Edition, 2001. 5. *Nixon Mark, Aguado Alberto. Feature Extraction and Image Processing*. Newnes, 2002. 6. Р. Гонсалес, Р. Вудс. Цифровая обработка изображений. М.: Техносфера, 2005. 1072 с. 7. *Saeed V. Vaseghi. Advanced Digital Signal Processing and Noise Reduction*. 2nd ed. New York: Hardback, 2000, ISBN: 0471626929. 8. E. Abreu, M. Lightstone, S. K. Mitra, and K. Arakawa, "A new efficient approach for the removal of impulse noise from highly corrupted images," *IEEE Trans. Image Processing*, vol. 5, pp. 1012-1025, June 1996. 9. Лотар Закс. Статистическое оценивание / Пер. с нем. Варыгина В. Н.; Под ред. Ю.П.Адлера, В.Г.Горского. М.: Статистика, 1976. 598 с. 10. Тюпин Ю. Н. Непараметрические методы статистики. М.: Знание, 1978. 64 с. 11. Р 50.1.037-2002. Рекомендации по стандартизации. Прикладная статистика. Правила проверки согласия опытного распределения с теоретическим. Ч. 2: Непараметрические критерии. М.: Госстандарт России. 2002. 12. *J. Canny. A Computational approach to Edge Detection* // *IEEE Trans PAMI* 8. 1986. P.679-698.

Национальный аэрокосмический университет
им. Н. Е. Жуковского
«Харьковский авиационный институт»

Поступила в редколлегию 15.03.2008

ОБ ОДНОМ СВОЙСТВЕ НЕЙТРАЛЬНОЙ ГАЗОВОЙ СРЕДЫ. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ ПРОВЕРКИ ГИПОТЕЗЫ

Введение

В [1] на основании теоретического анализа была высказана гипотеза о том, что всякий нейтральный газ обладает свойством направленно передавать молекулами газа кинетическую энергию, поступающую от внешнего источника, в любом, заданном этим источником, направлении, сохраняя это направление и создавая определенную анизотропию в хаотическом движении молекул в этом потоке так, что в заданном внешним источником направлении средняя скорость движения молекул будет отличаться от средней скорости молекул в направлении, перпендикулярном заданному направлению, и во встречном направлении в ту или иную сторону, в зависимости от знака заданного потока.

Ниже представлены результаты экспериментальной проверки этой гипотезы.

Методика измерений

Для проверки гипотезы был специально разработан следующий способ [2]. Измерялась хаотическая скорость молекул на заданном расстоянии от датчика температуры h (от источника тепла или холода) в трех направлениях: когда отверстие датчика температуры было направлено к источнику тепла, в противоположном направлении и в перпендикулярном направлении. Причем, при этом сохранялось заданное расстояние h отверстия датчика от поверхности источника тепла для всех направлений.

При проведении измерений мы исходили из того, что если гипотеза верна, то скорость молекул, летящих от источника тепла, должна быть отличной от скорости молекул, летящих к источнику тепла и перпендикулярном направлении. Причем, такое соотношение должно сохраняться на любом расстоянии h от источника тепла, независимо как для источника, имеющего более высокую температуру, чем температура окружающей атмосферы, так и для источника, имеющего более низкую температуру, чем температура окружающей среды. Кроме того, такая анизотропия хаотической скорости молекул должна сохраняться независимо от угла направления этого источника к плоскости земли. Причем имеется ввиду, что если этот механизм передачи кинетической энергии универсален, то он должен одинаково проявляться в любом месте: в комнате, на полигоне, где-либо еще.

Результаты экспериментов

Первые экспериментальные данные были получены над газовой горелкой 21.11.2006 г. Высота от пламени горелки до датчика температуры составляла $l = 40$ м.

В течение определенного времени через равные промежутки времени (~ 2 мин.) поочередно проводились измерения сопротивления термистора, обратно пропорционального скорости молекул, для трех направлений: для молекул, летящих вверх, — τ ; для молекул, летящих вниз — $\oplus$; и для молекул, летящих горизонтально — $\bullet$. Датчик температуры устанавливался на высоте $h = 40$ м от пламени горелки.

Полученные результаты представлены на рис. 1. Они оказались весьма впечатляющими. Как показывает рис. 1, наблюдается явно выраженное различие скорости молекул, летящих вверх, от скорости молекул, летящих горизонтально и вниз.

На рис. 2, а, б представлена зависимость хаотической скорости молекул, измеренной одновременно для трех направлений: в направлении от источника тепла, в направлении к источнику тепла и в направлении, перпендикулярном этим двум направлениям. Эксперимент проводится над электрической плитой, направленной плоскостью вверх. Результаты получены для двух расстояний: $h = 30$ см (рис. 2, а) и $h = 64$ см (рис. 2, б).

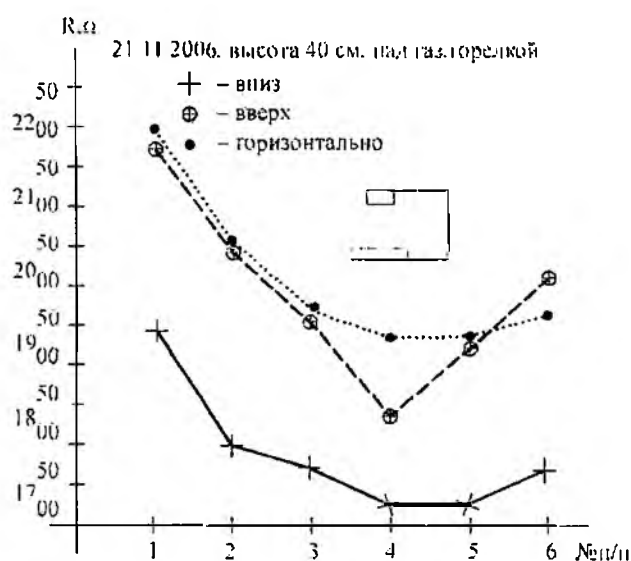


Рис. 1

Из рис. 2, а, б следует, что скорость молекул, летящих в направлении от источника тепла, имеет большую величину по сравнению со скоростью молекул, летящих в направлении, противоположном основному, и в направлении, перпендикулярном основному направлению.

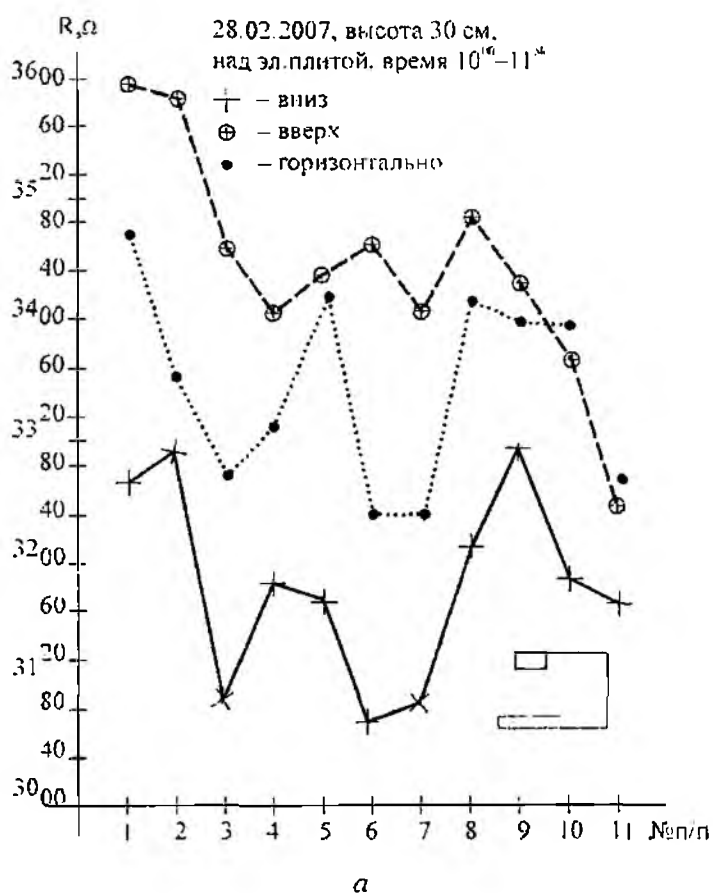


Рис. 2

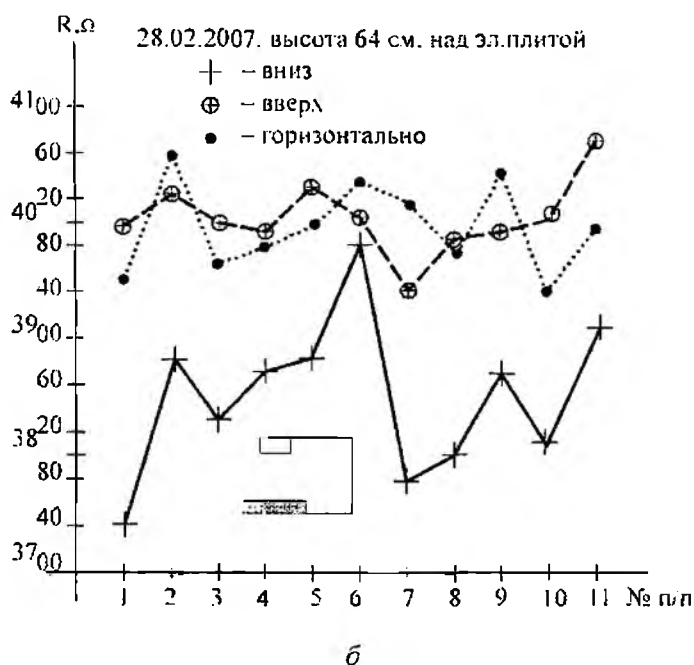


Рис. 2 (Продолжение)

Обращает на себя внимание такая особенность: скорость молекул, летящих в направлении, противоположном основному и перпендикулярно основному, для большой величины h практически совпадают, тогда как для меньшей величины h величина скорости молекул, летящих перпендикулярно основному направлению, значительно больше скорости молекул, летящих навстречу основному потоку.

На рис. 3 и 4 представлены такие же зависимости, что и на рис. 2, для двух величин h (~ 60 см и ~ 30 см), но полученные для случая, когда источник тепла направлен не вертикально вверх, а под углом $\sim 60^\circ$ от вертикали. Измерения проводились 28.02.2007 г.

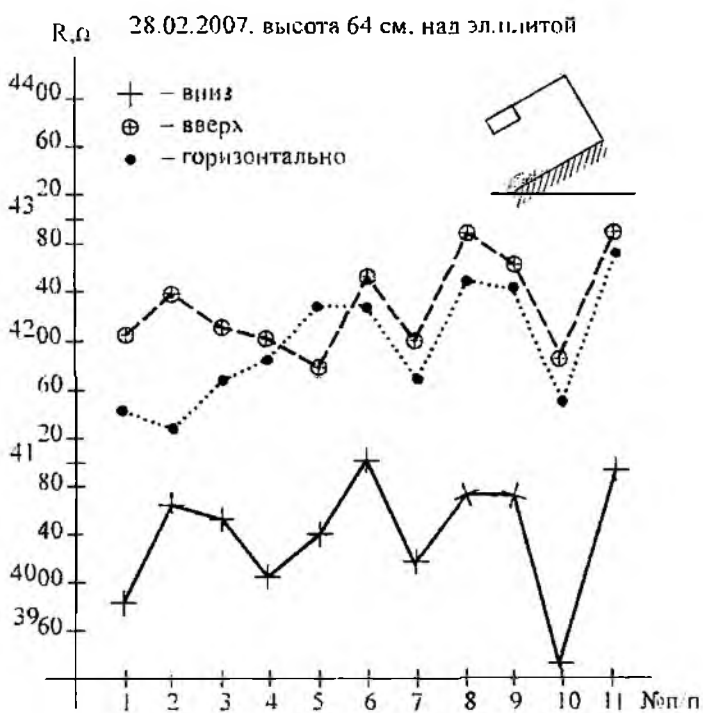


Рис. 3

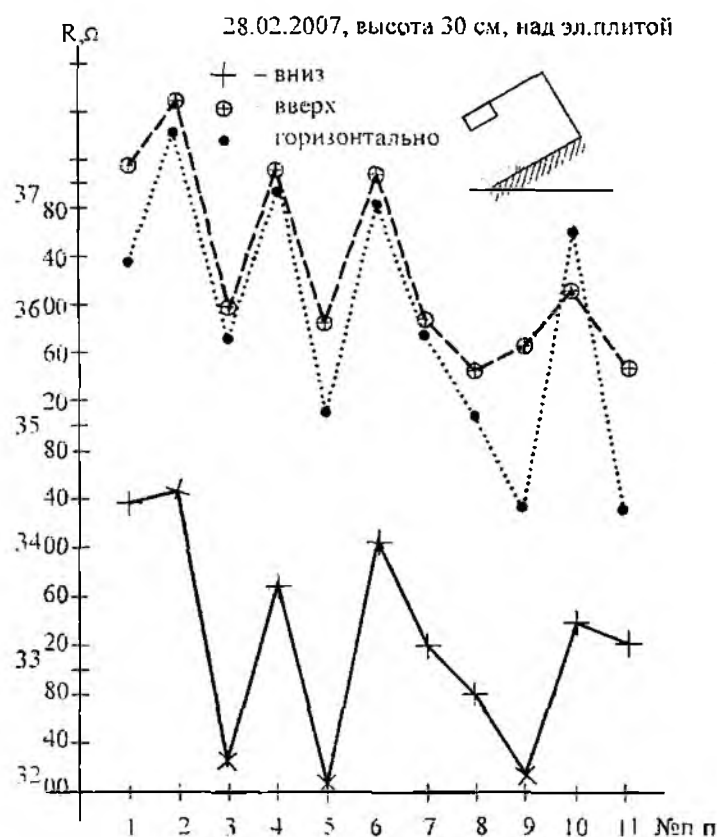


Рис. 4

Как следует из рис. 3 и 4, скорости молекул, летящих во встречном направлении и в направлении, перпендикулярном основному, практически совпадают по величине, тогда как скорости молекул, летящих в направлении от источника тепла, значительно превосходят их.

Таким образом, характер передачи энергии от источника тепла практически не зависит от направления, в котором передается это тепло.

Рассмотренные выше экспериментальные данные были получены нами для случая, когда источник кинетической энергии излучал температуру, по величине превосходящую температуру окружающего воздуха.

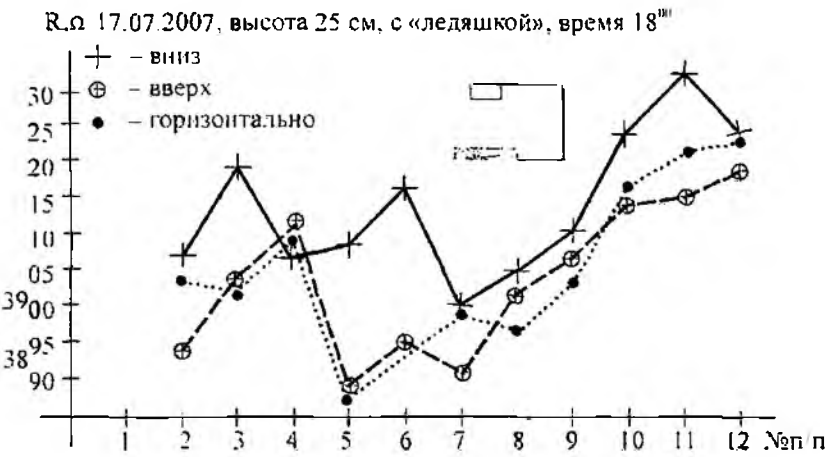
Ниже мы рассмотрим экспериментальные данные, полученные для случая, когда источник кинетической энергии имел температуру, меньшую, чем температура окружающего воздуха.

Так, на рис. 5, а, б представлены зависимости хаотической скорости молекул, измеренные одновременно для трех направлений: для молекул, летящих в направлении от источника кинетической энергии, в противоположном направлении и в направлении, перпендикулярном основному. (Обозначения те же, что и на предыдущих рисунках.) Эти данные были получены 17.07.2007 г. для случая, когда источником «тепла» был кусок льда цилиндрической формы, установленный в вертикальном направлении.

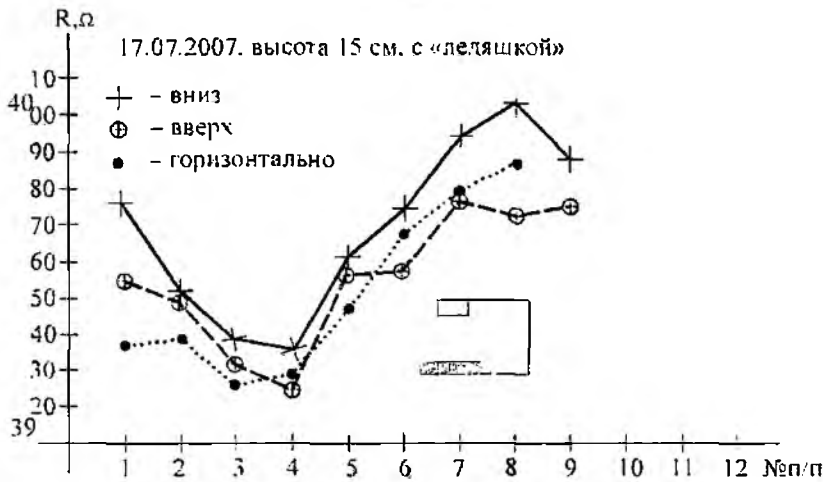
На рис. 5, а представлены данные, полученные для случая, когда измерения проводились на расстоянии 25 см от поверхности льда, а на рис. 5, б – на расстоянии 15 см.

Как следует из рис. 5, а, б, здесь наблюдается та же закономерность, что и для случая, когда источник кинетической энергии имел температуру большую, чем окружающий воздух, т.е. хаотическая скорость в направлении от источника «тепла» заметно отличается от скорости молекул, летящих в направлении, противоположном источнику «тепла», и в направлении, перпендикулярном основному, причем, последние близки между собой по величине. Однако, в отличие от рассмотренных выше случаев, когда температура источника тепла превышала температуру окружающего воздуха, в данном случае величина скорости молекул, летящих в направлении от источника кинетической энергии, оказалась меньше скорости молекул, летящих в противоположном основному направлении и в перпендикулярном основному направлении.

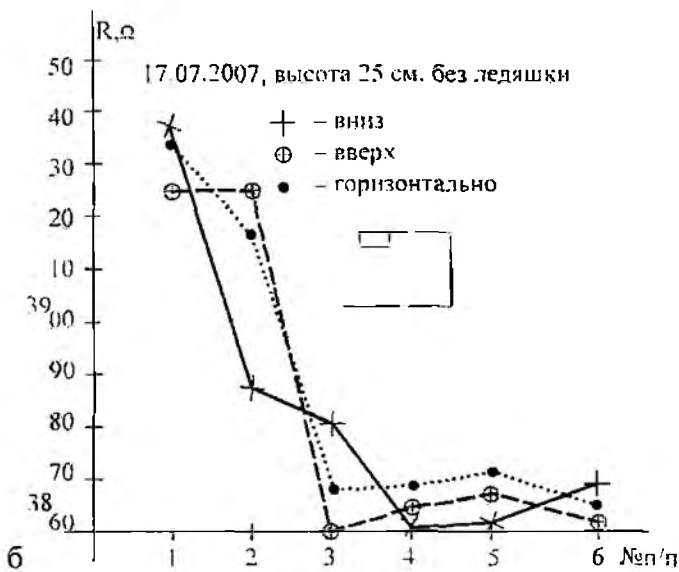
На рис. 5, в представлена временная зависимость тех же величин, которые измерялись для случая, показанного на рис. 5, а, б, но без ледяной поверхности, на расстоянии 25 см от пола.



а



б



в

Рис. 5

Здесь мы не наблюдаем тех закономерностей, что присутствуют на рис. 5, а, б. В данном случае все измеряемые составляющие хаотической скорости молекул оказались близки между собой по величине.

Таким образом, и для случая, когда источник кинетической энергии имеет температуру меньшую, чем температура окружающего воздуха, мы наблюдаем ту же картину, что и для случая, когда источник кинетической энергии имеет температуру большую, чем температура окружающего воздуха, т.е. кинетическая энергия распространяется в основном в направлении, заданном источником кинетической энергии.

Для того чтобы оценить, как долго сохраняется сформированное под воздействием внешнего источника кинетической энергии соотношение между составляющими хаотической скорости молекул, мы провели следующий эксперимент.

Установили источник кинетической энергии (электроплита) плоскостью в вертикальном направлении. Над ним, как и в предыдущих экспериментах, установили датчик температуры на расстоянии $h = 20$ см. Затем проводили измерения всех трех составляющих для трех положений источника кинетической энергии. Рис. 6, а – для случая, когда источник кинетической энергии убирался, и измерения проводились над полом при высоте $h = 20$ см. После этого измерения проводились при наличии электрической плиты для высоты $h = 20$ см от поверхности электроплиты (рис. 6, б).

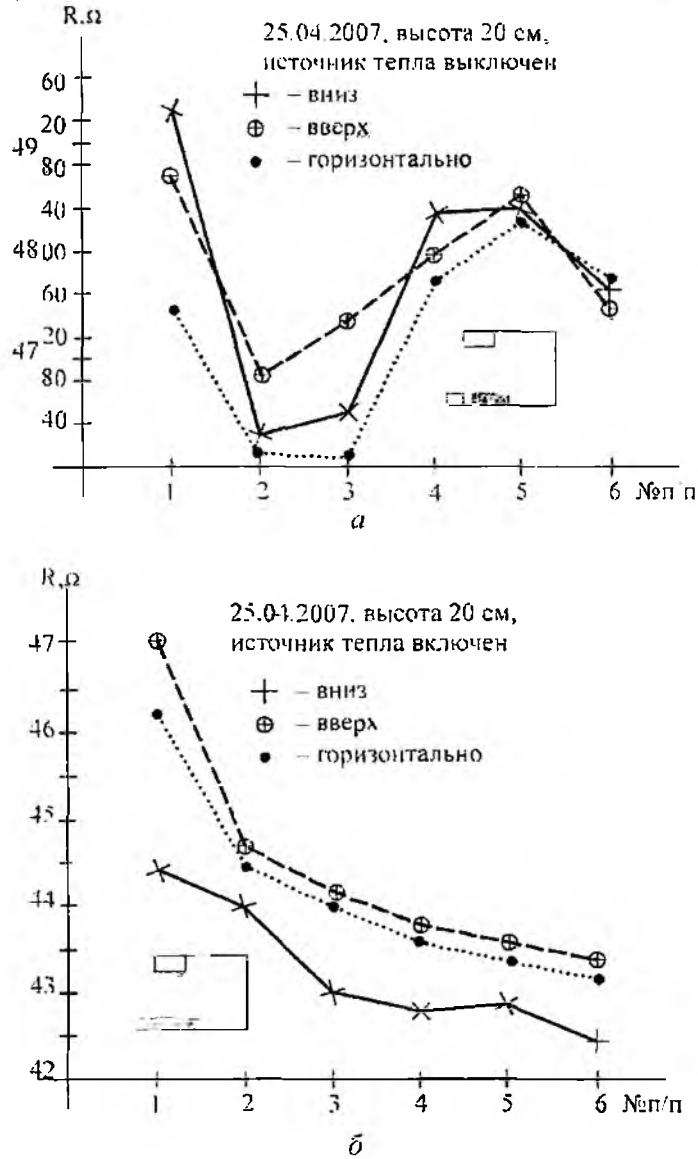


Рис. 6

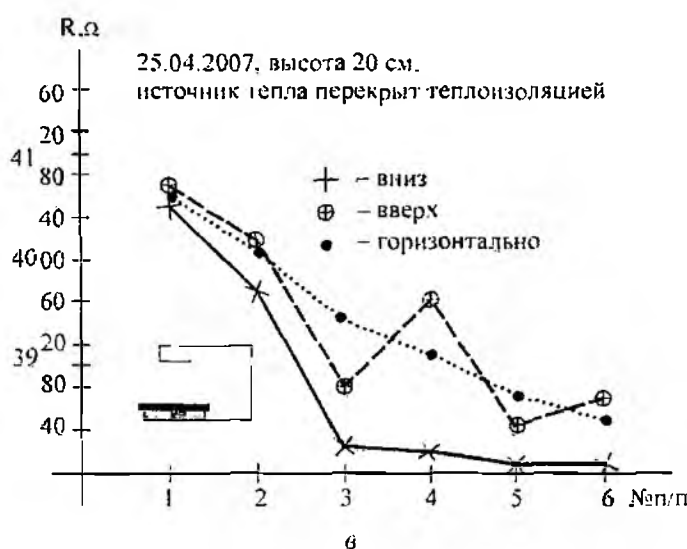


Рис. 6 (Продолжение)

Затем измерения проводились таким образом: при включенной электроплите на уровне поверхности плиты устанавливался теплоизоляционный экран, и производились измерения хаотической скорости для всех трех направлений. Затем теплоизоляционный экран на некоторое время убирался, для того чтобы в воздухе восстановилось состояние, которое было до установки экрана. После этого снова над электроплитой ставился теплоизоляционный экран, и снова проводились измерения всех трех составляющих хаотической скорости молекул, и т.д. Измерения таким образом производились в течение определенного интервала времени. Результаты этих измерений представлены на рис. 6, в.

Как следует из рис. 6, б, в, соотношение между составляющими хаотической скорости молекул, измеренные для трех направлений, сохраняются определенное время в воздухе после того, как источник кинетической энергии прекращал действовать. Однако, эти измерения носят предварительный характер и требуют специальных углубленных исследований.

Обсуждение результатов

Итак, представленные здесь многочисленные экспериментальные данные свидетельствуют о том, что нейтральная газовая атмосфера обладает свойством направленно передавать через свою среду кинетическую энергию в любом заданном внешним источником направлении. При этом создается анизотропия хаотической скорости молекул вдоль пути передачи кинетической энергии таким образом, что скорость молекул в направлении от источника кинетической энергии всегда больше, если температура источника кинетической энергии больше температуры воздуха, или меньше, если температура источника кинетической энергии меньше температуры воздуха, скорости молекул, летящих навстречу источнику кинетической энергии и летящих перпендикулярно этому направлению.

Наблюдаемый эффект проявляется явно выраженным во всех многочисленных экспериментах, проводимых при вертикально направленном источнике кинетической энергии, а также в направлениях под различным углом от вертикали, при изменении расстояния до источника кинетической энергии, для случая, когда источник кинетической энергии излучал температуру, большую температуры воздуха, или меньше ее.

Таким образом, представленные экспериментальные данные подтверждают высказанную в [1] гипотезу о возможности существования свойства любой нейтральной газовой среды направленно передавать через свою среду кинетическую энергию в любом заданном внешним источником направлении, создавая по пути передачи кинетической энергии определенную анизотропию хаотической скорости молекул.

В заключение представим один из рисунков – рис. 7 работы [3] по экспериментальной проверке гипотезы [4] о возможности существования анизотропии хаотической скорости

молекул, связанной с направлением горизонтального ветра. В результате экспериментальных исследований [3] установлен устойчивый эффект анизотропии хаотической скорости молекул в горизонтальной плоскости, связанный с направлением скорости ветра: во всех многочисленных экспериментах всегда хаотическая скорость молекул, летящих по ветру, больше хаотической скорости молекул, летящих против ветра.

Таким образом, рис. 7 демонстрирует существование потока кинетической энергии от области повышенного давления, где плотность атмосферы выше, и, следовательно, температура меньше, в область пониженного давления, где плотность атмосферы меньше, а температура больше, т.е. здесь мы наблюдаем поток кинетической энергии, когда у источника кинетической энергии температура меньше, чем температура окружающей среды.

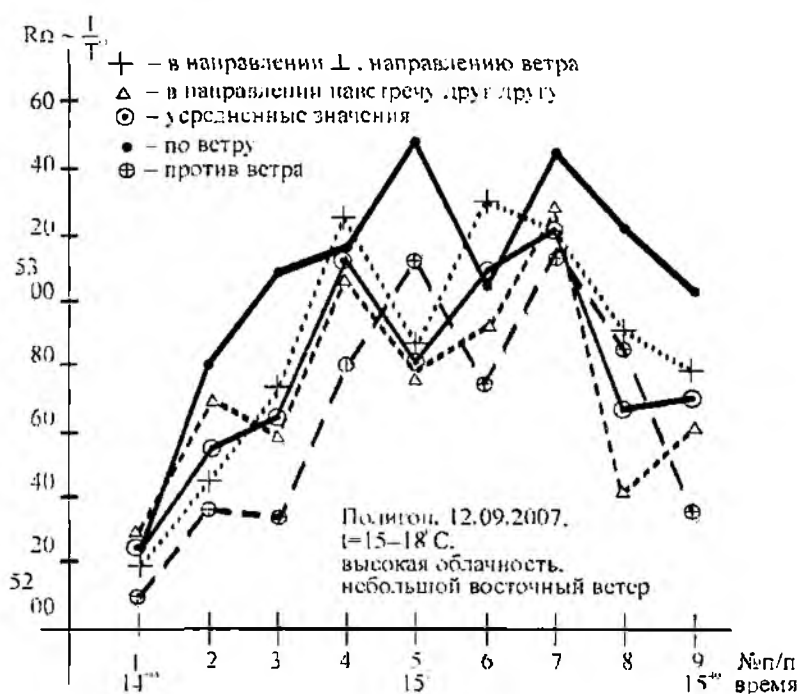


Рис. 7

Установленное новое свойство газовой среды позволяет объяснить, каким образом мы при хаотической скорости молекул можем наблюдать эффекты анизотропии хаотической скорости молекул, связанные с влиянием силы тяжести Земли и вязкости атмосферы [5, 6].

Заключение

В результате экспериментальных исследований подтверждена высказанная нами ранее гипотеза [1] о том, что всякий нейтральный газ обладает свойством направленно передавать молекулами газа кинетическую энергию, поступающую от внешнего источника, в любом, заданном этим источником, направлении, сохраняя это направление и создавая определенную анизотропию в хаотическом движении молекул в этом потоке так, что в заданном внешним источником направлении средняя скорость движения молекул будет отличаться от средней скорости молекул в направлении, перпендикулярном заданному направлению и во встречном направлении, в ту или иную сторону, в зависимости от знака заданного потока кинетической энергии.

Список литературы: 1. Делов И.А., Слипченко Н.И., Леонидов А.В. К вопросу об одном свойстве газовой среды // Радиотехника: Всеукр. науч.-техн. сб. 2007. Вып. 130. С. 87-94. 2. Делов И.А., Слипченко Н.И., Леонидов А.В. Способ определения анизотропии хаотической скорости молекул в потоке кинетической энергии в нейтральной газовой среде. Заявка на Патент Украины. 4. Делов И.А., Слипченко Н.И., Леонидов А.В. К вопросу о влиянии силы тяжести и плотности атмосферы на величину вертикальной составляющей хаотической скорости молекул // Радиотехника: Всеукр. науч.-техн. сб. 2006. Вып. 125. С. 107-113. 5. Бонда-

ренко М.Ф., Слипченко Н.И., Делов И.А., Леонидов А.В. Результаты измерений анизотропии температуры атмосферы в приземном слое Земли контактным способом // Прикладная радиоэлектроника. 2006. Т 4. № 4. С. 383–393. 6. Делов И.А., Слипченко Н.И., Леонидов А.В. Анизотропия вертикальной составляющей хаотической скорости молекул атмосферы Земли // Радиотехника: Всеукр. науч.-техн. сб. 2007. Вып. 118. 2007. С. 288–298.

*Харьковский национальный
университет радиоэлектроники*

Поступила в редколлегию 04.12.2007

ИССЛЕДОВАНИЕ ЭФФЕКТИВНОСТИ МЕТОДА ПОСТРОЕНИЯ КРИПТОГРАФИЧЕСКИ СТОЙКИХ БУЛЕВЫХ ФУНКЦИЙ НА ОСНОВЕ ГРАДИЕНТНОГО СПУСКА

Постановка проблемы и анализ литературы

Обеспечение безопасности информации в информационно-телекоммуникационных системах является одной из первоочередных задач. Данная задача, в частности, может быть решена за счет использования симметричных схем криптопреобразования, стойкость которых обеспечивается за счет использования нелинейных преобразований. Поэтому разработка нелинейных преобразований, обеспечивающих стойкость к современным методам криптоанализа, является актуальной задачей.

В качестве нелинейных преобразований в симметричных криптосистемах используются нелинейные булевы функции [1 – 11]. Разработка таких функций является областью широких исследований. В [1] авторами представлен метод построения нелинейных булевых функций, основанный на градиентном спуске. В качестве прототипа разработанного метода формирования булевых функций использовался метод градиентного подъема [2], который является на сегодняшний день это один из наиболее эффективных методов формирования криптографических булевых функций. Оба метода относятся к классу эвристических методов и потенциально позволяют достигать больших показателей стойкости, нежели другие классы построения функций за счет использования не каких-либо формальных алгебраических конструкций, а интуитивно понятных принципов и «ухищрений». В данной статье исследуется эффективность разработанного метода построения криптографических стойких булевых функций на основе градиентного спуска [1], а также проводится сравнительный анализ с эффективностью методов прототипов.

Методика проведения исследования

Выполнение операций эвристического метода описывается некоторым случайным процессом, конкретная реализация которого суть случайные величины – показатели нелинейности и автокорреляции сформированной функции, являющиеся результатом функционирования разработанного метода. Таким образом, для оценки эффективности эвристического метода, т.е. оценки соответствия результата операций метода требуемому результату, необходима оценка распределения вероятности соответствующих случайных величин.

В соответствии с основными положениями теории вероятности и математической статистики неизвестную функцию распределения рассматриваемой случайной величины определяют по результатам наблюдений, по выборке [12]. Выборкой объема L для случайной величины A называется последовательность

$$X_1, X_2, \dots, X_L \quad (1)$$

L независимых наблюдений этой величины, т.е. совокупность значений, принятых L независимыми случайными величинами

$$A_1, A_2, \dots, A_L \quad (2)$$

имеющими тот же закон распределения $\varphi_A(x)$, что и рассматриваемая величина A [12]. В этом случае говорят, что выборка

$$X_1, X_2, \dots, X_L \quad (3)$$

взята из генеральной совокупности величины A , а под законом распределения генеральной совокупности понимают закон распределения случайной величины A . Значения

$$X_1, X_2, \dots, X_L \quad (4)$$

называют выборочными значениями [12].

Введем следующие обозначения:

Nf – случайная величина, значение которой равно показателю нелинейности преобразующих функций, сформированных в соответствии с разработанным методом;

ACf – случайная величина, значение которой равно показателю автокорреляции преобразующих функций, сформированных в соответствии с разработанным методом;

$X_1, X_2, \dots, X_L$ – выборка объема L случайной величины Nf ;

$Y_1, Y_2, \dots, Y_L$ – выборка объема L случайной величины ACf ;

$F_{Nf}(x)$ – функция распределения случайной величины Nf ;

$F_{ACf}(y)$ – функция распределения случайной величины ACf ;

L – объем выборки – количество преобразующих функций, сформированных с использованием разработанного метода.

Для нахождения неизвестных функций распределения оценим значения теоретических функций распределения $F_{Nf}(x)$, $F_{ACf}(y)$, являющихся вероятностями событий соответственно $\{Nf < x\}$ и $\{ACf < y\}$ с помощью частоты этих событий по выборке объема L .

Обозначим через v_x количество выборочных значений, меньших x , а через v_y количество выборочных значений, меньших y .

Тогда $\frac{v_x}{L}$ и $\frac{v_y}{L}$, соответственно, частоты попадания выборочных значений левее точек x и y в данной выборке, т.е. частоты событий $\{Nf < x\}$ и $\{ACf < y\}$. Эти частоты являются функциями от x и y и являются, соответственно, эмпирическими функциями распределения $F^*_{Nf}(x)$ и $F^*_{ACf}(y)$ случайных величин Nf и ACf , полученными по данной выборке:

$$F^*_{Nf}(x) = \frac{v_x}{L}, \quad F^*_{ACf}(y) = \frac{v_y}{L}. \quad (5)$$

Частота события в L независимых опытах является оценкой для вероятности этого события, поэтому значение эмпирических функций распределения $F^*_{Nf}(x)$ и $F^*_{ACf}(y)$ в точках x и y , соответственно, являются оценками для вероятности событий $\{Nf < x\}$ и $\{ACf < y\}$, т.е.

$$F_{Nf}(x) \approx F^*_{Nf}(x) = \frac{v_x}{L}. \quad (6)$$

$$F_{ACf}(y) \approx F^*_{ACf}(y) = \frac{v_y}{L}. \quad (7)$$

Кроме того, в соответствии с законом больших чисел Бернулли при каждом фиксированном x и y имеем

$$F^*_{Nf}(x) \rightarrow F_{Nf}(x), \text{ при } L \rightarrow \infty \quad (8)$$

$$F^*_{ACf}(y) \rightarrow F_{ACf}(y), \text{ при } L \rightarrow \infty \quad (9)$$

Таким образом, чем больше объем выборки, тем более точное представление дает эмпирическая функция распределения о теоретической функции распределения.

Основные результаты исследований

Проведем исследования эффективности разработанного эвристического метода градиентного спуска. Все исследования будем проводить над V_8 . Оценим функцию распределения случайных событий Nf и ACf .

В табл. 1 представлены количества выборочных значений $v_x < x$, для различных x и при различных объемах выборки для разработанного эвристического метода градиентного спуска. На рис. 1 представлены соответствующие гистограммы частот попадания выборочных значений левее точки x в данной выборке, т.е. гистограммы частот событий $\{Nf < x\}$.

Как показывает анализ данных табл. 1 и гистограммы на рис. 1, разработанный эвристический метод градиентного спуска позволяет формировать преобразующие функции с высокими показателями нелинейности. Кроме того, как следует из приведенных на рис. 1 зависи-

мостей, предложенный метод позволяет с высокой вероятностью ($> 0,5$) формировать преобразующие функции с показателем нелинейности $N_f = 116$. В качестве сравнения на рис. 2 приведена гистограмма частот для метода-прототипа. Сравнительный анализ рис. 1 и 2 свидетельствует о том, что разработанный метод, в отличие от метода-прототипа, позволяет со значительно более высокой вероятностью строить функции с наивысшей на сегодняшний день нелинейностью $= 116$.

Таблица 1

	$L = 100$	$L = 1000$	$L = 10000$
$N_f = 112$	100	100	100
$N_f = 114$	48	482	4907
$N_f = 116$	52	518	5093

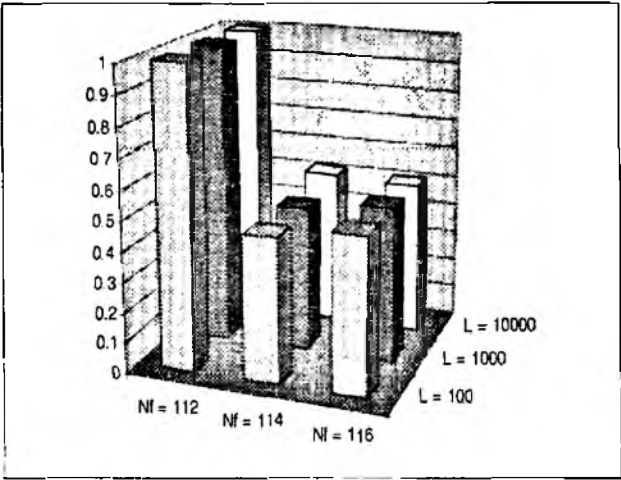


Рис. 1

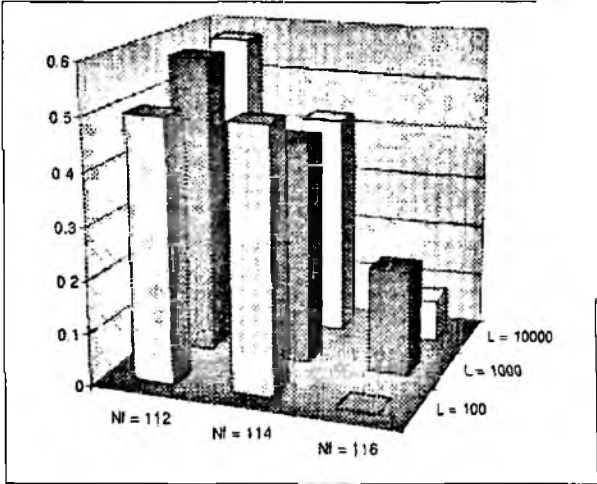


Рис. 2

Рассмотрим случайную величину ACf при формировании преобразующих функций разработанным эвристическим методом градиентного спуска. Оценим функцию распределения случайной величины ACf для различных объемов выборки. В табл. 2 представлены количества выборочных значений $y_j < y$, для различных y и при различных объемах выборки. На рис. 3 представлены соответствующие гистограммы частот событий $\{ACf < y\}$.

Как показывает анализ данных в табл. 2 и соответствующие зависимости, приведенные на рис. 3, разработанный эвристический метод градиентного спуска не уступает ближайшему аналогу – методу Майера-Штаффельбаха (рис. 4). Он позволяет формировать преобразующие функции с низким показателем автокорреляции. Кроме того, если наиболее вероятным событием для метода Майера-Штаффельбаха являлось формирование функции с $AC = 32$ ($> 0,8$), то для реализованного метода наиболее вероятным событием являлось формирование функции с $AC = 24$ ($> 0,6$).

Таблица 2

	$L = 100$	$L = 1000$	$L = 10000$
$AC = 16$	0	0	0
$AC = 24$	63	579	5854
$AC = 32$	37	416	4236

В целом можно констатировать, что эвристический метод градиентного спуска позволяет формировать преобразующие функции с заданными показателями нелинейности $N_f = 112$ с вероятностью 1, $N_f = 114$ с вероятностью $0,48 \div 0,49$, $N_f = 116$ с вероятностью $0,5 \div 0,52$. Следующий за ним по эффективности метод Майера-Штаффельбаха позволяет формировать преобразующие функции с заданными показателями нелинейности $N_f = 112 \div 116$ со значи-

тельно более низкими значениями вероятности, лежащими в пределах $0.5 \div 0.57$ для $Nf = 112$, $0.42 \div 0.5$ для $Nf = 114$ и ничтожно малой вероятностью $0.02 \div 0.08$ для $Nf = 116$.

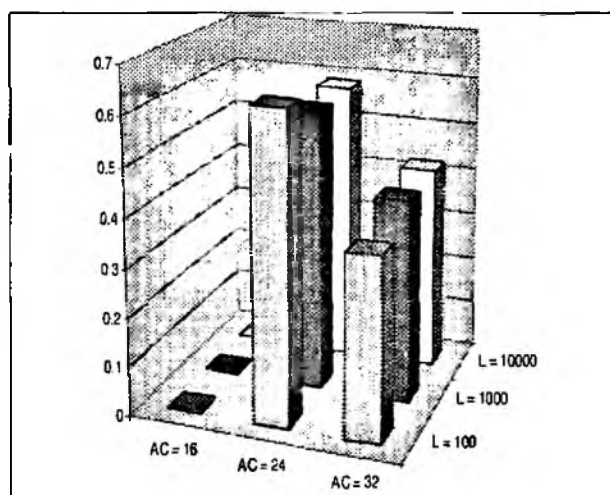


Рис. 3

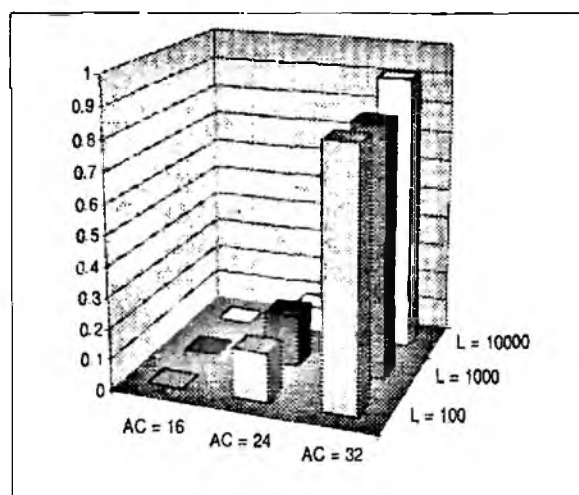


Рис. 4

Выводы

На основе проведенных исследований можно сделать вывод о том, что разработанный метод построения криптографически стойких булевых функций на основе градиентного спуска является высокоэффективным методом, позволяющим строить функции с высокими показателями стойкости. Данные показатели превосходят показатели известных функций.

Список литературы: 1. Кузнецов А.А., Избенко Ю.А., Московченко И.В. Метод построения криптографически стойких булевых функций на основе градиентного спуска. Збірник наукових праць ХУПС. Харків: ХУПС, 2007. Вип. 1 (13). С. 63-66. 2. W. Millan, A. Clark and E. Dawson. Smart Hill Climbing Finds Better Boolean Functions // Workshop on Selected Areas in Cryptography 1997 (SAC'97), p. 50, Workshop Record. 3. Горбенко И.Д., Потий А.В., Избенко Ю.А. Исследование аналитических и статистических свойств булевых функций криптоалгоритма Rijndael (FIPS 197) // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2004. № 126. С. 132 – 138. 4. J. Clark, J. Jacob, S. Stepney, S. Maitra and W. Millan. Evolving of Boolean functions satisfying multiple criteria // proceedings of INDOCRYPT'02, LNCS vol 2551, p. 246-259, Springer, 2002. 5. W.Maier, O.Staffelbach. Nonlinearity criteria for cryptographic functions. In Advances in Cryptology – EUROCRYPT'89, vol.434, Lecture Notes in Computer Science, Springer-Verlag, pp.549-562,1990. 6. W. Millan, A. Clark and E. Dawson. An effective genetic algorithm for finding highly nonlinear Boolean functions. In First International Conference on Information and Communications Security, number 1334 in Lecture Notes in Computer Science, p. 149–158. Springer Verlag, 1997. 7. S.Maitra, E.Pasalic. Further constructions of resilient Boolean functions with very high nonlinearity. Accepted in SETA, May, 2001, Norway. 8. E.Pasalic, T.Johansson. Further Results on the Relation Between Nonlinearity and Resiliency for BF // IEEE Trans. on Information Theory, Vol 48, No. 7, July 2002, 1825-1834. 9. E.Pasalic, T.Johansson, S.Maitra, P.Sarkar. New constructions of resilient and correlation immune Boolean functions achieving upper bounds of nonlinearity. In Workshop of Coding and Cryptography, Electronic Notes in Discrete Mathematics. Elsevier, January 2001. 10. J. Seberry, X.-M. Zhang and Y.Zheng. Nonlinearity and Propagation Characteristics of Balanced Boolean Functions // In Information and Computation. Vol. 119, No 1, pp. 1 – 13, 1995. 11. J. Seberry and X. Zhang. Hadamard Matrices, Bent Functions and Cryptography // In J.H.Dinitz and D.R. Stinson, editors, Contemporary Design Theory: A Collection of Surveys, chapter 11, pages 431-559, John Wiley and Sons, Inc, 1995. 12. Соколов Г.А., Чистякова Н.А. Справочное пособие по теории вероятностей и математической статистике (законы распределения): Учеб.пособие. М.: Высш. шк., 2007. С. 112-114.

Харьковский университет воздушных сил,
Национальный технический университет «ХПИ»

Поступила в редколлегию 12.04.2008

ВЛИЯНИЕ ПРОСТРАНСТВЕННОГО ЗАРЯДА НА ДИНАМИКУ НЕОСЕСИММЕТРИЧНЫХ ПУЧКОВ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ

Введение

Одна из ведущих тенденций в электронолитографии и электронной микроскопии – повышение яркости источника электронов, рост плотности тока пучка и уменьшение его диаметра [1, 2]. Расширяется применение пучков с прямоугольным сечением [3].

Считается, что уширение пучка, связанное с его пространственным зарядом, не оказывает сильного влияния на размеры и форму поперечного сечения низкоперевансных пучков. Среди основных причин искажения формы последних указывают сферическую и хроматическую абберацию фокусирующих линз, поперечную составляющую тепловой скорости электронов, а также эффекты, обусловленные действием отклоняющих систем [2, 4].

Однако нами установлено, что пучки с первеансом менее $10^{-9} \text{ A/B}^{3/2}$ могут иметь такие геометрические параметры, что их собственный пространственный заряд будет существенно влиять на размеры и форму поперечного сечения и другие характеристики.

Учет собственного пространственного заряда значительно усложняет методы расчета характеристик формируемых пучков, однако ряд задач поддается аналитическому решению.

Одним из параметров, определяющих интенсивность пучка, является отношение длины пучка к размеру его поперечного сечения. Чем больше это отношение, тем сильнее расширение пучка при прочих равных параметрах. Поэтому представляется необходимым определить, при какой длине пучка возникают существенные изменения его поперечного сечения, если параметры пучка на входе в пространство дрейфа заданы. Такие изменения, по-видимому, должны иметь один порядок для параксиальных пучков круглого сечения и для неосесимметричных. В связи с этим достаточно на первом этапе рассмотреть влияние собственного заряда на расширение цилиндрического электронного пучка в эквипотенциальном пространстве.

Оценочные расчеты на основе аналитической модели

Воспользовавшись соотношениями из работы [5] и приняв, что плотность тока по сечению пучка постоянна, а начальное значение угла схождения пучка равно нулю, получим зависимость между длиной пучка и его радиусом в виде

$$Z = 0.01147 \cdot F(R) / \sqrt{P}. \quad (1)$$

Здесь Z – нормализованное продольное расстояние, $Z = z/r_0$, где z – продольная координата, r_0 – начальный радиус пучка; $F(R)$ – функция,

$$F(R) = \int_0^{\sqrt{1/nR}} e^{u^2} du.$$

где $R = r/r_0$ – нормализованный радиус пучка; r – поперечная координата; P – первеанс.

Используя соотношение (1) и табулированные значения $F(R)$ из работы [5], выразим зависимость Z от параметров R , P , r_0 (таблица).

В результате можно установить, при каких параметрах пучка необходимо учитывать влияние пространственного заряда. Например, увеличение радиуса на 5 % ($r/r_0 = 1,05$) для пучка с первеансом $P = 10^{-6} \text{ A/B}^{3/2}$ происходит на длине $z/r_0 = 2.4$ тогда как для пучка с $P = 10^{-15} \text{ A/B}^{3/2}$ – на длине $z/r_0 = 76200$.

Таким образом, если пренебречь расширением в пределах $1,05r_0$, то влияние пространственного заряда можно не учитывать для интенсивного пучка, проходящего в пространстве дрейфа расстояние не более $2,4r_0$.

В то же время пучок диаметром 0,1 мм с $P = 10^{-10} \text{ A/B}^{3/2}$ на длине 8,4 см расширится в 1,5 раза ($r/r_0 = 1,5$; $z/r_0 = 838$), т.е. влияние пространственного заряда учитывать необходимо.

В электролитографии используют электронные пучки диаметром 0,01 мкм и силой тока 10^{-11} А при ускоряющем напряжении порядка 10^4 В ($P \sim 10^{-17}$ А/В^{3/2}). Расчеты показывают, что расширение в 1,5 раза происходит на длине порядка 25 мкм. Плотность тока составляет 0,1 А/см², а известны установки и с большей плотностью, причем этот параметр непрерывно растет. Очевидно, что для таких пучков действие пространственного заряда проявляется на более короткой длине.

R	R _l	F(	Значения Z для первеансов P, А/В ^{3/2}				
			10 ⁻¹³	10 ⁻¹⁰	10 ⁻⁸	10 ⁻⁷	10 ⁻⁶
5	1,01	0,0	25,4 10 ³	80,2	8	2,5	0,8
	7						
	1,0	0,2	76,2 10 ³	240,9	24	7,6	2,4
	1						
	1,1	0,3	114,6 10 ³	362,5	36	11,5	3,6
	2						
	1,2	0,4	165,8 10 ³	524,2		16,6	5,2
	6						
	1,5	0,7	264,8 10 ³	838,2	84	26,5	8,4
	3						
	2,0	1,0	391,8 10 ³	1238,8	124	39,2	12,4
	8						
	5,0	2,4	892,3 10 ³	2822,0	282	89,2	28,0
	6						

Влияние пространственного заряда в неосесимметричных пучках приводит не только к увеличению их сечения, но и к искажению формы последнего. Рассмотрим расширение пучка прямоугольного сечения в эквипотенциальном пространстве и определим напряженность поля пространственного заряда, создаваемую таким пучком. Будем считать, что углы ω_x, ω_y схождения пучка достаточно малы, плотность тока по сечению пучка постоянна. На элемент пучка длиной dz (рис.1) осевые силы пространственного заряда не действуют (при равномерной плотности тока пучка).

В радиальном направлении действие пространственного заряда неравномерно. Составляющие напряженности поля обозначим через E_x, E_y . Используя соотношения для напряженности поля элементарного заряда [6] и проинтегрировав их по сечению пучка, получим выражения для составляющих напряженности поля на границе пучка, определяющей динамику его расширения.

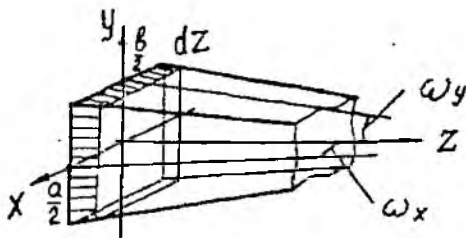


Рис. 1

В случае $y = b/2$ запишем

$$E_x(x,b)=\frac{A}{2}\left[b\cdot\ln\frac{(a/2-x)^2+b^2}{(a/2+x)^2+b^2}+2(a/2-x)\cdot\arctg\frac{b}{a/2-x}-2(a/2+x)\arctg\frac{b}{a/2+x}\right], \tag{2}$$

$$E_y(x,b) = \frac{A}{2} \left[(x-a/2) \cdot \ln \left[1 + \left(\frac{b}{a/2-x} \right)^2 \right] - (a/2+x) \cdot \ln \left[1 + \left(\frac{b}{a/2+x} \right)^2 \right] - 2b \cdot \operatorname{arctg} \frac{ab}{b^2+x^2-a^2/4} \right] \quad (3)$$

Выражения для значения $x = a/2$ аналогичны:

$$E_y(a,y) = \frac{A}{2} \left[a \cdot \ln \frac{(b/2-y)^2+a^2}{(b/2+y)^2+a^2} + 2(b/2-y) \cdot \operatorname{arctg} \frac{a}{b/2-y} - 2(b/2+y) \operatorname{arctg} \frac{a}{b/2+y} \right] \quad (4)$$

$$E_x(a,y) = \frac{A}{2} \left[(y-b/2) \cdot \ln \left[1 + \left(\frac{a}{b/2-y} \right)^2 \right] - (b/2+y) \cdot \ln \left[1 + \left(\frac{a}{b/2+y} \right)^2 \right] - 2a \cdot \operatorname{arctg} \frac{ab}{a^2+y^2-b^2/4} \right] \quad (5)$$

Здесь a, b линейные размеры поперечного сечения пучка (см. рис.1):

$$A = \frac{j(x,y)}{2\pi\epsilon\epsilon_0\sqrt{2\eta U_0}},$$

где $j(x,y)$ – плотность тока в точке с координатами x, y ; η – отношение заряда электрона к его массе m ; U_0 – ускоряющий потенциал.

Выражения (2) и (4) координатно-симметричны, т.е. переходят друг в друга при замене x на y и a на b , как и выражения (3) и (5). Этот факт характеризует изотропность пучка, связанную с равномерным распределением плотности тока. Зависимости (2) – (5), нормированные по значению напряженности поля при $x = 0$ (для (2) и (3)) и при $y = 0$ (для (4) и (5)), представлены на рис. 2. Минимальная напряженность поля пространственного заряда пучков квадратного (рис.2, а) и прямоугольного (рис.2, б, в) сечений имеет место на ребрах огибающей поверхности пучка (в углах прямоугольника), т.е. в наиболее выступающих местах, а линии максимальной напряженности расположены на гранях. Это означает, что пучок быстрее расходится по серединам граней, чем на выступающих частях.

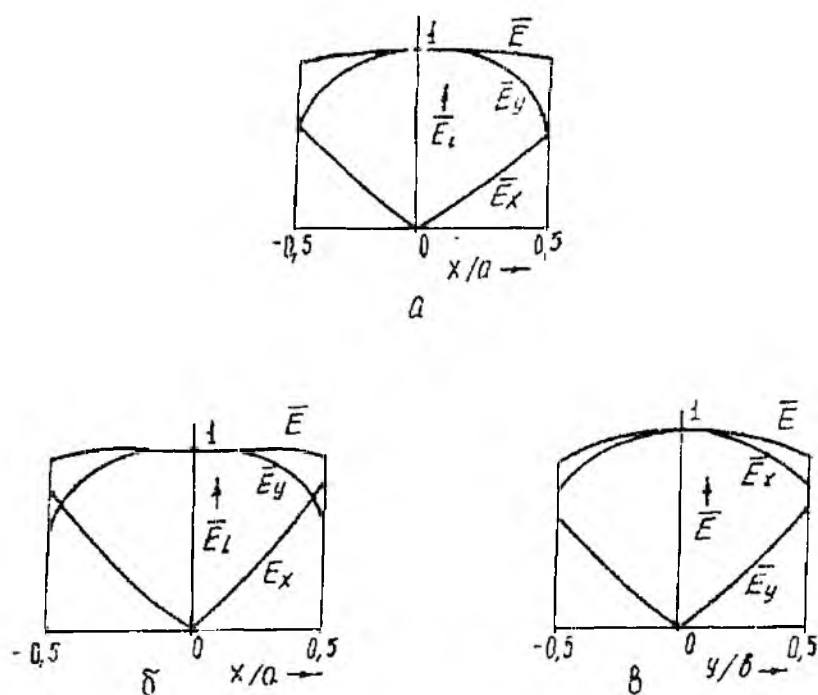


Рис. 2

Численное моделирование динамики неосесимметричного пучка

Соотношения (2) – (5) позволяют судить о динамике расширения пучка лишь на первом участке ($r/r_0 = 1,2$), где траектория поверхностного электрона может быть аппроксимирована параболой [4]. Очевидно, что форма сечения неосесимметричного пучка искажается в ходе расширения. Выступающие ребра сглаживаются, а плоские грани становятся выпуклыми.

Для моделирования динамики пучка во всей области дрейфа применен дискретный метод трубок тока [6, 7]. Рассмотрим параксиальный пучок, что позволяет ограничиться двумерной моделью. В расчете использовались такие параметры: размеры пучка на входе в систему – 1×1 мм сила тока пучка – $0,03$ А, ускоряющее напряжение – 1 кВ, фокусирующий потенциал центрального электрода линзы – 250 В. Полуширина осевого распределения фокусирующего поля на уровне $0,5 E_{\text{макс}}$ равна 15 мм. Приняв во внимание соотношение (1), легко трансформировать параметры системы на основе лишь одного варианта расчета динамики пучка. На рис. 3 представлены графики изменения поперечного сечения пучка в фокусирующем поле одиночной линзы в зависимости от продольной координаты z .

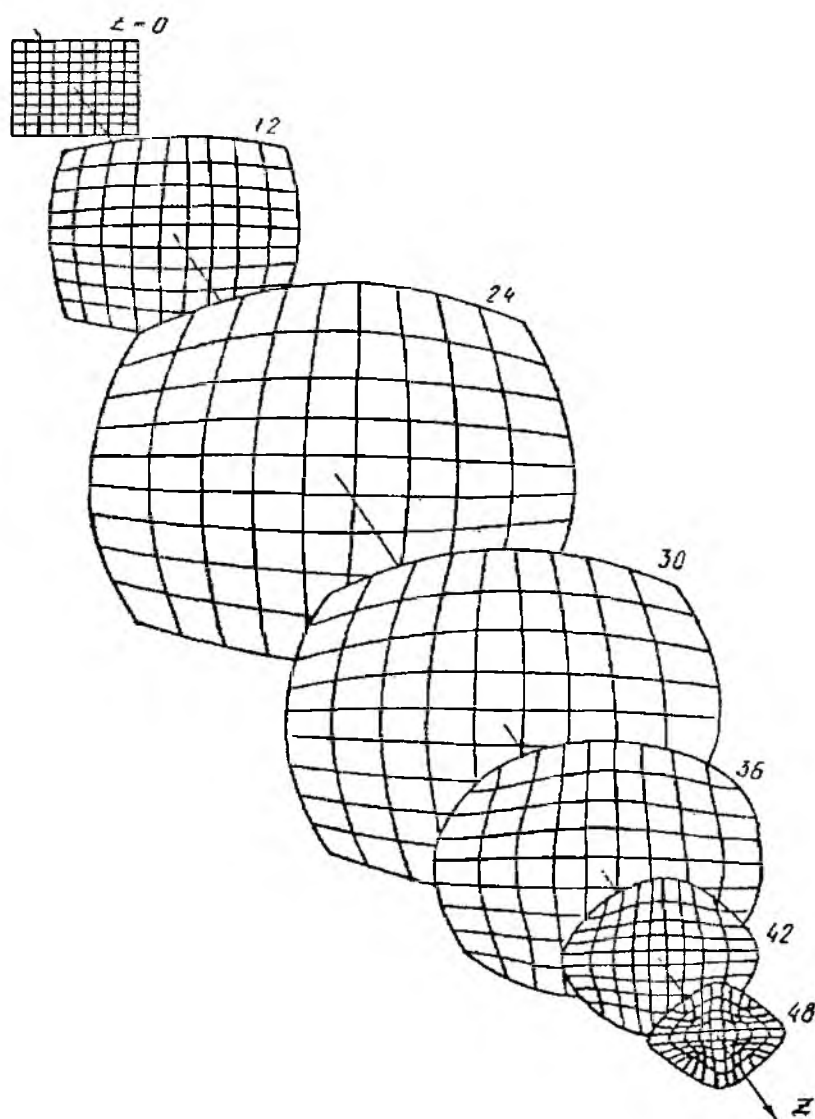


Рис. 3

По результатам расчетов происходит своего рода инверсия сечения пучка с определенным скруглением сторон, причем с увеличением интенсивности фокусировки уменьшается длина рабочего участка.

Заключение

Результаты расчетов позволяют сделать следующие выводы. В современных установках электронолитографии с повышением плотности тока и яркости источников пучков влияние пространственного заряда может приводить к существенному увеличению диаметра пучка, а при интенсивной фокусировке неосесимметричных пучков (например, с квадратным сечением) – к искажению формы сечения последних. Возможна интенсивная фокусировка пучков с квадратным сечением с помощью осесимметричных линз (см. рис. 3). Данное явление может быть использовано в установках электронолитографии с высокой плотностью тока пучка и в системах периодической электростатической фокусировки неосесимметричных пучков в генераторах и усилителях СВЧ.

Список литературы: 1. *Киреев В.* Технологии и оборудование для производства интегральных микросхем. Состояние и основные тенденции развития // *Электроника: Наука. Технология. Бизнес.* 2004. №7. С. 72-77. 2. *Озур Г.Е., Попов С.А., Федущак В.Ф.* Формирование узконаправленных низкоэнергетических высокоинтенсивных электронных пучков // *ЖТФ.* 2008. Т.78. Вып.7. С.103-110. 3. *Васичев Б.Н.* Конструктивные особенности комплекса оборудования для прецизионной электронной микролитографии // *Прикладная физика.* 2000. № 2. С. 26-46. 4. *Попов В.К., Ячменев С.И.* Расчет и проектирование устройств электронной и ионной литографии. М., 1985. 128 с. 5. *Алямовский И.В.* Электронные пучки и электронике пушки. М., 1966. 456 с. 6. *Кириштейн П.Г., Кайно К.С., Уотерс В.Д.* Формирование электронных пучков. М., 1970. 680 с. 7. *Рошаль А.С.* Моделирование заряженных пучков. М., 1979. 224 с.

*Харьковский национальный
университет радиоэлектроники*

Поступила в редколлегию 12.04.2008

СРАВНИТЕЛЬНЫЙ АНАЛИЗ ХАРАКТЕРИСТИК ФУНДАМЕНТАЛЬНЫХ ФК ВОЛНОВОДОВ

Введение

В физике твердого тела существует два фундаментальных типа решеток: квадратная и гексагональная решетки [1]. Также существует три фундаментальных формы отверстий – цилиндрическая, квадратная и гексагональная. Квадратная и гексагональная типы решеток и устройства на их основе были исследованы достаточно хорошо. Но, например, не были сравнены между собой и проанализированы характеристики всех типов фундаментальных ФК решеток при различном сочетании возможных фундаментальных форм отверстий. В работах [2, 3] показаны и сравнены зонные состояния треугольной и квадратной решеток цилиндрических отверстий в GaAs, в работе [4] аналогичное исследование было проведено для кварца, а также частично были исследованы некоторые другие свойства фотонных запрещенных зон (ФЗЗ). Поскольку в настоящее время именно GaAs является базовым и наиболее распространенным материалом для изготовления ФК устройств, внимание в данной работе будет уделено исследованию фотонных кристаллов на основе GaAs.

Таким образом, цель данной работы – исследовать и сравнить характеристики всех фундаментальных ФК волноводов на основе GaAs с точки зрения определения среди них наиболее эффективного волновода.

Спектры пропускания ФК волноводов

В данной работе были исследованы ФК волноводы на основе следующих фундаментальных типов ФК решеток: квадратной и треугольной с круглыми, квадратными и гексагональными отверстиями. В нашем случае ФК – это группа отверстий в материале, образующем планарный двумерный ФК. В качестве базового материала выбран GaAs.

Планарный ФК волновод был получен пропуском одного ряда отверстий, что соответствует случаю, когда диаметр отверстий в сердцевине равен нулю. Пример геометрической модели ФК волновода на основе квадратной решетки круглых отверстий показан на рис. 1 (вид сверху). Черные области – это вытравленные области, т.е. области отверстий, например. Перечислим основные особенности и параметры рассматриваемой модели ФК волновода. Длина волновода составляет 20 периодов ФК решетки. Дополнительные входной и выходной планарные гребенчатые волноводы, введенные в модель для обеспечения более корректного представления процесса распространения оптического сигнала в структуре, что обеспечивается тем, что точки снятия характеристик находятся в начале входного и в конце выходного гребенчатых волноводов (серые области). При этом ширины сердцевин входного и выходного гребенчатых волноводов равны длине между краями ближайших к сердцевине отверстий (другими словами – постоянная решетки минус диаметр отверстия). Оба гребенчатых волновода пересекаются с первым рядом отверстий, и край волновода находится точно в центре отверстий. На вход входного волновода подается основная мода данного волновода. Рабочая длина волны 1.55 микрон.

На рис. 2 – 7 представлены спектры пропускания исследуемых ФК волноводов для ТЕ мод. Параметры ФК области данных волноводов выбраны таким образом, чтобы рабочая длина волны попадала в самый центр ФЗЗ карты данного ФК для устойчивости характеристик волноводов при незначительном изменении его параметров.

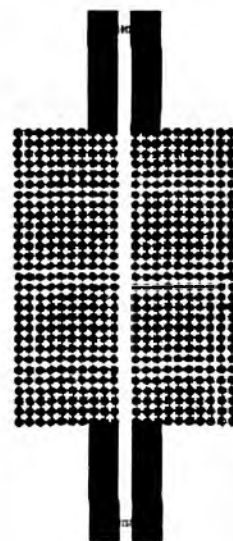


Рис. 1

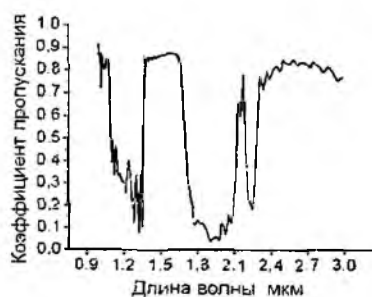


Рис. 2

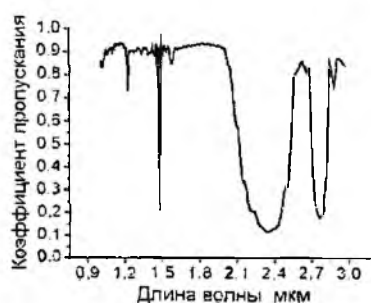


Рис. 3

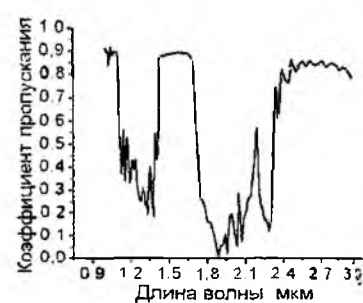


Рис. 4

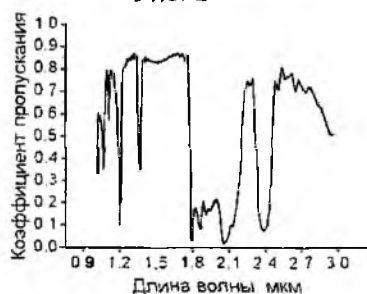


Рис. 5

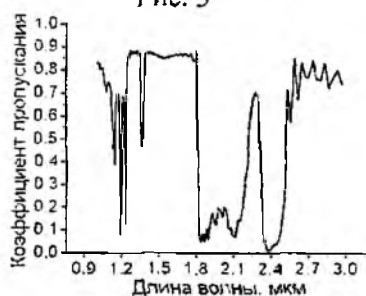


Рис. 6

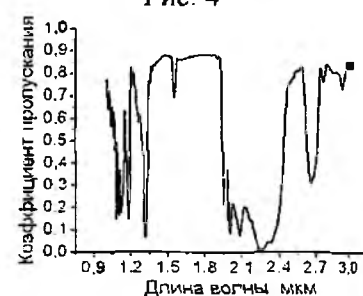


Рис. 7

На рис. 2 – 7 можно видеть, что для ТЕ мод во всех случаях просматривается хорошо различимая полоса пропускания в районе 1.55 микрон. Это очевидно, так как оболочка (ФК) ФК волновода имеет ФЗЗ для этой длины волны. В последующем полоса пропускания будет иметь четко различимую зону в районе 1.55 микрон с наивысшими величинами пропускания.

Для ФК волновода на основе ФК квадратной решетки круглых отверстий (рис. 2) может быть видна широкая полоса пропускания в диапазоне 1.38-1.65 микрон с довольно высокой величиной пропускания (около 0.85). Это означает, что волны с этой длиной волны проходят через волновод, не претерпевая значительных потерь. Величина пропускания для рабочей длины волны 1.55 микрон составляет около 0.87. Ширина ФЗЗ для соответствующего ФК равна 1.45 – 1.62 микрометра. Таким образом, ширина ФЗЗ соответствующего ФК немного меньше чем полоса пропускания и расположена внутри полосы пропускания.

Для ФК волновода на основе квадратной решетки квадратных отверстий (рис. 3) можно наблюдать широкую полосу пропускания в диапазоне 1.52 – 2 микрон с высокой величиной пропускания (около 0.9). Ширина ФЗЗ соответствующего ФК равна 1.35 – 1.86 микрон. Таким образом, ФЗЗ используемого ФК меньше чем полоса пропускания и лежит внутри этой полосы.

Для ФК волновода на основе квадратной решетки гексагональных отверстий (рис. 4) получена полоса пропускания в диапазоне 1.42 – 1.65 микрон с высоким пропусканием (0.9). Для длины волны 1.55 микрон величина пропускания равна 0.89. Ширина ФЗЗ для используемого ФК лежит в диапазоне 1.52 – 1.66 микрон. Таким образом, ФЗЗ меньше, чем полоса пропускания и лежит внутри полосы пропускания.

Для ФК волновода на основе треугольной решетки круглых отверстий (рис. 5) полоса пропускания получена в диапазоне 1.4 – 1.76 микрометров с величиной пропускания около 0.85. Для длины волны 1.55 микрон величина пропускания равна 0.84. Ширина ФЗЗ соответствующего ФК равна 1.18 – 1.96 микрон. Таким образом, ФЗЗ ширина больше чем полоса пропускания, которая полностью расположена внутри диапазона ФЗЗ.

ФК волновод на основе треугольной решетки квадратных отверстий (рис. 6) показал четкую полосу пропускания в диапазоне 1.4 – 1.8 микрометров с величиной пропускания около 0.85. Для длины волны 1.55 микрон величина пропускания получена равной 0.85. Ширина ФЗЗ соответствующего ФК равна 1.27 – 2 микрон. Таким образом, ФЗЗ ширина больше чем полоса пропускания, которая полностью расположена внутри диапазона ФЗЗ.

Наконец, для ФК волновода на основе треугольной решетки гексагональных отверстий (рис. 7) видна полоса пропускания в диапазоне 1.57 – 1.92 микрон с величиной пропускания около 0.85. Для длины волны 1.55 микрон величина пропускания не такая высокая и равна 0.7. Ширина ФЗЗ соответствующего ФК равна 1.2 – 2.1 микрон. Таким образом, ФЗЗ ширина больше чем полоса пропускания, которая полностью расположена внутри диапазона ФЗЗ.

Теперь необходимо провести сравнительный анализ спектров пропускания всех случаев.

Сравнивая спектры пропускания ФК волновода с квадратной решеткой с различными отверстиями, можно прийти к выводу, что наибольшая полоса пропускания (1.52 – 2 микрон) характерна для случая с квадратными отверстиями (рис. 3) с наибольшей средней величиной пропускания около 0.9. Также наибольшая величина пропускания для длины волны 1.55 микрон около 0.92. Для всех форм отверстий ФЗЗ соответствующего ФК меньше чем полоса пропускания и расположена внутри нее.

Сравнивая спектры пропускания для треугольной решетки с различными формами отверстий можно сделать вывод, что квадратные отверстия (рис. 3) имеют также наибольшую полосу пропускания (1.4 – 1.8 микрон) при средней величине пропускания равной 0.85. Величина пропускания для длины волны 1.55 микрон около 0.85. Для всех форм отверстий ФЗЗ соответствующего ФК больше чем полоса пропускания, которая полностью расположена внутри ФЗЗ диапазона.

Также сравнивая различные типы решеток с одинаковыми отверстиями, можно заключить, что наилучший случай – это квадратная решетка с квадратными отверстиями (с точки зрения размеров полосы пропускания и величины пропускания) (рис. 3). Более точное сравнение приводит к выводу, что для треугольной решетки квадратных отверстий рабочая длина волны 1.55 микрон находится почти посередине полосы пропускания (рис. 6). И для квадратной решетки квадратных отверстий эта длина волны расположена около края полосы пропускания (рис. 3). Таким образом, если какой либо параметр ФК претерпит изменения при изготовлении, то спектр может сдвинуться и эта длина волны может сдвинуться за пределы полосы ФЗЗ, что нежелательно. Таким образом, учитывая этот факт, предпочтительно использование треугольной решетки квадратных отверстий, так как этот случай является более стабильным с точки зрения вариации параметров ФК (рис. 6).

Также интересно сравнить различные типы ФК решеток на основании двух параметров – размеров полосы пропускания и величины пропускания. С точки зрения ширины полосы пропускания наилучший случай – это треугольная решетка круглых отверстий (1.4 – 1.76) (рис. 5). Этот ФК будет наиболее устойчивым для удержания рабочей длины волны в пределах полосы пропускания при изменении каких-либо параметров при процессе изготовления. Также к этому случаю близок по ширине полосы пропускания случай треугольной решетки квадратных отверстий (1.4 – 1.8) (рис.). Также эти случаи имеют наибольшие средние величины пропускания в полосе (0.85) и для длины волны 1.55 (0.85).

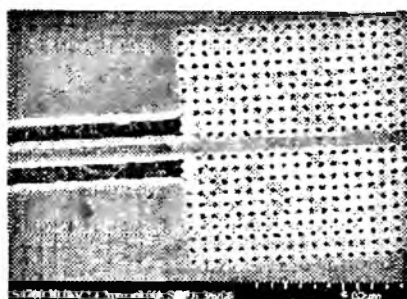
Таким образом, проведенные теоретические исследования показывают, что наиболее эффективным является ФК волновод на основе треугольной решетки круглых и квадратных отверстий.

Микрофотографии полученных структур

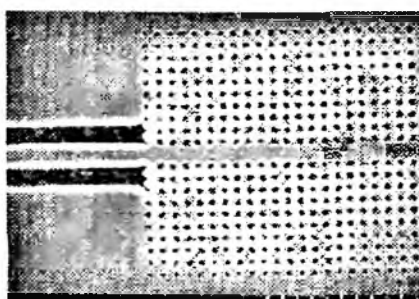
Рассмотренные типы волноводов были изготовлены и исследованы экспериментально. Фотографии некоторых образцов, сделанные на электронном сканирующем микроскопе (ЭСМ), приведены на рис. 8 – 12. На данных фотографиях можно видеть увеличение порядка 10 тыс. раз.

На рис. 8 – 12 показаны фотографии исследуемых ФК волноводов с входным гребенчатым волноводом. Можно отметить наличие некоторых неровностей изготовления, которые являются следствием неточностей при травлении. По той же причине можно наблюдать в некоторых случаях и нечеткое выжигание отверстий. Все же большинство отверстий было изготовлено достаточно точно. На увеличенных фотографиях отверстий (рис. 11 и 12, вставки) можно наблюдать, что профиль отверстий имеет не идеально цилиндрическую, а конусообразную форму, что так-

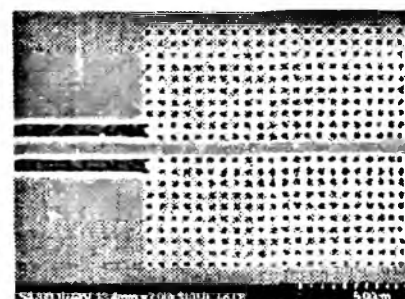
же является характерной чертой процесса травления газом. В некоторых случаях наблюдается уменьшение размера отверстий также из-за неточностей при процессе травления.



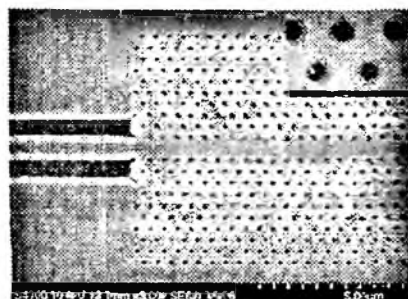
$d=0.35$ микрон, $a=0.39$ микрон
Рис. 8



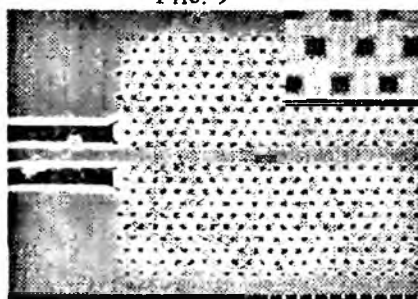
$d=0.31$ микрон, $a=0.42$ микрон
Рис. 9



$d=0.43$ микрон, $a=0.54$ микрон
Рис. 10



$d=0.33$ микрон, $a=0.47$ микрон
Рис. 11



$d=0.31$ микрон, $a=0.47$ микрон
Рис. 12

Были изготовлены два типа решеток: квадратная и треугольная. Оба типа решеток не имеют отклонений от идеальной формы решетки. Также три формы отверстий были изготовлены: круглая, гексагональная и квадратная. Как видно из рис. 9, гексагональные отверстия имеют форму очень близкую к цилиндрической, т.е. при процессе травления они приобретают почти круглую форму. В то же время квадратные отверстия (рис. 10 и 12) имеют достаточно четкие, хотя и со сглаженными углами, квадратные формы. Ну и конечно цилиндрические отверстия имеют форму сечения, наиболее близкую к идеальной круглой форме (рис. 8 и 11).

Таким образом, можно сделать вывод, что периодичность решетки при процессе изготовления не меняется, меняются формы отверстий. В настоящее время нецелесообразно использовать гексагональную форму отверстий, так они теряют свою форму почти полностью. И поэтому с точки зрения изготовления эффективнее всего использование круглых отверстий (независимо от типа решетки), так они могут быть произведены с наибольшей точностью.

Результаты экспериментальных измерений

Результаты экспериментального исследования полученных образцов приведены на рис. 13 и 14. На них показаны как экспериментальные кривые (жирные линии), так и результаты расчетов (тонкие линии).

Во всех случаях можно заметить, что экспериментальные значения пропускания имеют величины меньше, чем расчетные, и экспериментальные сдвинуты в область более длинных длин волн по сравнению с расчетными кривыми (рис. 13 и 14). Более низкие величины пропускания могут быть объяснены тем, что расчетная модель не включает, и не может включить все виды потерь и все виды нерегулярностей, которые возникают в реальных устройствах. Поэтому экспериментальные результаты могут иметь величины меньше, нежели расчетные. Сдвиг экспериментальных кривых может быть объяснен тем, что в реальных устройствах размеры отверстий получаются меньше, чем были приняты в расчетных устройствах и, соответственно, пространство между отверстиями становится больше. Поэтому только более длинные волны могут распростра-

няться в таких ФК волноводах. Более короткие длины волн проникают в область оболочки ФК волновода (ФК область). Данный эффект будет доказан ниже.

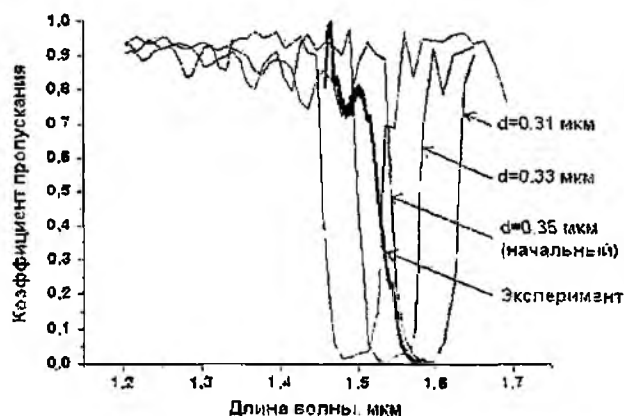


Рис. 13

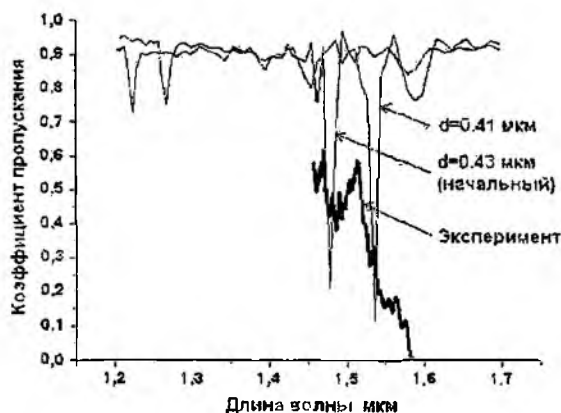


Рис. 14

Отмеченное расхождение формы экспериментальных и расчетных кривых может быть обусловлено нестабильностью и в некоторых случаях неперiodичностью в реальных структурах. Также экспериментальные кривые имеют более узкий диапазон длин волн, чем расчетные, что обусловлено пределами перестройки лазера, используемого при измерениях.

Как было сказано выше, экспериментальные кривые сдвинуты в область более длинных волн. На рис. 13 и 14 видно, что если уменьшать размеры отверстий при расчетах, расчетные кривые приближаются вплотную к экспериментальным, что происходит вследствие того, что в эксперименте размеры отверстий меньше, чем в расчетах.

На рис. 13 представлены три расчетные кривые, соответствующие различным диаметрам отверстий – 0.31, 0.33 и 0.35 микрон. Первоначальный диаметр составил 0.35 микрон, это тот диаметр, который имели расчетные и должны были иметь реальные устройства. Но после процесса изготовления диаметр отверстия оказался немного меньше предполагаемого, а именно, около 0.31 микрона. Теперь, если пересчитать заново спектры пропускания для расчетных устройств, имеющих размеры отверстий такие же, как реальные, то расчетные кривые тоже будут сдвинуты в стороны более длинных волн. Теперь экспериментальная и расчетная кривые расположены очень близко друг к другу. Аналогичный результат можно наблюдать и для других решеток, например для квадратной с квадратными отверстиями (рис. 14). Таким образом, сдвиги экспериментальных кривых обусловлены разницей размеров отверстий в реальных и расчетных устройствах. Что опять-таки подтверждает необходимость выбора таких параметров, чтобы рабочая длина волны была посередине полосы пропускания.

Модовый состав

Оценка модового состава излучения в рассматриваемых устройствах показала, что во всех исследуемых волноводах существует только одна фундаментальная мода.

Как показано на рис. 15 на примере ФК волновода на основе квадратной решетки круглых отверстий, в нем, как и в остальных исследуемых волноводах, может существовать только одна фундаментальная мода. Можно видеть, что основная часть моды находится внутри

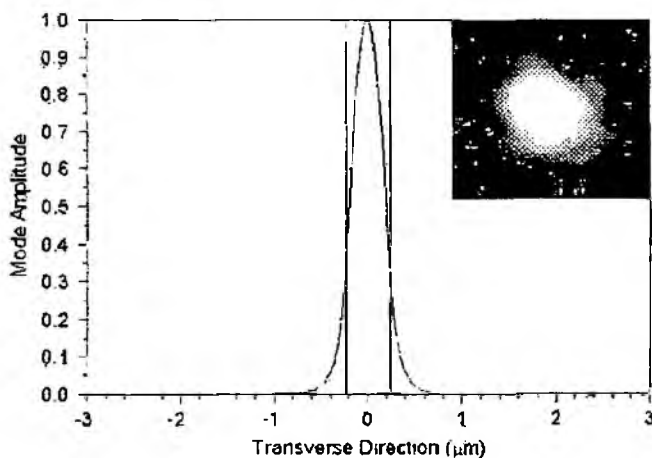


Рис. 15

волноведущей области (для данного случая ширина сердцевины волновода равна около 0.43 микрона). Прямые вертикальные линии соответствуют области сердцевины, вставка - фотография профиля фундаментальной моды – экспериментальные данные.

Выводы

Впервые теоретически и экспериментально показано, что самый эффективный ФК волновод среди фундаментальных типов волноводов – ФК волновод на основе треугольной решетки круглых отверстий, так как эти волноводы имеют самые эффективные характеристики и формы этих отверстий могут быть изготовлены наиболее точно. Данный волновод имеет величину пропускания для длины волны 1.55 микрон 0.84 и достаточно широкую полосу пропускания 1.4 – 1.76 микрон, что может обеспечить его практическое применение в элементах и устройствах полностью оптических систем связи и обработки информации. По расчетным данным близок к нему случай ФК волновода на основе треугольной решетки квадратных отверстий, но, как было показано, такие отверстия не могут быть выращены с большой точностью.

Список литературы: 1. *Peter Meyer*. Lattice Geometries. Written during 1999 CE; last revised 2000-01-17CE, (<http://www.hermetic.ch/index.php>). 2. *Attila Mekis, Shanhui Fan, J. D. Joannopoulos*. Bound states in photonic crystal waveguides and waveguide bends. *Physical Review B*, Vol. 58, No. 8, 1998, pp. 4809-2817. 3. *Sergei F. Mingaleev, Yuri S. Kivshar*. Effective equations for photonic-crystal waveguides and circuits. *Optics Letters*, Vol. 27, No. 4, 2002, pp. 231-233. 4. *Marko Loncar, Theodor Doll, Jelena Vučković, Axel Scherer*. Design and Fabrication of Silicon Photonic Crystal Optical Waveguides. *Journal of Lightwave Technology*, Vol. 18, No. 10, 2000, pp. 1402-1411.

Харьковский национальный
университет радиоэлектроники

Поступила в редакцию 10.05.2008

А.Н. РУДЯКОВА, А.Ю. ЛИПИНСКИЙ, канд. техн. наук, В.В. ДАНИЛОВ, д-р техн. наук

РАЗРЯДНО-ЦИФРОВОЕ КОДИРОВАНИЕ В АКУСТООПТИЧЕСКОЙ СРЕДЕ**Введение**

Современные электронные вычислительные системы используют разрядно-цифровое кодирование, в котором первичный сигнал представляется группой символов, отображающих значения цифр 0 и 1 двоичной системы счисления электрическими сигналами (импульсами) [1]. Акустический волновой пакет в апертуре АОМ является пространственно-временным аналогом электрического сигнала, подаваемого на электроакустический преобразователь [2]. В случае если такой сигнал представляет собой последовательность электрических импульсов, то он будет преобразован в соответствующий набор акустических импульсов (волновых пакетов) в акустооптической среде, которые могут быть использованы для отображения значений разрядов двоичного числа. Математическая модель и структура дискретного кодирующего транспаранта, реализующего бинарное фазо-разрядное кодирование в акустооптическом корреляторе [3], не могут быть использованы в оптоэлектронных акустооптических вычислительных устройствах, требующих динамического ввода данных [4].

Основываясь на численном решении электродинамической задачи о взаимодействии акустического импульса со световой волной [5, 6], представлениях о пространственно-временном интегрировании в идеальном АОМ, построена модель разрядно-цифрового кодирования в акустооптической среде. Проведено экспериментальное исследование процесса разрядно-цифрового кодирования в апертуре акустооптического модулятора.

Схема экспериментальной установки

Экспериментальная установка (рис. 1) включает в себя: источник света (1), акустооптические модуляторы (2, 3), драйверы АОМ (4, 5) фотоприемное устройство (6), генератор импульсного сигнала для драйверов АОМ (7).

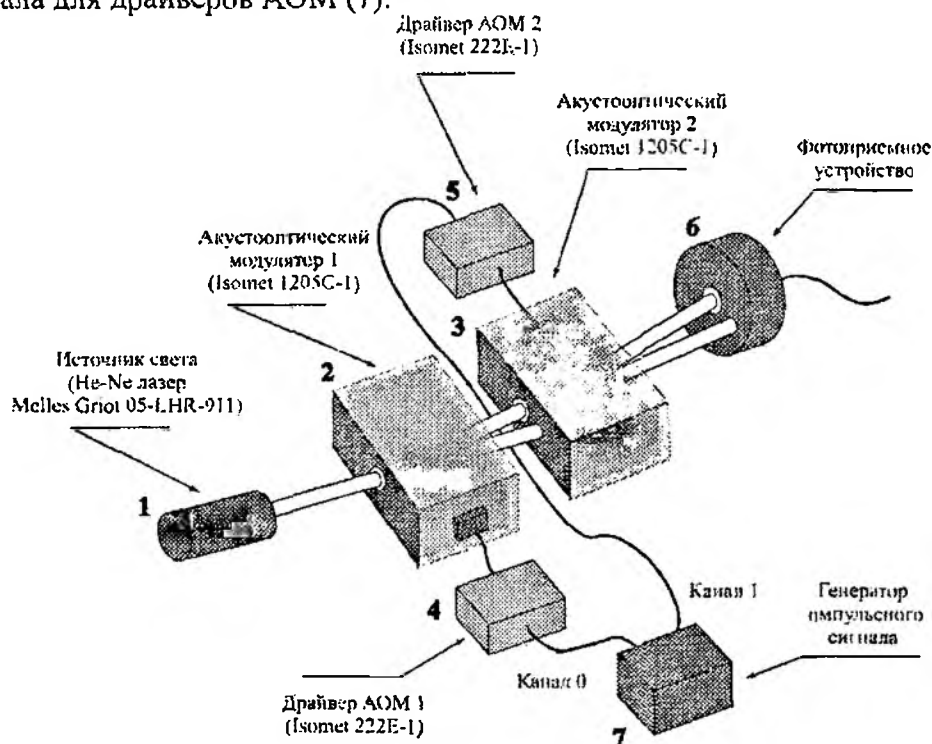


Рис. 1

Цель исследований – показать, что двоичным кодам {01}, {10} и {11} в случае разрядно-цифрового кодирования в акустооптической среде соответствует различная интенсивность (мощность) оптического сигнала в первом порядке дифракции Брэгга. Для этого в эксперимен-

те необходимо реализовать сверточный алгоритм, т.е. акустооптические модуляторы должны быть установлены так, чтобы в них формировались акустические волновые пакеты с зеркально симметричной временной структурой [3, 7, 8], и все устройство работало в режиме акустооптического конвольвера. Фотоснимок экспериментальной установки приведен на рис. 2.

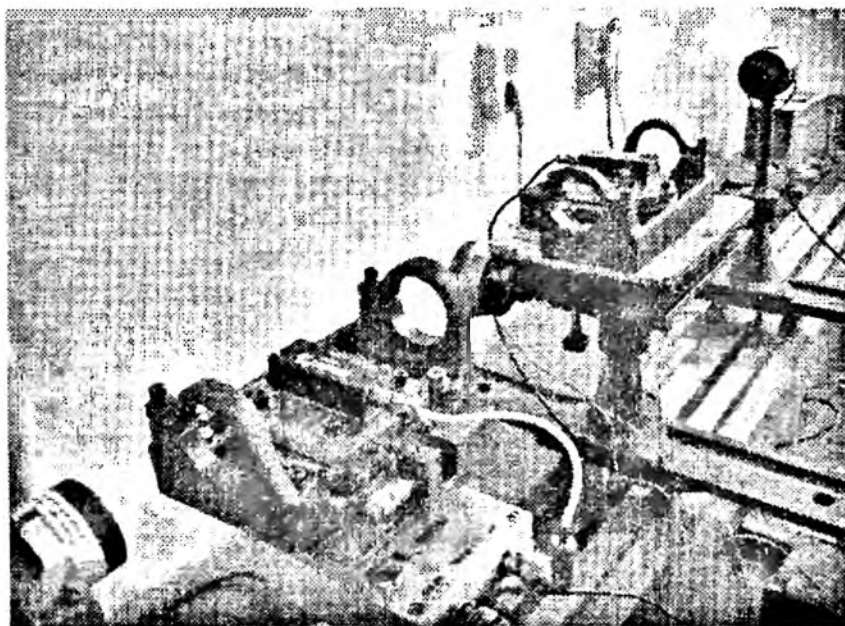


Рис. 2

Функциональная модель экспериментальной установки

Функциональная модель конвольвера (рис. 1) построена на основе физических представлений о свойствах акустооптической среды. Акустооптические модуляторы можно рассматривать в качестве элементов памяти (линий задержки), в которых обрабатываемые сигналы запоминаются средой в форме бегущих акустических волн [2]. Время, в течение которого АОМ «помнит» сигнал, равно отношению размера рабочей апертуры модулятора к скорости звука в среде. Стирание происходит автоматически. Реализация, в среде Simulink, модели акустооптического конвольвера может быть выполнена с использованием блоков задержки, учитывающих свойства среды запоминать сигнал. Кроме этого необходимо осуществить переход от непрерывного представления используемых сигналов к их дискретным аналогам.

Первый АОМ освещается однородным световым потоком, и для построения его дискретной модели воспользуемся уравнением [9]:

$$u_{\text{вых}, \text{АОМ}1}(x, t) = \frac{1}{2} u_{\text{вх}}(t) \cdot s_{\text{АОМ}1}(x, t) \cdot \text{rect}(x/W), \quad (1)$$

где $u_{\text{вых}, \text{АОМ}1}(x, t)$ – сигнал первого дифракционного порядка на выходе АОМ 1, $s_{\text{АОМ}1}(x, t) \cdot \text{rect}(x/W)$ – акустический сигнал, находящийся в апертуре АОМ 1. При переходе к дискретной модели, поскольку переменные x и t связаны между собой скоростью распространения акустического сигнала, для каждого текущего отсчета по времени, дискретные аналоги сигналов $u_{\text{вых}, \text{АОМ}1}(x, t)$ и $s_{\text{АОМ}1}(x, t) \cdot \text{rect}(x/W)$ могут быть представлены вектор-столбцами, содержащими накопленные в апертуре модулятора (задаваемой функцией окна) предшествующие отсчеты:

$$u_{\text{вых}, \text{АОМ}1_k} = \frac{1}{2} u_{\text{вх}_k} \cdot s_{\text{АОМ}1_k}, \quad (2)$$

где

$$s_{\text{АОМ}1_k} = [s_{\text{АОМ}1_{k-N-1}}, \dots, s_{\text{АОМ}1_{k-1}}, s_{\text{АОМ}1_k}]^T, \quad (3)$$

$$u_{\text{вых. AOM1}_k} = \{u_{\text{вых. AOM1}_{k-N-1}}, \dots, u_{\text{вых. AOM1}_{k-1}}, u_{\text{вых. AOM1}_k}\}^T. \quad (4)$$

и N – количество отсчетов, накопленных в апертуре модулятора.

Шаг дискретизации при этом должен быть выбран существенно меньшим времени заполнения апертюры АОМ звуком.

Второй акустооптический модулятор освещается неоднородным вдоль пространственной координаты световым потоком $u_{\text{вых. AOM1}}(x, t)$, полученным на выходе первого дифракционного порядка АОМ 1. Аналогично (1), для оптического сигнала на выходе первого дифракционного порядка АОМ 2. можно записать:

$$u_{\text{вых. AOM2}}(x, t) = \frac{1}{2} u_{\text{вых. AOM1}}(x, t) \cdot s_{\text{AOM2}}(x, t) \cdot \text{rect}(x/W). \quad (5)$$

С использованием дискретного представления, для каждого текущего отсчета по времени, суммарное (в пределах апертюры) значение светового сигнала первого дифракционного максимума на выходе АОМ 2 может быть записано как

$$u_{\text{вых. AOM2}_k} = \frac{1}{2} \cdot [u_{\text{вых. AOM1}_k}^T \times s_{\text{AOM2}_k}]. \quad (6)$$

где

$$s_{\text{AOM2}_k} = \{s_{\text{AOM2}_k} \cdot s_{\text{AOM2}_{k-1}} \dots s_{\text{AOM2}_{k-N-1}}\}^T. \quad (7)$$

Как видно из сравнения выражений (3) и (7), элементы векторов s_{AOM1_k} и s_{AOM2_k} соответствуют взаимно обратному порядку расположения запомненных отсчетов, что соответствует схеме включения акустооптических модуляторов, изображенной на рис. 1.

Функциональная модель экспериментальной установки, составленная с использованием выражений (5.2) – (5.4), (5.6), (5.7), приведена на рис. 3.

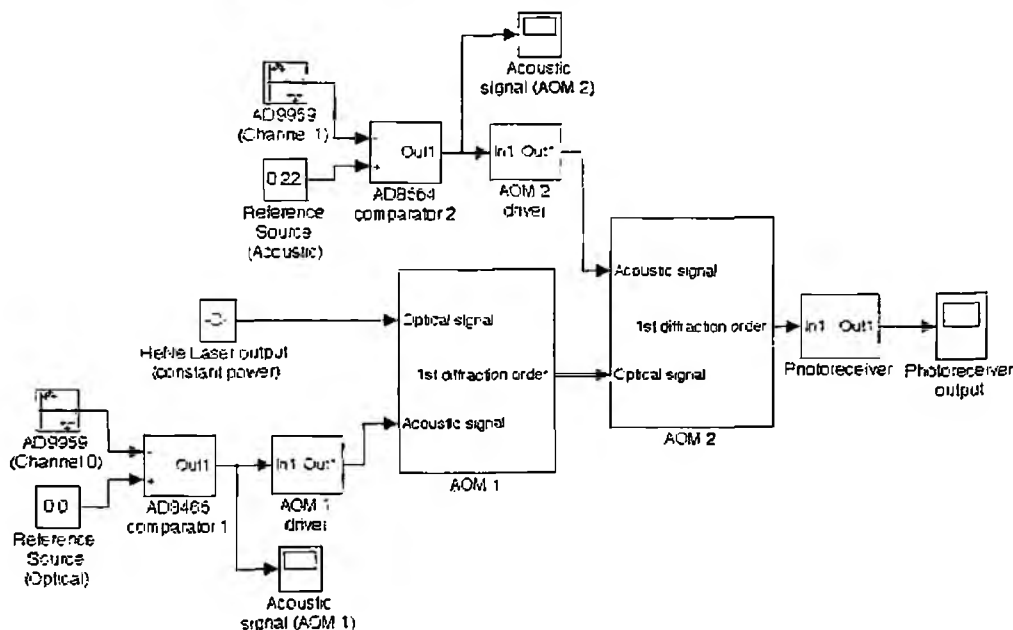


Рис. 3

Модели блоков, отражающих входные акустические сигналы для АОМ 1 и АОМ 2, заданы на наборе дискретных отсчетов. При этом в модели компаратора для реализации инерционного звена применен блок Discrete Transfer Fcn с соответствующим преобразованием коэффициентов полиномов числителя и знаменателя (рис. 4).

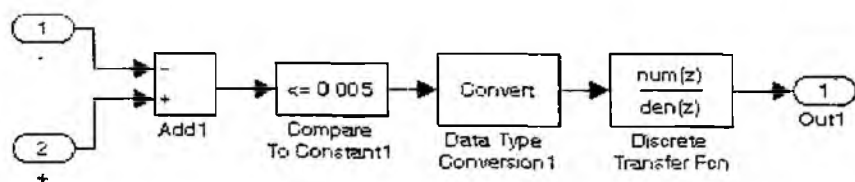


Рис. 4

Модель блока АОМ 1 представлена на рис. 5. Блок Delay Line представляет собой линию задержки, отражающую функцию «запоминания» акустооптической средой сигнала, находящегося в апертуре АОМ. Блок Diffraction efficiency задает эффективность дифракции входного светового пучка в первый порядок.

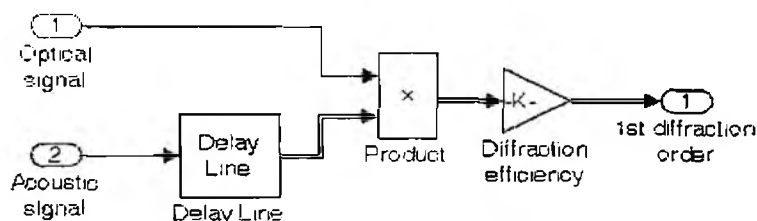


Рис. 5

В модели блока АОМ 2, представленной на рис. 6, кроме блока Delay Line используется блок Flip, выполняющий обращение «запомненной» последовательности отсчетов и моделирующий встречное взаимное направление акустических волн, распространяющихся в акустооптических средах модуляторов 1 и 2.

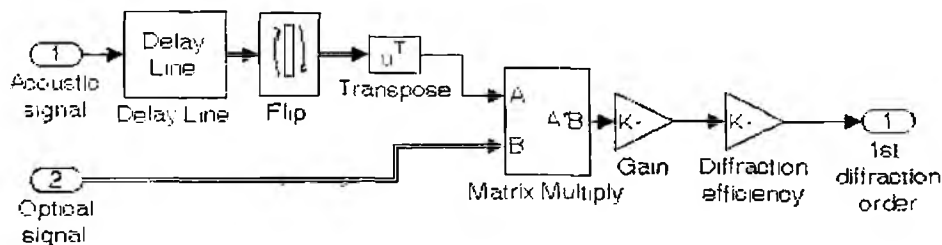


Рис. 6

Сигналы, подаваемые на входы АОМ 1 и АОМ 2 для реализации двоичных кодов {01}, {10} и {11}, приведены на рис. 7 (АОМ 1) и рис. 8 – 10 (АОМ 2) соответственно.

Напряжение, В

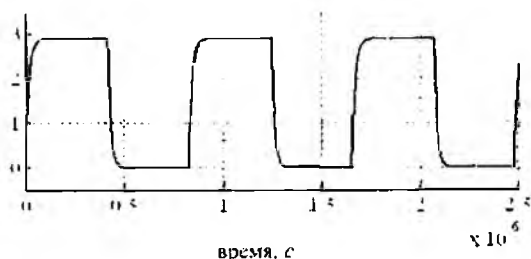


Рис. 7

Напряжение, В

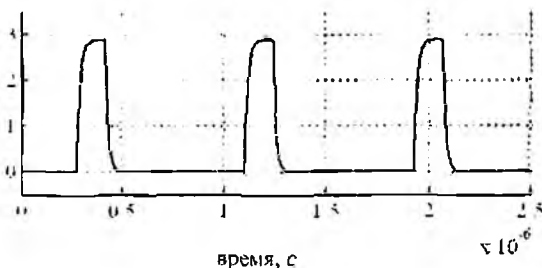


Рис. 8

Напряжение, В

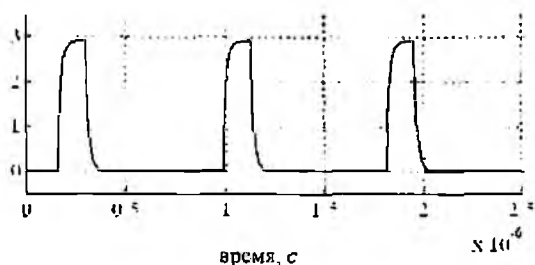


Рис. 9

Напряжение, В

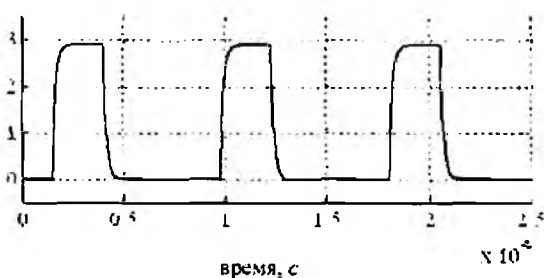


Рис. 10

Результаты моделирования, соответствующие двоичным числам {01}, {10} и {11} на выходе фотоприемного устройства приведены на рис. 11, 12, 13.

Напряжение, В

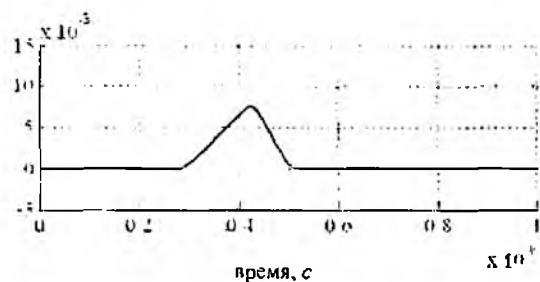


Рис. 11

Напряжение, В

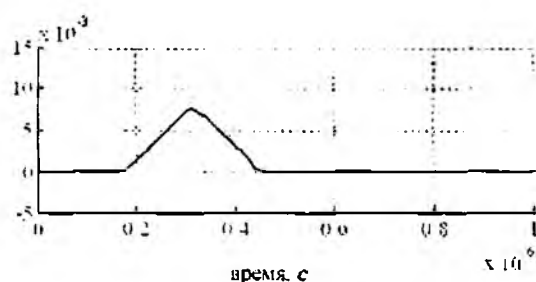


Рис. 12

Напряжение, В

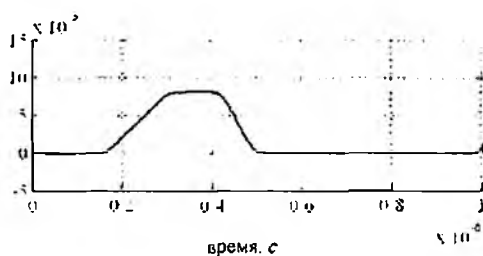


Рис. 13

Представленные на рис. 11 – 13 импульсы имеют площади (вычисленные за один период) 0.00104, 0.00136 и 0.00218 соответственно. Эквивалентные им суммарные значения мощности оптического сигнала для двоичных кодов будут равны: {01} – 2.8мкВт, {10} – 3.6мкВт, {11} – 5.9мкВт.

Результаты эксперимента

Осциллограммы, отражающие форму и длительность импульсов, подаваемых на входы драйверов АОМ 1 и АОМ 2 для реализации двоичных кодов {01}, {10}, {11}, приведены на рис. 14 – 16 соответственно.

Осциллограммы выходного сигнала фотоприемного устройства, полученные в результате эксперимента для двоичных кодов {01}, {10}, {11}, приведены на рис. 17 – 19 (нижние графики).

Представленные на рис. 17 – 19 импульсы с выхода фотоприемного устройства имеют площади (вычисленные за один период) 0.00044, 0.00054 и 0.00126 соответственно. Эквивалентные им суммарные значения мощности оптического сигнала для двоичных кодов будут равны: {01} – 1.2мкВт, {10} – 1.5мкВт, {11} – 3.4мкВт; при этом мощности (интенсивности), соответствующие двоичным значениям {01} и {10} отличаются на ~25 %.

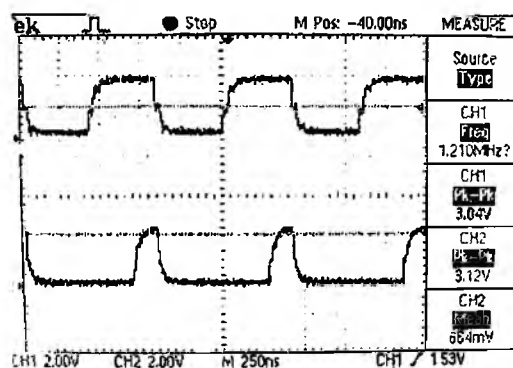


Рис. 14

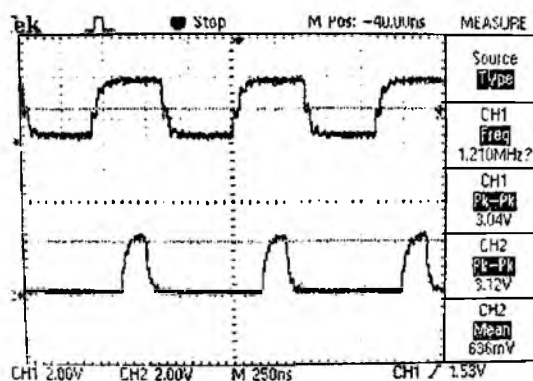


Рис. 15

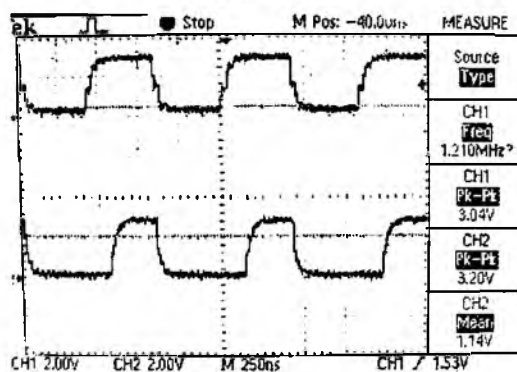


Рис. 16

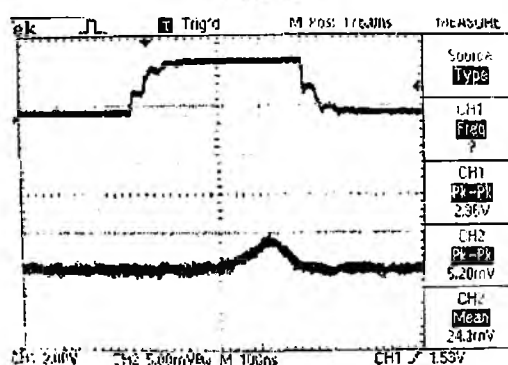


Рис. 17

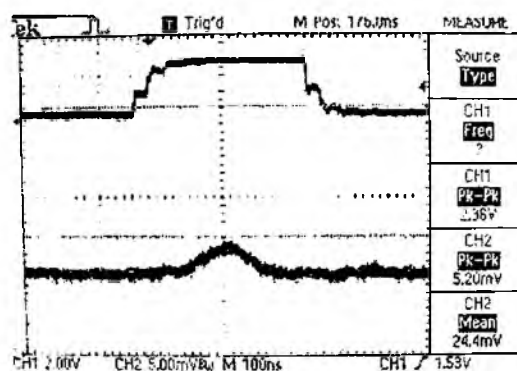


Рис. 18

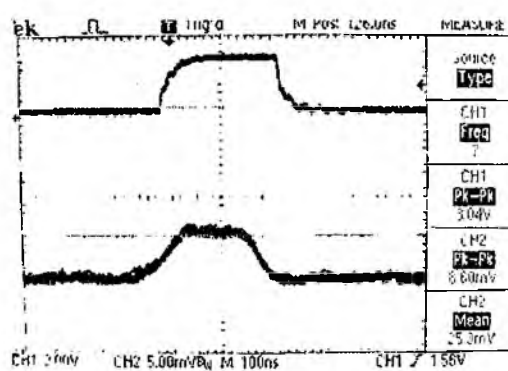


Рис. 19

Выводы

Результаты моделирования для двоичных кодов {01}, {10}, {11} (рис. 11 – 13) совпадают с результатами экспериментальных исследований (рис. 17 – 19), что показывает корректность и адекватность предложенной функциональной модели, а также возможность разрядно-цифрового кодирования данных в акустооптической среде при реализации пространственно-временного интегрирования.

Разрядно-цифровое кодирование информации в акустооптической среде может быть положено в основу создания интегральной вычислительной среды для оптоэлектронных операционных устройств, в которой элементами среды являются акустические волновые пакеты, в области локализации которых реализуются операции накопления (по входу) и умножения (по выходу).

Акустооптический модулятор представляет собой линейное устройство по отношению к падающим на него световым волнам, поэтому возможно построение многомерных интегральных вычислительных сред.

Список литературы. 1. Бабич Н.П., Жуков И.А. Компьютерная схемотехника. Методы построения и проектирования. К.: МК-Пресс, 2004. 576 с. 2. Крупицкий Э.И., Яковлев В.И. Акустооптические процессоры радиосигналов // Акустооптические методы обработки информации. Л.: Наука, 1978. С 30 – 45. 3. Егоров Ю.В. Акустооптический коррелятор с двумерным линейно-фазовым транспарантом // Акустооптические методы обработки информации. Л.: Наука, 1978. С. 12-22. 4. Рудякова А.Н., Литинский А.Ю., Данилов В.В. Пат. UA № 29963. Акустооптический цифро-аналоговый перетворювач. – 2008. 5. Рудякова А.Н., Литинский А.Ю., Данилов В.В. Моделирование акустооптических устройств дискретной обработки сигналов методом конечных элементов // Радиофизика и электроника. 2007. Т. 12, №1. С. 148 – 155. 6. Lipinskii A. Y., Rudiakova A. N., Danilov V. V. Time-domain finite element modeling of weak acousto-optic interaction // MMET'2006 Proceedings. 2006. P.309-311. 7. Korpel A. Acousto-Optics. Marcel Dekker – Taylor & Francis – CRS, 1996. 360 p. 8. Егоров Ю.В., Наумов К.П., Ушаков В.Н. Акустооптические процессоры. М.: Радио и связь. 1991. 160с. 9. Рудякова А.Н., Литинский А.Ю., Данилов В.В. Оптоэлектронный акустооптический цифро-аналоговый преобразователь // Реєстрація, зберігання і обробка даних. 2007. Т.9. №4. С. 119 – 131.

Донецкий национальный университет

Поступила в редколлегию 12.03.2008

КОНСТРУКТОРСКО-ТЕХНОЛОГИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ МИКРОБЛОКОВ ДЛЯ ИЗДЕЛИЙ РАДИОЭЛЕКТРОННОЙ АППАРАТУРЫ

Введение

В настоящее время в изделиях радиоэлектронной аппаратуры (РЭА) находят широкое применение микроблоки, которые позволяют сократить массогабаритные параметры и расширить функциональные возможности изделий РЭА. Это объясняется тем, что микроблок является принципиально новым видом конструктивного исполнения РЭА повышенной надежности и высокого уровня интеграции и более гибким развитием методов гибридной микроэлектроники. Как правило, в изделиях РЭА, в т.ч. для космической и специальной техники, применяются микроблоки с общей герметизацией, что обеспечивает высокую надежность, повышают сроки хранения в состоянии работоспособности и механико-прочностные показатели изделий РЭА. При разработке микроблоков особое внимание уделяется их моделированию, что повышает качество разработок, позволяет скорректировать конструкторско-технологическое, схемное решение и сократить цикл разработки изделия в целом.

Область применения моделирования

Начальным этапом моделирования является прикидочный расчет электрической схемы, предполагаемой к реализации в конструкции микроблока. Современные САПР позволяют автоматизировать полный процесс разбиения цифровых схем на конструкторско-законченные части:

- функциональное моделирование;
- реализация схемы по принятому функциональному делению;
- разбиение электрической схемы микроблока по отдельным микроплатам.

Этот этап моделирования выполняется, как правило, традиционным способом: распайкой электрорадиоэлементов (ЭРЭ) на макетных печатных платах, в т.ч. и на унифицированных монтажных платах [1, 3, 4]. В настоящее время практически все бескорпусные активные элементы имеют корпусные аналоги, полностью идентичные по электрическим параметрам. Поэтому целесообразно проводить моделирование соответствующими тепловыми расчетами.

1. Моделирование цифровых схем на корпусных аналогах используемой в микроблоках бескорпусной элементной базы с применением стандартизированных коммутационных печатных плат и унифицированных монтажных плат, ячеек и монтажных блоков. При переходе от модели к рабочей конструкции микроблока, исполняемой в унифицированных герметичных корпусах [2] на основе бескорпусной элементной базы коэффициент $\Delta K = K_{МАК} - K_{МБ}$, определяющий уровень изменения совокупных конструкторско-технологических и схемных показателей при переходе от макета к конструкции микроблока весьма мал и удовлетворяет условию (1):

$$f_{огп} (МАК + МБ) \leq f_{огп} (МАК \equiv МБ), \quad (1)$$

где в левой части обобщенные технико-экономические показатели (ОТЭП) изделия РЭА при проведении двойного моделирования, в т.ч. на корпусных ЭРЭ и бескорпусных элементах имитацией рабочего конструктивного оформления микроблока, а в правой - соответствующие показатели при одноступенчатом моделировании на корпусных ЭРЭ.

Выполнение условия (1) обусловлено характером цифровых схем, включая малое тепловыделение и симметрию морфологии межсоединений активных элементов, конструктивное единообразие их оформления, устойчивость микросхем к внешним полям, практическое отсутствие масштабно переносимых на конструкции микроблока паразитных наводок. При этом следует учитывать, что для обеспечения нормального теплового режима в конструкциях микроблоков при масштабном переходе к рабочей конструкции микроблока должны быть соблюдены условия допустимых значений полных сопротивлений пленочных элементов и наиболее важных цепях. При времени переключения элементов в наиболее важных цепях

При времени переключения элементов $T_{\text{перекл}} > 10 \text{ нс}$ не должно выполняться заданное по схеме значение активных сопротивлений пленочных проводников. При $T_{\text{перекл}} \leq 10 \text{ нс}$ дополнительно учитываются RLC-параметры пленочных элементов [].

2. Моделирование микроблоков изделий РЭА, в т.ч. космической и специальной техники вызвано наличием критических режимов работы их схем и оптимизацией схемного, конструктивного решения и проходит в несколько этапов. Если для цифровых микроблоков при переходе от модели на корпусных ЭРЭ к рабочей конструкции на бескорпусных элементах сохраняются все схемные параметры, а тепловые режимы рассчитываются, то здесь масштабный переход приводит к значительным изменениям схемных параметров.

Такой переход возможен лишь при аналитическом расчете электромагнитных и электро- и магнитоэлектронных полей взаимодействия ЭРЭ и узлов, что при высокой плотности компоновки в объеме микроблока является сложной методологической задачей. Поэтому сначала необходима разработка первоначальной модели на корпусных ЭРЭ, а затем уточненной модели на бескорпусных элементах с имитацией рабочей конструкции микроблока. На первом этапе моделирования проверяется возможность реализации изделия РЭА и оцениваются достижимые схемные параметры; на втором - оценивается достоверность перенесения полученных схемных параметров на основной вариант исполнения микроблока.

Методика моделирования

Используя данный дифференциальный подход, целесообразно придерживаться следующего порядка моделирования.

1. *Расчет электрической схемы.* В качестве базового коммутационного-объединительного элемента используются унифицированные монтажные платы: плоскостные, объемные, а также перспективные плоскостные и объемные тканые. Если наряду с корпусными ЭРЭ используются бескорпусные активные элементы, то последние устанавливаются на платах непосредственно или в таре-спутнике. Используется корпусная пассивная элементная база или матрицы пленочных элементов, например матрицы тонкопленочных резисторов, дроссели, микротрансформаторы, катушки индуктивности, подстраиваемые конденсаторы, резисторы переменного сопротивления и т.д. используются в миниатюрном исполнении. Основными решаемыми задачами являются расчет электрической схемы микроблока и оценка электрических параметров схемы, реализуемой на микрорадиоэлементах.

2. *Разбиение схемы микроблока на конструктивно законченные части* (обычно функциональные узлы, реализуемые на отдельных микроплатах). Для микроблока небольшой элементности эта процедура выполняется ручным способом. Для большой элементности со сложной структурой соединения элементов, при наличии особо жестких требований к электро- и теплофизическим, электромагнитным параметрам схемы, используются методы автоматизированного разбиения схемы на конструктивно-законченные части [1]. Аналоговые схемы связной РЭА разбиваются на конструктивно законченные части ручным способом либо с вспомогательным использованием унифицированных алгоритмов автоматизированного разбиения.

3. *Поочередное или групповое моделирование микроплат микроблока* Оценивается возможность реализации параметров отдельных функциональных узлов в исполнении, максимально приближенном к рабочим конструкциям микроплат в микроблоке. В упрощенном варианте моделирования можно использовать толстопленочные микроплаты с ограниченной коммутацией (рис.1) и универсальные с избыточной коммутацией (на рис. 2: 1 – керамическая подложка 24 x 36 мм; 2 – наружная граница диэлектрического и защитного слоев; 3 – защитный слой; 4 – зона установки конденсаторов типа К10-9 и К10-17; 5 – окна диэлектрического слоя; 6 – переходная площадка 1-го и 2-го проводниковых слоев; 7 – внешняя контактная площадка; 8 – второй проводниковый слой; 9 – первый проводниковый слой; 10 – контактная площадка 1-го проводникового слоя; 11 – контактная площадка 2-го проводникового слоя). На макетные микроплаты устанавливаются активные и пассивные бескорпусные ЭРЭ. Соответственно в нулевом и первом приближениях моделируются реальные топологии микроплат. Моделирование является масштабным (на рис.3 показана схема масштабного мо-

делирования микроплат на базе использования макетных микроплат: 1 – макетная и рабочая микроплаты; 2 – магистральная трасса; 3 – активные элементы; 4 – пассивные навесные элементы; 5 – определяющие магистральные трассы по цепям прохождения сигнала). В первом случае, при использовании микроплат с ограниченной коммутацией, масштаб макетирования составляет от 8:1 до 4:1, во втором достигает 2:1..., 5:1. Макетирование микроплат микроблока позволяет снимать характеристики функциональных узлов, максимально приближенные к рабочим, выявлять контуры топологии: расположение навесных элементов и трассы пленочной коммутации с минимумом пересечений соединений и выводов пленочных и навесных ЭРЭ.

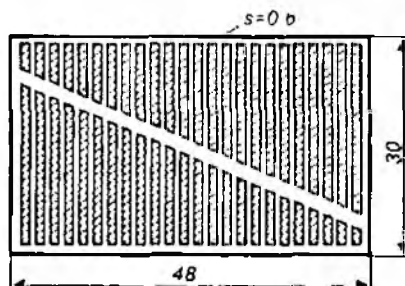


Рис. 1

Для схем с критическими режимами работы особое внимание уделяется электромагнитной совместимости навесных и пленочных элементов на микроплатах; предусматриваются варианты экранирования и взаиморасположения ЭРЭ на микроплатах. Для учета других существенных факторов при макетировании необходимо:

- рассчитывать в первом приближении тепловой режим микроплаты;
- отрабатывать окончательный эскиз топологии;
- для линейных схем выбирается порядок расположения каскадов и отдельных активных элементов;
- для высокочастотных схем и схем с критическими режимами работы экспериментально и расчетно определять зоны экранирования и теплозащиты;
- выбирать оптимальный вариант расположения внешних контактных площадок;
- рассчитывать LC- параметры пленочных проводников, гибких выводов навесных элементов и допустимые значения Спар между отдельными пленочными элементами микроблока

4. *Разработка объемной модели микроблока.* Для цифровых схем, реализуемых в виде встроенных блоков вычислительной аппаратуры, объемная модель выполняется в унифицированных макетных блоках с использованием унифицированных ячеек.

Исходными конструктивно законченными единицами здесь являются модели микроплат. Масштабное моделирование позволяет одновременно отрабатывать тепловые режимы, оценивать нормы электромагнитной совместимости ЭРЭ и узлов в микроблоке и т.п. В итоге апробируются все параметры за микроблока исключением механико- прочностных характеристик и герметичности.

На рис. 4 показана конструкция объемно- масштабной модели микроблока прямоугольной формы. Несущим элементом является металлическая рама 5 с установленными на ней коммутационными печатными платами 6. рамы с платами объединены в этажерочный модуль с помощью винтов 9 и втулок 10. Кожух 2 с крышкой 1 закрепляются этими же винтами.

На коммутационных платах установлены микроплаты 7, электрически объединенные непосредственно или с помощью коммутационных печатных плат. На платах установлены также корпусные ЭРЭ 8. Выводной и межплатный монтаж в МБОГ выполняется с контактных площадок коммутационных плат 11. Выводной монтаж выполняется гибким кабелем на проходную колодку 3 с избыточным коленом кабеля 4 для сохранения соединения при разъединении этажерочного модуля с кожухом. Наиболее эффективно использование в макетах

унифицированных макетных плат, коммутационная избыточность которых позволяет с хорошим масштабным приближением формировать макетные блоки.

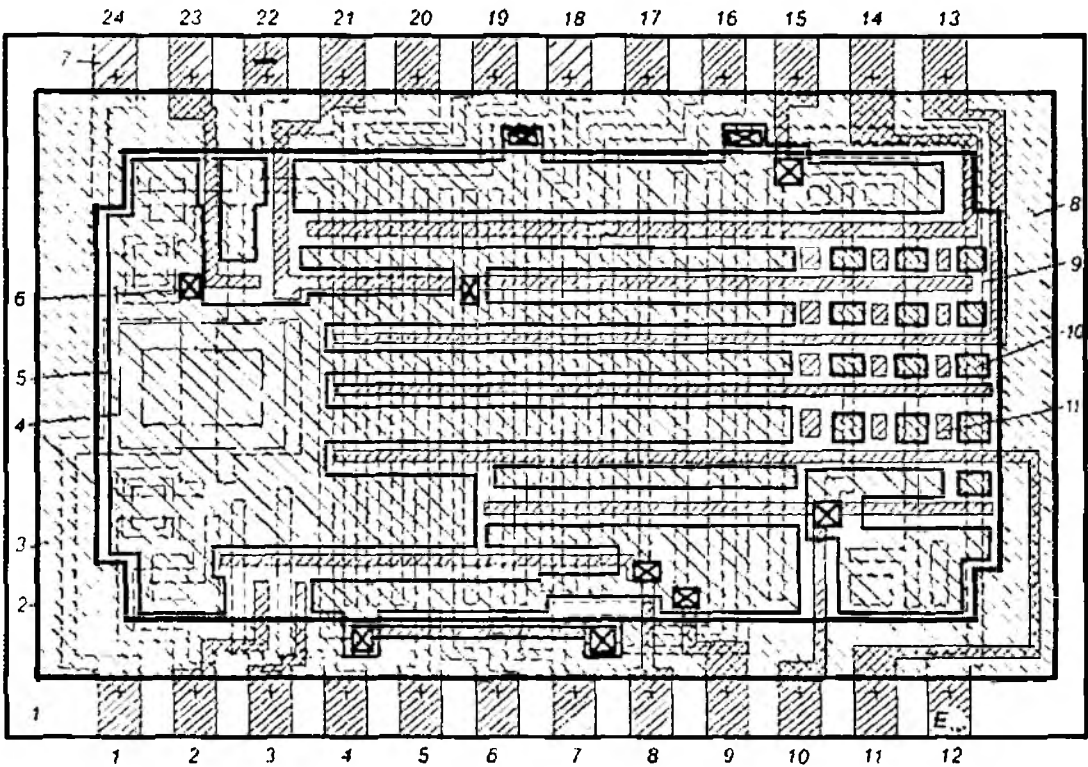


Рис. 2

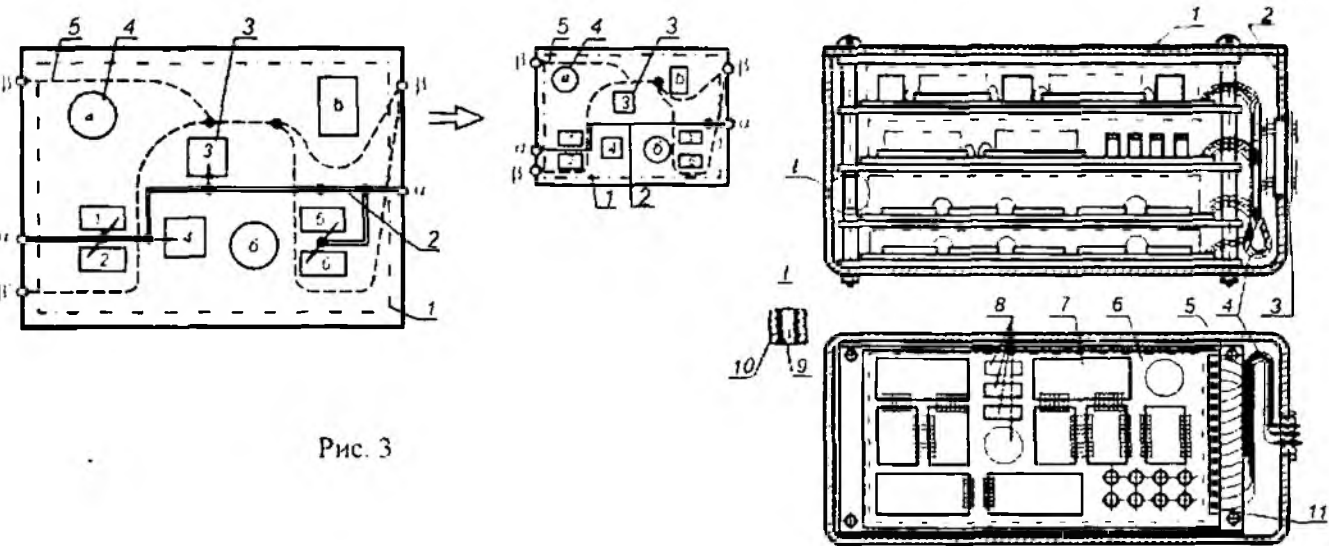


Рис. 3

Рис. 4

Для оценки правдоподобия моделирования микроблока вводится масштабный множитель

$$Mm = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n (G_{i, \text{мак}} / G_{i, \text{мб}}), \tag{2}$$

где $G_{i,МАК}$ и $G_{i,МБ}$ – соответствующие габаритные, межплатные и другие основные размеры макета и микроблока. Критерием является укрупненная характеристика; для хорошего правдоподобия разброса Mm_i (соответствующих показателей по отдельным определяющим размерам) в пределах группы размеров $i=1,2,...,n$ не должен превышать 10...15 %. Использование обычных микроплат и унифицированных макетных плат с коммутационной избыточностью позволяет формировать модели с $Mm=1,5...2,5$, что является хорошим приближением реальной конструкции микроблока. Соответственно при оценке теплового режима и электромагнитной совместимости в пределах объема микроблока по его модели следует учитывать полученный показатель Mm . Таким образом, эти характеристики для макета являются ослабленными в 1,5...2,5 раза по сравнению с рабочей конструкцией микроблока.

Для приближения к рабочей конструкции микроблока все ее несущие элементы и корпус модели изготавливаются из алюминиевых сплавов. Для плавки алюминия без предварительного покрытия рекомендуется использовать припой ПЗООА, П2ООА и ВПТ-4. Для микроблоков с особыми требованиями по конфигурации посадочного места модель изготавливается в приближении Mm -правдоподобия. На рис. 5 показан объемно-масштабный макет микроблока сложной конфигурации: 1 – микроплата; 2 – зона монтажа навесных элементов; 3 – крышка; 4 – корпус; 5 – стойка; 6 – втулка; 7 – винт; 8 – слой металлизации; 9 – соединитель; 10 – компенсационное колено; 11 – коммутационные струны; 12 – рамка

Корпус изготавливается фрезерованием, однако целесообразнее использовать каркас и диэлектрического материала с последующей металлизацией. Наиболее простой способ металлизации – обклейка медной фольгой. При наличии хорошей технологической базы корпус модели изготавливается методами гальванопластики с последующей опрессовкой.

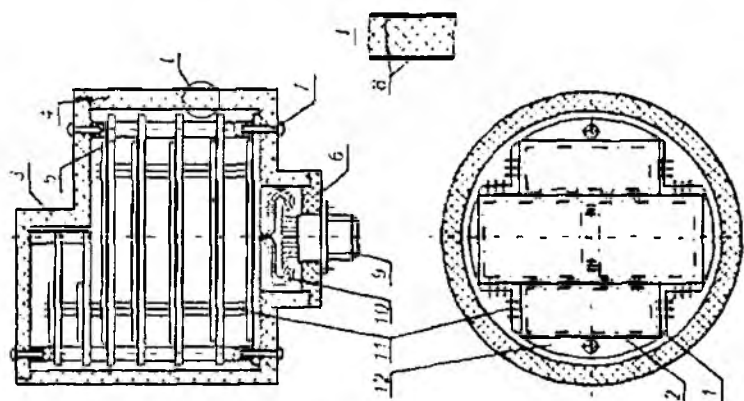


Рис. 5

Масштабное моделирование микроблоков изделий РЭА космической и специальной техники

Корпуса макетов целесообразно изготавливать фрезерованием из пресс-материалов с металлизацией толщиной не менее 5...10 мкм. Для металлизации опрессовкой (приклейкой) используется листовая фольга толщиной 25 ± 2 ; 35 ± 3 ; 50 ± 5 мкм. Электролитическая медь, наносимая осаждением, должна иметь толщину 15...70 мкм. При макетировании микроблоков более или менее правдоподобный результат получается при $Mm=1$ для микроплат и $Mm=1,2...1,5$ для корпусов и межплатных расстояний с последующим перерасчетом параметров и узлов микроблока на ее основе. Таким образом, в моделях используются микроплаты, идентичные устанавливаемым в микроблоках. Если на этом этапе моделирования оцениваются отдельные параметры корпуса, в этом случае $Mm=1$ для корпуса или секции макета. Если комплексный автоматизированный расчет микроблока невозможен или экономически малоэффективен, то в этом случае необходимо оценочное моделирование микроблока. Реально масштабное моделирование микроблоков с $Mm=5...10$. Как следует из самого характера уравнений, описывающих электромагнитное поле, электродинамические процессы в замкну-

том объеме при соответствующем строгом подборе материалов и строгой выдержке размеров входящих узлов для данного *Мт*, которые являются инвариантными к масштабным изменениям. Наибольшая трудность при данном способе моделирования состоит в подборе соответствующих материалов конструкции макета, обеспечивающих равномасштабность моделирования.

Выводы

Таким образом, проведенные исследования позволяют сделать следующие выводы:

1. Микроблоки являются принципиально новым видом конструкторского исполнения изделий РЭА повышенной надежности, высокого уровня интеграции и более гибким развитием методов гибридной микроэлектроники.

2. При разработке микроблоков особое внимание уделяется их моделированию, что повышает качество разработок, позволяет скорректировать конструкторско-технологическое и схемное решение и сократить цикл разработки изделия в целом.

3. Моделирование микроблоков целесообразно проводить на корпусных аналогах бескорпусных элементов, дополняя его соответствующими тепловыми расчетами.

4. Моделирование микроблоков изделий РЭА, в т.ч космической и специальной техники вызвано наличием критических режимов работы их электрических схем и оптимизацией схемного, конструкторского решения и проходит в несколько этапов.

5. Разработанная методика моделирования предусматривает определенный порядок, в т.ч расчет электрической схемы, разбиение схемы микроблока на конструктивно законченные части, поочередное или групповое моделирование микроплат микроблока, а также разработку объемного макета микроблока.

6. При разработке микроблоков изделий РЭА, в т.ч космической и специальной техники особое внимание уделяется строгому подбору материалов и строгой выдержки размеров входящих узлов для данного *Мт*, которые являются инвариантными к масштабным изменениям.

Список литературы: 1. *Конструирование* и расчет больших гибридных интегральных схем, микросборок и аппаратуры на их основе / Г.В.Алексеев, В.Ф.Борисов, Т.Л.Воробьев и др.; Под ред. Б.Ф.Высоцкого. М.: Радио и связь, 1981. 216с. 2. *Варламов Р.Г.* Компоновка радиоэлектронной аппаратуры. 2-е изд. М.: Сов. радио, 1975. 352с. 3. *Ермолаев Ю.П., Пономарев М.Ф., Крюков Ю.Г.* Конструкции и технология микросхем / Под ред. Ю.П. Ермолаева. М.: Сов. радио, 1980. 256с. 4. *Пономарев М.Ф.* Конструирование и расчет микросхем и микроэлементов ЭВА. М.: Радио и связь, 1982. 288с. 5. *Замирец Н.В., Котух В.Г., Шур В.А., Алтухова Т.Л.* Технологическая концепция лазерной герметизации радиоэлектронных модулей в корпусах из алюминиевых сплавов // *Технология приборостроения*. 1996. №1. С 54-57.

Харьковский национальный
университет радиоэлектроники

Поступила в редколлегию 11.04.2008

*М.П. ГРИБСКИЙ, Е.В. ГРИГОРЬЕВ, канд. техн. наук, Н.И. СЛИПЧЕНКО, канд. техн. наук,
В.В. СТАРОСТЕНКО, д-р физ.-мат. наук, Е.П. ТАРАН, канд. физ.-мат. наук,
Д.А. УНЖАКОВ*

МОДЕЛЬ КРИСТАЛЛА МИКРОСХЕМ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ НАПРЯЖЕННЫХ ТОКОВЫХ И ТЕПЛОВЫХ РЕЖИМОВ

Введение

При экспериментальных исследованиях воздействия импульсных электромагнитных СВЧ полей на микросхемы практически невозможно исследовать влияние всех параметров воздействующего фактора (частоты заполнения радиоимпульса, длительности, формы огибающей, скважности, крутизны фронтов), характеристик микросхем (размеров микросхемы и кристалла, степени интеграции, используемых материалов и технологий), взаимного расположения микросхемы и поля (поляризационного фактора) на результат воздействия. Экспериментальные исследования, как правило, проводятся для вполне определенного набора параметров поля и микросхем. Полученные экспериментальные данные могут быть исходными предпосылками для построения численно-аналитической модели взаимодействия импульсных электромагнитных полей (ИЭМП) с микроструктурными элементами (проводящими, диэлектрическими и активными) микросхем.

Модель взаимодействия электромагнитного излучения с микроструктурными элементами кристалла микросхем [1, 2], разработанная для прогнозирования стойкости микросхем с низким и средним уровнями интеграции, оказалась малоприменимой для современных микросхем: различия между расчетными и экспериментальными данными были очень большими и выходили за рамки количественных оценок.

Современные микросхемы сильно отличаются от тех, для которых разрабатывалась компьютерная модель взаимодействия импульсных электромагнитных полей с микроструктурными элементами (МСЭ) кристалла микросхем [1–3]. Основные отличия заключаются: в используемых материалах (например, в качестве проводящих материалов вместо алюминия применяются медь и тантал), в использовании многослойной металлизации для обеспечения необходимой связи между различными микроструктурными элементами кристалла (до 10 и более слоев вместо одного в [1–3]), в размерах микроструктурных элементов.

Целью данной работы является построение численно-аналитической модели взаимодействия импульсных электромагнитных полей СВЧ диапазона с микроструктурными элементами кристалла современных микросхем, позволяющей прогнозировать результаты воздействия.

Основные положения модели

Модель взаимодействия импульсных электромагнитных полей с микроструктурными элементами кристалла микросхем предполагает последовательное решение дифракционной и электротепловой задач. При решении дифракционной задачи определяются поля вблизи кристалла микросхемы. Значения найденных напряженностей электрической компоненты полей являются исходными для определения напряжений, прикладываемых к различным участкам кристалла микросхем, в частности напряжения между контактными площадками. Отличительной особенностью современных микросхем от рассмотренных ранее [1–3] является наличие цепей, предназначенных для защиты микросхем от электростатического разряда. При наличии таких цепей дополнительное напряжение при воздействии ИЭМП прикладывается не к выводам микросхемы, а к контактным площадкам или отдельным участкам кристалла микросхем.

Экспериментальные исследования по непосредственному воздействию ИЭМП на современные микросхемы (микроконтроллеры, микросхемы памяти и др.) проводились в волноводном тракте. Для того чтобы сравнить результаты разрабатываемой численно-аналитической модели взаимодействия с экспериментальными данными, целесообразно решать дифракцион-

ную задачу для микросхемы в волноводе. Эту часть модели взаимодействия ИЭМП с микроструктурными элементами кристалла микросхем можно взять такой же, какой она была для микросхем с низким и средним уровнями интеграции.

Решение волноводной дифракционной задачи осуществлялось с помощью декомпозиционного метода с использованием минимальных автономных блоков [5], при выполнении условия $\lambda \gg l$, где λ – длина волны в волноводе, l – наибольший геометрический размер корпуса микросхемы. Как и в случае микросхем с низким и средним уровнями интеграции, для современных микросхем корпус и выводы в наибольшей степени определяют соотношение между отраженной, поглощенной и прошедшей волнами. Это соотношение зависит от размеров микросхемы и взаимного расположения микросхемы и волны H_{10} в волноводе. Расхождения в значениях коэффициента стоячей волны и ослабления между рассчитанными в результате решения дифракционной волноводной задачи и экспериментальными данными не превышали 10 %. Расчеты и экспериментальные исследования проводились для микросхем ATtiny15, PIC16F628-20I/P (микроконтроллеры), 24LC16, 27C256-20FA (микросхемы памяти), микросхемы серии RX600x/TX600x (экранированные микросхемы приемников и передатчиков – СВЧ микросхемы), TLC549IP и AD7243 (микросхемы АЦП и ЦАП).

Основные изменения в модели взаимодействия ИЭМП с микроструктурными элементами кристалла современных микросхем должны быть заложены в электротепловую модель кристалла.

Модель кристалла и цепи пробоя

На рис.1 показана модель фрагмента кристалла микросхем с активными элементами на подложке и несколькими слоями металлизации. Цифрами 1 и 2 показаны возможные цепи пробоя в кристалле микросхем при воздействии импульсных электромагнитных полей: 1 – цепи пробоя без участия активных микроструктурных элементов. 2 – цепь пробоя через активные элементы.

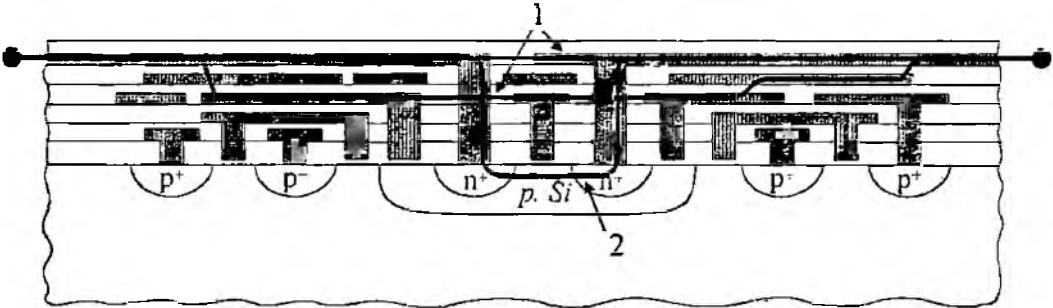


Рис. 1

Эквивалентные схема цепи пробоя 1 и 2 (рис.1) представлены на рис.2 и 3 соответственно. Резисторами показаны сопротивления проводящих микроструктурных элементов, емкости соответствуют диэлектрическим участкам между проводящими МСЭ.

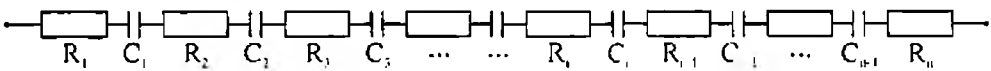


Рис. 2

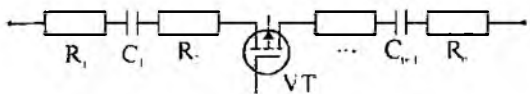


Рис. 3

Экспериментальные исследования показывают, что катастрофический отказ микросхем при воздействии импульсных электромагнитных полей обусловлен в большей мере выходом проводящих микроструктурных элементов [4]. Далее рассматриваются электротепловые процессы в цепи пробоя, показанной на рис. 2.

В электротепловой модели кристалла современных микросхем (см. рис. 1) можно слои с различными характеристиками полупроводниковых материалов не выделять, поскольку они по теплопроводящим свойствам не отличаются друг от друга (для цепи пробоя 1, см. рис. 1), а объединить в один слой (подложка – Si, рис. 4).

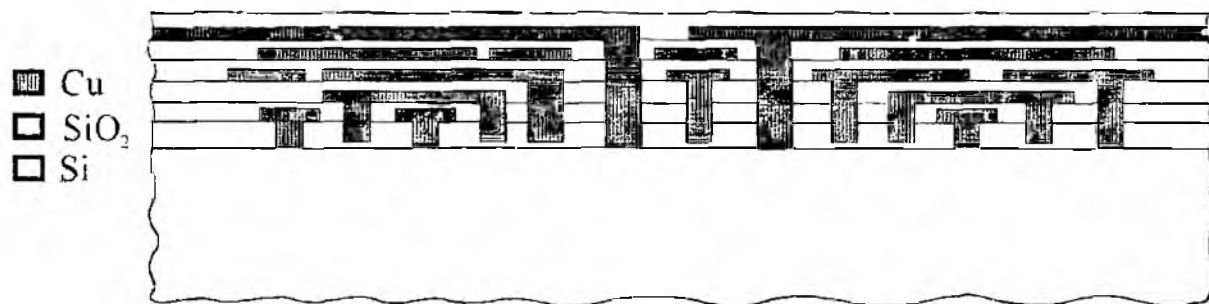


Рис. 4

Особенностями рассматриваемой электротепловой модели кристалла современных микросхем в сравнении с моделью кристалла микросхем с низким и средним уровнями интеграции являются: использование в качестве материала проводящих пленок меди, учет нескольких слоев проводящих пленок, учет нагревания разделительных диэлектрических пленок, обусловленных потерями тока смещения.

В отличие от алюминиевых пленок, имеющих зернистую структуру и неоднородных по толщине, медные пленки практически однородны в этом направлении, однако медные проводящие дорожки существенно пространственно неоднородны по ширине. Такого рода пространственная неоднородность учитывалась при расчетах (рис. 5).



Рис. 5

На рис. 5 показано 3 слоя металлизации, при расчетах можно задавать необходимое количество слоев металлизации.

В основе электротепловой модели взаимодействия ВИИЭМП с микроструктурными элементами микросхем лежит неоднородное уравнение теплопроводности [6]:

$$c_s \rho_s \frac{\partial T_s}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left[K_s(T, t) \cdot \frac{\partial T_s}{\partial x} \right] + \frac{\partial}{\partial y} \left[K_s(T, t) \cdot \frac{\partial T_s}{\partial y} \right] + q_s(x, y, t), \quad (1)$$

где T_s – температурное поле на s -м слое (s – обозначение слоя на чипе (Si, SiO₂, Cu и т.д.); c_s – удельная теплоемкость s -слоя; ρ_s – плотность материала слоя; $K_s(T, t)$ – коэффициент теплопроводности; $q_s(x, y, t)$ – удельная мощность источников тепла s -слоя.

Удельная мощность источников тепловыделения в уравнении (1) находится из решения дифракционной задачи и характеристик разрядной цепи. В общем случае удельная мощность тепловыделения определяется как для проводящих, так и для диэлектрических элементов, когда учитываются потери тока смещения. Уравнение (1) неоднородно как по коэффициенту теплопроводности $K_s(T, t)$, так и источникам тепловыделения.

При решении уравнения теплопроводности для n (1, 2, ..., s , ..., n) слоев решалась система уравнений. Для решения этой системы использовались стандартные граничные условия [6].

Плотность источников тепловыделения определялась из законов Ома и Джоуля – Ленца. Найденное из решения дифракционной задачи значение напряжения между зажимами разрядной цепи использовалось для нахождения тока в разрядной цепи. Для учета неоднородности

проводящих микроструктурных элементов они представлялись в виде сетки сопротивлений [2]. Значения емкостей при расчетах брались для плоских конденсаторов из слоев металлизации с площадями от 0,05 до 0,25 площади кристалла. По найденным значениям тока определялись плотности тока в элементах проводников и диэлектриков, следовательно, и плотности источников тепловыделения для уравнения теплопроводности [6].

Сравнительный анализ результатов расчетов и экспериментальных данных

Для электротепловой модели кристалла, приведенной на рис. 4 (цепь пробоя, рис. 2), решалась система уравнений теплопроводности для 8 слоев металлизации. Были проведены сравнительные расчеты тепловой стойкости проводящих микроструктурных элементов из алюминия и меди. Использование меди в качестве проводника значительно повышает тепловую стойкость соответствующих МСЭ. В то же время учет нагревания разделительных диэлектрических слоев за счет потерь токов смещения ускоряет время тепловой деградации проводящих МСЭ. Учет неоднородности проводящих МСЭ приводит к локализации тепла на неоднородных участках и способствует ускорению их теплового пробоя. Тепловые процессы в проводящих МСЭ также зависят от величины емкости между проводниками и от их взаимного расположения.

В качестве экспериментальных данных использовались результаты по непосредственному воздействию ИЭМП на микросхемы ATtiny15 и PIC16F628-201/P с кристаллами 4×4 мм. Эти микросхемы имеют защиту от электростатического разряда, что дает им возможность выхода из строя при воздействии одиночного СВЧ импульса. Данные микросхемы в ориентации, когда плоскость кристалла с микроструктурными элементами параллельна вектору электрической компоненты поля волны Н₁₀, выходили при воздействии 50 импульсов при напряженности электрической компоненты поля $E_m > 80$ кВ/м. Проведенные расчеты с использованием усовершенствованной модели кристалла при наборе параметров воздействующего фактора в экспериментальных исследованиях дали расхождения в результатах, не превышающие 25 %.

Заключение

Использование модели кристалла с одним проводящим слоем [2] показало непригодность этой модели для расчета электротепловых процессов современных микросхем при воздействии импульсных электромагнитных полей на микросхемы. В работе рассмотрена многослойная модель кристалла современных микросхем и электротепловые процессы в цепи пробоя без активных элементов кристалла микросхем. Проведенные расчеты и их сравнение с экспериментальными данными свидетельствует о том, что предложенная модель позволяет прогнозировать стойкость современных микросхем при воздействии импульсных электромагнитных полей СВЧ диапазона.

Список литературы: 1. Старостенко В.В. Дифракция электромагнитных волн на модели микросхемы в волноводе // Радиозлектроника и информатика. Харьков. 2002. № 4. С.33 –36. 2. Ахрамович Л.Н., Зуев С.А., Таран Е.П. и др. Влияние толщины металлизации на стойкость интегральных микросхем при воздействии электромагнитных полей // Прикладная радиозлектроника. Харьков. 2003. Т.2, №1. С.88 – 92. 3. Таран Е.П., Старостенко В.В. Численный анализ влияния неоднородности металлизации на тепловой режим микросхем // ЖТФ. 1998. Т.68, №12. С.90-92. 4. Борисов А.А., Григорьев Е.В., Старостенко В.В., Таран Е.П. Воздействие электромагнитных полей на интегральные микросхемы // Измерительная техника. М., 1998. № 4. С. 65-67. 5. Никольский В.В., Никольская Т.И. Декомпозиционный подход к задачам электродинамики. М.: Наука, 1983. 304 с. 6. Тихонов А. Н., Самарский А. А. Уравнения математической физики. М.: Наука, 1977. 736 с.

Таврический национальный университет

Поступила в редколлегию 17.05.2008

МЕТОД ВОССТАНОВЛЕНИЯ КАСКАДНЫХ СТРУКТУРНЫХ ЧИСЕЛ

Введение

Для повышения оперативности передачи данных в информационно-телекоммуникационных системах необходимо осуществлять их компактное представление [1, 2]. Это приводит к уменьшению цифровых объемов данных, а следовательно, и к уменьшению количества пакетов данных. Важными требованиями к методам компрессии являются: повышение степени сжатия; обеспечение обработки данных без внесения ошибок; снижение времени обработки. Причем в ряде практических приложений, в том числе в процессе диагностики цифровых схем, особенно важно осуществлять быстрое восстановление данных. Для существующих подходов в организации сжатия и восстановления двоичных данных дополнительное увеличение коэффициента компрессии связано либо с потерей информации либо с повышением временных затрат на обработку [1 – 4]. Отсюда актуальной научно-прикладной задачей является снижение времени восстановления данных при сохранении требуемого уровня достоверности информации.

В работе [5] разработан метод компактного представления двоичных данных с произвольными статистическими характеристиками. Показано, что подход, основанный на формировании каскадных структурных кодовых комбинаций, позволяет повысить степень сжатия. В то же время для использования данного метода в системах обработки данных требуется осуществить их своевременное восстановление без внесения ошибок. Значит, цель исследований состоит в разработке метода быстрого восстановления каскадных структурных чисел (КСЧ) без внесения погрешности.

Разработка метода декодирования каскадных структурных кодовых конструкций

Рассмотрим направление для снижения количества операций на восстановление двоичных данных без внесения погрешности. Вначале покажем, что по значению кода-номера $C_{\psi}^{(2)}$ и для известных служебных данных можно без внесения погрешности восстановить исходное каскадное структурное число G .

Для этого сформулируем и докажем следующую теорему.

Теорема о восстановлении каскадных структурных чисел. Двоичную последовательность $G = \{g_{k\ell}\}$, $k = \overline{1, n}$, $\ell = \overline{1, n}$, удовлетворяющую ограничениям:

$$G^{(\ell)} = \{g_{k\ell}\}_{k=\overline{1, n}} \rightarrow \eta_{\ell}: C_{\ell} < F(\eta, \lambda)_{\ell} = \min(V_{\ell, \nu, \eta}; \lambda_{\ell}), \ell = \overline{1, n},$$

где C_{ℓ} – значение кода-номера столбца двоичного массива, можно восстановить **без внесения погрешности** на основе значений кода-номера $C_{\psi}^{(2)}$, с учетом известных значений величин: длины двоичных столбцов n , вектора ограничений $F = \{F(\eta, \lambda)_{\ell}\}_{\ell=\overline{1, n}}$ на диапазоны кодов одномерных плавающих структурных чисел и вектор $\{\eta_1, \dots, \eta_{\ell}, \dots, \eta_n\}$ ограничений на число серий единиц в двоичных столбцах, по системе выражений:

$$g_{k\ell}^{(\psi)} = \text{sign}(1 + \text{sign}(C(k-1; \ell)_{\psi}^{(2)} - \phi_{k\ell})), k = \overline{1, n}, \ell = \overline{1, n}; \quad (1)$$

$$\phi_{0\ell} = \frac{(n)!}{(2\eta)!(n-2\eta)!} \left(\prod_{g=\ell+1}^n F(\eta, \lambda)_g \right) \quad (2)$$

$$F(\eta, \lambda)_\ell = \begin{cases} \lambda_\ell, & \rightarrow \lambda_\ell < V_{\ell, \nu, \eta}; \\ V_{\ell, \nu, \eta}, & \rightarrow \lambda_\ell \geq V_{\ell, \nu, \eta}; \end{cases} \quad (3)$$

- если $g_{k-2, \ell} = 1$, а $g_{k-1, \ell} = 0$, а также, если $|g_{k-2, \ell} - g_{k-1, \ell}| = 0$ и $(g_{k-2, \ell} - g_{k-1, \ell}) = 0$, то

$$\phi_{k\ell} = \phi_{k-1, \ell} (n - k + 1 - t_{k-1, \ell} + 1) / (n - k + 2); \quad (4)$$

- если $g_{k-2, \ell} = 0$, а $g_{k-1, \ell} = 1$, то

$$\phi_{k\ell} = (\phi_{k-1, \ell} \prod_{\gamma=1}^2 (t_{k-1, \ell} + \gamma)) / ((n - k + 1 - t_{k-1, \ell}) (n - k + 2)), \quad (5)$$

где $g_{k\ell}^{(\psi)}$ – $(k; \ell)$ -й элемент ψ -го каскадного структурного числа; $\phi_{k\ell}$ – количество каскадных двоичных структур $G_k^{(\ell)}$, у которых $(k; \ell)$ -й элемент равен нулю, т.е. $g_{k\ell}^{(\psi)} = 0$; $t_{k-1, \ell}$ – параметр отражающий зависимость количества единиц, формирующих на текущем этапе обработки число серий единиц. Вычисляется на основе рекуррентных соотношений

$$t_{k, \ell} = t_{k-1, \ell} - |g_{k-1, \ell}^{(\psi)} - g_{k\ell}^{(\psi)}| + (g_{k-1, \ell}^{(\psi)} - g_{k\ell}^{(\psi)}), \quad t_{0, \ell} = 2\eta_\ell; \quad (6)$$

$C(k-1; \ell)_\psi^{(2)}$ – остаточное значение кода-номера $C_\psi^{(2)}$, полученное для двоичной структуры $G_k^{(\ell)}$, состоящей из $((n - k + 1) + n(n - \ell))$ двоичных элементов:

$$G_k^{(\ell)} = \{g_{k, \ell}^{(\psi)}, \dots, g_{n, \ell}^{(\psi)}, g_{1, \ell+1}^{(\psi)}, \dots, g_{n, \ell+1}^{(\psi)}, \dots, g_{1, n}^{(\psi)}, \dots, g_{n, n}^{(\psi)}\}; \quad (7)$$

$$C(k; \ell)_\psi^{(2)} = C(k-1; \ell)_\psi^{(2)} - g_{k\ell}^{(\psi)} \phi_{k\ell}, \quad C(0; 1)_\psi^{(2)} = C_\psi^{(2)}; \quad (8)$$

$$C(1; \ell)_\psi^{(2)} = C(n; \ell-1)_\psi^{(2)};$$

$C(1; \ell)_\psi^{(2)}$, $C(n; \ell-1)_\psi^{(2)}$ – остаточные значения кода-номера соответственно для первого элемента ℓ -го столбца и последнего элемента $(\ell-1)$ -го столбца КЧС.

Доказательство. Весовой коэффициент элемента $g_{k\ell}^{(\psi)}$ каскадного структурного числа (КЧС) состоит из двух сомножителей и равен $p_{k\ell}^{(\psi)} \prod_{\phi=\ell-1}^n F(\eta, \lambda)_\phi$. Из особенностей построения допустимого множества плавающих структурных чисел вытекает, что сомножитель $p_{k\ell}^{(\psi)}$ обладает следующими свойствами:

- для единичного значения элемента ($g_{k\ell}^{(\psi)} = 1$) КЧС величина $p_{k\ell}^{(\psi)}$ равна количеству предшествующих текущему числу допустимых ОПСЧ, у которых на k -й позиции расположены нулевые элементы;

- величина $p_{k\ell}^{(\psi)}$ в предположении, что k -й элемент равен нулю ($g_{k\ell}^{(\psi)} = 0$) находится по формуле

$$p(g_{k\ell}^{(\psi)}=0) = (n-k+1)! / ((t_{k-1,\ell})! (n-k+1-t_{k-1,\ell})!); \quad (9)$$

- при условии равенства восстанавливаемого элемента 1, т.е. $g_{k\ell}^{(\psi)}=1$, выполняется равенство

$$p_{k\ell}^{(\psi)} \prod_{\phi=\ell+1}^n F(\eta, \lambda)_{\phi} = \phi_{k\ell}. \quad (10)$$

Отсюда правило для восстановления элементов КСЧ предлагается строить на основе первых двух условий. Если восстанавливаемый элемент будет равен 1, т.е. $g_{k\ell}^{(\psi)}=1$, то остаточное значение кода-номера $C(k-1;\ell)_{\psi}^{(2)}$ будет больше или равно количеству допустимых ОПСЧ, предшествующих текущему числу, но значение k -го элемента у которых равно нулю:

$$C(k-1;\ell)_{\psi}^{(2)} \geq p(g_{k\ell}^{(\psi)}=0) \prod_{\phi=\ell+1}^n F(\eta, \lambda)_{\phi} \text{ для } g_{k\ell}^{(\psi)}=1. \quad (11)$$

В обратном случае, когда восстанавливаемый элемент равен нулю, т.е. $g_{k\ell}^{(\psi)}=0$, тогда остаточное значение кода-номера $C(k-1;\ell)_{\psi}^{(2)}$ будет меньше суммарного количества смежных допустимых КСЧ, у которых значение k -го элемента равно нулю:

$$C(k-1;\ell)_{\psi}^{(2)} < p(g_{k\ell}^{(\psi)}=0) \prod_{\phi=\ell+1}^n F(\eta, \lambda)_{\phi} \text{ для } g_{k\ell}^{(\psi)}=0. \quad (12)$$

Из анализа соотношений (11) и (12) вытекает, что:

- для вычисления величин $C(k-1;\ell)_{\psi}^{(2)}$ и $p(g_{k\ell}^{(\psi)}=0)$ не требуется знать значение k -го элемента восстанавливаемого элемента;

- результат сравнения величин $C(k-1;\ell)_{\psi}^{(2)}$ и $p(g_{k\ell}^{(\psi)}=0)$ является взаимнооднозначным относительно значения восстанавливаемого элемента.

Следовательно, величины $C(k-1;\ell)_{\psi}^{(2)}$ и $p(g_{k\ell}^{(\psi)}=0)$ могут использоваться для определения значения элемента $g_{k\ell}^{(\psi)}$. Правило для восстановления элементов КСЧ имеет вид

$$\begin{cases} g_{k\ell}^{(\psi)}=0, \rightarrow C(k-1;\ell)_{\psi}^{(2)} < p(g_{k\ell}^{(\psi)}=0) \prod_{\phi=\ell+1}^n F(\eta, \lambda)_{\phi}; \\ a_{1:j}=1, \rightarrow C(k-1;\ell)_{\psi}^{(2)} \geq p(g_{k\ell}^{(\psi)}=0) \prod_{\phi=\ell+1}^n F(\eta, \lambda)_{\phi}. \end{cases} \quad (13)$$

Заменяя в правых частях неравенств системы (13) величину $p(g_{k\ell}^{(\psi)}=0) \prod_{\phi=\ell+1}^n F(\eta, \lambda)_{\phi}$ выражением (10), получим

$$\begin{cases} g_{k\ell}^{(\psi)}=0, \rightarrow C(k-1;\ell)_{\psi}^{(2)} < \phi_{k\ell}; \\ g_{k\ell}^{(\psi)}=1, \rightarrow C(k-1;\ell)_{\psi}^{(2)} \geq \phi_{k\ell}. \end{cases} \quad (14)$$

Заменяем две операции сравнения величин $C(k-1; \ell)^{(2)}$ и $\phi_{k\ell}$ на операции проверки разности между этими величинами. Данные действия задаются оператором $sign(u)$:

$$sign(u) = \begin{cases} 1, & \text{если } u > 1; \\ 0, & \text{если } u = 0; \\ -1, & \text{если } u < 0. \end{cases}$$

С учетом данного оператора система неравенств (14) примет вид соотношения (1).

Третье свойство весового коэффициента, заданное формулой (10), позволяет пересчитывать остаточное значение кода-номера. Действительно, поскольку на значение кода-номера влияют только единичные элементы КСЧ, то при знании их весового коэффициента остаточное значение кода-номера будет определяться по соотношению (8). Теорема о восстановлении доказана.

В результате доказанной теоремы построены соотношения, обеспечивающие беспогрешностное восстановление элементов двоичного каскадного структурного числа для заданных служебных данных (число серий единиц в столбцах КСЧ, ограничения на значения кодов-номеров ОПСЧ).

Для уменьшения количества операций затрачиваемого на вычисление начального параметра $\phi_{0\ell}$ предлагается проводить его вычисление на основе величины ϕ_{01} -- найденной для первого столбца каскадного структурного числа. Для этого требуется установить взаимозависимость между величинами $\phi_{0\ell}$ и ϕ_{01} . Величина ϕ_{01} для известных значений длины столбца n и числа серий единиц η_0

$$\phi_{01} = (n)! / ((2\eta_0)! (n-2\eta_0)!). \quad (15)$$

С другой стороны величина $\phi_{0\ell}$ для известных величин n и η_ℓ находится по формуле

$$\phi_{0\ell} = (n)! / ((2\eta_\ell)! (n-2\eta_\ell)!). \quad (16)$$

Поскольку выражения (15) и (16) отличаются знаменателями, то возможны следующие варианты:

- если между величинами η_0 и η_ℓ выполняется неравенство $\eta_0 < \eta_\ell$, то

$$\phi_{0\ell} = \frac{(n)!}{(2\eta_\ell)! (n-2\eta_\ell)!} = \frac{(n)! \prod_{k=n-2\eta_\ell+1}^{n-2\eta_0} k!}{(2\eta_0)! (n-2\eta_0)! \prod_{k=\eta_0+1}^{\eta_\ell} k!} = \phi_{01} \frac{\prod_{k=n-2\eta_\ell+1}^{n-2\eta_0} k!}{\prod_{k=\eta_0+1}^{\eta_\ell} k!}; \quad (17)$$

- в противном случае для $\eta_0 > \eta_\ell$, будет

$$\phi_{0\ell} = \frac{(n)!}{(2\eta_\ell)! (n-2\eta_\ell)!} = \frac{(n)! \prod_{k=\eta_0+1}^{\eta_\ell} k!}{(2\eta_0)! (n-2\eta_0)! \prod_{k=n-2\eta_\ell+1}^{n-2\eta_0} k!} = \phi_{01} \frac{\prod_{k=\eta_0+1}^{\eta_\ell} k!}{\prod_{k=n-2\eta_\ell+1}^{n-2\eta_0} k!}; \quad (18)$$

- для условия $\eta_0 = \eta_\ell$ соответствует равенство $\phi_{0\ell} = \phi_{01}$.

Соотношения (17) и (18) позволяют исключить необходимость в вычислении факториальных выражений на основе использования известной информации о начальном параметре процесса восстановления для первого столбца каскадного структурного числа.

Для дополнительного сокращения количества операций *предлагается* учесть возможность досрочного восстановления элементов каскадного структурного числа.

Определение 1. Под досрочным восстановлением элементов двоичной последовательности понимается возможность определения значений получаемых элементов без проведения декодирующих действий.

В связи с этим сформулируем и докажем следующие следствия.

Следствие 1. Если на k -м шаге декодирования между величиной $t_{k,\ell}$ и количеством невосстановленных элементов $(n-k+1)$ выполняется равенство

$$t_{k,\ell} = (n-k+1), \tag{19}$$

то значения элементов $g_{u,\ell}^{(\psi)}$, где $u = \overline{k \cdot n}$ будут равны:

- для $k=0$:

$$g_{2\xi,\ell}^{(\psi)} = 0, \quad \xi = \overline{1, [n/2]}; \quad g_{2\xi+1,\ell}^{(\psi)} = 1, \quad \xi = \overline{0, [n/2]}; \tag{20}$$

- для $k \geq 1$:

$$g_{k+2\xi,\ell}^{(\psi)} = 0, \quad \xi = \overline{0, ([n/2]-1)}; \quad g_{k+2\xi+1,\ell}^{(\psi)} = 1, \quad \xi = \overline{0, ([n/2]-1)}; \tag{21}$$

Доказательство. Рассмотрим вариант, когда индекс восстанавливаемого элемента больше нуля. На основе выражения (6) следует, что величина $t_{k,\ell}$ может принимать только четные значения. Действительно между величинами $t_{k,\ell}$ и $t_{k-1,\ell}$ могут выполняться следующие соотношения:

$$t_{k,\ell} = \begin{cases} t_{k-1,\ell}, & \rightarrow g_{k,\ell}^{(\psi)} = 0 \text{ \& } (g_{k-1,\ell}^{(\psi)} = 1; g_{k,\ell}^{(\psi)} = 1); \\ t_{k-1,\ell} - 2, & \rightarrow (g_{k-1,\ell}^{(\psi)} = 0; g_{k,\ell}^{(\psi)} = 1). \end{cases} \tag{22}$$

Поскольку начальное значение величины $t_{k,\ell}$ является четным (по определению каскадных структурных чисел), то на основе соотношения (22) все последующие значения величин $t_{k,\ell}$ также будут четными. Значит, величина $t_{k,\ell}$ указывает на то сколько целых серий единиц содержится в $(n-k+1)$ невосстановленных элементах. Следовательно, если на k -м шаге декодирования выполняется условие (19), а значение элемента $g_{k,\ell}^{(\psi)} = 0$, то: в $(n-k)$ элементах содержится целое количество серий единиц, равное $t_{k,\ell}$. Но чтобы составить из $(n-k)$ элементов число серий, равное $t_{k,\ell}$ должно быть чередование нулей и единиц, т.е. должно выполняться условие (21).

Вариант когда индекс $k=0$ соответствует случаю когда объем допустимого множества КСЧ равен 1. В этом случае первый элемент восстанавливаемой последовательности будет равен нулю. *Следствие 1 доказано.*

Следствие 2. В случае, если весовой коэффициент $\phi_{k\ell}$ элемента $g_{k\ell}^{(\psi)}$ равен нулю, т.е. $\phi_{k\ell}=0$, то все последующие невосстановленные элементы будут равны 1, т.е. $g_{u\ell}^{(\psi)}=1$, где $u = \overline{k, n}$.

Доказательство. Поскольку весовой коэффициент элемента $g_{k\ell}^{(\psi)}$ равен нулю, то на основе выражений (5) и (6) будут равны нулю коэффициенты всех невосстановленных элементов, т.е. $\phi_{u\ell} = 0$, где $u = \overline{k, n}$. Отсюда следует, что для любого значения остаточного кода-номера $C(k-1; \ell)_{\psi}^{(2)}$ будет выполняться неравенство $C(k-1; \ell)_{\psi}^{(2)} \geq \phi_{u\ell} = 0$, где $u = \overline{k, n}$. В то же время на основе соотношения (1) получаем $g_{u\ell}^{(\psi)}=1$, где $u = \overline{k, n}$. **Следствие 2 доказано.**

Значит можно сделать следующие выводы:

1) разработано взаимнооднозначное восстановление каскадных структурных двоичных чисел без использования дополнительных служебных данных. Построенное декодирование основывается на последовательно-рекуррентном получении весовых коэффициентов элементов КСЧ;

2) для снижения количества операций на восстановление двоичных элементов создана технология досрочного восстановления двоичных элементов без выполнения декодирующих действий. Данная технология включает в себя системы условий, учитывающие зависимости параметров процесса декодирования от содержания невосстановленных элементов и особенности формирования допустимого множества для максимальных значений числа серий единиц. Это позволяет:

- заранее определить значения всех невосстановленных элементов КСЧ;
- исключить количество операций умножения и деления, требуемых на вычисление весовых коэффициентов, значения которых заведомо равно 0;
- исключить количество операций умножения и деления, отводимых на определение элементов КСЧ, значения которых заведомо равны 1.

Выводы

Разработаны методологические основы восстановления диагностической информации на основе каскадного структурного декодирования, включающие в себя:

1. Доказательство теоремы о декодировании кода-номера каскадного структурного числа. В результате доказанной теоремы построены соотношения, обеспечивающие беспогрешностное восстановление элементов двоичного каскадного структурного числа для заданных служебных данных (число серий единиц в столбцах КСЧ, ограничения на значения кодовых номеров ОПСЧ).

2. Метод досрочного восстановления элементов каскадного структурного числа без выполнения декодирующих действий. Данный метод включает в себя системы условий, учитывающие зависимости параметров процесса декодирования от содержания невосстановленных элементов и особенности формирования допустимого множества для максимальных значений числа серий единиц. Это позволяет: заранее определить значения всех невосстановленных элементов КСЧ; исключить количество операций умножения и деления, требуемых на вычисление весовых коэффициентов, значения которых заведомо равно 0; исключить количество операций умножений и деления, отводимых на определение элементов КСЧ, значения которых заведомо равны 1.

Список литературы: 1. Уоллэнд Дж. Телекоммуникационные и компьютерные сети. / Дж. Уоллэнд. М.: Постмаркет, 2001. 480 с. 2. Ватолин В.И. Методы сжатия данных. Устройство архиваторов, сжатие изображений и видео / В.И. Ватолин, А. Ратушняк, М. Смирнов, В. Юкин. М.: ДИАЛОГ – МИФИ, 2002. 384 с. 3. Баранник В.В. Рекуррентное двухпризнаковое двоичное полиадическое кодирование /

В.В. Баранник, А.К. Юдин // Открытые информационные и компьютерные интегрированные технологии. Харьков: НАУ «ХАИ». 2006. Вып. 33. С. 22 – 28. 4. Баранник В.В. Усеченное представление двоичных данных с ограниченным числом серий в полиадическом пространстве / В.В. Баранник, А.К. Юдин // Авиационно-космическая техника и технология. 2006. № 2. С. 87 – 92. 5. Баранник В.В., Хаханова А.В. Нумерація одновимірних плаваючих структурних чисел в двійковому просторі / В.В. Баранник, А.В. Хаханова // Системи озброєння та військова техніка. 2008. № 2 (00).

*Харьковский университет Воздушных Сил
имени Ивана Кожедуба,
Харьковский национальный
университет радиоэлектроники*

Поступила в редколлегию 18.05.2008

СИНТЕЗ ОПТИМАЛЬНОГО ПЕЛЕНГАТОРА НЕРАЗРЕШАЕМЫХ ИЗЛУЧЕНИЙ, РАЗНЕСЕННЫХ В КАРТИННОЙ ПЛОСКОСТИ

Введение

Проблеме синтеза оптимальных алгоритмов обнаружения источников излучения (отражения) и измерения их параметров посвящено множество отечественных и зарубежных публикаций [1 – 5]. Построению алгоритмов пеленгации совокупности неразрешаемых источников, разнесенных в картинной плоскости, посвящены работы С. Шермана, И. Я. Кремера и др. Однако оптимальные алгоритмы обнаружения и оценки параметров совокупности неразрешаемых по всем координатам излучателей, разнесенных в картинной плоскости, в настоящее время отсутствуют.

Целью статьи является синтез алгоритмов обнаружения неразрешаемых источников излучения, разнесенных в картинной плоскости и измерения углового размера их совокупности с помощью измерителя моноимпульсного типа. Эта задача возникает и в радиолокации при наблюдении группы, и при анализе положения мешающих излучателей в картинной плоскости, и в случае исследования наличия и положения бликующих участков отражений в безэховых камерах [8].

Функция правдоподобия для сигналов излучателей, разнесенных в картинной плоскости

Полагаем для определенности, что в картинной плоскости следящего пеленгатора наблюдается пара «энергетических центров» излучения, разнесенных в конкретной координатной плоскости λ . Считаем, что в пеленгаторе реализовано одновременное сравнение, амплитудная пеленгация и суммарно-разностная обработка принимаемых сигналов. Интенсивности сигналов излучателей («энергетических центров») являются соизмеримыми.

Сигналы, принятые от одного из «энергетических центров» излучения, на выходах парциальных каналов пеленгатора находятся в фазе, а их амплитуды зависят от положения этих «центров» относительно равносигнального направления (РСН) пеленгатора. Сигналы с выходов парциальных приемных каналов антенны пеленгатора, отслеживающего «энергетический центр» группы, складываются и вычитаются, после чего суммарный и разностный сигналы подвергаются усилению на частоте $f = \omega / 2\pi$ и фильтрации в каналах суммы и разности в некоторой полосе частот $\Delta f = \Delta \omega / 2\pi$.

Каждый из этих каналов создает свои шумы. Шумы считаются независимыми. Сигналы каналов наблюдаются на интервалах времени $(t_1 - T, t_1)$; $(t_2 - T, t_2)$; ... $(t_k - T, t_k)$; ... $(t_n - T, t_n)$, причем выполняются соотношения

$$\frac{1}{f} \ll T < \frac{1}{\Delta f}, \quad t_k - t_{k-1} > \frac{1}{\Delta f}, \quad k = 1, \dots, n.$$

Такая дискретизация принимаемых сигналов существенно упрощает обработку независимых выборок, хотя и приводит к определенным энергетическим и информационным потерям.

Сигнал каждого из двух излучателей («энергетических центров»), прошедший через приемное устройство, является узкополосным нормальным процессом с нулевым средним значением.

На небольшом отрезке времени наблюдения T k -го интервала дискретизации конкретные реализации сигналов в суммарном и разностном каналах с учетом реализаций собственных шумов каналов для указанных выше условий имеют вид

$$\begin{aligned} x_{\Sigma k}(t) &= s_{1k} \cos(\omega t + \psi_{1k}) + s_{2k} \cos(\omega t + \psi_{2k}) + n_k \cos(\omega t + \nu_k), \\ x_{\Delta k}(t) &= \lambda_1 s_{1k} \cos(\omega t + \psi_{1k}) + \lambda_2 s_{2k} \cos(\omega t + \psi_{2k}) + m_k \cos(\omega t + \mu_k), \end{aligned} \quad (1)$$

- где $s_{1k}(s_{2k})$ – распределенная по закону Релея огибающая сигнала с параметром $\rho_{c1}^2(\rho_{c2}^2)$, который равен мощности сигнала на выходе канала;
- $n_k, (\bar{m}_k)$ – распределенная по закону Релея огибающая собственного шума в суммарном (разностном) канале с параметром $\sigma_{n\Sigma}^2 = \sigma_{n\Delta}^2 = \sigma^2$;
- $\psi_{1k}, \psi_{2k}, \nu_k, \mu_k$ – случайные начальные фазы, равномерные распределенные на интервале длительностью 2π ;
- $\lambda_1(\lambda_2)$ – параметры, численно равные $\lambda_1 = K_0 \alpha_1; \lambda_2 = K_0 \alpha_2$;
- K_0 – крутизна сечения диаграммы направленности антенны пеленгатора координатной плоскостью (в начале координат);
- α_1, α_2 – угловые отклонения от РСН первого и второго источников («энергетических центров» излучения) – составляющие углового размера группы, равного $\Delta\alpha = \alpha_1 - \alpha_2$.

Синтез оптимального алгоритма оценивания углового размера группы излучателей, пропорционального $\Delta = (\lambda_1 - \lambda_2)$, возможен несколькими методами. В данном случае, для узкополосных нормальных случайных процессов с нулевым средним значением, более целесообразно применение метода максимального правдоподобия на основе функционала плотности вероятности с большим параметром ε [6].

Функция правдоподобия, аргументом которой являются составляющие искомого углового размера группы излучателей, имеет вид

$$L(\lambda_1, \lambda_2) = \left\langle \prod_{k=1}^n \lim_{\varepsilon \rightarrow \infty} \exp \left\{ -\frac{\varepsilon^2}{T} \int_{t_k-T}^{t_k} [x_{\Sigma kr} - s_{1k} \cos(\omega t + \psi_{1k}) - s_{2k} \cos(\omega t + \psi_{2k}) - n_k \cos(\omega t + \nu_k)]^2 dt \right\} \exp \left\{ -\frac{\varepsilon^2}{T} \int_{t_k-T}^{t_k} [x_{\Delta kr} - \lambda_1 s_{1k} \cos(\omega t + \psi_{1k}) - s_{2k} \lambda_2 \cos(\omega t + \psi_{2k}) - m_k \cos(\omega t + \mu_k)]^2 dt \right\} \right\rangle \theta', \quad (2)$$

где $\theta' = (s_1^T, s_2^T, \psi_1^T, \psi_2^T, n^T, m^T, \nu^T, \mu^T)$; $s_1^T = (s_{11}, s_{12}, \dots, s_{1n})$; $\dots$; $\mu^T = (\mu_1, \mu_2, \dots, \mu_n)$;

$\langle \dots \rangle$ – означает статистическое усреднение.

В силу независимости амплитуд и начальных фаз сигналов на соседних интервалах дискретизации (поскольку выбрано $T < \Delta f^{-1}; t_k - t_{k-1} > \Delta f^{-1}$), среднее произведения сомножителей в (2) может быть заменено произведением их средних значений.

После алгебраических и тригонометрических преобразований выражений в квадратных скобках с учетом условия $T \gg f^{-1} = 2\pi\omega^{-1}$, обозначив

$$x_{\Sigma kr} = \frac{1}{T} \int_{t_k-T}^{t_k} x_{\Sigma kr} \cos(\omega t) dt; \quad x_{\Delta kr} = \frac{1}{T} \int_{t_k-T}^{t_k} x_{\Delta kr} \cos(\omega t) dt,$$

после усреднения функции правдоподобия последовательно по векторам случайных параметров $\mu^T, \nu^T, m^T, n^T, \psi_1^T, s_1^T, \psi_2^T, s_2^T$ с использованием специальных функций: модифицированной функции Бесселя, гамма-функции, функции Уиттекера и Ф-функции [7], переходя к пределу при $\varepsilon \rightarrow \infty$ и применив обозначения

$$q_1 = \frac{\rho_{c1}^2}{\sigma^2}; q_2 = \frac{\rho_{c2}^2}{\sigma^2}; A_2^2 = \frac{1}{n} \sum_{k=1}^n (x_{\Sigma kr}^2 + x_{\Delta kr}^2);$$

$$\bar{x} = \frac{1}{n} \sum_{k=1}^n (x_{\Sigma krc} \cdot x_{\Delta krc} + x_{\Sigma krs} \cdot x_{\Delta krs}); A_{\Delta}^2 = \frac{1}{n} \sum_{k=1}^n (x_{\Delta krc}^2 + x_{\Delta krs}^2), \quad (3)$$

получим искомую функцию правдоподобия в виде

$$\begin{aligned} L(\lambda_1, \lambda_2) = & \left[1 + q_1(1 + \lambda_1^2) + q_2(1 + \lambda_2^2) + q_1 q_2 (\lambda_1 - \lambda_2)^2 \right]^{-n} \times \\ & \times \exp \left\{ \frac{2q_1}{1 + q_1(1 + \lambda_1^2)} \cdot \frac{n}{\sigma^2} \left(A_{\Sigma}^2 + 2\lambda_1 X + \lambda_1^2 A_{\Delta}^2 \right) \right\} \times \left[1 + q_2 \left((1 + \lambda_2^2) - \frac{q_1(1 + \lambda_1 \lambda_2)^2}{1 + q_1(1 + \lambda_1^2)} \right) \right]^{-1} \times \\ & \times \exp \left\{ 2q_2 \left[1 + q_2 \left((1 + \lambda_2^2) - \frac{q_1(1 + \lambda_1 \lambda_2)^2}{1 + q_1(1 + \lambda_1^2)} \right) \right]^{-1} \times \left[\frac{n}{\sigma^2} \left(A_{\Sigma}^2 + 2\lambda_2 X + \lambda_2^2 A_{\Delta}^2 \right) - \right. \right. \\ & \left. \left. - 2 \frac{q_1(1 + \lambda_1 \lambda_2)}{1 + q_1(1 + \lambda_1^2)} \frac{n}{\sigma^2} \left(A_{\Sigma}^2 + \lambda_1 X + \lambda_2 X + \lambda_1 \lambda_2 A_{\Delta}^2 \right) + \frac{q_1^2(1 + \lambda_1 \lambda_2)^2}{[1 + q_1(1 + \lambda_1^2)]^2} \frac{n}{\sigma^2} \left(A_{\Sigma}^2 + 2\lambda_1 X + \lambda_1^2 A_{\Delta}^2 \right) \right] \right\}. \end{aligned} \quad (4)$$

В результате громоздких преобразований (4) принимает вид

$$\begin{aligned} L(\lambda_1, \lambda_2) = & \left[1 + q_1 + q_2 + q_1 \lambda_1^2 + q_2 \lambda_2^2 + q_1 q_2 (\lambda_1 - \lambda_2)^2 \right]^{-1} \times \\ & \times \exp \left\{ \frac{2n}{\sigma^2} \cdot \left[1 + q_1 + q_2 + q_1 \lambda_1^2 + q_1 q_2 (\lambda_1 - \lambda_2)^2 \right]^{-1} \left\{ A_{\Sigma}^2 [q_1 + q_2 + q_1 q_2 (\lambda_1 - \lambda_2)^2] + \right. \right. \\ & \left. \left. + A_{\Delta}^2 [q_1 \lambda_1^2 + q_2 \lambda_2^2 + q_1 q_2 (\lambda_1 - \lambda_2)^2] + 2X [q_1 \lambda_1 + q_2 \lambda_2] \right\} \right\}. \end{aligned} \quad (5)$$

При наличии автосопровождения группы излучателей по угловым координатам с инерционной автоматической регулировкой усиления (АРУ) в каналах справедливы соотношения

$$\lambda_1 = \frac{\Delta}{1 + \frac{q_1}{q_2}}; \quad \lambda_2 = -\frac{\Delta}{1 + \frac{q_2}{q_1}}; \quad q_{\Sigma} = q_1 + q_2. \quad (6)$$

где Δ – параметр, пропорциональный угловому размеру группы излучателей (угловому расстоянию между двумя средневзвешенными «энергетическими центрами» излучения), при этом, как известно, $\Delta = (\lambda_1 - \lambda_2) = K_0 (\alpha_1 - \alpha_2)$; $\alpha_1 > 0$, $\alpha_2 < 0$. Это следует также и из (6).

Обозначив отношение интенсивностей излучателей («энергетических центров») в виде

$$\gamma = \frac{q_1}{q_2}, \quad (7)$$

преобразуем (5) с учетом (6) к окончательному выражению для функции правдоподобия при пеленгации сигналов группы излучателей, сопровождаемой моноимпульсным радиолокатором с медленной АРУ приемо-усилительных суммарного и разностного каналов.

$$L(\Delta, \gamma) = \left[1 + q_{\Sigma} + \frac{\Delta^2 q_{\Sigma} (1 + q_{\Sigma})}{\gamma + 2 + \gamma^{-1}} \right]^{-n} \cdot \exp \left\{ \frac{2n}{\sigma^2} \left[1 + q_{\Sigma} + \frac{\Delta^2 q_{\Sigma} (1 + q_{\Sigma})}{\gamma + 2 + \gamma^{-1}} \right]^{-1} \times \right. \\ \left. \times \left\{ A_{\Sigma}^2 q_{\Sigma} \left[1 + q_{\Sigma} \frac{\Delta^2}{\gamma + 2 + \gamma^{-1}} \right] + A_{\Delta}^2 \frac{q_{\Sigma} (1 + q_{\Sigma}) \Delta^2}{\gamma + 2 + \gamma^{-1}} \right\} \right\}. \quad (8)$$

Из (8) видно, что, в отличие от общего случая (5), при точном автосопровождении группы синфазная угловая ошибка $X = A_{\Delta}''$ не входит в состав оптимального выходного эффекта, используемого для обнаружения группы и измерения ее угловых характеристик. Однако квадрат амплитуды A_{Δ}^2 разностного сигнала в (8) всегда отличен от нуля, поскольку система углового сопровождения сводит к нулю лишь синфазную угловую ошибку сопровождения. Ортогональная составляющая $A_{\Delta}^{\perp}$ разностного сигнала системой не отслеживается и в исследуемой ситуации всегда имеет место. Это показано на рис. 1.

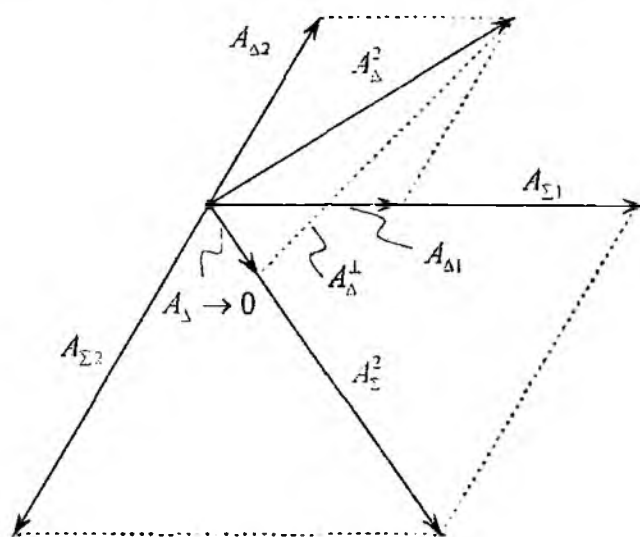


Рис. 1

Здесь $A_{\Sigma i}$, $A_{\Delta i}$ - суммарный и разностный сигналы i -го излучателя (центра излучения).

Синтез измерителя углового размера группы излучателей

Согласно (8), продифференцировав функцию правдоподобия и приравнявая нулю частную производную по параметру углового размера Δ группы излучателей, получим уравнение правдоподобия

$$\{(\hat{\gamma} + 2 + \hat{\gamma}^{-1} + \hat{\Delta}^2 q_{\Sigma}) \sigma^2 - 2A_{\Delta}^2 (\hat{\gamma} + 2 + \hat{\gamma}^{-1})\} = 0. \quad (9)$$

Из (9) следует, что, если $\gamma = q_1 / q_2$ произвольно и известно, то оценка углового размера пары с учетом обозначений (3) согласно (7) имеет вид

$$\hat{\Delta} = \left[\frac{2A_{\Delta}^2 - \sigma^2}{\sigma^2 (q_1 + q_2)} \left(\frac{q_1}{q_2} + 2 + \frac{q_2}{q_1} \right) \right]^{\frac{1}{2}} = \left[(2A_{\Delta}^2 - \sigma^2) \frac{\rho_{c_1}^2 - \rho_{c_2}^2}{\rho_{c_1}^2 \rho_{c_2}^2} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (10)$$

Естественно, что оценка зависит, прежде всего, от амплитуды разностного сигнала, в составе которого (при точном сопровождении группы) доминирует лишь составляющая, ортогональная (результатирующему) суммарному, (см. рис. 1). Кроме того, оценка зависит и от известных статистических параметров принимаемых ρ и мешающих σ сигналов.

Потенциальные точности измерения углового размера группы

Для условий (6) в соответствии с (8) оценим погрешности измерения параметра Δ по формуле

$$\sigma_{\Delta} = \left[-\frac{\partial^2 \ln L(\Delta)}{\partial \Delta^2} \right]^{-\frac{1}{2}} = \left[\frac{\sigma^2 (1 + \Delta^2 q_1 q_2 q_{\Sigma}^{-1})^3}{4n A_{\Delta}^2 q_1 q_2 q_{\Sigma}^{-1} (3\Delta^2 q_1 q_2 q_{\Sigma}^{-1} - 1)} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (11)$$

Из (11) следует, что измерения имеют смысл при выполнении условия

$$\Delta > \Delta_0 = \left[\frac{q_{\Sigma}}{3q_1 q_2} \right]^{\frac{1}{2}}; \quad \Delta\alpha > \Delta\alpha_0 = \frac{1}{K_0} \left[\frac{q_{\Sigma}}{3q_1 q_2} \right]^{\frac{1}{2}}. \quad (12)$$

Это означает, что имеется некоторая «область нечувствительности» синтезированного измерителя, где оценивание осуществлять невозможно из-за больших относительных ошибок измерения. Определим размеры этой области для конкретных примеров.

При соизмеримых q_1, q_2 граница «области нечувствительности» определяется равенством

$$\Delta\alpha_0 = \frac{1}{K_0} \left[\frac{2\sigma^2}{3\rho_c^2} \right]^{\frac{1}{2}}. \quad (13)$$

Пример 1. Пусть $K_0 = 10^2$, что соответствует ширине диаграммы направленности антенны, примерно равной 1 градусу. Пусть $\rho_c / \sigma = 20$.

Тогда

$$\Delta\alpha_0 = 10 \cdot 2 / (3 \cdot 400) = 4 \cdot 10^{-4} \text{ рад}; \quad \Delta\alpha_0'' = 4 \cdot 10^{-4} \cdot 57,3 = 0,022 \text{ град}.$$

Из (12) следует, что, если интенсивности излучателей соизмеримы и значительно превышают собственные шумы приемных каналов, то область нечувствительности не превышает двух процентов ширины диаграммы направленности антенны пеленгатора.

При соизмеримых $q_1 \sim q_2 = q_0$ среднеквадратическая ошибка измерения углового размера группы излучателей согласно (11)

$$\sigma_{\Delta} = \left[\frac{\sigma^2 \left(1 + \Delta^2 q_0 / 2 \right)^3}{2n \cdot A_{\Delta}^2 \cdot q_0 \cdot \left(3\Delta^2 \cdot q_0 / 2 - 1 \right)} \right]^{\frac{1}{2}}, \quad (14)$$

где $\Delta = K_0 \Delta\alpha$; $\Delta\alpha$ – угловой размер группы в радианах.

Относительная ошибка, т.е. ошибка, нормированная оцениваемым параметром, при $q_1 \sim q_2$, учитывая, что согласно (3) имеем $A_{\Delta}^2 / \sigma^2 \sim q_0 \Delta^2 / 2 = (\rho_c \Delta / \sigma)^2 / 2$,

$$\frac{\sigma_{\Delta}}{\Delta} = \frac{1}{\Delta} \left[\frac{\sigma^4 \left(1 + \rho_c^2 \Delta^2 / 2\sigma^2 \right)^3}{n\rho_c^4 \left(3\rho_c^2 \Delta^2 / 2\sigma^2 - 1 \right)} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (15)$$

$$\Delta > \Delta_0 = \left[3\rho_c^2 \Delta^2 / 2\sigma^2 \right]^{-\frac{1}{2}} \quad (16)$$

Синтезированный измеритель углового размера и обнаружитель группы излучателей (с синтез последнего приводится ниже) представлены на общей схеме (рис. 2).

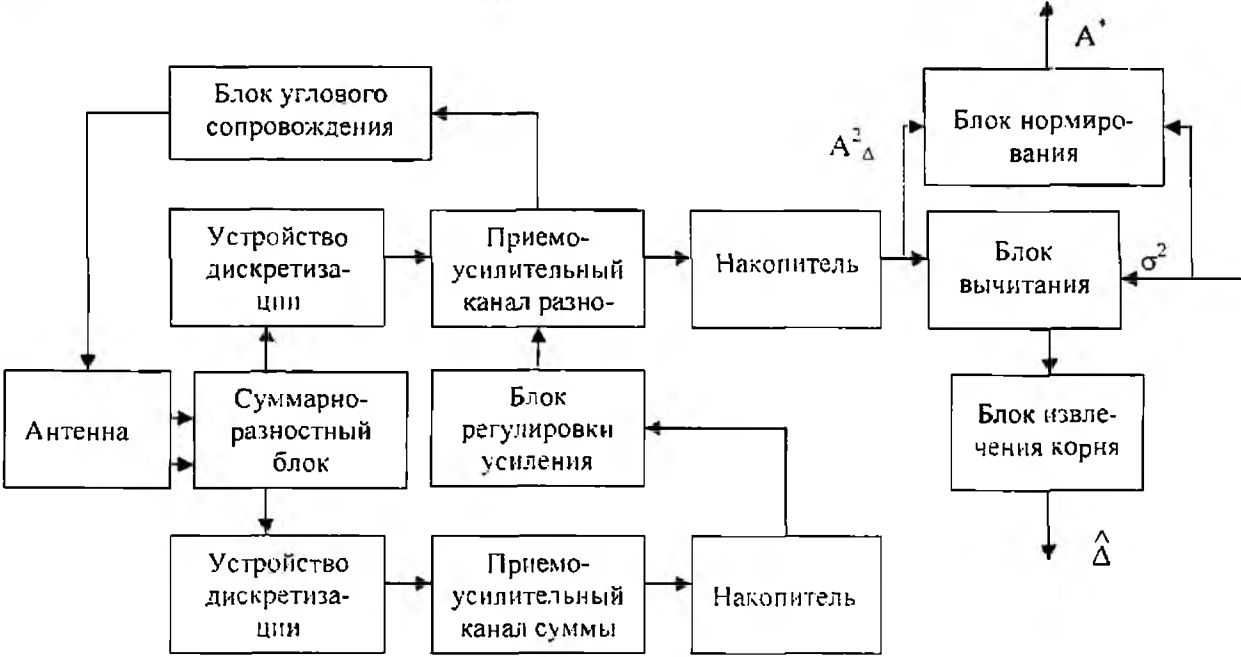


Рис. 2

Зависимость (15) от параметров ρ_c/σ и $\Delta^0 = 57.3 K_0^{-1} \Delta$ при $K_0=10^2$, $(\Theta_a = 1^\circ)$; $n = 10$ с учетом ограничения (16) приведена на рис. 3.

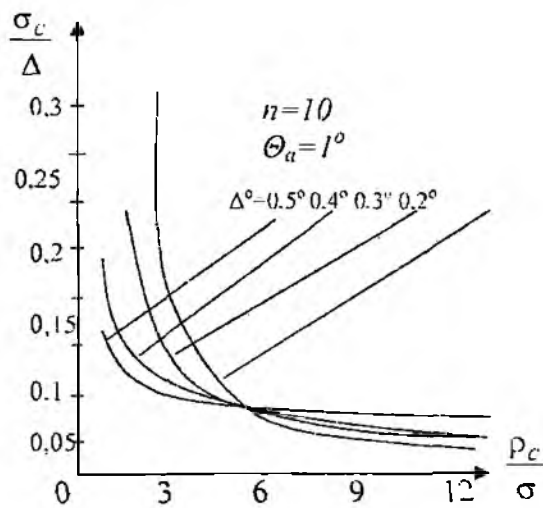


Рис. 3

Алгоритм и качественные показатели обнаружения группы излучателей

Применим для обнаружения группы неразрешаемых излучателей критерий отношения правдоподобия в виде

$$\frac{\max_{\Delta \in \Delta_0} L(\Delta)}{L(\Delta_0)} \geq A. \tag{17}$$

где Δ_0 определяется формулой (12).

Подставляя (10) в (8), получим

$$\max_{\Delta \neq \Delta_0} L(\Delta) = L(\hat{\Delta}) = \left[(1 + q_z) \frac{2A_\Delta^2}{\sigma^2} \right]^n \exp \left\{ \frac{n}{\sigma^2} \left[\frac{2q_z A_\Delta^2 + (1 + q_z)(2A_\Delta^2 - \sigma^2)}{1 + q_z} \right] \right\} \quad (18)$$

Из (8) с учетом (12) получаем, кроме того.

$$L(\Delta_0) = \left[(1 + q_z) \frac{4}{3} \right]^n \exp \left\{ \frac{n}{\sigma^2} \frac{4q_z A_\Delta^2 + (1 + q_z) A_\Delta^2}{2(1 + q_z)} \right\} \quad (19)$$

Подставляя (18) и (19) в (17), получим оптимальный алгоритм обнаружения группы излучателей в виде

$$\frac{3A_\Delta^2}{2\sigma^2} - \ln \frac{A_\Delta^2}{\sigma^2} \geq 1 + \frac{1}{n} \ln A. \quad (20)$$

Поскольку при сопровождении группы излучателей обычно справедливо неравенство

$$2A_\Delta^2 / \sigma^2 \gg 1, \text{ то алгоритм (20) можно упростить } \frac{3A_\Delta^2}{2\sigma^2} \geq \frac{1}{n} \ln A; \quad \frac{A_\Delta}{\sigma} \geq \left[\frac{2}{3} \left(\frac{1}{n} \ln A \right) \right]^{\frac{1}{2}} = A_0$$

$$\frac{A_\Delta}{\sigma} \geq A_0. \quad (21)$$

Для оценки качественных показателей обнаружения найдем плотность вероятности $w(Z)$ выходного сигнала обнаружителя группы, равного

$$Z = \frac{A_\Delta}{\sigma} \dots \quad (22)$$

Согласно (3) с учетом (6) имеем выходной сигнал обнаружителя в виде

$$\frac{A_\Delta}{\sigma} = \Delta \cdot \left[\frac{q_1 q_2}{q_z} \right]^{\frac{1}{2}}. \quad (23)$$

При отсутствии сигнала группы излучателей, т.е. при $\Delta = \Delta_0$, где Δ_0 – угловой размер группы излучателей до ее разделения, когда $q_2 = \rho_{c_2}^2 / \sigma^2 \cong 1$, проекции релеевского вектора огибающей Z являются центрированными гауссовыми величинами с дисперсией согласно (23)

$$\sigma_{Z_0}^2 = \Delta_0^2 \frac{q_1}{1 + q_1} \dots \quad (24)$$

При наличии сигнала (излучаемого группой) со случайной амплитудой и начальной фазой проекции релеевского вектора огибающей Z такого сигнала являются центрированными гауссовыми величинами с дисперсией

$$\sigma_z^2 = \Delta_0^2 \frac{q_1}{1 + q_1} + \frac{1}{2} \Delta^2 \frac{q_1 q_2}{q_1 + q_2}. \quad (25)$$

Следовательно, плотности вероятности выходного сигнала обнаружителя при отсутствии сигнала группы (O) и при наличии сигнала группы ($ГР$)

$$w_O(Z) = \frac{Z}{\sigma_{Z_0}^2} \exp \left\{ -\frac{Z^2}{2\sigma_{Z_0}^2} \right\}, \quad w_{ГР}(Z) = \frac{Z}{\sigma_z^2} \exp \left\{ -\frac{Z^2}{2\sigma_z^2} \right\}. \quad (26)$$

Тогда вероятность правильного обнаружения D группы излучателей согласно (21), (26) будет [1]

$$D = \exp \left\{ -\frac{q_0^2}{2\sigma_z^2} \right\} = F \left(1 - \frac{1}{2} q_2 \right)^{\frac{1}{2}}. \quad (27)$$

где F – вероятность ложной тревоги; q – параметр обнаружения группы – это отношение составляющих дисперсий, равное согласно (25) и (24)

$$q = \frac{\Delta^2}{\Delta_0^2} \cdot \frac{1 + q_1}{1 + q_1/q_2}. \quad (28)$$

При соизмеримых интенсивностях излучателей параметр обнаружения группы

$$q = \frac{1}{2} \frac{\Delta^2}{\Delta_0^2} \left(1 + \frac{q_2}{2} \right). \quad (29)$$

Кривые обнаружения, построенные согласно (27) с учетом (29), приведены на рис.4.

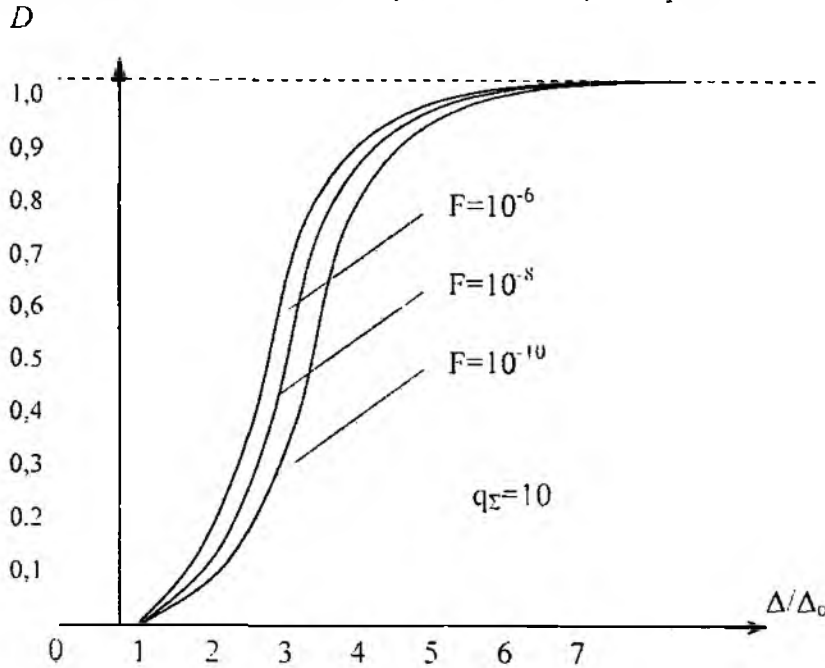


Рис. 4

Полученные зависимости показывают, что, как и следовало ожидать, при приемлемых уровнях вероятности ложной тревоги вероятность правильного обнаружения совокупности излучателей, в условиях, когда угловое расстояние между излучателями не превышает размеров зоны нечувствительности пеленгатора, а интенсивность сигналов на порядок выше интенсивности собственных шумов пеленгатора, эта вероятность близка к нулевому значению.

Выводы

1. При $q_{\Sigma} = 10$ и $\Delta > \Delta_0$ вероятность правильного обнаружения быстро возрастает и равняется 0,88 при вероятности ложной тревоги 10^{-6} , в случае, если угловой размер группы в 3 раза превышает угловой размер, равный размеру зоны нечувствительности в угловой координатной плоскости. При соизмеримых интенсивностях сигналов излучателей, каждый из которых значительно превышает собственные шумы приемных каналов пеленгатора, размеры зоны нечувствительности не превышают 2 % ширины его диаграммы направленности.

2. Среднеквадратическая относительная ошибка измерения углового размера, равного $0,2\theta_a$, при отношении сигнал/шум $\rho_c/\sigma = 10$ не превышает 3 %.

3. При отношении $\rho_c/\sigma = 5$ относительные ошибки измерения углового размера не превышают 5 %. При этом оценки малых угловых размеров группы излучателей являются более точными, т. е. осуществляются с меньшими относительными ошибками. Этот эффект, по-видимому, можно объяснить усилением дестабилизирующего влияния на результаты измерений несинхронного характера флуктуации интенсивностей каждого из пары излучателей по мере увеличения углового расстояния между ними.

4. Синтезированные обнаружитель и измеритель не требуют модернизации основных систем следающего пеленгатора и могут быть применены в составе аппаратуры наземных и бортовых пеленгаторов.

Список литературы: 1. *Теоретические основы радиолокации* / Под ред. Я.Д. Ширмана. М.: Сов. радио, 1970. 560 с. 2. *Свистов В.М.* Радиолокационные сигналы и их обработка. М.: Сов. радио, 1977. 446 с. 3. *Пространственно-временная обработка сигналов* / Под ред. И.Я.Кремера. М.: Радио и связь, 1984. 480 с. 4. *Фалькович С.Е., Пономарев В.И., Шварко Ю.В.* Оптимальный прием пространственно-временных сигналов в радиоканалах с рассеянием. М.: Радио и связь, 1989. 293 с. 5. *Косарев Е.Л.* О пределе сверхразрешения при восстановлении сигналов // Радиотехника и электроника. 1990. №1, т. 35. С.68-87. 6. *Амиантов И.Н.* Избранные вопросы статистической теории связи. М.: Сов. радио, 1971. 416 с. 7. *Градштейн И.С., Рыжик И.М.* Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений. Изд. 4-е. М.: Физматгиз, 1962. 499 с. 8. *Демьянчук Б.А.* Статистические характеристики интенсивности мешающих сигналов в безэховой камере туннельного типа // Технология и конструирование в электронной аппаратуре. 2006. №. 2. С. 14-19.

*Одесский национальный университет
им. И.И. Мечникова*

Поступила в редколлегию 10.04.2008

УДК 621.391.01

Амплитудно-фазовые соотношения линейного канала передачи радиосигналов / О.В. Гунько
// Радиотехника: Всеукр. міжвед. науч.-техн. зб. 2008. Вип. 153. С. 5-9.

Получено новое интегральное представление фазы через амплитудно-частотную характеристику линейного аналогового канала передачи радиосигналов, отличающееся от известного интегрального представления на основе преобразования Гильберта тем, что оно не требует трудновыполнимой проверки отсутствия нулей и полюсов в одной из полуплоскостей частотной комплексной плоскости. Новое интегральное представление получено путем решения соответствующей краевой задачи аналитических функций с привлечением основной леммы Привалова.

Библиогр. 8 назв.

УДК 621.391.01

Амплитудно-фазові співвідношення лінійного каналу передачі радіосигналів / О.В. Гунько
// Радіотехніка: Всеукр. міжвід. науч.-техн. зб. 2008. Вип. 153. С. 5-9.

Одержано нове інтегральне представлення фази через амплітудно-частотну характеристику лінійного аналогового каналу передачі радіосигналів, що відрізняється від відомого інтегрального представлення на основі перетворення Гільберта тим, що воно не вимагає важкоздійснюваної перевірки відсутності нулів і полюсів в одній з напівплощин частотної комплексної площини. Нове інтегральне представлення одержано шляхом рішення відповідної крайової задачі аналітичних функцій із залученням основної леми Привалова.

Бібліогр. 8 назв.

UDC 517.968

Amplitude-phase correlations of linear channel of transmission of radio signals // O.V. Gunko
Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2008. № P. 5-9.

A new integral presentation of phase through gain-frequency description of linear analog channel of transmission of radio signals, different from the known integral presentation based on Gilbert transformation in that it does not require verification of zeros and poles in one of semiplanes of frequency complex plane, is derived. This new integral presentation is got by solving the corresponding boundary-value problem of the analytical functions using the basic Privalov lemma.

Ref: 8 items.

УДК 621.391: 519.246.8

Обобщенная модель авторегрессии высших рангов ошибок предсказания / В.А. Тихонов, А.Г. Дзыга, Н.В. Кудрявцева
// Радиотехника: Всеукр. міжвед. науч.-техн. зб. 2008. Вип. 153. С. 10-14.

Предлагается обобщенная модель авторегрессии высших рангов стационарных негауссовых ошибок предсказания, полученных по моделям авторегрессии более низких рангов. Найдены выражения для вычисления параметров и основных характеристик этих моделей. Приведены примеры синтеза таких обобщенных моделей авторегрессии, учитывающих статистические связи второго и произвольного порядка у ошибок предсказания.

Библиогр.: 10 назв.

УДК 621.391: 519.246.8

Узагальнена модель авторегресії вищих рангів помилок передбачення / В.А. Тихонов, А.Г. Дзыга, Н.В. Кудрявцева
// Радіотехніка: Всеукр. міжвід. науч.-техн. зб. 2008. С. 10-14.

Пропонується узагальнена модель авторегресії вищих рангів стаціонарних негаусових помилок передбачення, отриманих за моделями авторегресії більш низьких рангів. Знайдено вирази для обчислення параметрів та основних характеристик цих моделей. Наведено приклади синтезу таких узагальнених моделей авторегресії, що враховують статистичні зв'язки другого й довільного порядку у помилках передбачення.

Бібліогр.: 10 назв.

UDC 621.391: 519.246.8

Generalized autoregression model of higher ranks of prediction errors. V.A. Tykhonov, A.G. Dzyga, N.V. Kudryavceva
// Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2008. P. 10-14.

The generalized autoregression model of the higher ranks for stationary non-Gaussian prediction errors received from the autoregression models of lower ranks is proposed. The expressions for calculation of the parameters and main characteristics of these models are derived. The synthesis examples of such generalized

autoregression models that consider statistical connections of the second and arbitrary rank of the prediction errors are shown.

Ref.: 10 items.

УДК 621.372(075): 616.8–072.7(035)

Результаты экспериментального анализа ЭЭГ-сигнала с применением метода модифицированных статистик Колмогорова – Смирнова / О.И. Харченко, В.И. Чумаков // Радиотехника. Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2008. Вып. 153. С.15-18.

Предложено применение метода модифицированных статистик Колмогорова–Смирнова для описания ЭЭГ-сигналов. Показана возможность использования непараметрических методов как для корректного вычисления базовых спектрально-корреляционных характеристик ЭЭГ-сигнала, так и для описания кусочно-стационарной организации ЭЭГ. На основе анализа большой выборки определено, что интервал стационарности ЭЭГ здорового бодрствующего человека, как правило, составляет 1...4 с при уровне значимости 0.05.

Ил. 6. Библиогр.: 9 назв.

УДК 621.372(075): 616.8–072.7(035)

Результати експериментального аналізу ЕЕГ-сигнала з застосуванням методу модифікованих статистик Колмогорова–Смирнова / О. І. Харченко, В. І. Чумаков / Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2008. Вип. 153. С.15-18.

Запропоновано застосування метода модифікованих статистик Колмогорова – Смирнова для опису ЕЕГ-сигналів. Показано можливість використання непараметричних методів як для коректного обчислення базових спектрально-кореляційних характеристик ЕЕГ-сигнала, так і для опису кусочно-стационарної організації ЕЕГ. На основі аналізу великої вибірки визначено, що інтервал стаціонарності ЕЕГ здорової людини, що не спить, як правило, становить 1...4 с при рівні значущості 0.05.

Ил. 6. Библиогр.: 9 назв.

UDC 621.372(075): 616.8–072.7(035)

Results of the experimental analysis of the EEG-signal with application of Kolmogorov – Smirnov modified statisticians method / O.I. Kharchenko, V.I. Chumakov / Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2008. N153. P.15-18.

Application of Kolmogorov - Smirnov modified statisticians method to exposition of EEG-signals is offered. The possibility is shown to use the nonparametric methods both for a correct evaluation of base spectral - correlation performances of EEG-signals, and for exposition of EEG piece-stationary organization. It is defined on the basis of the large sample analysis, that an interval of EEG stationarity of the healthy awake person, as a rule, makes 1 ... 4s at a significance level equal to 0.05.

6 fig. Ref.: 9 items.

УДК 621.371

Влияние размера и положения плоского рефлектора на отраженный сигнал при дистанционном контроле в зоне Френеля / Д.А. Величко, С.А. Величко, А.Н. Роечко, В.Ю. Левантовский, Е.В. Одноволік // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2008. Вып.153. С.19-27.

Проведены экспериментальные исследования запаздывания радиолокационного сигнала миллиметрового диапазона, отраженного плоскими рефлекторами разных диаметров. Расстояния между радиолокационным датчиком и рефлектором соответствуют зоне Френеля и границе этой зоны с зоной Фраунгофера. Выявлена сильная зависимость запаздывания от углового положения рефлектора. Эта зависимость является причиной погрешности при прецизионных измерениях расстояния до плоского объекта. Получены зависимости погрешностей от диаметра рефлектора и от расстояния до измерителя. Определены зоны снижения погрешностей, вызванных изменением угловой ориентации рефлектора.

Ил. 9. Библиогр.: 6 назв.

УДК 621.371

Вплив розміру й положення плоского рефлектора на відбитий сигнал при дистанційному контролі в зоні Френеля / Д.А. Величко, С.А. Величко, О.М. Роечко, В.Ю. Левантовський, Є.В. Одноволік // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2008. Вип. 153. С.19-27.

Проведено експериментальні дослідження запізнювання радіолокаційного сигналу міліметрового діапазону, відбитого плоскими рефлекторами різних діаметрів. Відстані між радіолокаційним датчиком і рефлектором відповідають зоні Френеля й границі цієї зони із зоною Фраунгофера. Виявлено сильну залежність запізнювання від кутового положення рефлектора. Ця залежність є причиною погрешностей при прецизійних вимірах відстані до плоского об'єкта. Отримано залежності погрешностей

від діаметра рефлектора й від відстані до вимірника. Визначено зони зниження погрешностей, викликаних зміною кутової орієнтації рефлектора

Іл. 9 Бібліогр.: 6 назв

UDC 621.371

Effect of plane reflector size and position on signal return at remote monitoring in Fresnel zone / D.A. Velichko, S.A. Velichko, A.N. Roenka, V.Yu. Levantovsky, E.V. Odnovolik // Radiotekhnika All-Ukr Sci Interdep Mag. 2008 № 153 P 19-27

Experimental research of radar signal delay has been implemented for millimeter wavelengths scattered by plane reflectors with different diameters. Ranges from radar and reflectors corresponded to Fresnel zone or Fraunhofer zone boundary. Strong dependence has been found for signal delay parameters and reflector angle position. This effect induces inaccuracy for distance high precision measurements from radar to plane object. Measurement error dependences have been established for various distances and reflector diameters. Zones of reduced inaccuracies caused by fluctuation of target angle position have been determined

9 fig. Ref.: 6 items

УДК 621.396

Алгоритм комбінованого амплітудного метода измерения угла места цели в обзорной РЛС с парциальной диаграммой направленности / Н.Д. Рысаков, В.И. Василишин, А.Ф. Катаонов // Радиотехника Всеукр міжвед. науч.-техн. сб. 2008. Вып. 153. С. 28-32.

Представлен алгоритм измерения угла места цели в обзорной РЛС с парциальной диаграммой направленности (ПДН). Алгоритм учитывает как азимутальную ширину пачек импульсов двух соседних лепестков ПДН, так и отношение амплитуд импульсов этих лепестков.

Іл. 3 Бібліогр.: 4 назв

УДК 621.396

Алгоритм комбінованого амплітудного метода вимірювання кута місця цілі в оглядовій РЛС з парціальною діаграмою спрямованості / М.Д. Рысаков, В.І. Василишин, О.Ф. Катаонов // Радиотехника Всеукр міжвед. науч.-техн. сб. 2008. Вып. 153. С. 28-32.

Представлений алгоритм вимірювання кута місця цілі в оглядовій РЛС з парціальною діаграмою спрямованості (ПДС). Алгоритм враховує як азимутальну ширину пачок імпульсів двох сусідніх пелюсток ПДС, так і відношення амплітуд імпульсів цих пелюсток.

Іл. 3 Бібліогр.: 4 назви

UDC 621.396

Algorithm of combined amplitude method for target elevation angle measurement in the surveillance radar with partial directional pattern / M.D. Rysakov, V.I. Vasylyshyn, O.F. Katasonov // Radiotekhnika All-Ukr Sci Interdep Mag. 2008 N 153 P 28-32

The algorithm of elevation angle measurement of the target in the surveillance radar with partial directional pattern (PDP) is presented. It takes into account both the azimuth width of pulse burst of two adjacent beams of the PDP and the ratio of impulse amplitudes of the beams.

3 fig. Ref.: 4 items

УДК 621.317.441

Определение координат объекта поиска при проведении поисково-спасательных мероприятий / И.Б. Широков, М.А. Дурманов // Радиотехника Всеукр міжвед. науч.-техн. сб. 2008. Вып. 153. С. 33-38.

Рассмотрены аспекты создания системы поиска людей под завалами горных пород. Предложено применение свойств взаимной индукции между катушками для расчета дальности. При оптимальном расположении катушек относительно друг друга возможно осуществление оценки расстояния до объекта поиска и определение направления поиска методом максимума.

УДК 621.317.441

Визначення координат об'єкту пошуку при проведенні пошуково-рятувальних заходів / І.Б. Широков, М.А. Дурманов // Радиотехника Всеукр міжвед. науч.-техн. сб. 2008. Вып. 153. С. 33-38.

Розглянуто аспекти створення системи пошуку людей під завалами горних порід. Запропоновано застосування властивостей взаємної індукції між катушками для розрахунку дальності. При оптимальному розташуванні катушок відносно друг друга можливе оцінювання відстані до об'єкту пошуку та визначення напрямку пошуку методом максимуму.

UDC 621.317.441

Detection of object's search coordinates when carrying out rescue measurements / I.B. Shirokov, M.A. Durmanov // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2008. N 153. P. 33-38.

The aspects of creating the system for searching people under crumbling of the rocks are considered. Application of mutual induction properties between coils to calculation of the range is offered. With the optimal coils arrangement relative each other it is possible to realize estimation of the range to the search object and define the search direction using the maximum method.

УДК 621.385.64

Математическая модель электромагнитного излучения мобильными телефонами и базовыми станциями / Г.И. Чурюмов, Ю.Л. Старчевский, О.Г. Лебедев, Р.А. Перевертайло // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2008. Вып. 153. С. 39-44.

Разработана математическая модель для расчёта распределения электромагнитного поля в помещении от мобильного телефона и базовой станции с учётом отражённых сигналов от предметов, которые расставлены произвольным образом. На основе модели написана программа, которая даёт возможность пользователю определить электромагнитный фон в интересующем его сечении помещения. Разработанная программа может также применяться для анализа мобильной связи в уже существующих помещениях.

Ил. 6. Библиогр.: 6 назв.

УДК 621.385.64

Математична модель електромагнітного випромінювання мобільними телефонами і базовими станціями / Г.І. Чурюмов, Ю.Л. Старчевський, О.Г. Лебедев, Р.А. Перевертайло // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2008. Вип. 153. С.39-44.

Розроблено математичну модель для розрахунку розподілу електромагнітного поля в приміщенні від мобільного телефону та базової станції з урахуванням відбитих сигналів від предметів, які розташовані довільним чином. На основі цієї моделі написано програму, яка дає можливість користувачу визначити електромагнітний фон в будь-якому перерізі приміщення. Розроблена програма може також застосовуватися для аналізу мобільного зв'язку у вже існуючих приміщеннях.

Ил. 6. Библиогр.: 6 назв.

UDC 621.385.64

Mathematical model of electromagnetic radiation by mobile phones and base stations / G.I. Churyumov, Y.L. Starchevskiy, O.G. Lebedev, R.A. Perevertaylo // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2008. № 153. P. 39-44.

The mathematical model is developed for calculation of distribution of an electromagnetic field from a mobile phone and base station in a premise taking into account reflected signals from subjects which are placed arbitrarily. The program is developed on the basis of this model, it gives the user possibility to define an electromagnetic background in the section of interest in the premise. The developed program can be applied also to the analysis of the mobile communication in already existing premises.

6 fig. Ref.: 6 items.

УДК 537.8.029.6:621.372.825

Граничные условия на криволинейной металлической поверхности / С.Д. Прийменко // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2008. Вып. 153. С. 45-52.

В окрестности угловой точки ребра идеально проводящего клина с внешним углом раствора в замкнутой форме получены граничные условия относительно плотности силы электрического тока, компонент волнового вектора и вектора Пойтинга. Граничные условия являются точными и представлены через обобщенные функции. Граничные условия сформулированы также в месте дискретного изменения кривизны импедансной цилиндрической поверхности. Для реальной конфигурации клина, где окрестность угловой точки заменена дугой сколь угодно малого, но конечного радиуса кривизны, найдены смешанные граничные условия. Проанализированы симметричный, антисимметричный и асимметричный режимы возбуждения.

Ил. 4. Библиогр.: 14 назв.

УДК 537.8.029.6:621.372.825

Граничні умови на криволінійній металевій поверхні / С.Д. Прийменко // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2008. Вип. 153. С. 45-52.

В околі кутової точки ребра ідеально провідного клина із зовнішнім кутом розтвору в замкнутій формі отримано граничні умови щодо щільності сили електричного струму, компонент хвильового

вектора і вектора Пойтінга. Граничні умови є точними і представлені через узагальнені функції. Граничні умови сформульовано також у місці дискретної зміни кривини імпедансної циліндричної поверхні. Для реальної конфігурації клина, де околиця кутової точки замінено дугою як завгодно малого, але кінцевого радіуса кривини, знайдено змішані граничні умови. Проаналізовано симетричний, антисиметричний і асиметричний режими збудження.

Іл. 4. Бібліогр.: 14 назв.

UDC 537.8.029.6:621.372.825

Boundary conditions on a curvilinear metal surface / S.D. Priylenko // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2008. N 153. P. 45-52.

The closed form boundary conditions for the surface density of an electric current force, a wave and Poynting vector components are received in a vicinity of an edge angular point of an ideally conducting wedge with an external angle. Boundary conditions are exact and are presented through the generalized functions. Boundary conditions are formulated also in a place of discrete change of curvature of an impedance cylinder surface. For a real configuration of a wedge where the vicinity of an angular point is replaced by an arch as much as small, but final radius of curvature, the mixed boundary conditions are found. Symmetric, antisymmetric and asymmetric modes of excitation are analysed.

4 fig. Ref.: 14 items.

УДК 621.396.67.8

Численный Анализ электродинамических характеристик цилиндрических линз Френеля / Т.А. Цалиев, З.М. Велиев // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2008. Вып. 153. С. 53-60.

На основе метода интегральных уравнений численно решена задача дифракции электромагнитного поля на идеально-проводящей поверхности для двумерных моделей линз Френеля цилиндрического типа. Рассчитаны распределения рассеянных полей в фокальной области, диаграммы направленности и коэффициент направленного действия при изменении длины волны. Проведено сравнение свойств модифицированной и классической линз Френеля.

Іл. 10. Бібліогр. 12 назв.

УДК 621.396.67.8

Чисельний аналіз електродинамічних властивостей циліндричних лінз Френеля / Т.А. Цалиєв, З.М. Велиєв // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2008. Вип. 153. С. 53-60.

На основі методу інтегральних рівнянь чисельно вирішена задача дифракції електромагнітного поля на ідеально-провідній поверхні двовимірних моделей модифікованих лінз Френеля циліндричного типу. Розраховано розподіли розсіяних полів у фокальній площині, діаграми спрямованості та коефіцієнт спрямованої дії при зміні довжини хвилі. Проведено порівняння властивостей модифікованої й класичної лінз Френеля.

Іл. 10. Бібліогр. 12 назв.

UDC 621.396.67.8

Numerical analysis of the cylindrical Fresnel lenses electrodynamic properties / T.A. Tsaliev, Z. M. Veliev // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2008. N153. P. 53-60.

Using the integral equations method the problem of the electromagnetic field diffraction on the ideal-conducting surface of bidimensional models of the cylindrical-type Fresnel lens was numerically solved. Distributions of the scattered fields, directivity patterns and directivity factor in the process of the wavelength variations were calculated. Comparison of the modified and classical Fresnel lens properties was carried out.

10 fig. Ref.: 12 items.

УДК 621.317

Исследование особенностей ТЕМ колебаний в волноводно-коаксиальном резонаторе / А.П. Моторненко, И.Г. Скуратовский, С.П. Мартынюк // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2008. Вып. 153. С. 61-64.

Исследованы резонансные характеристики основного колебания в волноводно-коаксиальном резонаторе (ВКР). Приведены расчетные и экспериментальные зависимости собственных частот ТЕМ колебаний в ВКР от параметров резонатора. Измерены собственные добротности этих колебаний в 3-сантиметровом диапазоне длин волн.

Іл. 3. Бібліогр.: 7 назв.

УДК 621.317

Дослідження особливостей TEM коливань у хвильоводно-коаксіальному резонаторі / О.П. Моторненко, І.Г. Скуратівський, С.П. Мартинюк // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2008. Вип. 153. С. 65-73.

Досліджено резонансні характеристики основного коливання у хвильоводно-коаксіальному резонаторі (ХКР). Наведено розрунхві та експериментальні залежності власних частот TEM коливань в ХКР від параметрів резонатора. Виміряні власні добротності таких коливань в 3-сантиметровому діапазоні довжин хвиль.

Ил. 3. Бібліогр.: 7 назв.

UDC 621.317

Investigation of the TEM oscillations peculiarities in the waveguide-coaxial resonator / A.P. Motornenko, I.G. Skuratovskiy, S.P. Martynyuk // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2008. N153. P.61-64

The resonance characteristics of the fundamental oscillation in the waveguide-coaxial resonator (WCR) are investigated. Calculation and experimental dependences of the eigen frequencies for the TEM oscillations in the WCR as a function of the resonator parameters are presented. The eigen Q-factors of these oscillations for the 3-cm wavelength band are measured.

3 fig. Ref.: 7 items.

УДК 621.385.6

Експериментальное моделирование волновых процессов в открытом волноводе с фазовой коррекцией зеркал / Г.С. Воробьев, В.О. Журба, А.С. Кривец, Ю.А. Крутько, А.А. Рыбалко // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2008. Вып. 153. С. 65-73.

Путем сравнительного анализа электродинамических характеристик плоско-параллельных и цилиндрических открытых волноводов миллиметрового диапазона установлена степень влияния фазовой коррекции зеркал на волноводные процессы. Обсуждены вопросы возможности создания на базе таких систем селективных устройств КВЧ и усилителей электромагнитных волн.

Ил. 8. Библиогр.: 9 назв.

UDC 621.385.6

Експериментальне моделювання хвильових процесів в відкритому хвильоводі з фазовою корекцією дзеркал / Г.С. Воробйов, В.О. Журба, А.С. Кривець, Ю.А. Крутько, А.А. Рыбалко // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2008. Вип. 153. С. 65-73.

Шляхом порівняльного аналізу електродинамічних характеристик плоско-паралельних та циліндричних відкритих хвильоводів міліметрового діапазону встановлена ступінь впливу фазової корекції дзеркал на хвильоводні процеси. Обговорені питання можливості створення на базі таких систем селективних пристроїв НВЧ та підсилювачів електромагнітних хвиль.

Ил. 8. Библиогр.: 9 назв.

UDC 621.385.6

Experimental modelling of wave processes in the opened waveguide with the mirrors phase correction / G.S. Vorobjov, V.O. Zhyrba, Y.A. Krutko, A.S. Krivets, A.A. Rybalko // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2008. N153. P.65-73.

The degree of mirrors phase correction influence on the wave-processes is obtained using the comparative analysis of electrodynamic behaviour of the plane-parallel and cylindrical open waveguides in millimetre range. The problems of ultrahigh frequency range selective devices and electromagnetic waves amplifiers realization possibility based on such systems are discussed.

8 fig. Ref.: 9 items

УДК 621.317.088.8

Микроволновое устройство для измерения потерь в четырехполюснике / В.В.Сафонов // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2008. Вып. 153. С. 74-77.

Резонаторы бегущей волны (РБВ), выполненные на основе направленных ответвителей (НО), с замкнутыми в кольцо вторичными плечами, находят широкое применение в системах сложения и разделения частотных каналов, например в схемах направленных фильтров. Синтезирована микроволновая части измерителя для измерения потерь в исследуемом четырехполюснике, показаны пути повышения чувствительности и точности измерений, автоматизации процесса измерения параметров антенно-фидерных устройств. Микроволновое устройство относится к радиоизмерительной технике СВЧ.

Ил. 3. Библиогр.: 9 назв.

УДК 621.317.088.8

Мікрохвильовий пристрій для вимірювань втрат у чотирьохполюснику / В.В. Сафонов // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2008. Вип.153. С. 74-77.

Резонатори біжної хвилі (РБХ), виконані на основі спрямованих відгалужувачів (СВ), з замкненими у кільце вторинними плечами, знаходять поширене застосування в системах складання і розподілення частотних каналів, наприклад в схемах спрямованих фільтрів. Синтезована мікрохвильова частина вимірювача для вимірювання втрат в досліджуваному чотирьохполюснику, показані шляхи підвищення чуйності та точності вимірювань, автоматизації процесу вимірювання параметрів антенно-фідерних пристроїв. Мікрохвильовий пристрій належить до радіовимірювальної техніки НВЧ.

Іл. 3. Бібліогр.: 9 назв.

UDC 621.317.088.8

The microwave device for measurement of losses in the two-port network / V.V. Safonov // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2008. N153. P.74-77.

The resonators of running wave (RW) realized on the basis of directed branches (DB), with the secondary shoulders closed in a ring, find a wide application in the systems of addition and division of frequency channels, for example in the circuits of the directed filters. Microwave part of a measuring instrument for measurement of losses in the researched two-port network is synthesized, ways are shown to increase the sensitivity and accuracy of measurements, to automatize the process of measurement of antennas-feeding devices parameters. The microwave device concerns microwave radio measuring technique.

3 fig. Ref.: 9 items.

УДК 621.396

Согласованное гибридное кольцо СВЧ-диапазона / В.М. Бакуменко, С.В. Петров, Т.П. Шитоба // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2008. Вып.153. С.78-81.

Проведен аналіз согласованного гибридного кольца СВЧ-диапазона. Согласование кольца достигнуто включением на его входе разомкнутого шлейфа.

Табл. 1. Ил. 3.. Библиогр.: 4 назв.

UDC 621.396

Узгоджене гібридне кільце НВЧ-діапазону / В.М. Бакуменко, С.В. Петров, Т.П. Шитоба // Радіотехніка: Всеукр. межвід. наук.-техн. зб. 2008. Вип.153. С.78-81.

Проведено аналіз узгодженого гібридного кільця НВЧ-діапазону. Узгодження кільця досягнуто включенням на його вході розімкненого шлейфа.

Табл. 1. Іл. 3. Бібліогр.: 4 назви.

UDC 621.396

Matched microwave hybrid ring / V.M. Bakumenko, S.V. Petrov, T.P. Shytoba // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2008. N153. P.78-81.

The matched wideband microwave hybrid ring is analyzed. The ring matching is achieved by including the break train in the ring input

1 tabl. 3 fig. Ref.: 4 items.

УДК 519.713

Моделирование взаимодействия ультракоротких лазерных импульсов с чирпированным зеркалом / С. О. Якушев, С. И. Петров, А. В. Шулика // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2008. Вып.153. С.82-89.

Разработана математическая модель, описывающая взаимодействие ультракороткого лазерного импульса и чирпированного зеркала. Модель учитывает увеличение длительности лазерного импульса при воздействии источника чирпа, а также сжатие лазерного импульса при отражении от чирпированного зеркала. Сравнение рассчитанного спектрального отклика чирпированного зеркала показывает хорошее совпадение с литературными экспериментальными данными.

Ил. 6. Библиогр.: 14 назв.

UDC 519.713

Моделювання взаємодії надкоротких лазерних імпульсів з чірпованим дзеркалом / С. О. Якушев, С. І. Петров, А. В. Шулика // Радіотехніка: Всеукр. межвід. наук.-техн. зб. 2008. Вип.153. С.82-89.

Розроблено математичну модель, яка описує взаємодію надкороткого лазерного імпульсу та чірпованого дзеркала. Модель враховує збільшення тривалості лазерного імпульсу за умови дії джерела чірпа, а також стискання лазерного імпульсу після відбиття від чірпованого дзеркала. Порівняння

розрахованого спектрального відгуку чірпованого дзеркала показує добрий збіг з літературними експериментальними даними.

Іл. 6. Бібліогр.: 14 назви.

UDC 519.713

Modeling of ultrashort laser pulses interaction with the chirped mirror / S. O. Yakushev, S. I. Petrov, A. V. Shulika // Radiotekhnika: 2008. N 153. P. 82-89.

The model describing interaction of an ultrashort laser pulse with a chirped mirror is developed. The developed model takes into account the pulse broadening due to the action of the chirp source as well as narrowing of the pulse reflected from the chirped mirror. Comparison of the calculated chirped mirror's spectral response with the experimental data shows good coincidence.

6 fig. Ref.: 14 items.

УДК 542.98

К возможности использования квантовых точек в качестве детекторных элементов нанотехнологических оптических сенсоров / Е.Н. Галайченко, Н.Н. Рожницкий // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн.сб. 2008. Вып. 153. С. 90-95.

Полупроводниковые сферические квантовые точки (КТ) являются новым материалом для различных исследований и применения благодаря их уникальным электронным и оптическим свойствам. Отличительной особенностью наночастиц полупроводника в сравнении с объемным материалом того же типа является квантовое ограничение носителей заряда в трехмерном пространстве. Рассмотрено использование полупроводниковой КТ типа *CdTe* в биомедицинских задачах при разработке нанотехнологических оптических сенсоров. Рассчитан необходимый диаметр КТ, обоснована необходимость пассивирующей поверхности КТ, а также проведено квантово-химическое моделирование пассивирующего материала. Рассмотрено электрохимическое и электрохемилюминесцентное поведение КТ данного типа, что необходимо при построении детекторных элементов сенсора.

Іл.9. Бібліогр.: 11 назв.

УДК 542.98

До можливості використання квантових точок в якості детекторних елементів нанотехнологічних оптичних сенсорів / О.М. Галайченко, М.М. Рожницький // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2008. Вип. 153. С. 90-95.

Напівпровідникові сферичні квантові точки (КТ) є новим матеріалом для різних досліджень завдяки їхнім унікальним електронним та оптичним властивостям. Головною відмінністю наночастинок напівпровідника у порівнянні з об'ємним матеріалом того ж типу є квантове обмеження носіїв заряду в трьохмірному просторі. Розглянуто використання напівпровідникової КТ типу *CdTe* в біомедичних задачах при розробці нанотехнологічних оптичних сенсорів. Розрахований необхідний діаметр КТ, обґрунтована необхідність пасивуючої поверхні КТ, а також проведено квантово-хімічне моделювання пасивуючого матеріалу. Розглянуто електрохімічна та електрохемілюмінесцентна поведінка КТ даного типу, що необхідна при побудові детекторних елементів сенсору.

Іл.9. Бібліогр.: 11 назв.

UDC 542.98

To possibility of quantum dots utilization as detector elements of nanotechnological optical sensor / O.M. Galaichenko, M.M. Rozhitskii // Radiotekhnika: All-Ukr.Sci.Interdep.Mag. 2008. № 153. P. 90-95.

Semiconductor spherical quantum dots (QD) are a new material for different kinds of investigations and application due to their unique electronic and optic behavior. Principal difference of semiconductor nanoparticles of the same type bulk material is quantum confinement of charge carriers in 3D space. The use of semiconductor *CdTe* QD in biomedical applications for development of nanotechnological optical sensors is discussed. QD radius is calculated, the presence of QD passivation surface is grounded, and quantum-chemical properties of passivation material are simulated. QD electrochemical and electrochemiluminescent behavior essential while sensor's detecting elements development is considered.

9 fig. Ref.: 11 items.

УДК 681.7.068.4

Исследование свойств одномерного фотонного кристалла методом разложения по плоским волнам / А.С. Гнатенко, В.И. Липкина, И.В. Гурьев, А.В. Шулика, И.А. Суховианов // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2008. Вып.153. С. 96-101.

Методом разложения по плоским волнам были получены зонные структуры ФК. Показаны зависимости положения и ширины ФЗЗ от толщины слоев и их показателей преломления. Также исследованы структуры, содержащие неоднородность.

Ил. 13. Библиогр.: 7 назв.

УДК 681.7.068.4

Дослідження властивостей одновимірного фотонного кристалу методом розкладання по плоским хвилям / О.С. Гнатенко, В.І. Липкіна, І.В. Гур'єв, О.В. Шуліка, І.О. Сухойванов // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2008. Вип. 153. С. 96-101.

Методом розкладання по плоским хвилям були отримані зонні структури ФК. Показані залежності положення та ширини ФЗЗ від товщини слоїв та їх показників заломлення. Також досліджені структури, які мають неоднорідність.

Ил. 13. Бібліогр.: 7 назв.

UDC 681.7.068.4

Investigation into the properties of 1D photonic crystal using the plane wave expansion method / A.S. Gnatenko, V.I. Lipkina, I.V. Guryev, A.V. Shulika, I.A. Sukhoivanov // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2008. N 153. P. 96-101.

The band structures of PhC are obtained using the plane wave expansion method. Dependences of PBG position and width on the PhC layers width and refractive indices are shown. The structures containing non-uniformities are also considered.

13 fig. Ref.: 7 items.

УДК 621.314.26

Алгоритмы совместного обнаружения и оценки интенсивности нестационарного потока вызовов / С.Н. Горяева // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2008. Вып. 153. С. 102-105.

Синтезирована процедура совместного обнаружения и оценки интенсивности нестационарного потока вызовов в телекоммуникационных сетях, на основе которых могут быть построены соответствующие алгоритмы предотвращения перегрузки.

Ил. 1. Библиогр.: 3 назв.

УДК 621.314.26

Алгоритми сумісного виявлення і оцінки інтенсивності нестационарного потоку викликів / С.Н. Горяева // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2008. Вип. 153. С. 102-105.

Синтезована процедура сумісного виявлення і оцінки інтенсивності нестационарного потоку викликів в телекомунікаційних мережах, на основі яких можуть бути побудовані відповідні алгоритми запобігання перевантаженню.

Ил. 1. Бібліогр.: 3 назв.

UDC 621.314.26

Algorithms of joint discovery and estimation of unstationary calls stream intensity / S.N. Goryaeva // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2008. N153. P. 1-2-105.

Procedure of joint discovery and estimation of unstationary calls stream intensity in telecommunication networks is synthesized, the corresponding overload prevention algorithms can be built on their basis.

1 fig. Ref: 3 items.

УДК 621.314.26

Анализ влияния сотовых систем связи стандарта DCS-1800 (GSM-1800) на радиорелейные станции при совместном использовании радиочастотного спектра / Л.А. Токарь // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2008. Вып. 153. С. 106-110.

Обсуждается проблема электромагнитной совместимости (ЭМС) сети сухопутной подвижной связи стандарта DCS-1800 (GSM-1800) с радиорелейными станциями военного назначения

Ил.5. Библиогр.: 4 назв.

УДК 621.314.26

Аналіз впливу стільникових систем зв'язку стандарту DCS-1800 (GSM-1800) на радіорелейні станції при сумісному використуванні радіочастотного спектру / Л.О.Токар // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. сб. 2008. Вип.153. С. 106-110.

Обговорюється проблема електромагнітної сумісності (ЕМС) мережі сухопутного рухомого зв'язку стандарту DCS-1800 (GSM-1800) з радіорелейними станціями військового призначення.

Ил.5. Бібліогр.: 4 назв.

UDC 621.314.26

Analysis of action of the cellular communication networks of the standard DCS-1800 (GSM-1800) on the radio-reley stations at sharing radio frequency spectrum *L.A.Tokar* // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2008. № 153. P. 106-110

The problem of electromagnetic compatibility (EMS) of land mobile communication network of the standard DCS-1800 (GSM-1800) with the radio-reley stations of military purpose is considered.

5 fig. Ref. 4 items.

УДК 528.852

Детектирование границ на цифровых изображениях с помощью непараметрических методов / *А. К. Задержин, М. Л. Усс* // Радиотехника Всеукр. міжвед. науч.-техн. зб. 2008. Вип. 153. С. 111-120.

Синтезирован новый алгоритм детектирования границ на изображениях земной поверхности. В основу детектора границ положен непараметрический подход статистической теории, использована статистика Колмогорова. Благодаря этому подходу детектор границ способен обнаруживать как яркостные, так и текстурные границы, и работать в присутствии различных помех. Разработана методика выбора порогового значения по заранее заданной вероятности ложного срабатывания детектора.

Ил. 8. Библиогр. 12 назв.

УДК 528.852

Детектування меж на цифрових зображеннях з допомогою непараметричних методів / *О. К. Задержин, М. Л. УСС* // Радиотехніка Всеукр. міжвед. наук.-техн. зб. 2008. Вип. 153. С. 111-120.

Синтезовано новий алгоритм детектування меж на зображеннях земної поверхні. В основу детектора меж встановлено непараметричний підхід статистичної теорії, використана статистика Колмогорова. Завдяки цьому підходу детектор меж здатний знаходити не тільки яркісні, але і текстурні межі, працювати з зображеннями, що мають завади різного типу. Розроблена методика вибору порогового значення по наперед заданій вірогідності помилкового спрацьовування детектора. Ключові слова: детектор меж, завадостійке детектування, зображення земної поверхні, непараметричні методи, статистика Колмогорова.

Іл. 8. Бібліогр. 12 назв.

UDC 528.852

Edge detection on digital images with using non-parametric methods / *O. Zaderykhin, M. Uss* // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2008. № 153. P. 111-120

A new algorithm of edge detection on the remote sensing images is synthesized. Edge detector is performed on the basis of non-parametric approach of statistical theory i.e. the Kolmogorov statistic. Due to this approach the edge detector is able to reveal the images, having different types of noise. It is able to detect both brightness and texture edges. The method of threshold value computation which provides required probability of false alarm is developed.

8 fig. Ref. 12 items.

УДК 550.388.2

Об одном свойстве газовой среды. Результаты экспериментальной проверки гипотезы / *И.А. Делов, Н.И. Сличенко, А.В. Леонидов* // Радиотехника Всеукр. науч.-техн. зб. 2008. Вип. 153. С. 121-129.

Представлены многочисленные экспериментальные данные, которые подтверждают высказанную нами ранее гипотезу о том, что всякий нейтральный газ обладает свойством направлено передавать молекулами газа кинетическую энергию, поступающую от внешнего источника, в любом, заданном этим источником, направлении, сохраняя это направление и создавая определенную анизотропию в хаотическом движении молекул в этом потоке.

Илл. 10. Библиогр. 6 назв.

УДК 550.388.2

Про одну властивість газового середовища. Результати експериментальної перевірки гіпотези / *І.А. Делов, М.І. Сличенко, О.В. Леонідов* // Радиотехніка Всеукр. наук.-техн. зб. 2008. Вип. 153. С. 121-129.

Подано численні експериментальні дані, які підтверджують висловлену нами раніше гіпотезу про те, що всякий нейтральний газ має властивість спрямовано передавати молекулами газу кінетичну енергію, яка надходить від зовнішнього джерела, у кожному, заданім цим джерелом, напрямку, зберігаючи цей напрямок і створюючи певну анізотропію в хаотичному русі молекул у цьому потоці.

Іл. 10. Бібліогр. 6 назв.

UDC 550.388.2

About one feature of gaseous medium. The hypothesis' experimental test results / I.A. Delov, N.I. Slipchenko, A.V. Leonidov // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2008. №153. P. 121-129.

Numerous experimental data are presented, supporting the hypothesis stated earlier that every neutral gas has the property to transfer directly through the mediation of gas molecules the kinetic energy arriving from the external source in any direction specified by this source preserving this direction and creating definite anisotropy in the molecule random motion in this flow.

10 fig. Ref.:6 items.

УДК 681.3.06

Исследование эффективности метода построения криптографически стойких булевых функций на основе градиентного спуска / А.А. Кузнецов, И.В. Московченко, С.О. Сладких // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2008. Вып. 153. С. 130-133.

Исследуется эффективность разработанного метода градиентного спуска, позволяющего производить построение криптографически стойких булевых функций. Проводится сравнительный анализ с эффективностью наилучших известных методов. В результате проведенных исследований сделан вывод о том, что разработанный метод построения криптографически стойких булевых функций на основе градиентного спуска является высокоэффективным методом, позволяющим строить функции с высокими показателями стойкости. Данные показатели превосходят показатели известных функций.

Табл. 2. Ил. 4. Библиогр.: 12 назв.

УДК 681.3.06

Дослідження ефективності методу побудови криптографічно стійких булевих функцій на основі градієнтного спуску / О.О. Кузнецов, І.В. Московченко, С.О. Сладких // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2008. Вип. 153. С. 130-133.

Досліджується ефективність розробленого методу градієнтного спуску, який дозволяє виконувати побудову криптографічно стійких булевих функцій. Проводиться порівняльний аналіз з ефективністю найліпших відомих методів. В результаті проведених досліджень зроблено висновок, що розроблений метод побудови криптографічно стійких булевих функцій на основі градієнтного спуску є високоефективним методом, який дозволяє будувати функції з високими показниками стійкості. Дані показники перевищують показники відомих функцій.

Табл. 2. Іл. 4. Бібліогр.: 12 назв.

UDC 681.3.06

Investigation into efficiency of the method of cryptographically stable Boolean functions construction based on the gradient slope / A.A. Kuznetsov, I.V. Moscovchenko, S.A. Sladkyh // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2008. N 153. P. 130-133.

Efficiency of the developed method of the gradient slope making it possible to construct the cryptographically stable Boolean functions is investigated. The comparative analysis is carried out with the efficiency of the best known methods. As a result of the conducted investigations a conclusion is made that the developed method of cryptographically stable Boolean functions construction on the basis of the gradient slope is a highly effective method allowing to build functions with the high indexes of firmness. These indexes excel the indexes of the known functions.

2 tab. 4 fig. Ref.: 12 items.

УДК 621.385

Влияние пространственного заряда на динамику неосесимметричных пучков заряженных частиц / А.Б. Галат // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2008. Вып. 153. С. 134-138.

Рассмотрено влияние собственного заряда низкоперевансного неосесимметричного электронного пучка на форму его поперечного сечения и распределение плотности тока. Такие пучки используются, например, в установках электронолитографии. Оценки на основе аналитической модели дополнены численным расчетом с использованием метода трубок тока. Представлены результаты моделирования динамики пучка с прямоугольным сечением в поле одиночной осесимметричной линзы.

Табл. 1. Ил.3. Библиогр.: 7 назв.

УДК 621.385

Вплив просторового заряду на динаміку неосьосиметричних пучків заряджених часток / О.Б. Галат // Радиотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2008. Вип. 153. С. 134-138.

Розглянуто вплив власного заряду низькоперевансного неосьосиметричного електронного пучка на форму його поперечного перерізу та розподіл щільності струму. Такі пучки використовують, наприклад, у електронолітографії. Оцінки на основі аналітичної моделі доповнені чисельним розрахунком з використанням методу трубок струму. Наведені результати моделювання динаміки пучка з прямокутним перерізом в полі одиначної осьосиметричної линзи.

Табл. 1. Іл. 3. Бібліогр.: 7 назв.

UDC 621.385

Propagation of the non axial symmetric charged particle beams under the space charge action / A.B.Galai // Radiotekhnika. All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2008. N 153. P. 134-138.

The own space charge action on the shape and current density distribution in the cross section of low purveyance non axial symmetric electron beam is considered. Such beams are used, for example, in electron lithography. The estimates based on analytical model are completed with a computer simulation using the "current tube" method. The results of modeling of the rectangular cross section beam propagation through the axial "single" electrostatic lens are presented.

1 tab. 3 fig. Ref.: 7 items.

УДК 621.373.826

Сравнительный анализ характеристик фундаментальных ФК волноводов / А.В. Дёгтев // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2008. Вып. 153. С. 139-144.

Проведены исследования и сравнительный анализ характеристик фундаментальных волноводов на основе фотонных кристаллов (ФК). Теоретически и экспериментально показано, что самым эффективным ФК волноводом среди фундаментальных типов волноводов является ФК волновод на основе треугольной решетки круглых отверстий, так этот тип волновода имеет наиболее эффективные характеристики, а формы их отверстий могут быть реализованы наиболее точно. Данный волновод имеет величину пропускания для длины волны 1.55 микрон 0.84 при достаточно широкой полосе пропускания, составляющей 1.4-1.76 микрон.

Іл. 15. Бібліогр.: 4 назв.

УДК 621.373.826

Порівняльний аналіз характеристик фундаментальних ФК хвиеводів / А.В. Дьогтев // Радиотехника: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2008. Вип. 125. С. 139-144.

Зроблено дослідження та порівняльний аналіз характеристик фундаментальних хвиеводів на основі фотонних кристалів (ФК). Теоретично та експериментально показано, що найефективнішим ФК хвиеводом серед фундаментальних типів хвиеводів є ФК хвиевід на основі трикутної решітки круглих отворів, так як цей тип хвиеводу має найбільш ефективні характеристики, а форми їхніх отворів можуть бути реалізовані найбільш точно. Даний хвиевід має величину пропускання для довжини хвилі 1.55 мікронів 0.84 при досить широкій смузі пропускання, що становить 1.4-1.76 мікрон.

Іл. 15. Бібліогр.: 4 назв.

UDC 621.373.826

Comparative analysis of the fundamental PC waveguide characteristics / A.V. Dyogtyev // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2008. N 153. P. 139-144.

The research and comparative analysis of characteristics of the fundamental waveguides based on the photonic crystal (PC) are carried out. It is shown theoretically and experimentally that the most efficient PC waveguide amongst fundamental types of the waveguides is PC waveguide based on the triangular lattice of the circle holes, as this type of the waveguide has the most efficient features and its hole shapes can be fabricated most precisely. This waveguide has 0.84 transmission value for 1.55 micron wavelength for the broad enough passband (1.4-1.76 micron).

15 fig. Ref.: 4 items.

УДК 004.31:004.22:534:621.382

Разрядно-цифровое кодирование в акустооптической среде / А.Н. Рудякова, А.Ю. Литинский, В.В. Данилов // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2008. Вып. 153. С. 145-151.

На основании представлений о пространственно-временном интегрировании в идеальном АОМ построена функциональная модель и проведено экспериментальное исследование процесса разрядно-цифрового кодирования в апертуре акустооптического модулятора. Сделан вывод о том, что разрядно-цифровое кодирование информации в акустооптической среде может быть положено в основу создания интегральной вычислительной среды для оптоэлектронных операционных устройств, в ко-

торой элементами среды являются акустические волновые пакеты, в области локализации которых реализуются операции накопления (по входу) и умножения (по выходу).

Ил. 19. Библиогр.: 9 назв.

УДК 004.31:004.22:534:621.382

Розрядно-цифрове кодування в акустооптичному середовищі / Г.М. Рудякова, О.Ю. Ліпінський, В.В. Данилов // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2008. Вип. 153. С.145-151.

На підставі уявлень про просторово-часове інтегрування в ідеальному АОМ побудовано функціональну модель і проведено експериментальні дослідження процесу розрядно-цифрового кодування в апертурі акустооптичного модулятора. Зроблено висновок про те, що розрядно-цифрове кодування інформації в акустооптичному середовищі може бути покладене в основу створення інтегрального обчислювального середовища для оптоелектронних операційних пристроїв, у якому елементами середовища є акустичні хвильові пакети, в області локалізації яких реалізуються операції нагромадження (по входу) і множення (по виходу).

Ил. 19. Библиогр.: 9 назв.

UDC 004.31:004.22:534:621.382

The bit-digital coding within the acousto-optic media / A.N. Rudyakova, A.Y. Lipinskii, V.V. Danilov // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2008. N153. P. 145-151.

The functional model of bit-digital coding process within the acousto-optic modulator aperture was created and experimental investigation was conducted based on the idea of the space-time integration in an ideal AOM. The conclusion was made about the possibility of using the bit-digital information coding within the acousto-optic media in the creation of integral computing media for the optoelectronic operational devices, in which the acoustic wave packets represent the media elements, and their localizations are used to realize the summation (on the input) and multiplication (on the output) operations.

19 fig. Ref.: 9 items

УДК 621.396.6-76

Конструкторско-технологические основы моделирования микроблоков для изделий радиоэлектронной аппаратуры / В.Г. Котух, М.С. Тушева // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2008. Вип. 153. С. 152-157.

Рассмотрены конструктивно-технологические основы моделирования микроблоков для изделий радиоэлектронной аппаратуры. Приведены расчетные зависимости, которые позволяют определить уровень изменения совокупных конструкторско-технологических и схемных показателей при переходе от макета к реальной конструкции микроблока. Дана методика моделирования, устанавливающая определенный порядок конструирования микроблока с реализацией масштабного моделирования микроблоков для изделий космической и специальной техники. Обоснован конструкторско-технологический вариант конструкции корпуса с использованием методов гальванопластики.

Ил.5 Библиогр.: 5 назв.

УДК 621.396.6-76

Конструкторсько-технологічні основи моделювання мікроблоків для виробів радіоелектронної апаратури / В.Г.Котух, М.С.Тушева // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2008. Вип.153. С. 152-157.

Розглянуто конструктивно-технологічні основи моделювання мікро блоків для виробів радіоелектронної апаратури. Приведені розрахункові залежності, які дозволяють виявити рівень зміни сукупних конструкторсько-технологічних і схемних показників при переході від макета до реальної конструкції мікро блока. Дана методика моделювання, яка встановлює певний порядок конструювання мікро блока з реалізацією масштабного моделювання мікро блоків для виробів космічної та спеціальної техніки. Обґрунтований конструкторсько-технологічний варіант конструкції корпусу з використанням методів гальванопластики.

Ил. 5. Библиогр.: 5 назв.

UDC 621.396.6-76

Design- technological bases of microblocks modeling for products of radio electronic equipments/ V.G. Kotuh, M.S. Tusheva // All-Ukr. Scs. Interdep. Mag. 2008. № 153. P. 152-157.

Design-technological bases of microblocks modeling for radio electronic equipment products are considered. Estimated dependences which allow to define the level of cumulative design- engineering and circuit indicators variation at transition from a breadboard model to a real design of the microblock are given. The modeling technique establishing a certain order of the microblock designing with realization of scale model-

ing of microblocks for the space and special technique products is given. The design-engineering version of the case design with the use of galvanoplasty methods is proved.

Fig. 5. Ref.: 5 items.

УДК 537.86

Модель кристалла микросхем для исследования напряженных токовых и тепловых режимов // М.П. Грибский, Е.В. Григорьев, Н.И. Слипченко, В.В. Старостенко, Е.П. Таран, Д.А. Унжаков // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2008. Вып. 153. С.158-161.

Приведена электротепловая модель кристалла современных микросхем, учитывающая многослойность металлизации, рассмотрены цепи разряда при воздействии на микросхемы импульсных электромагнитных полей. рассчитаны пороговые значения стойкости микросхем.

Ил. 5. Библиогр.: 6 назв.

УДК 537.86

Модель кристалла мікросхем для дослідження напружених струмових та теплових режимів // М.П. Грибський, Є.В. Григор'єв, М.І. Слипченко, В.В. Старостенко, Є.П. Таран, Д.О. Унжаков // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2008. Вип. 153. С. 158-161.

Наведено електротеплову модель кристалла сучасних мікросхем, що враховує багат шаровість металізації, розглянуті ланцюги розряду при впливі на мікросхеми імпульсних електромагнітних полів, розраховані граничні значення стійкості мікросхем.

Іл.5. Бібліогр.: 6 назв

UDC 537.86

Model of the microcircuits crystal for investigation into tense current and heat modes // M.P. Gribskij, Ye.V. Grigorjev, N.I.Slipchenko, V.V. Starostenko, Ye.P.Taran, D.A. Unzhakov // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2008. N 153. P. 158-161.

Electrothermal model of the crystal of the modern microcircuits taking into account multilayer metallization is given, the discharge circuits under the action of microcircuits of the pulsed electromagnetic field-sare considered, threshold values of the microcircuits stability are calculated.

5 fig. Ref.: 6 items

УДК 621.327:681.5

Метод восстановления каскадных структурных чисел / В.В. Баранник, А.В. Хаханова, А.Р. Кретив // Радіотехніка: Всеукр. міжвед. науч.-техн. сб. 2008. Вып. 153. С. 162-168.

Обосновывается необходимость повышения оперативности восстановления данных без ошибок в системах цифровой диагностики. Проводится доказательство теоремы о декодировании кода-номера каскадного структурного числа. В результате доказанной теоремы построены соотношения обеспечивающие восстановление элементов двоичного каскадного структурного числа для заданных служебных данных без внесения ошибок. Излагаются основные этапы процесса восстановления двоичных данных на основе каскадного структурного декодирования, включающие в себя систему выражений для рекуррентного определения значения начального весового коэффициента столбца каскадного структурного числа. Строится технология досрочного восстановления элементов каскадного структурного числа без выполнения декодирующих действий.

Библиогр.: 5 назв.

УДК 621.327:681.5

Метод відновлення каскадних структурних чисел / В.В. Бараннік, Г.В. Хаханова, О.Р. Кретів // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2008. Вип. 153. С. 162-168.

Обґрунтовується необхідність підвищення оперативності відновлення даних без помилок в системах цифрової діагностики. Приводиться доведення теореми про декодування кода-номера каскадного структурного числа. В результаті доведеної теореми побудовані співвідношення що забезпечують відновлення елементів двійкового каскадного структурного числа для заданих службових даних без внесення помилок. Висловлюються основні етапи процесу відновлення двійкових даних на основі каскадного структурного декодування, що включають систему виразів для рекуррентного визначення значення початкового вагового коефіцієнта стовпця каскадного структурного числа. Будується технологія досрочового відновлення елементів каскадного структурного числа без виконання декодуючих дій.

Бібліогр.: 5 назв.

UDC 621.327:681.5

Method of cascade structural numbers restoring / V.V. Buramnik, A.V. Hahanova, A.R. Kretiv // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2008. N 153. P. 162-168.

The necessity to increase the effectiveness of the data base rollback without errors in the systems of digital diagnostics is grounded. The proof of the structural number code-number decoding theorem is performed. As a result of the proved theorem the correlations are built providing restoration of the binary cascade structural number elements for the specified official information without bringing of errors. The principle stages of the binary data restoring process based on the cascade structural decoding including the system of expressions for recurrent definition of the initial weight factor of the cascade structural number cascade structural number are set forth. The technology of fast restoring of the cascade structural number elements without decodings actions is built.

Ref.: 5 items.

УДК 621.37:621.391

Синтез оптимального пеленгатора неразрешаемых излучений, разнесенных в картинной плоскости / Б.А. Демьянчук // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2008. Вып. 153. С. 169-

Получены алгоритмы и показатели качества обнаружения и оценивания углового размера группы излучателей в картинной плоскости амплитудного следающего пеленгатора с суммарно-разностной обработкой наблюдаемых сигналов, функция правдоподобия которых усредняется по восьми n -мерным векторам их случайных фаз и амплитуд. Приведена структурная схема обнаружителя-измерителя и зависимости показателей качества от соотношения интенсивностей полезных и мешающих сигналов и от степени рассовмещения элементов группы излучателей.

Ил. 4. Библиогр.: 8 назв.

УДК 621.37:621.391

Синтез оптимального пеленгатора нероз'єднаних випромінювань, які розташовані в картинній площині / Б.А. Дем'янчук // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2008. Вип. 153. С. 169-00.

Отримано алгоритми і показники якості виявлення і оцінювання кутового розміру групи випромінювань в картинній площині амплітудного стежучого пеленгатора з сумарно-різницевою обробкою сигналів, які спостерігаються, функція правдоподібності яких усереднюється з восьми n -мірних векторах їх випадкових фаз і амплітуд. Наведена структурна схема виявляла-вимірювача та залежність показників якості від відношення інтенсивностей корисних і перешкоджаючих сигналів та від ступеня розсерединня елементів групи випромінювачів.

Іл. 4. Бібліогр.: 8 назв.

UDC 621.37:621.391

Synthesis of optimal direction-finder of unresolved radiation diversified in tangent plane/ B.A. Demyanchuk // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2008. N 153. P. 00—00.

Algorithms and quality factors of detection and estimation of angular size of emitters groups tangent plane of amplitude tracking direction-finder with summarized differential processing of the observed signals, which likelihood function is averaged with eight n -dimensional vector of their random phases and amplitudes, is obtained. Block diagram of detector-estimator and dependences of quality factors from wanted-interfering signal intensity relation and from degree of misregistration of emitters group's elements is cited.

4 fig. Ref.: 8 items

**ЗБІРНИК НАУКОВИХ ПРАЦЬ
РАДІОТЕХНІКА**
Випуск 153
Російською, українською та англійською мовами

**СБОРНИК НАУЧНЫХ ТРУДОВ
РАДИОТЕХНИКА**
Выпуск 153
На русском, украинском и английском языках

Коректор Л.І. Сащенко

Підп. до друку 28. 03. 2008. Формат 60х90/8. Папір офсет. Гарнітура Таймс. Друк. ризограф.
Ум. друк арк. 11,2. Обл.-вид. арк. 10,3. Тираж 300 прим. Зам. № 97. Ціна договір.

Харківський національний університет радіоелектроніки (ХНУРЕ)
Просп. Леніна. 14, Харків. 61166.

Оригінал-макет підготовлено і збірник надруковано у ПФ „Колегіум”, тел. (057) 703-53-74.
Свідоцтво про внесення суб’єкта видавничої діяльності до Державного реєстру видавців.
Сер. ДК №1722 от 23.03.2004