

021.596(00)
P 15

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ УКРАИНЫ
ХАРЬКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ ТЕХНИЧЕСКИЙ
УНИВЕРСИТЕТ РАДИОЭЛЕКТРОНИКИ

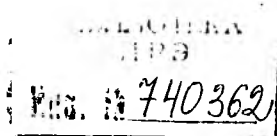
РАДИОТЕХНИКА

Всеукраинский межведомственный
научно-технический сборник

Основан в 1965 г.



ВЫПУСК 115



Харьков

Харьковский государственный технический
университет радиоэлектроники

2000

УДК 621.3

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

Анализируются возможности передачи энергии микроволновым лучом. Рассматриваются проблемы синтеза антенно-фидерных систем. Изложены результаты исследований в области формирования и обработки радиосигналов. Обсуждаются вопросы моделирования инжекционных полупроводниковых лазеров.

Для научных работников, специалистов, преподавателей вузов, аспирантов.

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

Ответственный за выпуск д-р физ.-мат. наук, проф. *В.М. Кузьмичев*.

Рекомендовано Ученым советом Харьковского технического университета радиоэлектроники.

Протокол № 24 от 6.07.2000

Адрес редакционной коллегии: Украина, 61166 Харьков-166, просп. Ленина, 14, Харьковский государственный технический университет радиоэлектроники (ХТУРЭ), тел. 40-93-97

© Харківський державний
технічний університет
радіоелектроніки, 2000

**ЗБІРНИК НАУКОВИХ ПРАЦЬ
РАДІОТЕХНІКА
Випуск 115**

**СБОРНИК НАУЧНЫХ ТРУДОВ
РАДИОТЕХНИКА
Выпуск 115**

Редактор *Серик Л.В.*
Технический редактор *Карпинская Е.Д.*

Подп. к печати 28.08.2000. Формат 60x84/8.
Бумага офсет. Печать офсетная. Усл. печ. лист. 24,65. Уч. изд. лист. 26,0.
Тираж 300 экз. Зам. № 17/2000. Цена договорная.

Харьковский государственный технический университет радиоэлектроники (ХТУРЭ)
Украина, 61166 Харьков, просп. Ленина, 14.
Оригинал-макет сборника подготовлен и отпечатан в издательстве "Медицина и..."
Украина, 61183, Харьков, ул. Дружбы народов, 277, к. 93

В. М. ШОКАЛО, д-р техн. наук, А. М. РЫБАЛКО канд. физ-мат. наук,
А. А. КОНОВАЛЬЦЕВ, канд. техн. наук, С. В. СЕВСКИЙ

ПЕРЕДАЧИ ЭНЕРГИИ МИКРОВОЛНОВЫМ ЛУЧОМ ПРИ НЕСООСНОМ РАСПОЛОЖЕНИИ ПЕРЕДАЮЩЕЙ И ПРИЕМНОЙ АПЕРТУР

Системы передачи энергии микроволновым лучом являются перспективными для дистанционного энергообеспечения воздушных и космических летательных аппаратов, транспортировки произведенной в космосе электроэнергии на Землю, беспроводной передачи энергии между наземными пунктами и для ряда других приложений [1, 2]. Для достижения высокой эффективности передачи энергии необходимо обеспечить оптимальное амплитудно-фазовое распределение на апертуре передающей антенны и соосное расположение передающей и приемной антенн, а также их согласование по поляризации. На практике же, особенно при относительном перемещении объектов, между которыми происходит передача энергии, антенны будут расположены несоосно. Вот поэтому актуальным является создание математической модели рассматриваемой системы, которая учитывала бы отклонение антенн от соосного положения и позволяла бы с достаточной точностью производить анализ и оптимизацию системы при различных значениях ее параметров.

Рассмотрим систему передачи энергии микроволновым лучом, состоящую (рис. 1) из круглой передающей и квадратной приемной антенн, апертуры которых находятся в параллельных плоскостях. Антенны согласованы по поляризации, но могут располагаться несоосно. Поляризация поля – линейная.

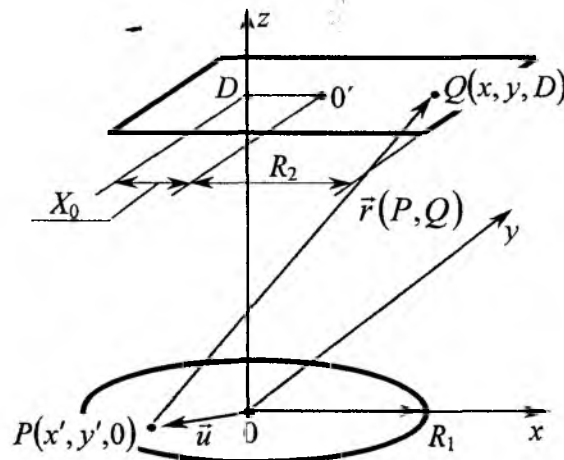


Рис. 1 – Геометрия задачи

Поле передающей антенны в плоскости апертуры приемной антенны, находящейся в зоне Френеля, может быть описано с помощью известного выражения:

$$\vec{E}(P) = \frac{jk}{2\pi} \int_{S_1} \vec{E}(Q) \frac{e^{-jkr(P,Q)}}{r(P,Q)} dS, \quad (1)$$

где $r(P, Q)$ – расстояние между точкой $P(x', y', 0)$ на апертуре передающей антенны и точкой $Q(x, y, D)$ на апертуре приемной антенны; D – расстояние между плоскостями апертур приемной и передающей антенн.

При условии, что поле возбуждения передающей антенны является аксиально симметричным, выражение (1) приводится к такому виду:

$$\vec{E}(x, y, D) = \frac{jke^{-jkD}}{D} e^{-\frac{jk}{2D}(x^2+y^2)} \int_0^{R_1} \vec{E}(u) e^{-\frac{jku^2}{2D}} J_0 \left(\frac{ku\sqrt{x^2+y^2}}{D} \right) u du, \quad (2)$$

где u – радиальная координата в плоскости апертуры передающей антенны; j – мнимая единица; $k = 2\pi/\lambda$ – волновое число; R_1 – радиус передающей антенны; J_0 – функция Бесселя первого рода нулевого порядка.

На основании выражения (2) можно получить соотношение для КПД перехвата энергии, под которым понимают отношение мощности, падающей на приемную апертуру, к мощности, излучаемой передающей антенной:

$$\eta = \frac{P_{np}}{P_{из}} = \frac{k^2}{2\pi D^2} \frac{\int_{-R_2}^{R_2} \int_{-R_2+X_0}^{R_2+X_0} \left| \int_0^{R_1} E(u) e^{-j \frac{ku^2}{2D}} J_0 \left(\frac{k\sqrt{x^2+y^2}u}{D} \right) u du \right|^2 dx dy}{\int_0^{R_1} |E(u)|^2 u du}, \quad (3)$$

где R_2 – половина ширины приемной апертуры; X_0 – величина отклонения антенн от соосного положения.

После замены в выражении (3) переменных $u' = \frac{a}{R_1} u$; $x' = \frac{x}{R_2}$; $y' = \frac{y}{R_2}$ получим

$$\eta = \frac{a^2}{2\pi} \frac{\int_{-1}^1 \int_{-1+b}^{1+b} \left| \int_0^a E(u') e^{-jtu'^2} J_0 \left(a\sqrt{x'^2+y'^2}u' \right) u' du' \right|^2 dx' dy'}{\int_0^a |E(u')|^2 u' du'}, \quad (4)$$

где $a = \sqrt{\frac{kR_1 R_2}{D}}$ – волновой параметр; $t = \frac{R_1}{2R_2}$, $b = \frac{X_0}{R_2}$ – относительные смещения антенн от соосного положения.

Формула (4) показывает, что КПД перехвата энергии является функционалом амплитудно-фазового распределения $E(u)$ и зависит от параметров системы (a, b, t) , включающих в себя рабочую длину волны, размеры апертур, расстояние между ними, а также величину отклонения антенн от соосного положения.

При фазовом распределении поля возбуждения, обеспечивающем фокусировку микроволнового луча в плоскости приемной апертуры, выражение для КПД перехвата энергии примет такой вид:

$$\eta = \frac{a^2}{2\pi} \frac{\int_{-1}^1 \int_{-1+b}^{1+b} \left[\int_0^a F(u) J_0 \left(a\sqrt{x^2+y^2}u \right) u du \right]^2 dx dy}{\int_0^a F^2(u) u du}. \quad (5)$$

Исключая возможность появления эффекта сверхнаправленности, входящее в это выражение амплитудное распределение поля $F(u)$ на апертуре передающей антенны может быть аппроксимировано полиномом четной степени:

$$F(u) = \sum_{i=0}^M c_i u^{2i}. \quad (6)$$

Используя разложение функции Бесселя в виде конечной суммы с N членами и производя интегрирование по формуле (5), приходим к следующему выражению:

$$\eta(a,b) = \frac{1}{\pi} \left[\sum_{i=0}^M \sum_{j=0}^M c_i c_j \frac{a^{2(i+j)}}{i+j+1} \right]^{-1} \times$$

$$\times \left\{ \sum_{i=0}^M \sum_{j=0}^M \sum_{k=0}^N \sum_{p=0}^N \frac{(-1)^{k+p} c_i c_j a^{2[i+j+2(k+p)+2]} (k+p)!}{(k!)^2 (p!)^2 2^{2(k+p)+1} (i+k+1)(j+p+1)} \times \right.$$

$$\left. \times \sum_{m=0}^{k+p} \frac{(1+b)^{2(k+p-m)+1} - (-1+b)^{2(k+p-m)+1}}{m!(k+p-m)! [2(k+p-m)+1] (2m+1)} \right\}. \quad (7)$$

Формула (7) позволяет производить расчет КПД перехвата энергии по известным коэффициентам c_i полинома (6) и параметрам a и b и может быть представлена в виде отношения двух квадратичных форм:

$$\eta = \frac{(GC, C)}{(HC, C)},$$

где G и H – квадратные симметричные матрицы порядка $M+1$; C – вектор порядка $M+1$, элементами которого являются коэффициенты c_i .

Элементы матриц G и H представляют собой такие величины:

$$g_{i,j} = \sum_{k=0}^N \sum_{p=0}^N \frac{(-1)^{k+p} a^{2[i+j+2(k+p)+2]} (k+p)!}{(k!)^2 (p!)^2 2^{2(k+p)+1} (i+k+1)(j+p+1)} \times$$

$$\times \sum_{m=0}^{k+p} \frac{(1+b)^{2(k+p-m)+1} - (-1+b)^{2(k+p-m)+1}}{m!(k+p-m)! [2(k+p-m)+1] (2m+1)};$$

$$h_{i,j} = \pi \frac{a^{2(i+j)}}{i+j+1}.$$

Можно показать [2], что максимально возможное значение величины η равно наибольшему собственному значению матрицы $L = H^{-1}G$, а собственный вектор, соответствующий этому собственному значению, состоит из коэффициентов разложения оптимального амплитудного распределения (ОАР). При этом точность определения ОАР зависит от числа членов в разложении (6). Однако использование чисел $M > 3 \dots 4$ не дает заметного увеличения значения вычисляемого КПД перехвата η .

Полученные описанным выше способом зависимости (рис. 2 и 3) показывают, что при смещении антенн от соосного положения ОАР изменяется к более равномерному. Если в выражении (6) принять $M = 1$, то максимизирующее функционал (3) амплитудное распределение будет параболического вида. Амплитудные распределения такого вида близки к соответствующим ОАР (рис. 2) при значениях несоосности $b \geq 0,4$. Вычисления показали, что при замене ОАР параболическим КПД перехвата энергии падает не более чем на 2%. В то же время реализовать амплитудное распределение параболического вида на передающей антенне на практике проще, чем оптимальное, которое при высоких значениях КПД перехвата энергии должно быть гауссовым. Помимо того, применение амплитудных распределений параболического вида вместо гауссовых позволяет увеличить эффективность использования поверхности передающей антенны. В таблице приведены значения отношения мощности $P_{\Sigma, par}$, излучаемой передающей антенной с амплитудным распределением поля возбуждения параболического вида, к мощности $P_{\Sigma, OAD}$, излучаемой той же антенной, но с ОАР, при условии равенства напряженности поля в центре апертуры антенны в обоих случаях. Таким образом, применение амплитудного распределения поля возбуждения передающей антенны параболического вида может быть довольно перспективным на практике.

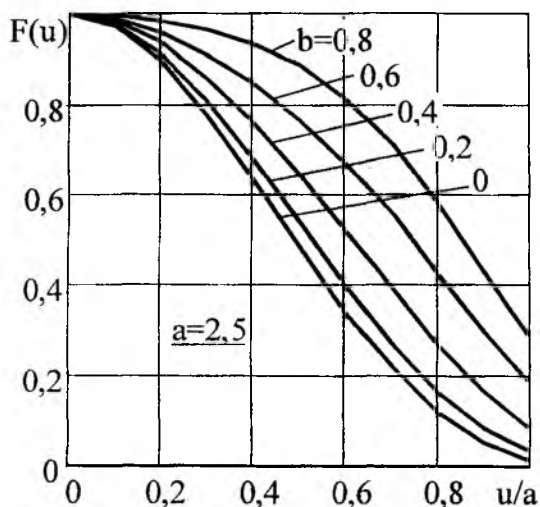


Рис. 2 – Оптимальное амплитудное распределение

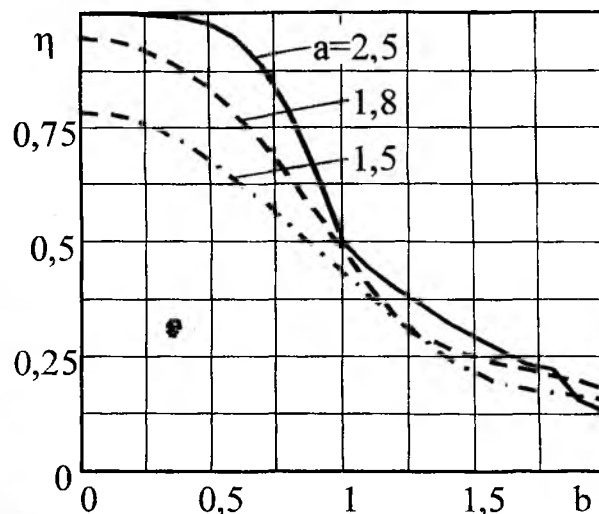


Рис. 3 – КПД перехвата

Таблица

a	1,6	1,8	2,0	2,2	2,4
$P_{\Sigma.par} / P_{\Sigma.OAD}$	1,05	1,12	1,22	1,40	1,74

При смещениях менее 20 % КПД перехвата энергии уменьшается незначительно, поскольку луч при соосном расположении антенн сфокусирован в центр приемной апертуры. Следовательно, требования к точности наведения микроволнового луча и соосности передающей и приемной антенн не являются очень жесткими. В случае же, когда несоосность может принимать большие значения (например, при энергоснабжении движущихся космических аппаратов), предпочтительнее реализовать поле возбуждения передающей антенны с амплитудными распределениями, соответствующими значениям КПД перехвата $\eta=60...80\%$. Это позволяет уменьшить влияние несоосности на эффективность функционирования системы передачи энергии.

Список литературы: [1] *Glaser P.E.* An Overview of Solar Power Satellite Option. // IEEE Trans. Microwave Theory Tech. – 1992 June. – N 6. – Vol.40. – P. 1230–1238. [2] *Brown W.C. and Eves E.E.* Beamed Microwave Power Transmission and its Application to Space. // IEEE Trans. Microwave Theory Tech. – 1992 June. – N 6. – N 40. – P. 1239–1250. [3] *Shifrin J.S., Shokalo V.M., Rybalko A.M.* Efficiency of Energy Transmission Systems with Microwave Beam. // Proc. 5th International Symposium on Recent Advances in Microwave Technology. – Kiev, Ukraine. – 1995. – Vol. 1. – P. 242–249.

Харьковский государственный технический
Университет радиоэлектроники

Поступила в редколлегию 31.08.99

МЕТОДИКА ОЦЕНКИ ТОЧНОСТИ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ХАРАКТЕРИСТИК АНТЕНН ПРИ ИСПОЛЬЗОВАНИИ СВЕРХШИРОКОПОЛОСНЫХ СИГНАЛОВ

Большинство радиотехнических устройств СВЧ должны работать в определенном, часто достаточно широком диапазоне частот и обладать в заданной полосе частот требуемыми характеристиками. Это диктует необходимость проведения измерений параметров устройств в большом количестве частотных точек. Особенно сложными и трудоемкими являются измерения в диапазоне частот пространственных характеристик антенн.

Для уменьшения трудоемкости и времени измерений предлагают [1] использовать голографический способ восстановления диаграммы направленности (ДН) антенн по измерениям ближнего поля в сочетании с определением комплексных передаточных функций по измерениям импульсного отклика антенны.

Методика определения ДН антенны в этом случае включает три этапа. Вначале на замкнутой поверхности S , охватывающей антенну, измеряют тангенциальные составляющие электрического \vec{E}_τ и магнитного \vec{H}_τ полей временного отклика антенны (импульсной характеристики) при подаче на вход антенны воздействия в виде δ -функции. На втором этапе по измеренной импульсной характеристике $h_0(\vec{x}, t)$ рассчитывают частотную передаточную функцию антенны $K(\vec{x}, \omega)$ (частотную характеристику), где \vec{x} – положение точки измерения на S . И наконец, определяют пространственную ДН антенны по найденной частотной характеристике антенны для требуемых частот.

Рассматриваемому методу определения ДН антенн по измерениям импульсной характеристики $h_0(\vec{x}, t)$ присущи методические и случайные погрешности. Методические погрешности обусловлены ограничением участка поверхности, на котором измеряют импульсный отклик антенны, пространственной дискретизацией измерений, а также ограничением измерений отклика во временной области и дискретизацией измерений во времени.

Задаваясь желаемой точностью определения ДН, можно предъявить требования к геометрии измерений (размерам области и шагу измерений по \vec{x}), обеспечение которых гарантирует точность восстановления ДН не ниже требуемой в заданном диапазоне частот [2].

Измерение импульсного отклика антенны во времени проводят во временном “окне”, величина которого T практически всегда удовлетворяет условию $T \geq \tau_0$ (τ_0 – длительность отклика). Измерения проводят с шагом $\Delta t = \frac{T}{N}$, где N – число отсчетов во времени. Дискретность отсчетов во времени Δt ,

которая должна удовлетворять условию $\Delta t \leq \frac{1}{2} f_m$, где f_m – максимальная рабочая частота антенны, приводит к тому, что частотную характеристику антенны находят на сетке частот с интервалом $\Delta = \frac{1}{N\Delta t}$. Выбирая величины T и Δt , можно обеспечить требуемые значения f_m и Δf .

Потенциальные возможности рассматриваемого метода определения характеристик антенн в диапазоне частот определяются случайными ошибками измерения $h_0(\vec{x}, t)$ на поверхности S .

Приведем методику анализа требований к точности измерений $h_0(\vec{x}, t)$ для обеспечения близости восстановленной и истинной ДН в соответствии с выбранным критерием [3].

1. Постановка задачи.

Будем считать, что ближнее поле измеряют в раскрыве линейной антенны длиной L , причем импульсный отклик в этой точке определяется выражением [4]

$$h_0(t, x) = E_0(x)u_0(t), \quad (1)$$

где $u_0(t)$ – финитная на интервале $\left(-\frac{\tau_0}{2}, \frac{\tau_0}{2}\right)$ функция, которая характеризует отклик антенны во времени; $E_0(x)$ – амплитуда возбуждения антенны в точке x .

Сигнал на выходе измерительного устройства представим в виде

$$u(t, x) = \left\{ [1 + a(t)]h_0(x, t) + e(t) \right\} \sum_n \delta(t - t_n), \quad (2)$$

где $a(t)$, $e(t)$ – мультипликативные и аддитивные ошибки измерений; $t_n = \Delta tn + nT_p + \varepsilon_n$ – моменты регистрации сигнала (T_p – период регистрации [5], ε_n – ошибка фиксации момента регистрации сигнала в n -ом измерении) $\delta(t)$ – дельта-функция.

Будем считать, что $a(t)$, $e(t)$ являются случайными, независимыми, нормально распределенными функциями с нулевыми средними, постоянными дисперсиями и корреляционными функциями

$$\overline{a(t)a(t_1)} = \sigma_a^2 r_a(t - t_1), \quad \overline{e(t)e(t_1)} = \sigma_e^2 r_e(t - t_1). \quad (3)$$

Величины ε_n будем считать стационарной последовательностью нормально распределенных случайных величин с параметрами

$$\overline{\varepsilon_n} = 0, \quad \overline{\varepsilon_n \varepsilon_{n'}} = \sigma_\varepsilon^2 r_\varepsilon(n - n'). \quad (4)$$

Предложенная модель измеренного сигнала в виде выражений (2)-(4) позволяет учесть как медленно меняющиеся (“дрейфовые”) компоненты флуктуаций $a(t)$, $e(t)$, ε_n , так и “быстрые” составляющие (практически не коррелированные в соседних отсчетах по n). Отметим также, что в общем случае ошибки измерений $a(t)$, $e(t)$, ε_n нельзя считать стационарными [6]. Тем не менее принятые предположения позволяют достаточно просто получить численные оценки влияния ошибок измерений $a(t)$, $e(t)$ и ε_n на характеристики определения частотной характеристики антенны восстановленной ДН.

2. Статистические характеристики комплексной передаточной функции.

Рассмотрим вначале влияние аддитивных и мультипликативных ошибок измерений сигнала $h_0(t, x)$ на точность восстановления передаточной функции $K(\omega, x)$.

Будем считать, что измерения во временной области проводятся непрерывно. В этом случае частотная характеристика отклика при измерении в точке x_i может быть представлена в виде

$$K(\omega, x_i) = \int_{-\tau_0/2}^{\tau_0/2} \left\{ [1 + a(t)]h_0(x_i, t) + e(t) \right\} e^{-j\omega t} dt. \quad (5)$$

Сравним выражение (5) для $K(\omega, x_i)$ с выражением для ДН линейной антенны со случайными ошибками реализации амплитудного распределения [3]

$$f(\theta) = \int_{-L/2}^{L/2} \left\{ [1 + a(z)]A_0(z) + e(z) \right\} e^{jkz \sin \theta} dz. \quad (6)$$

Очевидно, что влияние аддитивных $e(z)$ и мультипликативных $a(z)$ ошибок реализации требуемого амплитудного распределения $A_0(z)$ на точность восстановления ДН линейной антенны полностью аналогично влиянию ошибок измерения временного отклика $e(t)$ и $a(t)$ на его спектр. Это позволяет использовать результаты статистической теории антенн (СТА) [7, 8] для оценки точности определения $K(\omega, x_i)$ в полной мере. В частности, в случае малых радиусов корреляции (если считать ошибки измерений $a(t)$, $e(t)$ в соседних отсчетах времени $t_n = n\Delta t$, $n = \overline{1, N}$ независимыми) дисперсия оп-

ределения частотной характеристики $K(\omega, x_i)$ является постоянной для всех частот $\omega_n = n\Delta f$ и зависит от σ_a^2 , σ_e^2 и вида отклика $h_0(x_i, t)$.

Рассмотрим теперь погрешности определения $K(\omega, x_i)$, которые обусловлены ошибками фиксации моментов регистрации сигнала t_n . Ограничиваясь первыми двумя членами разложения функции $h_0(t, x_i)$ в ряд Тейлора (полагая, что $a(t) = 0$, $e(t) = 0$), получим

$$u(t, x_i) = E_0(x_i) \sum [u_0(n\Delta t) + u'_0(n\Delta t)\varepsilon_n]. \quad (7)$$

При записи (7) учтено, что в каждом периоде регистрации форма сигнала $u_0(t)$ неизменна: $u_0(n, \Delta t) = u_0(n\Delta t + nT_p)$. Из (7) видно, что наличие ошибок ε_n эквивалентно появлению мультиактивных ошибок измерения производной функции временного отклика $u_0(t)$. Задаваясь формой сигнала $u_0(t)$, можем по общим соотношениям [3] оценить статистику частотной характеристики $K(\omega, x_i)$ в зависимости от параметров ошибок ε_n (3).

Полученные результаты являются исходными данными, используемыми при оценке степени близости восстановленной и истинной ДН на отдельных частотах $\omega_n = n\Delta f$.

В этом случае приходим к типичной прямой задаче СТА. Известны статистические параметры частотной характеристики $K(\omega, x_i)$ (фактически АФР) в отдельных точках поверхности измерений на различных частотах. Восстановленную ДН (ее параметры) находят путем решения прямой задачи СТА [3] для различных критериев близости восстановленной и истинной ДН. Приведем теперь методику оценки результирующей точности восстановления ДН, учитывающей методические и случайные погрешности.

3. Результирующая погрешность восстановления ДН.

При оценке результирующей погрешности определения характеристик антенн по измерениям поля в ближней зоне все составляющие погрешности должны рассматриваться как случайные величины, принимающие в каждой реализации различные значения [9]. Поскольку неисключенная систематическая погрешность в каждой реализации принимает случайное значение, то она приобретает все свойства случайной величины и суммирование ее с другими случайными погрешностями должно проводиться по правилам суммирования составляющих результирующей погрешности.

Для того чтобы отдельные составляющие погрешностей можно было суммировать, они должны быть предварительно представлены своими среднеквадратичными значениями σ , а все операции расчетного суммирования производиться только над среднеквадратичными значениями погрешностей.

Приведем методику выбора условий измерений и оценки требований к точности измерений ближнего поля для восстановления с определенной точностью уровней бокового излучения, так как требования к параметрам измерительных систем в этом случае наиболее жесткие.

Систематические погрешности определения ДН ΔF , обусловленные ограничением области измерений $\Delta F_{огр}$ и дискретизацией ΔF_δ , будем считать случайными, равномерно распределенными на

интервале $[-|\Delta F_{огр}|, |\Delta F_{огр}|]$, $[-|\Delta F_\delta|, |\Delta F_\delta|]$ величинами, откуда $\sigma_{огр} = \frac{|\Delta F_{огр}|}{\sqrt{3}}$, $\sigma_\delta = \frac{|\Delta F_\delta|}{\sqrt{3}}$.

Значения $|\Delta F_{огр}|$, $|\Delta F_\delta|$ находят по соотношениям, приведенным в [2].

Результирующая дисперсия восстановленной ДН равна

$$\sigma_F^2 = \sigma_\delta^2 + \sigma_{огр}^2 + \sigma_{сл}^2,$$

где $\sigma_{сл}^2$ – дисперсия восстановления ДН, обусловленная случайными ошибками измерения импульсного отклика антенны $h_0(t, x)$ на поверхности измерений S .

Сравнительно высокая относительная точность восстановления уровня боковых лепестков (20-25 %, что соответствует измерению ДН по мощности с точностью ± 2 дБ) и высокая надежность ($P_{кр} \geq 0,95$) обеспечиваются при измерении тех уровней ДН, для которых выполняется условие [2]

$$\left[\frac{|\Delta F_0|}{\sigma_F} \right] \gg 1. \quad (8)$$

При выполнении условия (8) амплитуда восстановленной ДН распределена по нормальному закону $N(|\Delta F_0|, \sigma_F^2)$. Вероятность того, что амплитуда восстановленной ДН $|F|$ отличается от амплитуды истинной ДН $|F_0|$ не более чем на $\pm V$

$$P_{кр} = P\{-V \leq |F| - |F_0| \leq V\}$$

находят по формуле

$$P_{кр} = 2\Phi\left(\frac{V}{\sigma_F}\right), \quad (9)$$

где $\Phi(\delta) = \frac{1}{2\pi} \int_0^\delta e^{-t^2/2} dt$ - функция Лапласа.

Методика определения требований к параметрам измерительных комплексов при заданных требованиях восстановления ДН антенн заключается в следующем:

1. Исходя из требований к точности определения ДН, по соотношению (8) находим допустимое значение дисперсии σ_F^2 .

2. Используя априорные сведения о соотношении величин ошибок σ_δ , $\sigma_{огр}$, $\sigma_{сл}$, обусловленных различными источниками, определяем допустимый вклад каждого источника ошибок в суммарное значение дисперсии σ_F^2 . В простейшем случае можно положить вклады рассматриваемых источников в общую дисперсию σ_F^2 равными. Тогда по соотношениям [2], находим размеры области и шаг измерений и, наконец, на основе известной связи дисперсии $\sigma_{сл}^2$ со статистическими характеристиками ошибок измерений - требования к статистике ошибок измерений $h_0(x, t)$.

В заключение отметим следующее. До сих пор мы считали, что испытательный сигнал, поступающий на вход антенны, представляет собой δ -функцию. Реально, естественно, в результате эксперимента мы измеряем не импульсную характеристику антенны, а результат ее свертки с зондирующим сигналом. Это приводит к тому, что расчет частотной характеристики (5) содержит постоянный (и неизвестный) множитель – спектр зондирующего сигнала. Для определения характеристик антенны на фиксированных частотах это, в принципе, не имеет значения, а учет спектра зондирующего сигнала необходимо проводить при относительных сравнениях ДН на различных частотах. Второе существенное условие, которое следует учитывать при выполнении измерений, - необходимость жесткой временной синхронизации измерений. Это условие аналогично требованию наличия опорного сигнала в голографических измерениях. Именно необходимость наличия опорного сигнала (и высокие требования к его стабильности) ограничивает верхний частотный диапазон измерений.

Отметим также необходимость учета характеристик всех элементов измерительных систем в широком диапазоне частот при восстановлении ДН антенн – линий передачи опорного сигнала [10], измерительных антенн (зондов) [11], измерителей временных сигналов [5] и др.

Список литературы: [1] Будай А.Г., Вилькоцкий М.А., Гацуха С.В. Применение время-частотного преобразования при восстановлении характеристик направленности широкополосных антенн голографическими методами // Методы и устройства радио- и акустической голографии. – Л.: Наука, 1983. – С.34–41. [2] Методы из-

мерения параметров излучающих систем в ближней зоне /Бахрах Л.Д., Кременецкий С.Д., Курочкин А.П. и др./ Под ред. Л.Д. Бахраха. – Л.: Наука, 1985. – 272 с. [3] Шифрин Я.С., Усин В.А. Статистическая теория антенных измерений // Антенны / Под ред. Л.Д. Бахраха. – М. – 2000. – № 44. [4] Пустовой Я.И. Излучение сверхширокополосных колебаний апертурной антенной с круглым раскрывом // Доповіди Національної академії наук України. – 1995. – №7. – С.52–54. [5] Исследование объектов с помощью пикосекундных импульсов / Глебович Г.В., Андриянов А.В., Веденский Ю.В. и др. / Под ред. Г.В. Глебовича. – М.: Радио и связь, 1984. – 256 с. [6] Андриянов А.В., Глебович Г.В., Крылов В.В. Автоматизированные измерения во временной области и повышение их точности // Измерительная техника. – 1980. – №9. – С.42–44. [7] Шифрин Я.С. Вопросы статистической теории антенн. – М.: Сов. радио, 1970. – 384 с. [8] Шифрин Я.С. Статистическая теория антенн (Современное состояние, основные направления развития). – Харьков, 1985. – 181 с. – Рус. – Деп. в Укр. НИРТИ 09.09.85, №2098. [9] Anohina O.D., Nechosa A.V. Method of Estimation of Requirement to the Input Information when Determining Antennas Characteristics with Near-zone Methods. // Proceeding of III-rd International Conference Antenna Theory and Techniques. – Sevastopil (Ukraine). – 1999. – P.445–446. [10] Глебович Г.В., Ковалев И.П. Широкополосные линии передачи импульсных сигналов. – М.: Сов. радио, 1973. – 224 с. [11] Горобец Н.Н., Лечеса А.В. Искажение сверхширокополосного сигнала линейными вибраторными антеннами // Радиофізика та електроніка. – 1999. – Вып. 1. – С.147–153.

Харьковский национальный университет

Поступил в редколлегию 14.04.00

КРИТЕРИЙ МИНИМУМА УГЛОВОЙ ОШИБКИ ДЛЯ СИНТЕЗА АНГЕННО-ФИДЕРНЫХ СИСТЕМ МОНОИМПУЛЬСНЫХ РЛС

В связи с существенным увеличением скоростей воздушных объектов, совершенствованием и массированным применением средств радиопротиводействия требования к точности определения координат, скорости обработки информации и помехозащищенности моноимпульсных РЛС в последнее время повисились. Это приводит к необходимости либо модернизации уже существующих радиолокационных средств, либо создания новых систем. И в первом, и во втором случаях важной задачей является выбор критерия качества антенно-фидерных систем (АФС) таких РЛС.

Диаграммы направленности (ДН) моноимпульсных систем с суммарно-разностным угловым дискриминатором на передачу и прием различны: на передачу обычно используют суммарная ДН, а на прием – суммарная и разностная. Суммарный канал используется для обнаружения цели, измерения ее временных координат, а также в качестве опорного при сравнении с разностным. Разностный канал применяют для определения угловых координат цели. Как правило, синтез ДН суммарного и разностного каналов производят по критерию максимума произведения суммарной ДН и крутизны разностной. Можно предположить, что при наличии интенсивных внешних помех такой критерий не обеспечивает получение оптимальных характеристик АФС. В связи с этим целью настоящей работы является обоснование такого критерия качества АФС моноимпульсных РЛС, который обеспечил бы наилучшие качественные показатели обнаружения и измерения в наихудшей из возможных помеховых ситуаций.

При выборе критерия качества будем исходить из того, что в результате синтеза необходимо получить минимальное значение дисперсии ошибки измерения угловой координаты σ_θ^2 . Определим дисперсию σ_θ^2 как функцию параметров АФС. Рассмотрим амплитудную суммарно-разностную моноимпульсную систему [1]. Блок-схема такой системы для определения угловой координаты в одной плоскости представлена на рис.1. Приемные каналы будем считать идентичными. В силу независимости ошибок каналов друг от друга такое рассмотрение позволяет судить об ошибках в двух плоскостях пеленгации. Выразим амплитуду принятого сигнала в суммарном и разностном каналах через характеристики антенно-фидерной системы.

$$E_\Sigma = \sqrt{K_1(\theta, \omega)} G_\Sigma(\theta, \omega, \vec{\alpha}), \quad (1)$$

$$E_\Delta = \sqrt{K_1(\theta, \omega) G_\Sigma(\theta, \omega, \vec{\alpha}) G_\Delta(\theta, \omega, \vec{\alpha})}, \quad (2)$$

где $G_\Sigma(\theta, \omega, \vec{\alpha})$, $G_\Delta(\theta, \omega, \vec{\alpha})$ – коэффициенты усиления соответственно суммарного и разностного каналов; $K_1(\theta, \omega)$ – коэффициент, зависящий от эффективной площади рассеяния цели, мощности передатчика, трассы распространения радиоволн; $\vec{\alpha}$ – вектор параметров АФС.

Тогда сигналы на выходе усилителей промежуточной частоты суммарного и разностного каналов с точностью до постоянного коэффициента можно представить в виде соотношений:

$$u_\Sigma(t, \theta) = E_\Sigma \cos(\omega_{np}t + \varphi_\Sigma), \quad (3)$$

$$u_\Delta(t, \theta) = E_\Delta \cos(\omega_{np}t + \varphi_\Delta), \quad (4)$$

где φ_Σ , φ_Δ – фазы сигналов соответственно суммарного и разностного каналов.

Напряжение сигнала ошибки на выходе фазового детектора умножающего типа с учетом нормировки при помощи АРУ и фильтрации высокочастотных составляющих имеет вид

$$u_{\Phi Д}(\theta) = \frac{1}{2} K_{\Phi Д} \frac{E_\Sigma}{E_\Delta} \cos(\varphi_\Sigma - \varphi_\Delta), \quad (5)$$

где $K_{\Phi Д}$ – коэффициент передачи фазового детектора.

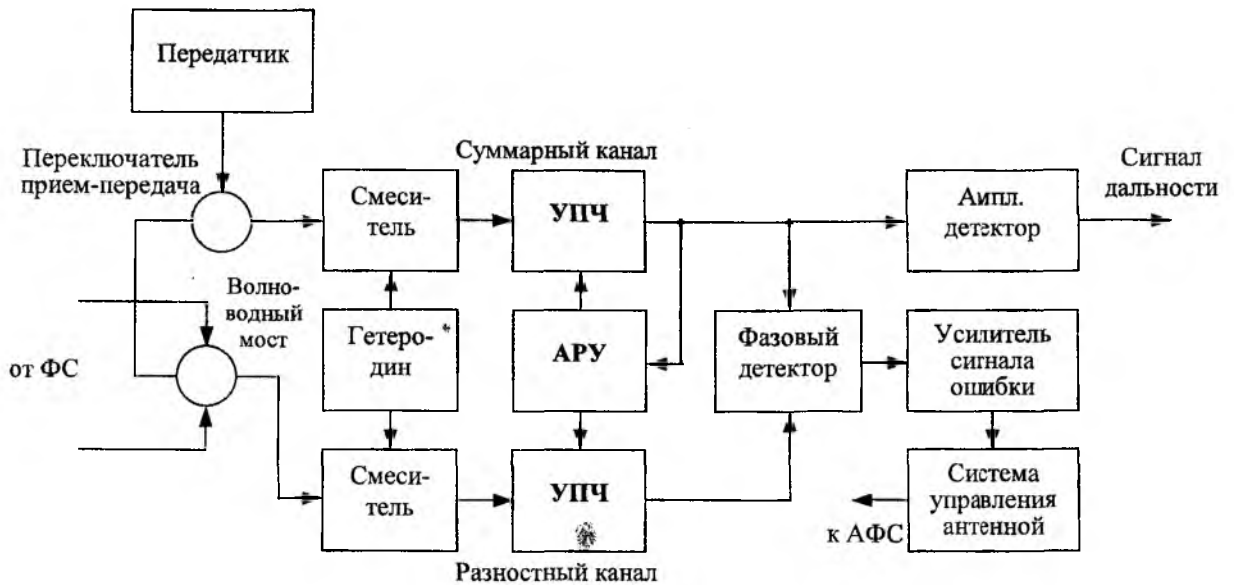


Рис. 1

Выражение для коэффициента усиления (КУ) разностного канала представлено следующим образом:

$$G_{\Delta}(\theta, \omega, \vec{\alpha}) = G_{\Delta \max}(\omega, \vec{\alpha}) F_{\Delta}^2(\theta, \omega, \vec{\alpha}), \quad (6)$$

где $G_{\Delta \max}(\omega, \vec{\alpha})$ – максимальный КУ разностной ДН; $F_{\Delta}(\theta, \omega, \vec{\alpha})$ – нормированная ДН разностного канала.

Поскольку при малых отклонениях цели от равносигнального направления ($\Theta=0$) ДН разностного канала можно считать линейной, то соотношение (6) может быть записано в виде

$$G_{\Delta}(\theta, \omega, \vec{\alpha}) = G_{\Delta \max}(\omega, \vec{\alpha}) \left(\frac{\partial F_{\Delta}(0, \omega, \vec{\alpha})}{\partial \theta} \theta \right)^2. \quad (7)$$

Подставив полученное выражение (7) в соотношение (5), после сокращения получим

$$u_{\Phi Д}(\theta) = \frac{1}{2} K_{\Phi Д} \frac{\sqrt{G_{\Delta \max}(\omega, \vec{\alpha})}}{\sqrt{G_{\Sigma}(\theta, \omega, \vec{\alpha})}} \frac{\partial F_{\Delta}(0, \omega, \vec{\alpha})}{\partial \theta} \theta \cos(\varphi_{\Sigma} - \varphi_{\Delta}). \quad (8)$$

Так как разность фаз между сигналами суммарного и разностного каналов может принимать значения 0 или π , то величина $\cos(\varphi_{\Sigma} - \varphi_{\Delta}) = \pm 1$ определяет направление отклонения цели от равносигнального направления. Учитывая это, а также приняв $K_{\Phi Д} = 1$, определим из соотношения (8) величину этого отклонения.

$$\theta = \frac{2u_{\Phi Д}(\theta) \sqrt{G_{\Sigma}(\theta, \omega, \vec{\alpha})}}{\sqrt{G_{\Delta \max}(\omega, \vec{\alpha})}} \cdot \left(\frac{\partial F_{\Delta}(0, \omega, \vec{\alpha})}{\partial \theta} \right)^{-1}. \quad (9)$$

Наличие шумов и помех приводит к нарушению структуры сигнала, появлению флюктуационной составляющей сигнала ошибки. А это влечет за собой ухудшение точности пеленгации. Очевидно, что дисперсия ошибки пеленгации σ_{θ}^2 может быть определена по формуле

$$\sigma_{\theta}^2 = \frac{4\sigma_{\Phi Д}^2 G_{\Sigma}(\theta, \omega, \vec{\alpha})}{G_{\Delta \max}(\omega, \vec{\alpha})} \cdot \left(\frac{\partial F_{\Delta}(0, \omega, \vec{\alpha})}{\partial \theta} \right)^{-2}, \quad (10)$$

где $\sigma_{\Phi Д}^2$ – дисперсия флюктуационной составляющей сигнала ошибки на выходе фазового детектора.

Чтобы оценить величину $\sigma_{\Phi Д}^2$, воспользуемся методикой, основанной на определении корреляционной функции помеховой составляющей сигнала ошибки [1]. При этом будем полагать, что на РЛС действуют собственные шумы приемника, тепловой шум пространства, активные и пассивные помехи. Учтем также, что при работе РЛС в режиме слежения за целью отношение сигнал - шум в приемном устройстве обычно намного больше единицы, а угол рассогласования мал. Это позволяет пренебречь влиянием помех в суммарном канале. В разностном же канале напряжение на выходе УПЧ

$$u_{\Delta}(t, \theta) = E_{\Delta} \cos(\omega_{np}t + \varphi_{\Delta}) + u_{ш}(t), \quad (11)$$

где $u_{ш}(t) = u_{вн}(t) + u_{np}(t) + u_{ан}(t) + u_{пн}(t)$ – аддитивная смесь внутренних шумов, тепловых шумов пространства, активных и пассивных помех.

Тогда напряжение флюктуационной составляющей на выходе фазового детектора с учетом нормировки схемой АРУ

$$u_{\Phi Д}(t) = \frac{1}{E_{\Sigma}} \cos(\omega_{np}t + \varphi_{\Sigma}) \cdot u_{ш}(t). \quad (12)$$

Корреляционная функция этой составляющей определится выражением

$$R_{\Phi Д}(\tau) = \frac{1}{2E_{\Sigma}^2} R_n(\tau) \cos(\omega_{np}\tau), \quad (13)$$

где $R_n(\tau)$ – корреляционная функция аддитивной смеси помех на выходе УПЧ.

Поскольку внутренние шумы, шумы пространства, активные и пассивные помехи не коррелированы, то корреляционная функция их суммы равна сумме соответствующих корреляционных функций:

$$R_n(\tau) = R_{вн}(\tau) + R_{np}(\tau) + R_{ан}(\tau) + R_{пн}(\tau). \quad (14)$$

Значение $R_n(\tau)$ при $\tau = 0$ представляет собой дисперсию соответствующего случайного процесса, следовательно,

$$\sigma_{\Phi Д}^2 = \sigma_{\Phi л}^2 = \frac{1}{2E_{\Sigma}^2} (\sigma_{вн}^2 + \sigma_{np}^2 + \sigma_{ан}^2 + \sigma_{пн}^2). \quad (15)$$

И тогда дисперсия ошибки пеленгации

$$\sigma_{\theta}^2 = \frac{2(\sigma_{вн}^2 + \sigma_{np}^2 + \sigma_{ан}^2 + \sigma_{пн}^2)}{G_{\Delta \max}(\omega, \bar{\alpha}) G_{\Sigma}(\theta, \omega, \bar{\alpha})} \left(\frac{\partial F_{\Delta}(\theta, \omega, \bar{\alpha})}{\partial \theta} \right)^{-2}. \quad (16)$$

Поскольку внутренние шумы не зависят от характеристик АФС, шумы пространства и уровень активных помех в приемном тракте зависят от вида разностной ДН, а уровень пассивных помех - от вида и разностной, и суммарной диаграмм, то выражения для дисперсии шумов и помех могут быть представлены в виде

$$\sigma_{ш}^2 = P_{ш} = \int_{2\pi} K_{шш}(\theta, \omega) G_{\Delta}(\theta, \omega, \bar{\alpha}) d\theta, \quad (17)$$

$$\sigma_{ан}^2 = P_{ан} = K_{ан}(\theta, \omega) G_{\Delta}(\theta, \omega, \bar{\alpha}), \quad (18)$$

$$\sigma_{пн}^2 = P_{пн} = K_{пн}(\theta, \omega) G_{\Delta}(\theta, \omega, \bar{\alpha}) G_{\Sigma}(\theta, \omega, \bar{\alpha}), \quad (19)$$

где $P_{шш}$, $P_{ан}$, $P_{пн}$ – мощности соответственно тепловых шумов пространства, активных и пассивных помех; $K_{шш}(\theta, \omega)$, $K_{ан}(\theta, \omega)$, $K_{пн}(\theta, \omega)$ – весовые функции, не зависящие от параметров АФС моноимпульсной системы.

Дисперсия угловой ошибки зависит от ряда априорно неизвестных величин, наиболее существенными из которых для оптимизации антенной системы являются направления прихода помех. Потребуем, чтобы моноимпульсная РЛС обеспечивала минимальную погрешность измерения угловой координаты в наихудшей из возможных сигнально-помеховых ситуаций. Тогда критерий синтеза АФС такой РЛС будет иметь вид

$$\min_{\bar{\alpha}} \max_{\omega} \left\{ \frac{P_{вн} + \int_{2\pi} K_{mii}(\theta, \omega) G_{\Delta}(\theta, \omega, \bar{\alpha}) d\theta + \max_{\theta \in \Omega_{\delta n}} K_{an}(\theta, \omega) G_{\Delta}(\theta, \omega, \bar{\alpha}) + \max_{\theta \in \Omega_{\delta n}} K_{nn}(\theta, \omega) G_{\Delta}(\theta, \omega, \bar{\alpha})}{\min_{\theta \in \Omega_{ac}} G_{\Sigma}(\theta, \omega, \bar{\alpha})} \times \right. \\ \left. \times \left[\min_{\theta \in \Omega_{ac}} \left(\frac{\partial F_{\Delta}(\theta, \omega, \bar{\alpha})}{\partial \theta} \sqrt{G_{\Delta \max}(\omega, \bar{\alpha})} \right) \right]^{-2} \right\}, \quad (20)$$

где $P_{вн}$ – мощность внутренних шумов; $\Omega_{\delta n}$ – сектор возможного прихода помех в области боковых лепестков; Ω_{ac} – сектор автосопровождения.

Рассмотрим пример синтеза антенной решетки моноимпульсной РЛС, подтверждающий эффективность предложенного критерия оптимальности (20), применительно к линейной эквидистантной антенной решетке с шагом $d = 0,7\lambda$ моноимпульсной системы, осуществляющей пеленгацию в одной плоскости. Будем считать, что суммарная ДН используется и на передачу, и на прием, а разностная – только на прием. В качестве вектора варьируемых параметров выберем вектор фазового распределения $\bar{\varphi}$. Синтез оптимального фазового распределения, обеспечивающего минимальное значение дисперсии угловой ошибки, будем производить при условиях:

- область прихода сигнала находится в пределах сектора автосопровождения $|\theta| \leq \theta_{ac}$;
- область прихода внешних точечных помех состоит из двух секторов, симметричных относительно равносигнального направления. Ширина одного такого сектора прихода помех находится в пределах $\theta_n \leq \theta \leq \theta_k$, где $\theta_n = 1,6^\circ$, а θ_k принимает значения 3, 5, 10 и 50° ;
- активные помехи отсутствуют, тепловыми шумами пространства можно пренебречь, а уровни внутренних шумов приемника и пассивных помех соизмеримы между собой.

Предположим также, что применяемые сигналы узкополосные, а при перестройке частоты аппаратура РЛС позволяет устанавливать новое фазовое распределение. Тогда задача синтеза распадается на ряд независимых задач без требования оптимизации по частоте.

В соответствии с заданными условиями интегральные шумы пространства незначительны по сравнению с точечными помехами и внутренними шумами приемника, уровни сигнала и помех не зависят от направления их предполагаемого прихода, следовательно, коэффициенты $K_{an} = K_{mii} = 0$, а K_{nn} постоянен в области прихода помех. В результате критерий (20) может быть преобразован к виду

$$\min_{\bar{\varphi}} \frac{1 + K \max_{\theta \in \Omega_{\delta n}} [G_{\Sigma}(\theta, \bar{\varphi}) G_{\Delta}(\theta, \bar{\varphi})]}{\min_{\theta \in \Omega_{ac}} [G_{\Sigma}(\theta, \bar{\varphi})]} \left[\min_{\theta \in \Omega_{ac}} \left(\frac{\partial F_{\Delta}(\theta, \omega, \bar{\alpha})}{\partial \theta} \sqrt{G_{\Delta \max}(\omega, \bar{\alpha})} \right) \right]^{-2}, \quad (21)$$

где $K = \frac{K_{nn}}{P_{вн}}$ – коэффициент, характеризующий соотношение мощностей внутренних шумов и пассивных помех.

При проведении расчетов коэффициент K примем равным единице. Полученные по критерию (21) решения сравним с синфазным раскрывом, оптимальным по критерию максимума произведения КУ суммарной ДН и крутизны разностной. Решение оптимизационной задачи проведем при помощи метода синтеза на основе генетических алгоритмов [2]. Синтез фазового распределения по критерию (21) позволяет достичь снижения дисперсии угловой ошибки по сравнению с синфазным фазовым распределением. Относительные величины этого снижения для различных секторов прихода помех приведены в табл. 1.

Таблица 1

Сектор прихода помех ($\Delta\Theta$), °	3	5	10	50
Выигрыш в величине дисперсии угловой ошибки, %	70	67	62	50

Из табл. 1 следует, что достигаемое относительное снижение дисперсии измерения угловой координаты для различных секторов возможного прихода помех составляет (50-70)%.

Определим факторы, оказывающие основное влияние на достигнутый выигрыш. В табл. 2 представлены данные, позволяющие оценить вклад УБЛ суммарной и разностной диаграмм, уровня главного лепестка суммарной и крутизны разностной ДН в снижение дисперсии угловой ошибки.

Таблица 2

Фактор	Оптимальные фазовые распределения для различных секторов прихода помех, ($\Delta\Theta$), °				Синфазный раскрыв
	3	5	10	50	
УБЛ суммарной ДН, дБ	-19,34	-19,40	-19,39	-19,57	-17,10
УБЛ разностной ДН, дБ	-20,79	-20,29	-19,95	-18,91	-17,45
Уровень главного лепестка суммарной ДН, дБ	16,66	16,74	16,68	16,81	17,84
Крутизна нормированной разностной ДН, 1/град	1,33	1,34	1,31	1,26	1,37

Из приведенной таблицы следует, что снижение дисперсии происходит за счет уменьшения боковых лепестков суммарной и разностной диаграмм. При этом крутизна разностной и уровень главного лепестка суммарной ДН несколько ухудшаются. Следовательно, на дисперсию угловой ошибки оказывают влияние уровни боковых лепестков суммарной и разностной ДН, главного лепестка в секторе автосопряжения суммарной и крутизна разностной диаграмм. В процессе синтеза необходимо осуществить выбор соотношения величин этих четырех параметров. Такой выбор может быть осуществлен путем решения оптимизационной задачи по предложенному критерию минимума дисперсии угловой ошибки.

На рис. 2 представлена ДН разностного канала, полученная по критерию минимума дисперсии угловой ошибки для сектора прихода помех $\Delta\theta = 3^\circ$. Для сравнения на этом же рисунке показана ДН синфазного раскрыва.

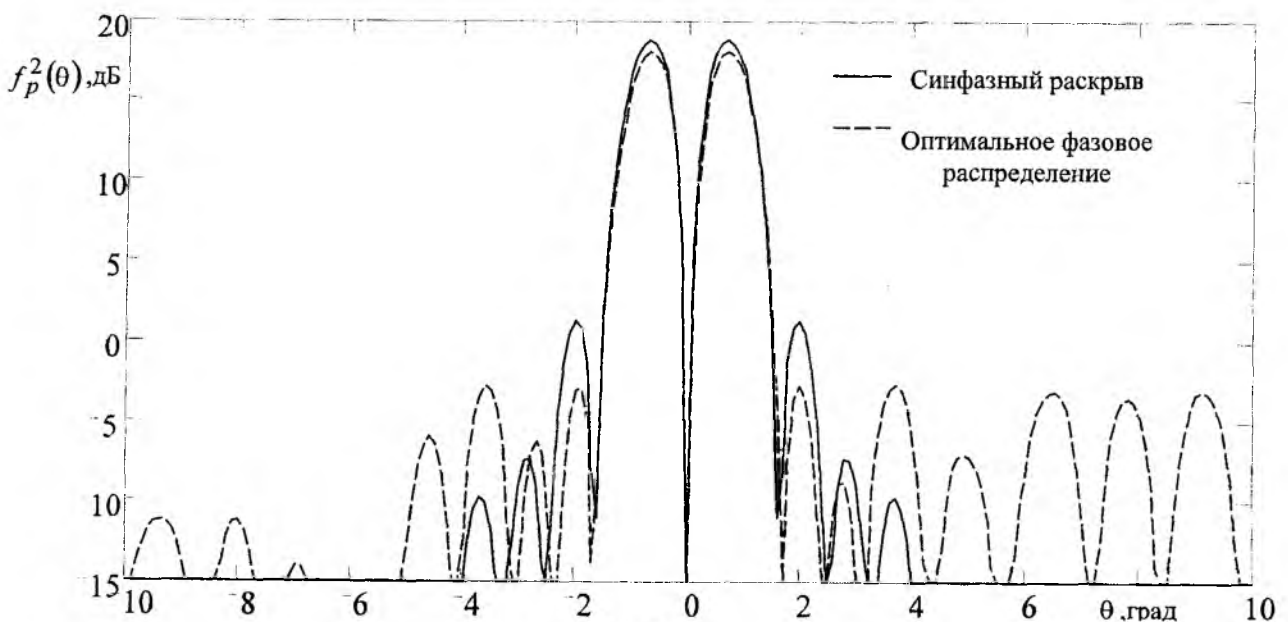


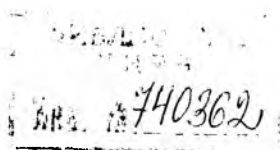
Рис. 2

Таким образом, в качестве критерия синтеза диаграмм направленности АФС моноимпульсных РЛС целесообразно использовать критерий минимума дисперсии ошибки пеленгации, в котором учитываются внутренние и внешние шумы, точечные активные и пассивные помехи. Применение данного критерия позволяет обеспечить минимальную погрешность измерения угловых координат при неполных данных о сигнально-помеховой обстановке.

Список литературы: [1] *Леонов А.И., Фомичев К.И.* Моноимпульсная радиолокация. – М.: Радио и связь, 1984. – 312 с. [2] *Keen-Keong Yan and Yilong Lu.* Sidelobe reduction in array-pattern synthesis using genetic algorithm. // IEEE Trans. Antennas Propagat. –199. – Vol. 45. – P. 1117-1121.

Харьковский военный университет

Поступила в редколлегию 12.04.2000



ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ СВЕРХШИРОКОПОЛОСНЫХ ИЗЛУЧАЮЩИХ СТРУКТУР ПОВЕРХНОСТНОГО ТИПА

Часть 1

Введение.

Возросшие в последнее время требования к РЛС требуют повышения качества решения задач распознавания и идентификации радиолокационных объектов. Это возможно при использовании новых видов сигналов, в частности сверхширокополосных (СШП), отличительной особенностью которых является отсутствие несущей частоты и большая относительная широкополосность ($\Delta f / f_0 \approx 1$, где f_0 – средняя частота спектра; Δf – ширина спектра) [1]. Локационные системы, использующие СШП сигналы нано- и пикосекундной длительности, являются новым специализированным направлением развития радиолокационной техники.

Одной из важнейших проблем при построении видеоимпульсных РЛС является проблема создания эффективных антенных систем, к которым, наряду с требованием определенного распределения в пространстве излучаемого потока мощности, предъявляется также требование минимального искажения импульса при излучении и приеме.

В ряде выполненных в последнее десятилетие работ рассмотрены вопросы разработки и применения СШП излучающих структур [2–4]. Тем не менее подавляющая часть работ на эту тему посвящена анализу элементарных излучателей электрического или магнитного типов, для которых $L < c\tau_u$ (L – размер антенны; c – скорость света; τ_u – длительность импульса). Такие антенны позволяют добиться незначительного искажения формы сигнала при излучении (приеме). Однако характерным для них является слабонаправленное излучение и большой коэффициент отражения, присущий передающим линиям, короткозамкнутым или разомкнутым на конце, что приводит к значительному снижению коэффициента усиления (КУ). Более перспективными являются частотно-независимые антенны, для которых $L > c\tau_u$. Например, антенны в виде плоской гиперболической спирали [5] с большими электрическими размерами, имеют линейную фазовую и постоянную амплитудно-частотную характеристику в широком диапазоне частот, что позволяет достичь неискаженного излучения СШП импульса и некоторого увеличения КУ. Тем не менее применение перечисленных типов излучателей в радиолокации ограничено именно из-за невысокого КУ.

Для достижения высокого КУ необходимо использовать излучающие структуры поверхностного типа с большими электрическими размерами, позволяющие формировать относительно направленное излучение (прием) СШП сигналов, а также обеспечивать достаточно плавный переход от выходного сопротивления генератора к волновому сопротивлению свободного пространства, тем самым определяя КУ, значительно больший, чем у перечисленных выше излучателей. Такие антенны могут приводить к некоторому искажению излучаемого сигнала, однако при этом снижается требование к энергетическому потенциалу РЛС.

К настоящему времени практически не освещены вопросы, касающиеся принципов построения и электродинамического анализа СШП излучающих структур поверхностного типа. Знание электродинамических свойств позволит оценить энергетические, частотные и импульсные характеристики СШП антенн и разработать рекомендации по их использованию в радиолокации.

В данной работе предложено численно-аналитическое решение задачи о возбуждении ТЕМ-рупора [6], предназначенного для излучения СШП сигналов, обоснован выбор его конструкции и определены некоторые характеристики.

Выбор конструкции излучателя.

Математическое описание процесса излучения дается уравнениями Максвелла, общий вид решения которых позволяет выделить факторы, обеспечивающие излучение электромагнитной энергии и определить их вклад в излучение антенны.

Воспользуемся решениями волновых уравнений для напряженностей электрического и магнитного полей [7]:

$$\vec{E}_0(\vec{r}, t) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \int_V \frac{1}{R} \text{grad div } \vec{J}' dt dV + \frac{\mu_0}{4\pi} \int_V \frac{1}{R} \frac{\partial \vec{J}'}{\partial t} dV \quad (1)$$

$$\vec{H}_0(\vec{r}, t) = \frac{1}{4\pi} \int_V \text{rot } \vec{J}' dV, \quad (2)$$

где $\vec{J}' = \vec{J}\left(r_0, t - \frac{R}{c}\right)$; $R = |\vec{r} - \vec{r}_0|$; \vec{r} – радиус-вектор точки наблюдения, $\vec{r}_0 \in V$ – радиус-вектор элемента объема, занимаемого источниками; t – момент времени наблюдения.

Полученные выражения справедливы для электромагнитных полей с любой временной зависимостью. Из формул (1) и (2) видно, что величина напряженности излученного поля определяется амплитудой тока, возбуждающего антенну, скоростью изменения амплитуды тока во времени и скоростью изменения тока в пространстве.

Амплитуда тока, так же, как и скорость изменения тока во времени, определяется параметрами возбуждающего антенну импульса. Эти параметры необходимо учитывать при разработке антенных систем, но влиять на них путем выбора конструкции излучателя невозможно. Следовательно, увеличение интенсивности излучения может быть достигнуто вследствие увеличения скорости изменения тока в пространстве, т. е. при использовании криволинейных поверхностей. Известно [7], что наибольшей эффективности при излучении акустических волн можно добиться при использовании рупора, стенки которого расходятся по экспоненциальному закону. Скалярные волновые уравнения для процессов, происходящих в акустических и электродинамических системах, идентичны. Поэтому можно ожидать, что процессы излучения будут подобными, а значит, для повышения эффективности излучения целесообразно использовать ТЕМ-рупор с экспоненциальными Y- и Z-профилями (рис. 1).

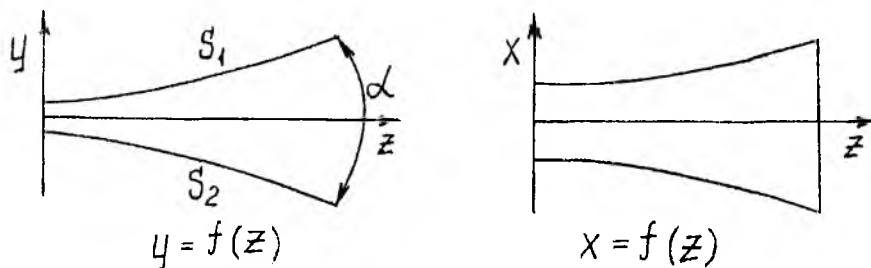


Рис. 1.

Ширина пластин и угол раскрыва (α) выбираются из тех соображений, чтобы волновое сопротивление в области точки питания было ≈ 50 Ом, а коэффициент бегущей волны (КБВ) в широком диапазоне частот – примерно единица (размеры пластин можно определить, используя, например, методы расчета волнового сопротивления ленточной линии передачи).

Постановка задачи.

Рассмотрим систему, состоящую из двух ограниченных идеально проводящих поверхностей $S_1 + S_2$ с экспоненциальными профилями (см. рис. 1), расположенных в свободном пространстве. Пусть электромагнитное поле возбуждается сторонними токами $\vec{J}(Q, t)$, положение которых неизменно в пространстве, а изменение во времени имеет вид

$$\vec{J}(Q, t) = \vec{J}_0(Q) \delta(t), \quad (3)$$

где $\delta(t)$ – дельта-функция Дирака.

Пусть $\vec{E}_0(Q, t)$, $\vec{H}_0(Q, t)$ – напряженности электрического и магнитного полей, возбуждаемых источниками (3) в свободном пространстве, удовлетворяющие принципу причинности, то есть при $\vec{E}_0(Q, t) = \vec{H}_0(Q, t) = 0$; $t < 0$.

Для определения электромагнитного поля вне поверхности $S = S_1 \cup S_2$ необходимо решить систему уравнений Максвелла, удовлетворяющую граничному условию на S .

$$[\vec{n}_P, \vec{E}(P, t) + \vec{E}_0(P, t)] = 0, \text{ при } P \in S, \quad (4)$$

нулевым начальным условиям и условиям излучения на бесконечности.

Ограничимся частным случаем распределения источников

$$\vec{J}(Q, t) = \vec{e}_y J_0 \delta(Q - Q_0) \delta(t), \quad (5)$$

соответствующим возбуждению TEM-волны электрическими диполями с моментом, направленным вдоль оси y .

Представим поле $\vec{H}_0(Q, t)$, возбуждаемое электрическим диполем (5) в виде интеграла Фурье

$$\vec{H}_0(Q, t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \vec{H}_0(Q, \omega) \exp(-i\omega t) d\omega. \quad (6)$$

Решение поставленной задачи вне поверхности S можно выразить через касательные составляющие электрического и магнитного векторов на поверхности S по формулам Стрэттога-Чу. Для получения интегрального уравнения удобно воспользоваться формулой, дающей представление магнитного поля вне поверхности [8]:

$$\begin{aligned} \vec{H}(M, \omega) = & \frac{1}{4\pi} \int_D \vec{J}_0(Q, \omega), \text{grad}_Q \frac{\exp(-ik(\omega)R_{MQ})}{R_{MQ}} dV_Q + \\ & + \frac{1}{4\pi} \oint_S \left\{ \text{grad}_P \frac{\exp(-ik(\omega)R_{MP})}{R_{MP}}, [\vec{n}_P, \vec{H}(P, \omega)] \right\} + \\ & + i\omega \epsilon [\vec{n}_P, \vec{E}(P, \omega)] \frac{\exp(-ik(\omega)R_{MP})}{R_{MP}} - (\vec{n}_P, \vec{H}(P, \omega)) \text{grad}_P \frac{\exp(-ik(\omega)R_{MP})}{R_{MP}} \Big\} dS, \quad (7) \end{aligned}$$

где $k(\omega) = \omega \sqrt{\epsilon \mu}$ – волновое число; R_{MP} , R_{MQ} – расстояния между точками M и P , M и Q соответственно; \vec{n}_P – внешняя к области S нормаль в точке P .

Объемный интеграл в выражении (7) представляет собой магнитное поле $\vec{H}_0(M, \omega)$ заданных источников при отсутствии идеально проводящего тела. В случае идеально проводящего тела касательная составляющая электрического поля на поверхности обращается в нуль. Если ввести для поверхностного тока, наведенного на поверхности идеально проводящего тела, обозначение

$$\vec{J}(P, \omega) = [\vec{n}_P, \vec{H}(P, \omega)] \quad (8)$$

и устремить по нормали точку M к точке P_0 поверхности S , то, используя свойства потенциала двойного слоя, получим уравнение Фредгольма 2-го рода для поверхностной плотности тока на идеально проводящей поверхности S :

$$\vec{J}(P_0, \omega) + \frac{1}{2\pi} \oint_S [\vec{n}_{P_0}, \left[\vec{J}(P, \omega), \text{grad} \frac{\exp(-ik(\omega)R_{PP_0})}{R_{PP_0}} \right]] dS_P = 2[\vec{n}_{P_0}, \vec{H}_0(P, \omega)]. \quad (9)$$

Произведя очевидные преобразования, получим расчетную формулу

$$\vec{J}(P_0, \omega) + \frac{1}{2\pi} \oint_{S_1+S_2} \left(\frac{1}{R_{PP_0}^2} + \frac{jk(\omega)}{R_{PP_0}} \right) [\vec{J}(P, \omega), \vec{r}_{PP_0}] \exp(-ik(\omega)R_{PP_0}) dS_P = 2[\vec{n}_{P_0}, \vec{H}_0(P, \omega)], \quad (10)$$

где $R_{PP_0} = \sqrt{(x_P - x_{P_0})^2 + (y_P - y_{P_0})^2 + (z_P - z_{P_0})^2}$; \vec{r}_{PP_0} – единичный вектор в направлении из точки P в точку P_0 .

Основные расчетные соотношения.

Для реализации численного алгоритма при определении поверхностной плотности тока поверхность S разбивается на N ячеек. В пределах каждой ячейки, как это обычно делается в аналогичных случаях, будем считать плотность тока J постоянной (в n -ой ячейке \vec{J} имеет компоненты J_n^x, J_n^y, J_n^z в прямоугольной системе координат). Размеры ячеек составляют $0,1\lambda$ (λ – длина волны), т. е. для каждой спектральной составляющей (5) размеры и количество ячеек будут различными.

Для учета краевых эффектов использовалось условие Майкснера [8]: в окрестности ребра особенность $\rho^{-1/2}$ (ρ – расстояние от соответствующего края) имеют только компоненты вектора плотности поверхностного тока, перпендикулярные ребру.

Проведя дискретизацию выражения (10) аналогично условию Майкснера [8], сведем его к системе линейных алгебраических уравнений:

$$\begin{cases} J_l^x + \sum_{n=1}^N (A_{nl}^z J_l^y - A_{nl}^y J_l^z) = \sum_{m=1}^M J_{0m}^x \\ J_l^y + \sum_{n=1}^N (A_{nl}^x J_l^z - A_{nl}^z J_l^x) = \sum_{m=1}^M J_{0m}^y \\ J_l^z + \sum_{n=1}^N (A_{nl}^y J_l^x - A_{nl}^x J_l^y) = \sum_{m=1}^M J_{0m}^z \end{cases} \quad (11)$$

где

$$\begin{aligned} A_{nl}^x &= \frac{1}{2\pi} \left(\frac{1}{R_{nl}^2} + \frac{ik(\omega)}{R_{nl}} \right) \Delta S_{nl} (x_n - x_l) \exp(-ik(\omega)R_{nl}); \\ A_{nl}^y &= \frac{1}{2\pi} \left(\frac{1}{R_{nl}^2} + \frac{ik(\omega)}{R_{nl}} \right) \Delta S_{nl} (y_n - y_l) \exp(-ik(\omega)R_{nl}); \\ A_{nl}^z &= \frac{1}{2\pi} \left(\frac{1}{R_{nl}^2} + \frac{ik(\omega)}{R_{nl}} \right) \Delta S_{nl} (z_n - z_l) \exp(-ik(\omega)R_{nl}); \end{aligned} \quad (12)$$

ΔS_{nl} – площадь n -й ячейки поверхности; $J_{0m}^x, J_{0m}^y, J_{0m}^z$ – проекции поверхностной плотности тока m -го источника; $l=1..N$, N – количество ячеек поверхности ТЕМ-рупора; M – количество сторонних источников.

При совпадении точек интегрирования ядро имеет особенность, для устранения которой, она вырезается окружностью радиуса $\varepsilon=10^{-6}\lambda$ [9]. Наличие особенности позволяет сформировать систему линейных алгебраических уравнений с преобладающей главной диагональю.

По известному распределению токов рупора поле в дальней зоне может быть найдено в соответствии с выражением (7). В данном случае граница дальней зоны устанавливается как

$$R > \frac{2L^2}{c\tau_u} \quad (13)$$

и фактически совпадает с обычным «монокроматическим» критерием.

Результаты численного моделирования и выводы представлены в части 2.

Список литературы: [1] Астахин Л.Ю., Костылев А.А. Основы сверхширокополосных радиолокационных измерений. – М.: Радио и связь, 1989. [2] Зернов Н.В., Меркулов Г.В. // Зарубежная радиоэлектроника. – 1991. – №1. – С.84. [3] McGrath D. T., Baum C.E. Antennas and Propagation; 1999; 47(3): 469. [4] Жуков С.А. Наземні радіолокатори виявлення та наведення з несинусоїдальними відеоімпульсними зондувальними сигналами. – К.: РВЦ “Київ. ун-т”, 1997. [5] Яцкевич В. А. // Антенны. – 1997. – № 1. – С.61. [6] Пат. 3619639 США, МКИ Н 01 Q 13/00. НКИ 307–109. [7] Харкевич А.А. Неустановившиеся волновые явления. – М.: Госиздат. технико-теоретич. литературы, 1950. [8] Ильинский А.С., Крацов В.В., Свешников А.Г. Математические модели электродинамики. – М.: Высшая школа, 1991. [9] Митра Р. Вычислительные методы в электродинамике. – М.: Мир, 1977.

ИССЛЕДОВАНИЕ ОСОБЕННОСТЕЙ ДИНАМИКИ ОБЛАСТЕЙ ЛОКАЛИЗАЦИИ ПОЛЯРИЗАЦИОННЫХ ВЕКТОРОВ РАССЕЯНИЯ ОБЛАКА ДИПОЛЬНЫХ ОТРАЖАТЕЛЕЙ

Решение задач обнаружения самолетов и определения их координат существенно усложняется в условиях воздействия пассивных помех, как-то: метеообразований, отражений от земли, слабо коррелированных во времени помех от рассеивателей искусственного происхождения, например, облака дипольных отражателей (ОДО). Исследования показали, что самолет, находящийся в ОДО, может до 80 % времени наблюдения некоторой РЛС находиться в зоне режекции фильтров, поэтому представляет интерес изучение областей локализации поляризационных векторов ОДО в наихудших условиях, когда весьма незначительны частотные различия между отраженными сигналами от цели и помех от облака дипольных отражателей.

Будем считать, что пространство зондируется одновременно ортогональными сложными сигналами на двух ортогональных поляризациях на одной средней частоте. Прием отраженных сложных сигналов осуществляется одновременно на ортогональных поляризациях. Под отраженным векторным сигналом будем понимать совокупность четырех комплексных компонент, аналогично элементам ПМР, две из которых принадлежат рассеянному полю при зондировании сигналом одной поляризации, а две другие – ей ортогональной. ОДО формируется путем разбрасывания множества одиночных диполей, в общем случае случайным образом перемещающихся друг относительно друга. Исследования, проведенные с диполями сантиметрового диапазона, показали, что отношение числа горизонтально ориентированных диполей к числу вертикально ориентированных диполей в зависимости от погодных условий колеблется от 1,5 до 8 [1].

При моделировании предполагалось, что элементарный разрешаемый объем ОДО содержит около 250 одиночных диполей. В результате моделирования была получена реализация элементов ПМР в круговом базисе, т. е. поляризационного вектора рассеяния (ПВР) разрешаемого объема ОДО в интервале времени наблюдения в 10 с при моделируемой частоте зондирования пространства 100 Гц. По этой реализации в 1000 отсчетов ПВР с абсолютными фазами получены поляризационно-ковариационная матрица (ПКМ) ОДО (1) и характеристики областей локализации (ОЛ) ПВР, такие, как спектр ПКМ (2), вектор процентных отношений собственных чисел к следу ПКМ (3) и вектор средних значений элементов ПВР (4):

$$M_{одо} = \begin{pmatrix} 0,282 & -0,155 + j0,0066 & -0,155 + j0,0066 & 0,025 + j0,006 \\ -0,155 - j0,0066 & 0,294 & 0,294 & -0,161 + j0,0031 \\ -0,155 - j0,0066 & 0,294 & 0,294 & -0,161 + j0,0031 \\ 0,025 - j0,006 & -0,161 - j0,0031 & -0,161 - j0,0031 & 0,29 \end{pmatrix}, \quad (1)$$

$$\Lambda_{одо} = \begin{pmatrix} 0,795 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0,262 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0,103 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad (2)$$

$$\bar{P}_{одо} = \begin{pmatrix} 68,5 \\ 22,59 \\ 8,88 \\ 0 \end{pmatrix}, \quad (3)$$

$$\bar{\mu} = (2,5 \cdot 10^{-3} - j1,6 \cdot 10^{-3}; 1 \cdot 10^{-4} + j6 \cdot 10^{-4}; 1 \cdot 10^{-4} + j6 \cdot 10^{-4}; 1,4 \cdot 10^{-3} - j6,1 \cdot 10^{-3}) \quad (4)$$

Максимальные ошибки оценок элементов вектора математического ожидания ПВР и элементов ПКМ ОДО составили $\delta_{\bar{\mu}} = 3,16\%$ и $\delta_M = 5,3\%$ соответственно относительно мощности процесса. Учитывая допущение о нормальном законе распределения соответствующих ошибок при оценке ПКМ, приближенно можно считать, что ошибки оценок собственных значений ПКМ ОДО не превосходят также 5,3 %, а ошибки ориентации собственных векторов не превосходят $\delta_{\varphi} = 6,05^\circ$ при надежности такой оценки не хуже 0,95.

Для определения ранга ПКМ используем критерий

$$\delta_j < \delta_0, \quad (5)$$

где $\delta_j = 1 - \frac{\sum_{i=1}^j \lambda_i - \sigma_{ш}^2}{SpM_{ОДО} - n\sigma_{ш}^2}$; ($j = \overline{1, r}$); δ_o – порог для вычисления ринга ПКМ, например:

$$\delta_o = \sigma_M^2 + \sigma_{ш}^2, \quad (6)$$

где σ_M^2 – максимальная ошибка оценки элемента ПКМ; $\sigma_{ш}^2$ – дисперсия шума (например 20 дБ).

Ранг ПКМ ОДО равен трем, а значит, ОЛ ПВР ОДО представлена грехосным эллипсоидом в комплексном поляризаационном пространстве (КПП) C^4 , размеры которого определяются согласно выражению (2). Из выражения (3) для вектора процентных отношений каждого из собственных чисел ПКМ ОДО к ее следу замечаем, что ОЛ отличается от сфероподобной, что свидетельствует о наличии попарных корреляционных связей между элементами ПВР

$$\bar{K}_{ОДО} = \begin{pmatrix} 1 & 0,282e^{-j4,9} & 0,282e^{-j4,9} & 7,82 \cdot 10^{-3} e^{j2,5} \\ 0,282e^{j4,9} & 1 & 1 & 0,29e^{-j2,23} \\ 0,282e^{j4,9} & 1 & 1 & 0,29e^{-j2,23} \\ 7,82 \cdot 10^{-3} e^{-j2,5} & 0,29e^{j2,23} & 0,29e^{j2,23} & 1 \end{pmatrix} \quad (7)$$

Рассмотрим, насколько устойчивы корреляционные связи между элементами ПВР ОДО при наблюдении его в течение некоторого времени (рис. 1).

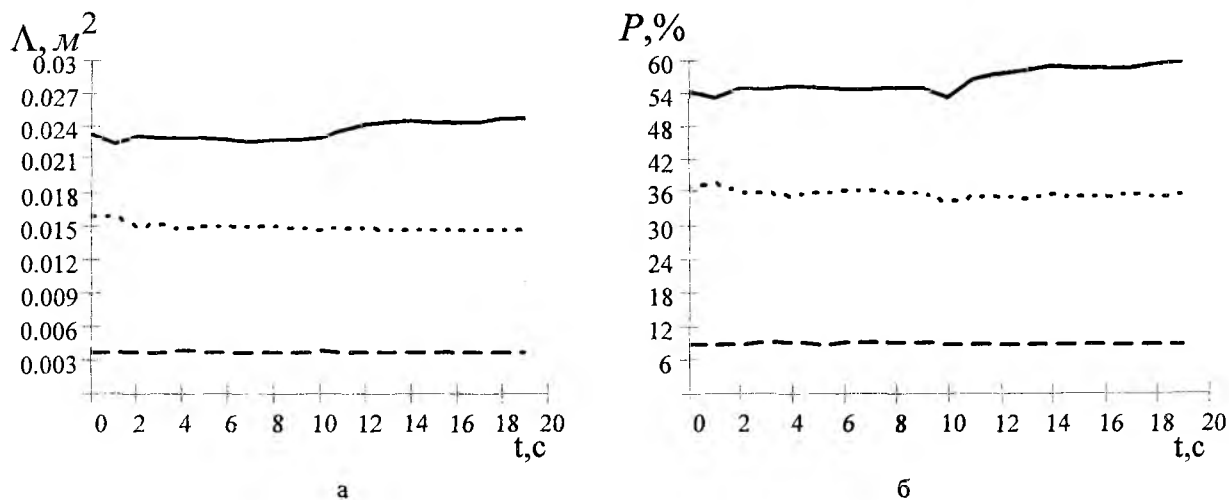


Рис. 1

На рис. 1, а представлены зависимости собственных чисел ПКМ ОДО от времени наблюдения, полученные методом «скользящего окна» размером в 50 отсчетов ПВР при содержании в элементарном разрешаемом объеме около 100 диполей. На рис. 1, б представлены соответствующие зависимости для элементов вектора процентных отношений, характеризующие изменение формы ОЛ ПВР ОДО со временем наблюдения. Ранг ПКМ ОДО при этом может быть равен двум, так как ошибка оценки элементов ПКМ возрастает до 11 %.

На основе проведенных исследований можно сделать вывод о сравнительно медленном изменении формы ОЛ ПВР облака дипольных отражателей во времени, равно как и об аналогичном изменении размеров ОЛ при этом.

На формирование облака влияет состояние атмосферы, поэтому установим зависимости параметров областей локализации ПВР от скорости ветра и концентрации диполей в облаке (рис. 2) [2].

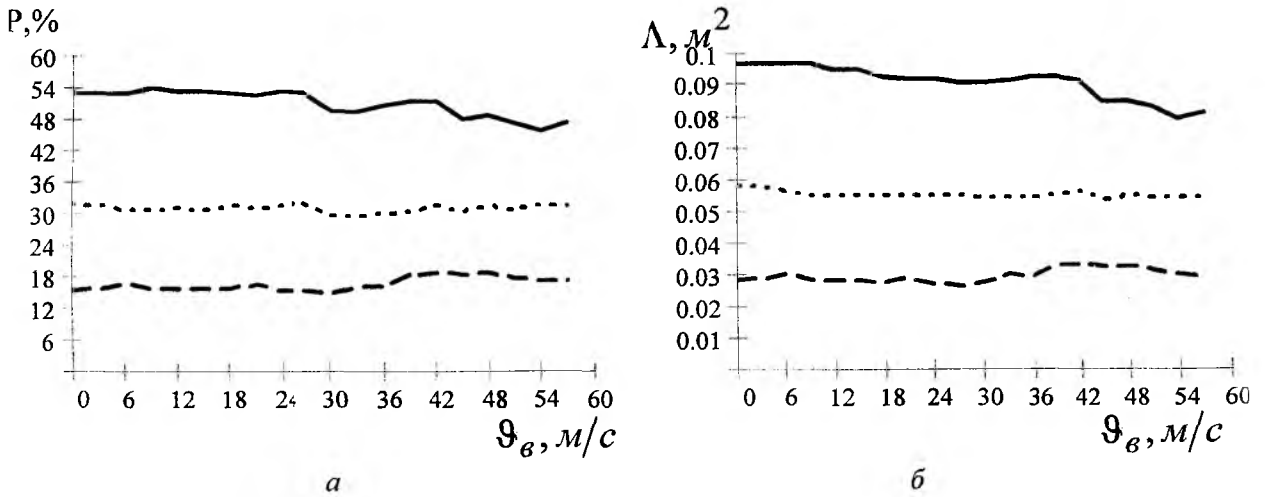


Рис. 2

На рис. 2, а представлены зависимости элементов вектора процентных отношений от скорости ветра. На рис. 2, б представлены зависимости собственных чисел ПКМ ОДО. Из анализа полученных зависимостей следует, что при увеличении скорости ветра происходит изменение формы области локализации, которая становится более сфероподобной. Это объясняется уменьшением степени корреляционных связей между элементами ПВР ОДО из-за возрастания степени хаоса.

Исследование влияния концентрации диполей в облаке показывает, что при изменении плотности диполей изменяется не только форма области локализации и ее размер, но и размерность. Анализируя выражения (8), (9) и (10) для вектора процентных отношений ПВР облаков с числом диполей в разрешаемом объеме 50, 100 и 250 соответственно и используя критерий (5), приходим к выводу, что в первом и во втором случаях область локализации двумерна, а в третьем – трехмерна.

$$\bar{P}_{50} = \begin{pmatrix} 87,6 \\ 12,06 \\ 0,34 \\ 0 \end{pmatrix}, \quad (8) \quad \bar{P}_{100} = \begin{pmatrix} 77,2 \\ 19,5 \\ 3,3 \\ 0 \end{pmatrix}, \quad (9) \quad \bar{P}_{250} = \begin{pmatrix} 68,5 \\ 22,55 \\ 8,95 \\ 0 \end{pmatrix}. \quad (10)$$

При этом, как следует из элементов матриц коэффициентов корреляции, представленных выражениями (11), (12) и (13), наиболее сильные корреляционные связи между элементами ПВР ОДО соответствуют облаку с малой плотностью.

$$K_{50} = \begin{pmatrix} 1 & 0,504e^{-j13,9} & 0,504e^{-j13,9} & 0,033e^{j67} \\ 0,504e^{j13,9} & 1 & 1 & 0,502e^{-j10,8} \\ 0,504e^{j13,9} & 1 & 1 & 0,502e^{-j10,8} \\ 0,033e^{-j67} & 0,502e^{j10,8} & 0,502e^{j10,8} & 1 \end{pmatrix}, \quad (11)$$

$$K_{100} = \begin{pmatrix} 1 & 0,346e^{-j4,6} & 0,346e^{-j4,6} & 0,012e^{j33} \\ 0,346e^{j4,6} & 1 & 1 & 0,305e^{-j7,1} \\ 0,346e^{j4,6} & 1 & 1 & 0,305e^{-j7,1} \\ 0,012e^{-j33} & 0,305e^{j7,1} & 0,305e^{j7,1} & 1 \end{pmatrix}, \quad (12)$$

$$K_{250} = \begin{pmatrix} 1 & 0,282e^{-j4,9} & 0,282e^{-j4,9} & 7,82 \cdot 10^{-3} e^{j2,5} \\ 0,282e^{j4,9} & 1 & 1 & 0,29e^{-j2,23} \\ 0,282e^{j4,9} & 1 & 1 & 0,29e^{-j2,23} \\ 7,82 \cdot 10^{-3} e^{-j2,5} & 0,29e^{j2,23} & 0,29e^{j2,23} & 1 \end{pmatrix}. \quad (13)$$

Обычно при синтезе решающих правил предполагают закон распределения выборок нормальным. Поэтому оценим, насколько закон распределения выборки ПВР ОДО с абсолютными фазами отличается от нормального. Для этого используем критерий согласия Пирсона. В результате исследования установлено, что ПВР с абсолютными фазами является нормально распределенным с вероятностью $P = 0,82$, ПВР с относительными фазами – с вероятностью $P = 0,47$, а представление ПВР только модулями элементов является нормально распределенным с вероятностью $P = 0,12$. Определим высшие моменты (третий и четвертый) анализируемой выборки ПВР ОДО, из которых определим матрицы коэффициентов асимметрии и эксцесса, которые характеризуют вид распределения. Для этого сначала получим главные компоненты ПВР с помощью декоррелирующего преобразования [3].

$$\vec{S}_r = \vec{B}^* T \vec{S}_n, \quad (14)$$

где \vec{S}_r – декоррелированный ПВР размерности r ($r < n$); \vec{S}_n – исходный n -мерный ПВР; \vec{B} – матрица преобразования, столбцами которой являются собственные векторы, соответствующие наибольшему r собственным числам (r – ранг) ПКМ ОДО (1).

Оценим, насколько закон распределения рассматриваемой выборки ПВР ОДО с абсолютными фазами отличается от нормального. В этом случае матрицами эксцесса E и коэффициентов асимметрии A будут:

$$A = \begin{pmatrix} -0,084 + j0,074 & -0,094 + j0,022 & 0,015 + j9,2 \cdot 10^{-4} \\ 0,032 + j6,6 \cdot 10^{-3} & -0,028 + j0,048 & 0,022 + 1,6 \cdot 10^{-3} \\ 1,48 \cdot 10^{-3} - j1,9 \cdot 10^{-3} & 3,18 \cdot 10^{-3} - j2,18 \cdot 10^{-3} & -7,94 \cdot 10^{-4} - j1,36 \cdot 10^{-4} \end{pmatrix}, \quad (15)$$

$$E = \begin{pmatrix} 12,909 & -0,326 & -2,709 \\ -0,326 & -1,302 & -2,907 \\ -2,709 & -2,907 & -2,98 \end{pmatrix}. \quad (16)$$

Элементы, стоящие на главной диагонали матрицы A – это коэффициенты асимметрии соответствующих главных компонент ПВР (14). Вне главной диагонали располагаются элементы взаимных коэффициентов асимметрии. Эта матрица отражает скошенность распределения (асимметрию) ПВР внутри области локализации. Элементы, стоящие на главной диагонали матрицы E – эксцессы соответствующих главных компонент ПВР. Вне главной диагонали располагаются элементы взаимных эксцессов. Матрица E , – отражает островершинность распределения ПВР в области локализации. Сравнив полученные значения эксцессов и коэффициентов асимметрии со вспомогательными коэффициентами U_3 , U_4 , определяемые формулами (17), приходим к выводу, что по высшим моментам выборка ПВР ОДО с абсолютными фазами приближается к нормальной с параметрами $\vec{\mu}$ и ПКМ $M_{\text{ОДО}}$ с достаточной надежностью такого решения [4].

$$U_3 = \sqrt{\frac{6(N-1)}{(N+1)(N+3)}}, \quad (17)$$

$$U_4 = \sqrt{\frac{24N(N-2)(N-3)}{(N-1)^2(N+3)(N+5)}},$$

где N – объем исследуемой выборки.

Оценка нормальности выборки по критерию Пирсона и значениям эксцесса и асимметрии с учетом вспомогательных коэффициентов (17) дают равнозначные результаты.

В ходе исследования ПВР облака дипольных отражателей была получена матричная функция скалярного аргумента – временного сдвига τ , определяемая выражением:

$$\rho(\tau) = \frac{1}{N - \tau - 1} \sum_{i=1}^{N-\tau} S_i S_{i+\tau}^*, \quad (18)$$

где S_i – ПВР в i -й момент времени; τ – временной сдвиг.

Матричная функция скалярного аргумента имеет вид:

$$\rho(\tau) = \begin{pmatrix} \rho_{11}(\tau) & \rho_{12}(\tau) & \rho_{13}(\tau) & \rho_{14}(\tau) \\ \rho_{21}(\tau) & \rho_{22}(\tau) & \rho_{23}(\tau) & \rho_{24}(\tau) \\ \rho_{31}(\tau) & \rho_{32}(\tau) & \rho_{33}(\tau) & \rho_{34}(\tau) \\ \rho_{41}(\tau) & \rho_{42}(\tau) & \rho_{43}(\tau) & \rho_{44}(\tau) \end{pmatrix}. \quad (19)$$

На главной диагонали матрицы (18) располагаются автокорреляционные функции элементов ПВР, вне главной диагонали - взаимокорреляционные функции.

Модуль и фаза автокорреляционных функций элементов матрицы (18) $\rho_{11}(\tau)$, $\rho_{22}(\tau)$ и $\rho_{44}(\tau)$ представлены на рис. 3, а и 3, б. Кривая 1 соответствует элементу $\rho_{11}(\tau)$, кривая 2 – элементу $\rho_{22}(\tau)$ и кривая 3 – $\rho_{44}(\tau)$.

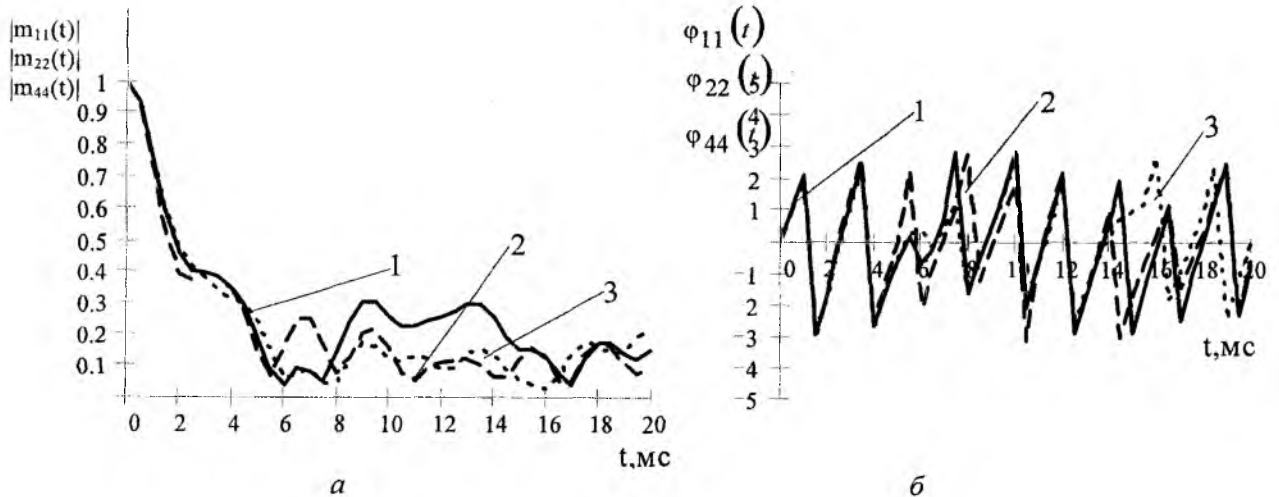


Рис. 3

Реальная и мнимая части этих функций представлены соответственно на рис. 4, а и 4, б.

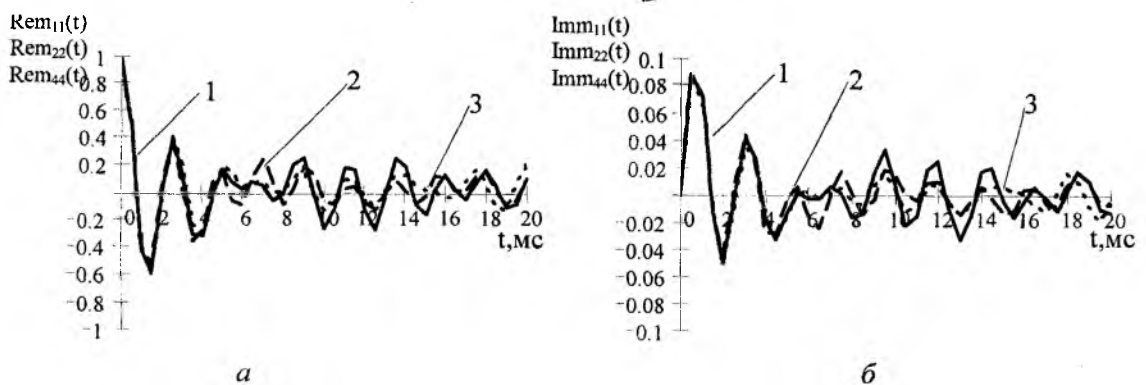


Рис.4

Модуль и фаза взаимокорреляционных функций изображены на рис. 5, а и 5, б. Кривая 1 соответствует зависимости элемента матричной функции $\rho_{12}(\tau)$ от временного сдвига τ , кривая 2 – зависимости $\rho_{24}(\tau)$ от τ и кривая 3 – $\rho_{14}(\tau)$. Реальная и мнимая части этих функций представлены соответственно на рис. 6, а и 6, б.

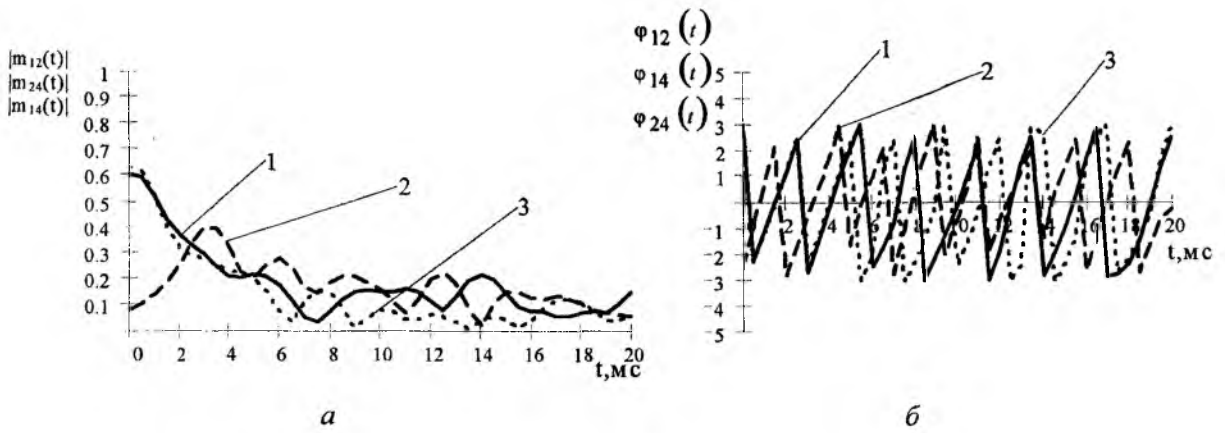


Рис.5

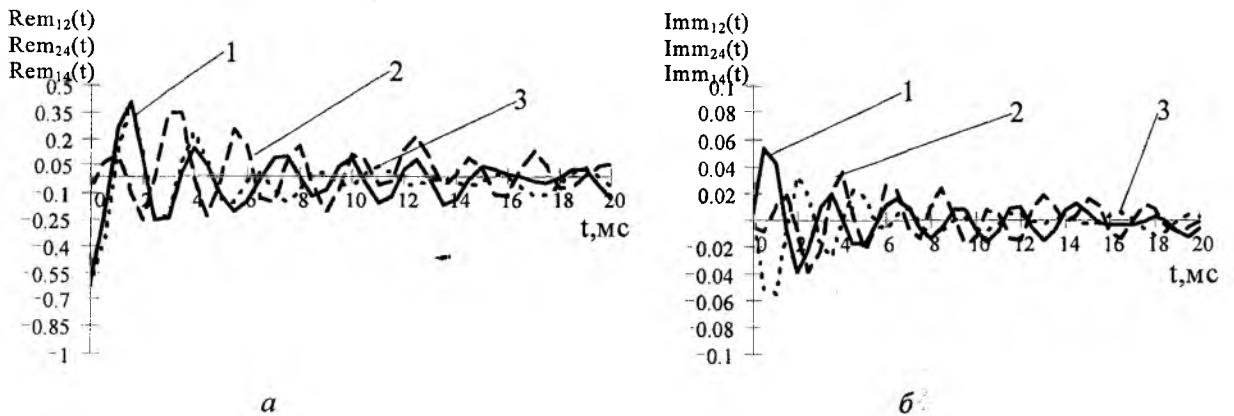


Рис. 6

Из анализа этих графиков следует, что среднее время корреляции по уровню 0,1 амплитуд ПВР ОДО составило 6 мс, а квадратур ПВР – 1 мс.

Таким образом, на основе проведенных исследований можно сделать вывод о сравнительно медленном изменении ориентации и формы ОЛ ПВР ОДО во времени. Размерность ОЛ ПВР ОДО во времени соответствует трем. Уменьшение размерности области локализации ПВР происходит при уменьшении плотности диполей в облаке до 50 и менее в разрешаемом объеме. Увеличение скорости ветра приводит к тому, что область локализации становится более сфероподобной. Установлено, что выборка ПВР ОДО с абсолютными фазами приближается к нормальной с вероятностью 0,82.

Среднее время корреляции сигнала, отраженного от ОДО, составляет 6 мс по уровню 0,1.

Список литературы: [1] *Защита от радиопомех* / Под ред. М.В. Максимова. – М.: Сов.радио, 1976. – 496с. [2] *Палий А.И.* Радиозлектронная борьба. – М.: Воениздат, 1989. – 350 с. [3] *Фомин Я.А., Тарловский Г.Р.* Статистическая теория распознавания образов. – М.: Радио и связь, 1986. – 264 с. [4] *Дьяконов В.П.* Справочник по алгоритмам и программам на языке БЕЙСИК для персональных ЭВМ: Справочник. – М.: Наука, 1989. – 240с.

Харьковский военный университет

Поступила в редколлегию 19.04.2000

АНАЛИЗ ВОЗМОЖНОСТИ ПОВЫШЕНИЯ ТОЧНОСТИ ИЗМЕРЕНИЙ ВЫСОТЫ НИЗКОЛЕТАЮЩИХ ЦЕЛЕЙ В ТИПОВЫХ ОБЗОРНЫХ ТРЕХКООРДИНАТНЫХ РЛС МЕТРОВОГО ДИАПАЗОНА ВОЛН

Известно, что точность оценки высоты целей, наблюдаемых под малыми углами места, в обзорных трехкоординатных РЛС вследствие влияния земной поверхности снижается. В связи с этим, в типовых РЛС метрового диапазона волн с антенной решеткой измерения при углах места воздушных объектов, меньших $2/3$ ширины диаграммы направленности антенны (ДНА) в угломестной плоскости, считаются недостоверными. Проанализируем возможные пути повышения точности оценивания высоты низколетящих целей в этих станциях.

Метод измерения угла места воздушных объектов в РЛС указанного типа сводится к следующему. Путем Фурье-преобразования анализируется амплитудно-фазовое распределение (АФР) поля на раскрытие антенной решетки, создаваемое принятым эхо-сигналом. Результатом такого преобразования является некоторая функция (назовем ее функцией Φ), которая, по сути, является пространственным спектром сигнала.

При наблюдении целей под большими углами места, когда влияние земли практически не сказывается, функция Φ близка по форме к кривой типа $\frac{\sin(x)}{x}$ (рис. 1, а). С изменением высоты воздушного объекта функция Φ смещается по угломестной оси. В РЛС указанного типа угол места целей определяется по положению максимума функции Φ на этой оси.

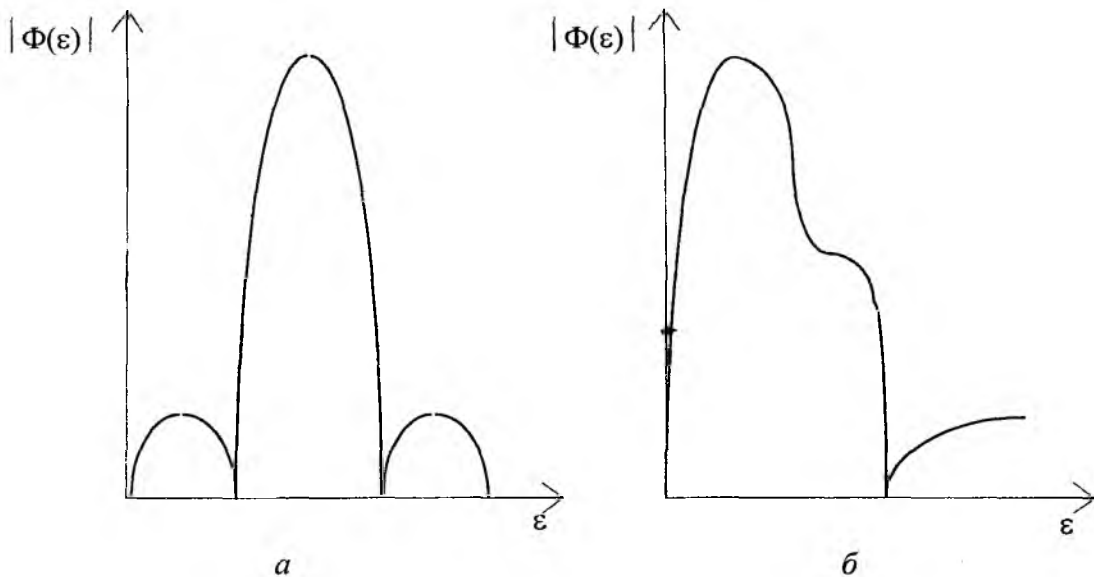


Рис. 1

При полете воздушных объектов под малыми углами места, где влияние земной поверхности сказывается в значительной мере, функция Φ искажается (рис. 1, б), а ее максимум смещается относительно истинного угломестного положения цели.

Учесть искажения функции Φ в общем случае довольно затруднительно ввиду разнообразности подстилающей поверхности. В то же время необходимо отметить, что позиция для размещения РЛС метрового диапазона волн выбирается, как правило, на среднепересеченной местности. Следовательно, если описать радиальные выборки рельефа с помощью факетной модели [1], то можно с достаточной степенью точности определить вид функции Φ . При этом в расчет необходимо взять те факеты, которые укладываются в область, существенную для отражения радиоволн (первые 2-3 зоны Френеля). Количество факетов N составляет, как правило, от 3 до 5. Размер каждого из них должен быть значительно больше λ (рабочей длины волны РЛС). Уклон факетов при этом не должен превы-

шать $\pm 3^\circ$. При использовании такой модели поле на раскрыве антенны может рассматриваться как результат суперпозиции прямого эхо-сигнала цели и этого же сигнала, отраженного от каждого i -го ($i = 1, 2, \dots, N$) facets.

Поле, наводимое прямым эхо-сигналом на раскрыве антенны, можно описать равномерным амплитудным и линейным фазовым распределениями, задаваясь шагом антенной решетки, длиной волны и угломестным положением цели [2]. Сигнал, отраженный от i -го facets, можно найти с помощью метода отражательной трактовки [3]. При этом необходимо учесть:

- коэффициент отражения R_i на участке i -го facets;
- дифракционный множитель \hat{F}_i , учитывающий влияние i -го facets на результирующий сигнал [3];
- эквивалентную высоту электрического центра антенны h_{ai} относительно плоскости, в которой лежит i -й facets.

Тогда i -й отраженный сигнал будет определяться как прямой сигнал, умноженный на коэффициент R_i , множитель \hat{F}_i и параметр, учитывающий величину h_{ai} .

Задаваясь исходными значениями указанных выше величин, путем математического моделирования можно описать формируемое на раскрыве антенны АФР поля, являющегося результатом суперпозиции прямого и отраженных от facets сигналов. Применяя Фурье-преобразование к полученному АФР, можно найти искомую функцию Φ , а также оценить влияние каждого из facets на ее вид.

В результате, для конкретных радиальных выборок рельефа местности, снятых по топографическим картам, может быть рассчитан набор описанных выше функций Φ для нескольких угломестных положений цели. Этот набор функций можно использовать в качестве эталонных пространственных спектров при измерении высоты целей с помощью алгоритмов, предполагающих наличие априорной информации. Например, это может быть корреляционное сопоставление текущей функции Φ с описанными выше эталонными функциями и последующее определение угла места цели по максимальному из рассчитанных значений.

Размер нужного при этом банка данных будет определяться количеством выделенных азимутальных направлений, которое может быть выбрано, например, в соответствии с шириной ДНА в горизонтальной плоскости. Очевидно, что описанный выше комплект эталонных пространственных спектров должен формироваться для различных времен суток и года, метеорологических и других условий. По возможности будет полезно также и уточнение рассчитанных функций Φ по текущим измерениям.

К сожалению, на сегодняшний день возможности модернизации имеющегося парка РЛС ограничены. Создание описанного выше набора функций Φ не всегда может быть осуществлено, так как это может повлечь за собой реконструкцию материальной части. В связи с этим можно предложить путь улучшения уже имеющихся в РЛС алгоритмов обработки сигналов. Все они, по сути дела, основаны на анализе апостериорной плотности вероятности, которой в данном случае является описанная выше функция Φ .

Для оценивания измеряемого параметра по имеющейся апостериорной плотности вероятности традиционно пользуются критерием оптимальности. Наиболее распространенным при байесовском методе оценивания является критерий, согласно которому оптимальная точечная оценка измеряемого параметра определяется по минимуму условного среднего риска.

В качестве функции риска могут быть использованы известные функции (рис. 2): простая (дельта-функция), квадратичная, типа $|\epsilon|$, и др. Функция стоимости типа дельта-функция (рис. 2, а) используется в типовых обзорных трехкоординатных РЛС метрового диапазона волн с антенной решеткой. При такой функции минимум среднего риска будет соответствовать точке максимума послеопытной плотности вероятности, т. е., как было показано выше, угол места цели определяется по положению максимума функции Φ на угломестной оси.

При больших высотах полета воздушных объектов, где влияние земли сказывается несущественно, а вид пространственного спектра сигнала близок к кривой типа $\frac{\sin(x)}{x}$ (рис. 1, а), использование простой функции стоимости оправданно.

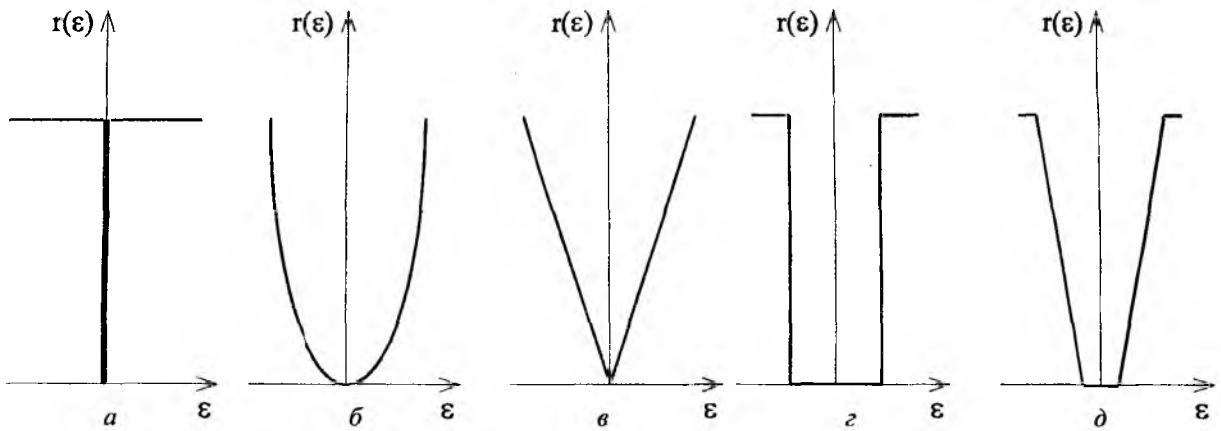


Рис. 2

При малых значениях угла места целей, где влияние земли проявляется существенно, вид функции Φ , как было показано выше, искажается: она становится многомодовой и несимметричной (рис.1 б). В результате оценивание высоты целей с использованием функции риска типа дельта-функция приводит к значительным ошибкам типа “отскок”. В связи с этим в РЛС указанного класса измерения под углами места, меньшими 2° , считаются недостоверными.

Возможным путем решения задачи повышения точности измерений высоты низколетящих целей в этих станциях является использование других функций стоимости (рис. 2, б, в, г, д). Для оценки целесообразности такого решения путем математического моделирования был проведен анализ зависимости ошибок измерений угла места от вида используемой функции риска.

Исследования проводились на примере 16-элементной эквидистантной антенной решетки с расстоянием между элементами, равным $1,3 \lambda$ ($\lambda=1,5$ м), эквивалентная высота электрического центра антенны принималась равной 21 м. Анализировалась область угломестных положений цели от $1/3$ до $2/3$ ширины ДНА для различных типов рельефа местности (рис. 3). Графики зависимости ошибок измерений угла места цели от ее положения при использовании различных функций стоимости и для различных рельефов приведены на рис. 4.

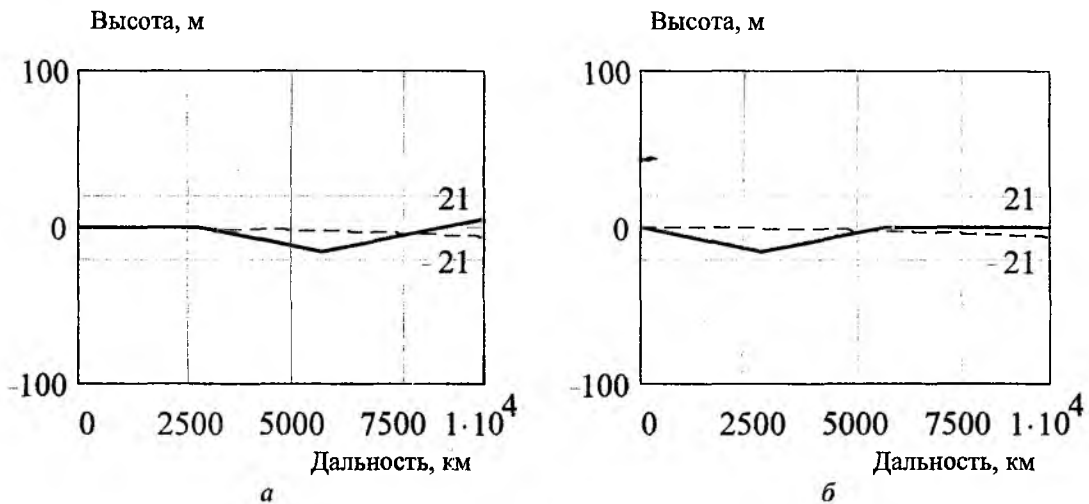


Рис. 3

На этих графиках сплошной линией показаны результаты расчетов при использовании простой функции риска, пунктирной линией – при использовании квадратичной функции риска, штрих пунктиром – при использовании функции риска типа $|\epsilon|$.

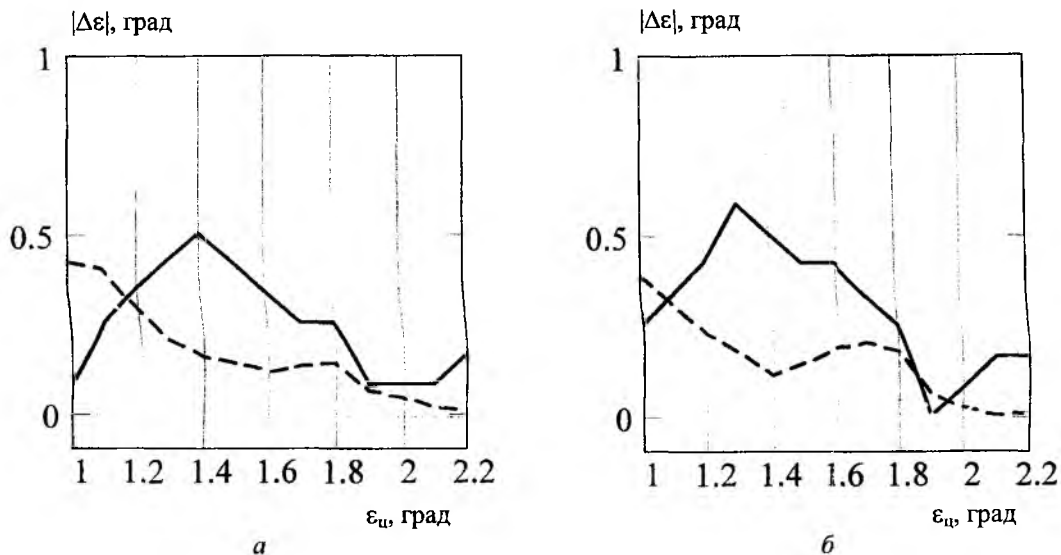


Рис. 4

Результаты моделирования показывают, что применение алгоритмов с использованием функций стоимости типа ε^2 , $|\varepsilon|$ в области малых углов места позволяет оценивать высоту целей со среднеквадратической ошибкой, в 1,5-2 раза меньшей по сравнению со случаем использования простой функции риска. В области больших углов места применение любой из приведенных выше функций стоимости дает практически одинаковые точности измерений.

Таким образом, решение задачи повышения точности измерений высоты целей, наблюдаемых под углами места, меньшими значения ширины ДНА в вертикальной плоскости, требует учета влияния подстилающей поверхности. В метровом диапазоне волн приемлемую точность такого учета дает факетная модель рельефа. При размещении РЛС указанного выше типа на среднепересеченной местности модель участка подстилающей поверхности, существенного для переотражения радиоволн, может быть аппроксимирована 3-5 факетами. При этом объем банка данных о рельефе относительно невелик, а сами расчеты поля становятся "посильными" для вычислительных средств, которые могут быть установлены в разрабатываемых сегодня РЛС. В РЛС существующего парка, не имеющих высокопроизводительных вычислительных средств, предлагается усовершенствование имеющихся алгоритмов обработки сигналов.

Список литературы: [1] *Справочник по радиолокации* / Под ред. М. Сколника. – М.: Сов. радио, 1976. – Т. 1. – 456 с. [2] *Антенные решетки. Обзор зарубежных работ* / Под ред. Л.С. Бенесона. – М.: Сов. радио, 1966. – 368 с. [3] *Черный Ф.Б. Распространение радиоволн.* – М.: Сов. радио, 1972. – 464 с.

Харьковский военный университет

Поступила в редколлегию 12.04.2000

АДАПТИВНОЕ ТРАЕКТОРНОЕ РАЗРЕШЕНИЕ ЦЕЛЕЙ

Под адаптивной радиолокационной системой понимают систему, которая способна самостоятельно анализировать состояние внешней среды и согласовывать с ним свое состояние. Анализ состояния внешней среды включает оценку её параметров по результатам наблюдения в определенном интервале времени, который называется временем адаптации. Полученная оценка параметров используется в качестве априорных данных на текущем интервале наблюдения. В статье рассматриваются вопросы адаптивного использования траекторной информации при разрешении двух сильно перекрывающихся сигналов, не разрешенных обычными методами. Задача адаптивного разрешения решается в два этапа. На первом этапе по результатам наблюдения на предыдущих интервалах определяют параметры траекторий изменения амплитуд первого и второго сигналов и временного сдвига между ними. Корреляционная матрица ошибок измерения параметров траекторий экстраполируется на текущий интервал наблюдения и используется для определения законов распределения амплитуд сигналов и временного сдвига между ними. На втором этапе адаптации непосредственно решается задача разрешения по оптимальной схеме при известных априорных распределениях амплитуд сигналов и временного сдвига между ними. Предполагается, что перекрывающиеся сигналы ранее наблюдались раздельно (случай пересекающихся или сходящихся траекторий) или вначале наблюдался одиночный сигнал и от него стал отделяться второй сигнал в силу разделения целей (расходящиеся траектории). Оптимальная обработка при адаптивном траекторном разрешении сводится к формированию отношения правдоподобия при обнаружении двух сигналов на фоне одного сигнала и шума при известных амплитудах обоих сигналов и временного сдвига между ними с точностью до ошибок измерения. По существу, обработка осуществляется по байесовой схеме. Если, например, наблюдается два перекрывающихся сигнала и известны параметры одного из них, то из суммы сигналов можно вычлест известный сигнал, установить факт наличия второго сигнала и оценить его параметры.

Целью статьи является: описание оптимальной процедуры и определение количественных отношений при разрешении двух перекрывающихся сигналов, параметры которых определяют адаптивным способом на предыдущих интервалах, когда они наблюдались раздельно или когда наблюдался один сигнал и затем от него стал отделяться второй сигнал. При этом строятся и используются траектории изменения амплитуд сигналов и относительного сдвига между ними.

ОСНОВНАЯ ЧАСТЬ

1. Отношение правдоподобия для двух перекрывающихся сигналов, параметры которых определяются адаптивным способом.

Пусть на вход системы в моменты времени $t_i, i=1, \dots, n$ поступает смесь двух сигналов $(1)S(A_i, t_i)$, $(2)S(A_i, t_i)$ и шума $N(t_i)$:

$$Y(t_i) = (1)S(A_i, t_i) + (2)S(A_i, t_i + \tau_i) + N(t_i),$$

где $(1)A_i, (2)A_i, \tau_i$ – амплитуда первого и второго сигналов и расстояние между ними по времени прихода.

Апостериорную плотность вероятности для двух сигналов и временного сдвига между ними представим в виде

$$p^{(1)A, (2)A, \tau / Y} = K(Y) p_{\Sigma}^{(1)A_n^*} p_{\Sigma}^{(2)A_n^*} p(\tau_n^*) \Lambda_n^{(1)A_n, (2)A_n, \tau_n}, \quad (1)$$

где $(1)A = \|(1)A_1 \dots (1)A_n\|^T$; $(2)A = \|(2)A_1 \dots (2)A_n\|^T$; $Y = \|Y(t_1) \dots Y(t_n)\|^T$; $p_{\Sigma}^{(1)A_n^*}$, $p_{\Sigma}^{(2)A_n^*}$, $p(\tau_n^*)$ – плотности вероятностей для параметров сигналов, пересчитанные на текущий интервал наблюдения; $K(Y)$ – коэффициент, не зависящий от параметров сигналов.

Рассмотрим случай, когда амплитуды сигналов, временной сдвиг между ними и шумы распределены по нормальному закону. При переходе к непрерывному времени отношение правдоподобия для точно известных сигналов пропорционально величине [1]

$$Z^{(1)A, (2)A, \tau} = \int_0^T \int_0^T Y(t_1)Y(t_2)[V_1(t_1 - t_2) - V_2(t_1 - t_2)]dt_1 dt_2, \quad (2)$$

$$\text{где } V_1(t_1 - t_2) + \frac{1}{N_0} \int_0^T R_1(t_1 - t)V_1(t - t_2)dt = \frac{1}{N_0} R_1(t_1 - t_2); \quad (3)$$

$$V_2(t - t_2) + \frac{1}{N_0} \int_0^T R_2(t_2 - t)V_2(t - t_2)dt = \frac{1}{N_0} R_2(t_1 - t_2); \quad (4)$$

$$R_1(t_1 - t_2) = \text{Re} \left\{ \mu_1(t_1)u_2(t_2)\rho_1(t_1 - t_2)e^{j2\pi f_0(t_1 - t_2)} \right\} \quad (5)$$

$$R_2(t_1 - t_2) = R_1(t_1 - t_2) + \text{Re} \left\{ \mu_1(t_1 - \tau)u_2(t_2 - \tau)\rho_2(t_1 - t_2)e^{j2\pi f_0(t_1 - t_2)} \right\} \quad (6)$$

$$u_1(t) = {}^{(1)}AU(t)e^{-j2\pi f_0 t - j\varphi(t)}; \quad u_2(t) = {}^{(2)}AU(t - \tau)e^{-j2\pi f_0(t - \tau) - j\varphi(t - \tau)}. \quad (7)$$

Здесь $U(t)$, $\varphi(t)$ – законы изменения амплитуды и фазы зондирующего сигнала; T – время наблюдения; N_0 – спектральная плотность шума; $\rho_1(t_1 - t_2)$, $\rho_2(t_1 - t_2)$ – функции корреляции амплитуд отраженных сигналов.

Решение уравнений (3) и (4) ищем в виде

$$V_1(t_1 - t_2) = \text{Re} \left\{ u_1(t_1)u_2(t_2)w_1(t_1 - t_2)e^{j2\pi f_0(t_1 - t_2)} \right\} \quad (8)$$

$$V_2(t - t_2) = \text{Re} \left\{ \sum_{g=1}^2 \sum_{h=1}^2 u_g(t_1)u_h(t_2)w_{gh}(t_1 - t_2)e^{j2\pi f_0(t_1 - t_2)} \right\} \quad (9)$$

Подставляя выражения (5-7) в (3,4), получим систему интегральных уравнений Фредгольма 2-го рода:

$$w_1(t_1 - t_2) + \frac{{}^{(1)}AT}{N_0} \int_0^T w_1(t_1 - t)\rho_1(t - t_2)dt = \frac{1}{N_0^2} \rho_1(t_1 - t_2), \quad (10)$$

$$w_{11}(t_1 - t_2) + \frac{Q_{11}}{N_0} \int_0^T w_{11}(t_1 - t)\rho_1(t - t_2)dt + \frac{Q_{12}}{N_0} \int_0^T w_{12}(t_1 - t)\rho_1(t - t_2)dt = \frac{1}{N_0^2} \rho_1(t_1 - t_2), \quad (11)$$

$$w_{12}(t_1 - t_2) + \frac{Q_{11}}{N_0} \int_0^T w_{11}(t_1 - t)\rho_1(t - t_2)dt + \frac{Q_{22}}{N_0} \int_0^T w_{12}(t_1 - t)\rho_1(t - t_2)dt = 0, \quad (12)$$

$$w_{21}(t_1 - t_2) + \frac{Q_{11}}{N_0} \int_0^T w_{21}(t_1 - t)\rho_1(t - t_2)dt + \frac{Q_{12}}{N_0} \int_0^T w_{22}(t_1 - t)\rho_1(t - t_2)dt = 0, \quad (13)$$

$$w_{22}(t_1 - t_2) + \frac{Q_{12}}{N_0} \int_0^T w_{21}(t_1 - t)\rho_2(t - t_2)dt + \frac{Q_{22}}{N_0} \int_0^T w_{22}(t_1 - t)\rho_1(t - t_2)dt = \frac{1}{N_0^2} \rho_2(t_1 - t_2), \quad (14)$$

$$Q_{12} = Q_{21} = \frac{{}^{(1)}A{}^{(2)}AT}{2T} \int_0^T U(t)U(t - \tau)dt = \frac{{}^{(1)}A{}^{(2)}A}{2} \phi(\tau), \quad (15)$$

где $\phi(\tau)$ – функция неопределенности зондирующего сигнала.

Рассмотрим случай медленных флюктуаций $\rho_1(t_1 - t_2) = \rho_2(t_1 - t_2) = 1$ и после несложных преобразований получим:

$$w_1 = \frac{1}{N_0^2(1 + \frac{{}^{(1)}AT}{N_0})}, \quad w_{11} = \frac{1 + {}^{(2)}AT/N_0}{MN_0^2}, \quad w_{12} = w_{21} = -\phi(\tau) \frac{{}^{(1)}A{}^{(2)}A}{2MN_0^3}, \quad (16)$$

$$M = 1 + \frac{T}{N_0} ({}^{(1)}A^2 + {}^{(2)}A^2) + \frac{{}^{(1)}A^2 T^2 {}^{(2)}A^2}{2N_0^2} [1 - \phi(\tau)]. \quad (17)$$

Опустим члены, у которых под знаком интеграла стоят осциллирующие функции (метод огибающих), и положим, что отраженные сигналы имеют нулевой фазовый сдвиг. Тогда получим

$$Z_n^{(1)A_n^*, (2)A_n^*, \tau} = \frac{1}{M} \left[\frac{(1)A_n^* T^2 (2)A_n^* T}{4N_0^4} \int_0^T Y(s)u(s)ds \int_0^T Y(t)u(t)dt - \frac{(1)A_n^* \phi(\tau_n^*) (2)A_n^* T}{N_0^3} \int_0^T Y(s)n(s)ds \times \right. \\ \left. \times \int_0^T Y(t)n(t - \tau_n^*)dt + \frac{(2)A_n^* T}{N_0^2} \left(1 + \frac{(1)A_n^* T}{N_0} \right) \int_0^T Y(t)n(t - \tau_n^*)dt \int_0^T Y(s)n(s - \tau_n^*)ds \right]. \quad (18)$$

Выражение (16) определяет структуру системы, которая строится на корреляторах.

2. Характеристики адаптивного траекторного разрешения целей.

В качестве таких характеристик рассматривается вероятность правильного разрешения $P_{22}(\frac{S}{N}, \tau, t_{ad})$ и вероятность ложного разрешения $P_{21}(\frac{S}{N}, \tau, t_{ad})$ в зависимости от временного сдвига между сигналами (τ), отношения сигнал/шум ($\frac{S}{N}$) и времени адаптации ($t_{ad} = nT_0$, T_0 – период локации). Для этого необходимо отыскать плотность вероятности случайной величины $Z_n^{(1)A_n^*, (2)A_n^*, \tau}$ в случае одного $p_1(Z_n, \tau)$ и двух $p_2(Z_n, \tau)$ сигналов. Такие вероятности найдены в работе [2] методом характеристических функций при решении задач разрешения точно известных сигналов. Используя эту работу, получим

$$P_{22}(\frac{S}{N}, \tau_n^*, t_{ad}) = \int_0^\infty dZ_n \int_{-\infty}^\infty d\tau_n^* \int_0^\infty d^{(1)A_n^*} \int_0^\infty d^{(2)A_n^*} p_2(Z_n, \tau_n^*) p(\tau_n^*) p^{(1)A_n^*} p^{(2)A_n^*}, \quad (19)$$

$$P_{21}(\frac{S}{N}, \tau_n^*, t_{ad}) = \int_0^\infty dZ_n \int_{-\infty}^\infty d\tau_n^* \int_0^\infty d^{(1)A_n^*} \int_0^\infty d^{(2)A_n^*} p_1(Z_n, \tau_n^*) p(\tau_n^*) p^{(1)A_n^*} p^{(2)A_n^*}, \quad (20)$$

$$p_1(Z_n, \tau_n^*) = E(\tau_n^*) e^{-[Z_n + H(\tau_n^*)]E(\tau_n^*)}, \quad p_2(Z_n, \tau_n^*) = \frac{1}{(2)(\frac{S}{N})^2} e^{-\frac{Z_n + H(\tau_n^*)}{\Phi(\tau_n^*)}}, \quad E(\tau_n^*) = 1 + \frac{1}{\Phi(\tau_n^*)} \quad (21)$$

$$H(\tau_n^*) = \ln[1 + \Phi(\tau_n^*)], \quad \Phi(\tau_n^*) = \frac{(2)(\frac{S}{N}) + (1)(\frac{S}{N})^2 T [1 + \phi^2(\tau_n^*)]}{1 \pm \left[(1)(\frac{S}{N}) \right]^2 / 2 (2)A_n^{*2}}$$

Далее, траектории изменения амплитуд сигналов $(1)A, (2)A$ и временного сдвига между ними τ аппроксимируются полиномом второй степени. Параметры траекторий по результатам наблюдений в условиях влияния шумов устанавливают методом последовательного сглаживания. Оценка параметров траекторий и корреляционная матрица ошибок оценки параметров экстраполируются в область перекрытия сигналов на момент n -го измерения. По ним определяют плотности вероятностей $p^{(1)A_n^*}, p^{(2)A_n^*}$ и $p(\tau_n^*)$.

После громоздких преобразований, которые здесь приводить не будем, выражения для характеристик траекторного разрешения принимают вид

$$P_{22}(\frac{S}{N}, \tau_n^*, t_{ad}) = \left\{ 1 - 2\sigma_\tau^2 \left[\frac{(1)A_n^* T \tau_n^*}{2N_0 (2)A_n^* \Phi(\tau_n^*)} H(\tau_n^*) - \frac{(1)A_n^* \delta(\tau_n^*)^2 \phi(\tau_n^*)}{2(2)A_n^* N_0^2 \Phi(\tau_n^*)} (4 - 4H(\tau_n^*) - H^2(\tau_n^*)) \right] \right\} e^{-\frac{H(\tau_n^*)}{\Phi(\tau_n^*)}},$$

$$P_{21}(\frac{S}{N}, \tau_n^*, t_{ad}) = e^{-H(\tau_n^*)E(\tau_n^*)} + \frac{(1)A_n^* \delta(\tau_n^*)^2 \phi^2(\tau_n^*) \sigma_\tau}{4(2)A_n^* N_0^2 \Phi(\tau_n^*)} (e^{-H(\tau_n^*)E(\tau_n^*)} - 1),$$

где τ_n – длительность сигнала.

Характеристики адаптивного траекторного разрешения для случая $(2) \left(\frac{S}{N}\right) = (1) \left(\frac{S}{N}\right) = 20$ приведены на рисунке.

При $n = 8$; $t_{ad} = nT_0$; $P_{22} = 0,85$; P_{21} ; $\tau_n^* = 0,1\tau_u$.

Метод адаптивного траекторного разрешения естественно сравнивать с применяемым на практике методом математического или физического стробирования, при котором траектории разрешаются, $\tau_n^* = 6\tau_n$. Синтезированная система траекторного разрешения в случае медленных флюктуаций амплитуд отраженных сигналов позволяет получить выигрыш в разрешающей способности локатора в 60 раз.

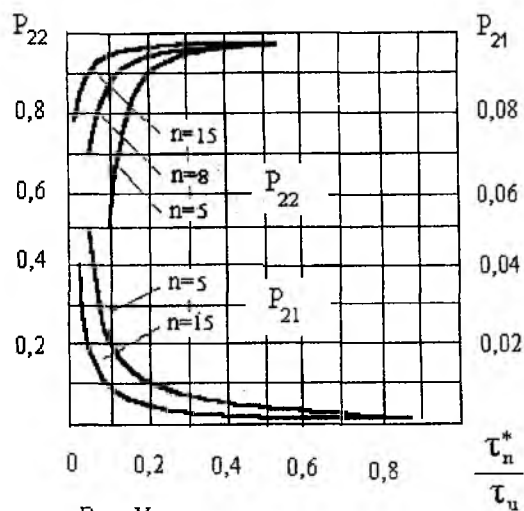


Рис. Характеристики адаптивного траекторного разрешения

ВЫВОДЫ

1. Адаптивная радиолокационная система определяется как система, которая способна самостоятельно оценивать обстановку наблюдения (состояние внешней среды) и соответственно изменять свое состояние. Поэтому процесс адаптивного траекторного разрешения делится на два этапа. На первом этапе определяют траектории изменения параметров разрешаемых сигналов ("история" изменения параметров сигналов), а на втором - решают задачу разрешения сигналов по оптимальной схеме при известных параметрах.

2. Рассмотрен пример решения задачи траекторного разрешения, которая не решается обычными методами. Такой задачей является разрешение сигналов, находящихся в области неопределенности. На практике при сопровождении целей применяется метод математического стробирования. Для разрешения траекторий целей сами цели должны находиться на расстоянии 6 интервалов разрешения, под которыми, как обычно, понимают длительность импульса, ширину диаграммы направленности антенны и ширину спектра излучаемых частот. Применение метода адаптивного траекторного разрешения, в общем случае 4-мерного, позволяет повысить пространственное разрешение локатора более чем на порядок (в 60 раз).

3. В случае пересекающихся, сходящихся и расходящихся траекторий целей представляется возможным накопить информацию о траекториях изменения амплитуд отраженных сигналов и временного сдвига между ними. Накопленную на предшествующих интервалах наблюдения информацию о параметрах сигналов используют для решения задачи разрешения по оптимальной схеме.

4. В практических приложениях (наблюдение сближающихся космических аппаратов, наблюдение целей на участке разделения и пересечения и др.) могут возникать задачи траекторного разрешения, когда путем обработки сигналов можно существенно повысить пространственное разрешение локатора.

Список литературы: [1] *Вопросы статистической теории радиолокации*: В 2т. / Под ред. Г.П. Тартаковского. — М: Сов. радио, 1963–1964. [2] Герасимов Б.М. Синтез и характеристики системы разрешения целей. оптимальной для этапа обнаружения // *Вопросы специальной радиоэлектроники*. — Серия XIII. — 1962. — № 12. [3] *Радиолокационные системы: Основы построения и теория*. Справочник / Под ред. Я.Д. Ширмана. — М: Маквис, 1998. — 828 с.

Харьковский национальный университет

Поступила в редакцию 2.06.2000

СРАВНИТЕЛЬНЫЙ АНАЛИЗ ВЫЧИСЛИТЕЛЬНЫХ СТРУКТУР БОРТОВЫХ СПЕЦВЫЧИСЛИТЕЛЕЙ СИСТЕМ НАВИГАЦИИ ЛЕТАТЕЛЬНЫХ АППАРАТОВ

Корреляционно-экстремальные системы навигации (КЭСН) летательных аппаратов (ЛА) по наземным ориентирам должны обладать высокой точностью измерения координат наземных объектов с борта ЛА в реальном масштабе времени с высоким быстродействием.

Принцип работы КЭСН заключается в формировании текущего изображения (ТИ) распознаваемого объекта и сравнении полученного ТИ с эталонным изображением (ЭИ), хранящимся в памяти бортового спецвычислителя (СВ). На основании этого принимается решение о принадлежности визируемого объекта к определенному классу объектов распознавания и системой управления формируется команда на коррекцию траектории полета ЛА.

Выполнение комплекса требований, предъявляемых к КЭСН, становится возможным благодаря применению в системах многоканальных (матричных) информационных датчиков: инфракрасных (ИК), радиолокационных (РЛК) и радиометрических (РМ) миллиметрового диапазона (ММД) волн. Для более качественного решения задач навигации ЛА на основе информационных датчиков различных диапазонов создаются комбинированные матричные структуры с большим количеством каналов получения ТИ. При этом возникает необходимость в разработке структуры спецвычислителя, обеспечивающей требуемое быстродействие КЭСН ЛА. В работе [1] в качестве критериальной функции предложена взаимная корреляционная функция (ВКФ) ТИ и ЭИ, представленная соотношением

$$C = \frac{N^2 \left(\frac{\sum R_{ij} S_{ij}}{N} - \frac{\sum R_{ij}}{N} \frac{\sum S_{ij}}{N} \right)^2}{\frac{\sum R_{ij}^2}{N} - \left(\frac{\sum R_{ij}}{N} \right)^2}, \quad (1)$$

где N – число выборок информационного датчика, соответствующее числу элементов матрицы ТИ; S_{ij} , R_{ij} – элементы матрицы ТИ и ЭИ соответственно.

По экстремуму критериальной функции (максимуму ВКФ) принимают решение о совпадении ТИ и ЭИ и вычисляют ошибку местоположения ЛА относительно ориентиров навигации.

Время выполнения алгоритма (1) при ТИ размерностью 8×8 , ЭИ 16×16 (изображения, формируемые с помощью матричных РЛК и РМ систем), градаций яркости – 8, циклов – 81 на процессоре I-486 с тактовой частотой 75 МГц составляет 0,4 с. Такое быстродействие СВ с учетом требуемого временного интервала, отводимого на операции перебора ЭИ, принятия решений и управления полетом ЛА является предельно допустимым.

В случае применения матричных ИК датчиков с размерами ТИ и ЭИ, например, 256×256 элементов и более, а также комбинированных систем быстрого действия существующих СВ будет недостаточно. В связи с этим необходим поиск новых путей создания высокопроизводительных СВ для рассматриваемых КЭСН.

Для выбора структуры спецвычислителя, а также его элементной базы прежде всего необходимо проанализировать производительность существующих структур построения СВ. Для сравнения различных структур построения спецвычислителя необходимо определить параметры, посредством которых можно количественно охарактеризовать производительность последовательной, конвейерно и матрично подобных структур.

При вычислении ВКФ возникает задача перемножения двумерных массивов (ТИ и ЭИ) с плавающей точкой R_{ij} и S_{ij} ($i, j = 1, 2, 3, \dots, n$).

Операция умножения любой пары элементов массивов R_{ij} и S_{ij} может быть поделена на следующие четыре подоперации (примем время выполнения подопераций одинаковым):

1. Сравнение порядков, например, формы ($p-q$);
2. Сдвиг R_{ij} относительно S_{ij} , ($p-q$) устанавливает порядок для выравнивания двоичных точек;
3. Умножение мантиссы числа R_{ij} с мантиссой числа S_{ij} ;

4. Нормализация результата $C_{ij} = R_{ij} S_{ij}$ посредством сдвига влево до тех пор, пока первая цифра, не равная нулю, не окажется рядом с двоичной точкой.

В последовательном СВ четыре подоперации с парой элементов R_{ij} и S_{ij} должны заканчиваться выдачей первого результата C_{ij} , прежде чем вторая пара элементов будет занесена в арифметическое устройство. Если k представляет собой число подопераций ($k = 4$), а τ – время выполнения каждой из них, n – число операций над элементами матриц ЭИ и ТИ, выполняемых при их умножении ($n=256$), то время выполнения операции

$$T_{post} = ktn. \quad (2)$$

Для вычисления времени выполнения одной операции примем следующее ограничение: операнды и команды находятся в локальной (КЭШ) памяти (не выполняется цикл внешней шины – операции ввода-вывода). Тогда для процессора с тактовой частотой 75 МГц время выполнения одной подоперации составляет 13,3 нс (в микропроцессоре I-486 среднее время выполнения составляет один машинный такт). Время выполнения операции умножения пары элементов матриц ТИ и ЭИ $T_{post} = 1,365 \cdot 10^{-5}$ с.

Можно заметить, что при последовательной операции схемы, выполняющие одну из k подопераций, находятся в активном состоянии в течение $1/k$ общего времени. Это неэффективным, так как 75 % аппаратуры в момент выполнения одной подоперации простаивает. Для более полной загрузки аппаратной части СВ необходимо применить способ, позволяющий совместить (одновременно выполнять) подоперации с различными параметрами аргументов.

Такой способ реализуется в конвейерном устройстве. Время выполнения операции умножения двух элементов матриц ТИ и ЭИ [2]:

$$T_{konv} = [S\tau + K + (n-1)]\tau, \quad (3)$$

где $S\tau$ – фиксированное время запуска, которое требуется для установки конвейера на запрос векторов (например, вычисление первого и последнего адресов для каждого вектора) и других издержек операции. Оно также включает в себя фиксированное время для передачи чисел между запоминающим устройством и арифметическим конвейером; для идеального случая примем, что время на запуск конвейера не требуется, а также нет никаких других издержек, т. е. $S\tau = 0$; K – число стадий или сегментов в конвейере различное для разных арифметических операций; при заполнении и, как следствие, бесперебойной работе конвейер выдает каждый тактовый период τ (в случае совпадения времени выполнения одной операции и тактового периода) один результат; примем число сегментов конвейера равным числу выполняемых подопераций ($K = k = 4$), при $S\tau = 0$, $K = 4$, $n = 256$, $T_{konv} = 0,345 \cdot 10^{-5}$ с.

Если пренебречь временем запуска конвейера, а число сегментов принять равным числу арифметических операций, то можно заметить, что быстродействие конвейерной структуры в 3,96 раза выше последовательной.

Сравнив уравнения (2) и (3), можно обратить внимание на то, что конвейерная обработка операции увеличивает скорость не более чем на множитель K – число совмещенных операций.

Другим способом повышения быстродействия СВ является дублирование устройств исполнения и формирование матрицы элементов.

Если имеется N процессорных элементов (ПЭ) и $N < n$, то можно заслат первую пару аргументов (R_{ij} , S_{ij}) в ПЭ, а первые N результатов получить одновременно через промежуток времени, затрачиваемый на одну параллельную операцию над всеми элементами массива, скажем t_n (в данном примере $t_n = 4\tau$). Затем можно загрузить следующие N элементов и произвести параллельные вычисления в течение следующих временных отрезков t_n . Этот процесс повторяется до тех пор, пока не будут вычислены все элементы. Можно сделать вывод [3], что время вычисления

$$T_{matr} = t_n \left(\frac{n}{N} \right), \quad (4)$$

$$T_{matr} = 0,332 \cdot 10^{-5} \text{ с.}$$

Приведенные расчеты показывают, что наиболее высоким быстродействием обладает матричная структура $T_{matr} = 0,332 \cdot 10^{-5}$ с, что превосходит T_{konv} в 1,391 (если учесть время St , то разница между T_{matr} и T_{konv} существенно увеличится) и $T_{носл}$ в 3,981 раза. Скорость выдачи результатов в матричной структуре максимальна, когда длина n представляет собой целое кратное числа процессоров. Это означает увеличение быстродействия фактически в N раз по сравнению с этой же операцией, выполненной на последовательном СВ при использовании одинакового типа ПЭ.

Выводы.

В результате сравнительного анализа существующих подходов к построению вычислительных структур СВ КЭСН показано, что наиболее приемлемым решением является применение матричной структуры, обладающей высоким быстродействием. В дальнейшем необходимо выбрать процессорный элемент спецвычислителя, рассмотреть его надежность характеристики, стойкость к ионизации.

Следует решить задачу оптимального использования аппаратных средств, связанную, в первую очередь, с выявлением параллелизма в обработке изображения, причем в том виде, который в наибольшей степени согласуется со структурными особенностями используемых аппаратных средств.

Важным этапом создания параллельных структур является планирование и рациональное размещение в аппаратуре выявленных параллельных работ, направленных на максимальную загруженность машинных ресурсов.

Список литературы: [1] Ржевкин В.А. Автономная навигация по картам местности // Зарубежная радиоэлектроника. – 1981. – № 10. – С.3–27. [2] Хокни Р., Джесссхоуп К. Параллельные ЭВМ. Архитектура, программирование, и алгоритмы: Пер с англ. – М.: Радио и связь, 1986. – 392 с.

Харьковский военный университет

Поступила в редколлегию 23.05.2000

В. М. КАРТАШОВ, канд. техн. наук, В. А. ПЕТРОВ, канд. физ.-мат. наук,
Е. Г. ПРОШКИН, д-р техн. наук, СИДОРОВ Г.И., канд. техн. наук

ОЦЕНКА ПАРАМЕТРОВ ТУРБУЛЕНТНОСТИ АТМОСФЕРЫ ПО ХАРАКТЕРИСТИКАМ ОГИБАЮЩЕЙ СИГНАЛА РАДИОАКУСТИЧЕСКИХ СИСТЕМ

В радиоакустических системах (РАС) зондирования атмосферы полезный сигнал формируется в результате рассеяния радиоволны на акустическом волновом пакете. Основным информационным параметром сигнала является частота [1]; статистические характеристики огибающей сигнала, поступающего на вход приемника, могут использоваться для оценки параметров турбулентной среды [2]. По измеренным значениям средней интенсивности рассеянного сигнала и интенсивности среднего значения огибающей, как показано ниже, может быть найдена структурная характеристика показателя преломления звуковых волн C_S^2 и связанные с ней структурные характеристики динамической C_v^2 и температурной C_T^2 турбулентности.

Представим рассеянное поле $E_R(\vec{r}, t)$ в виде суммы среднего (когерентного) поля $\langle E_R(\vec{r}, t) \rangle$ и флюктуационного (некогерентного) поля $E_{Rf}(\vec{r}, t)$:

$$E_R(\vec{r}, t) = \langle E_R(\vec{r}, t) \rangle + E_{Rf}(\vec{r}, t), \quad \langle E_{Rf}(\vec{r}, t) \rangle = 0,$$

где знак $\langle \cdot \rangle$ обозначает статистическое осреднение по ансамблю реализаций; \vec{r} – радиус-вектор точки пространства; t – время; $E_R(\vec{r}, t) = A(\vec{r}, t) \exp[iS(\vec{r}, t)]$ – комплексная амплитуда электрического поля, записанная в виде скаляра; A, S – амплитуда и фаза.

Огибающая радиосигнала, рассеянного акустическим волновым пакетом, подчиняется обобщенному распределению Релея:

$$P(A) = \frac{A}{\sigma^2} \exp\left[-\frac{A^2 + A_0^2}{2\sigma^2}\right] I_0\left(\frac{AA_0}{\sigma^2}\right), \quad (1)$$

где A_0 – амплитуда (огибающая) когерентного поля; σ^2 – дисперсия квадратурной составляющей сигнала; $I_0(\cdot)$ – модифицированная функция Бесселя нулевого порядка.

Средняя интенсивность $\langle J_R \rangle$ рассеянного сигнала представлена в виде

$$\langle J_R \rangle = \langle |E_R(\vec{r}, t)|^2 \rangle = \langle |E_R(\vec{r}, t)|^2 \rangle + \langle |E_{Rf}(\vec{r}, t)|^2 \rangle,$$

где $\langle |E_R(\vec{r}, t)|^2 \rangle = A_0^2 = J_{Rc}$ – квадрат амплитуды среднего поля (когерентная интенсивность); $\langle |E_{Rf}(\vec{r}, t)|^2 \rangle = 2\sigma^2 = J_{Rf}$ – среднее значение квадрата амплитуды флюктуационного поля (некогерентная интенсивность).

Выражения для средней интенсивности $\langle J_R \rangle$ рассеянного сигнала и интенсивности J_{Rc} когерентной составляющей имеют вид [3]

$$\langle J_R \rangle = \frac{J_{R0}}{[1 + 0,685(C_S^2 q^2)^{6/5} \Theta^2 r_0^{16/5}]}, \quad (2)$$

$$J_{Rc} = J_{R0} \exp\left[-0,115 C_S^2 q^2 r_0^{8/3}\right], \quad (3)$$

где J_{R0} – интенсивность сигнала при отсутствии турбулентности; $q = 2\pi/\lambda_s$ – волновое число для звука; θ – угловой размер области рассеяния; r_0 – расстояние до центра акустического пакета. Разность выражений (2) и (3) определяет интенсивность флюктуационной составляющей сигнала J_{Rf} .

Как видно из выражений (2), (3) $\langle J_R \rangle$, J_{Rc} , а также J_{Rf} являются функциями C_S^2 . Следовательно, располагая полученными из эксперимента значениями одной из величин $\langle J_R \rangle$, J_{Rc} , J_{Rf} с использованием выражений (2), (3) либо их разности, можно определить параметр турбулентности C_S^2 . Однако существенное ограничение на точность определения C_S^2 в этом случае накладывает неопределенность величины J_{R0} , которая зависит от априорно неизвестных значений скорости ветра, влажности и других метеопараметров.

Устранить влияние неопределенности величины J_{R0} на точность оценки C_S^2 можно путем нахождения C_S^2 из отношения интенсивностей составляющих сигнала. Выражение, определяющее отношение средней интенсивности к интенсивности когерентной составляющей, имеет вид

$$\frac{\langle J_R \rangle}{J_{Rc}} = \frac{\exp\left[-0,115C_S^2q^2r_0^{8/3}\right]}{1 + 0,685\left(C_S^2q^2\right)^{6/5}\theta^2r_0^{16/5}}. \quad (4)$$

После представления $\langle J_R \rangle / J_{Rc}$ в виде $\langle J_R \rangle / J_{Rc} = (2\sigma^2 + A_0^2) / A_0^2 = 2\sigma^2 / A_0 + 1$ становится понятно, что другие комбинации отношений составляющих сигнала приведут к выражениям, аналогичным соотношению (4). Как видно из формулы (4), отношение $\langle J_R \rangle / J_{Rc}$ зависит, помимо C_S^2 , только от известных технических параметров системы зондирования θ , q , а также от текущей дальности r_0 . Выражение (4) представляет собою трансцендентное относительно C_S^2 уравнение, которое необходимо решать отдельно для каждой дальности (точки профиля).

Однако непосредственное измерение в эксперименте величин регулярной и флюктуационной составляющих сигнала затруднительно. Для их оценки может быть использована следующая процедура [2].

Предварительно запишем выражения для начальных моментов первого и второго порядков распределения (1) [4]:

$$\langle A \rangle = \int_0^\infty P(A)A dA = \left[\frac{\pi\sigma^2}{2} \right]^{1/2} \left[\left(1 + \frac{A_0^2}{2\sigma^2} \right) I_0\left(\frac{A_0^2}{4\sigma^2} \right) + \frac{A_0^2}{2\sigma^2} I_1\left(\frac{A_0^2}{4\sigma^2} \right) \right] \exp\left[-\frac{A_0^2}{4\sigma^2} \right], \quad (5)$$

$$\langle A^2 \rangle = \int_0^\infty P(A)A^2 dA = 2\sigma^2 + A_0^2 = 2\sigma^2 \left[1 + \frac{A_0^2}{2\sigma^2} \right] \quad (6)$$

Отношение $\langle A \rangle^2 / \langle A^2 \rangle$ определяется формулой

$$\frac{\langle A \rangle^2}{\langle A^2 \rangle} = \frac{\pi}{4} \left[1 + \frac{A_0^2}{2\sigma^2} \right]^{-1} \left[\left(1 + \frac{A_0^2}{2\sigma^2} \right) I_0\left(\frac{A_0^2}{4\sigma^2} \right) + \frac{A_0^2}{2\sigma^2} I_1\left(\frac{A_0^2}{4\sigma^2} \right) \right]^2 \exp\left[-\frac{A_0^2}{2\sigma^2} \right] \quad (7)$$

Как видно из выражения (7), $\langle A \rangle^2 / \langle A^2 \rangle$ зависит только от величины $A_0^2 / (2\sigma^2)$. Оценку отношения $\langle A \rangle^2 / \langle A^2 \rangle$ можно получить, определяя экспериментально квадрат среднего значения огибающей \bar{A}^2 и среднее значение квадрата огибающей A^2 (где черта сверху означает осреднение по времени) в пределах интервала квазистационарности процессов в атмосфере. Величину $A_0^2 / (2\sigma^2)$ получим путем численного решения уравнения (7). Значения A_0^2 и $2\sigma^2$ легко находим из формулы (6) при известном отношении $A_0^2 / (2\sigma^2)$.

Для определения C_S^2 в каждой точке профиля требуется решение двух трансцендентных уравнений (4), (7). В условиях автоматизированного эксперимента наиболее предпочтителен численный метод их решения. Нахождение корней уравнений облегчается тем, что зависимости (4), (7) имеют монотонный характер, в качестве опорного значения может быть использовано значение корня, полученное в предыдущей точке профиля.

При измерениях следует учитывать наличие внутренних и внешних аддитивных шумов, которые полагаем широкополосными и характеризуем мощностью огибающей σ_F^2 . Тогда соответствующий параметр распределения (1) $2\sigma^2 = 2\sigma_0^2 + \sigma_F^2$, где $2\sigma_0^2$ – параметр полезного сигнала. Естественно, что из выражения (6) в этом случае получим оценку величины $2\sigma^2$. Чтобы уменьшить влияние шумов на точность оценки C_S^2 , необходимо предварительно (перед излучением зондирующих сигналов) оценить значение σ_F^2 , которое впоследствии следует вычесть из $2\sigma^2$, т. е. оценить $2\sigma_0^2 = 2\sigma^2 - \sigma_F^2$. Тогда в формулы (2), (4) под $\langle J_R \rangle$ следует понимать $\langle J_R \rangle = A_0^2 + 2\sigma_0^2$.

При интерпретации результатов измерений необходимо учитывать, что полученное из выражения (4) значение C_S^2 , соответствующее некоторой дальности r_0 , представляет собой осредненное по трассе зондирования в пределах интервала $(0, r_0)$ значение структурной характеристики. Результаты выполненных измерений целесообразно представить в виде зависимости текущего значения C_S^2 в конкретной точке пространства от высоты h – высотного профиля $C_S^2(h)$. Получим соотношение, позволяющее находить текущее для данной высоты значение C_S^2 , используя последовательность осредненных оценок C_{SR}^2 , измеренных при вертикальном зондировании.

Запишем выражения для средних по трассе значений C_{SR1}^2 , C_{SR2}^2 в двух точках h_1 и h_2 , лежащих на траектории зондирования:

$$C_{SR1}^2 = \frac{1}{h_1 - h_0} \int_{h_0}^{h_1} C_S^2(h) dh, \quad C_{SR2}^2 = \frac{1}{h_2 - h_0} \int_{h_0}^{h_2} C_S^2(h) dh,$$

где h_0 – высота расположения антенн радиоакустической системы.

Пусть $h_1 < h_2$, тогда C_{SR2}^2 можно представить в виде

$$C_{SR2}^2 = \frac{1}{h_2 - h_0} \int_{h_0}^{h_1} C_S^2(h) dh + \frac{1}{h_2 - h_0} \int_{h_1}^{h_2} C_S^2(h) dh. \quad (8)$$

Если значение интервала высот $h_2 - h_1$ одного порядка с протяженностью акустического пакета l в направлении зондирования, то величину $\frac{1}{h_2 - h_1} \int_{h_1}^{h_2} C_S^2(h) dh$ можно считать текущим значением C_S^2 в точке $h_1 + \frac{(h_2 - h_1)}{2}$. Пространственное разрешение δh при этом определяется как $\delta h = h_2 - h_1 + l$.

Из уравнения (8) можно получить соотношение:

$$\frac{1}{h_2 - h_1} \int_{h_1}^{h_2} C_S^2(h) dh = \frac{(h_2 - h_0)C_{SR2}^2 - (h_1 - h_0)C_{SR1}^2}{h_2 - h_1},$$

левая часть которого представляет собой искомое текущее значение C_S^2 . Для произвольной i -й точки профиля имеем

$$C_{Si}^2 = \frac{1}{h_i - h_{i-1}} \int_{h_{i-1}}^{h_i} C_S^2(h) dh = \frac{(h_i - h_0)C_{SRi}^2 - (h_{i-1} - h_0)C_{SRi-1}^2}{h_i - h_{i-1}} \quad (9)$$

Формула (9) для $i=1$, когда $h_{i-1} = h_0$ и $C_{SRi-1}^2 = 0$, т. е. для первого (по движению акустического пакета) измерения, принимает вид $C_{S1}^2 = C_{SR1}^2$. Последующие значения C_{Si}^2 определяем из соотношения (9), числитель в правой части которого описывает приращение интегрального значения C_S^2 с высотой.

Параметр турбулентности C_S^2 является обобщенной характеристикой термодинамического состояния атмосферы и определяется через структурные характеристики турбулентных пульсаций скорости ветра и температуры [1]

$$C_S^2 = C_v^2 / C^2 + C_T^2 / (4T^2),$$

где C – скорость звука в воздухе; T – температура. Структурная характеристика температурных пульсаций C_T^2 может быть определена по амплитуде акустического сигнала, рассеянного в обратном направлении [1]. Тогда структурная характеристика ветровых пульсаций примет вид

$$C_v^2 = (C_S^2 - C_T^2 / 4T^2) C^2.$$

Производились экспериментальные измерения C_S^2 с использованием РАС, имеющей следующие технические характеристики: длина волны электромагнитного излучения $\lambda_e = 0,2$ м ($f = 1,5$ ГГц), режим излучения – непрерывный; длина волны акустического излучения $\lambda_s = 0,1$ м, ($f = 3,4$ ГГц) длительность звуковой посылки $\tau_s = 40$ мс; угловой размер области рассеяния $\theta = 0,122$ рад. При измерениях использовался радиоприемник с линейной амплитудной характеристикой в диапазоне значений амплитуд рассеянных сигналов. Условие Брэгга выполнялось во всем диапазоне дальностей.

Оценка параметров огибающей сигнала производилась при вертикальном зондировании на высотах $h = 30; 60; 90; 120$ м. Получены следующие значения отношения $A_0 / \sqrt{2\sigma^2}$, соответствующие указанным высотам: $A_0 / \sqrt{2\sigma^2} = 19; 8; 5; 2,5$. Осредненные значения C_{SR}^2 для этих высот определены из выражения (4): $C_{SR}^2 = 6,8 \cdot 10^{-10}; 6,3 \cdot 10^{-10}; 5,8 \cdot 10^{-10}; 1 \cdot 10^{-9} \text{ м}^{-2/3}$. Текущие значения структурной характеристики показателя преломления вычислены в соответствии с (9): $C_{S1}^2 = 0,68 \cdot 10^{-9} \text{ м}^{-2/3}; C_{S2}^2 = 0,58 \cdot 10^{-9} \text{ м}^{-2/3}; C_{S3}^2 = 0,48 \cdot 10^{-9} \text{ м}^{-2/3}; C_{S4}^2 = 2,26 \cdot 10^{-9} \text{ м}^{-2/3}$.

Полученные результаты соответствуют следующим высотам (точкам профиля): $h_1 = 15$ м; $h_2 = 45$ м; $h_3 = 75$ м; $h_4 = 105$ м; пространственное разрешение измерений $\delta h \approx 44$ м. Трансцендентные уравнения (4), (7) решались графоаналитическим методом с использованием математического пакета Mathcad.

При вторичной обработке экспериментальных данных выяснилось, что синтезированный алгоритм оценивания C_S^2 требует достаточно точного измерения статистических характеристик рассеянного сигнала. В противном случае может оказаться, что интегральное значение C_S^2 на большей высоте будет меньше предыдущего интегрального значения и алгоритм “расходится”, поскольку он является разностным.

Отметим, что измерение параметра C_S^2 может производиться в рамках “основной” схемы построения РАС без каких-либо дополнительных аппаратных затрат, если используется цифровая обработка сигналов в квадратурных каналах. Характеристики огибающей определяются программным путем из тех же данных, что и спектральные характеристики полезного сигнала. Следовательно, “осредненные” профили температуры, традиционно получаемые РАС, сравнительно легко могут быть дополнены профилями C_S^2 .

Таким образом, используя измеренные значения статистических характеристик огибающей радиосигнала, рассеянного акустическим волновым пакетом, можно восстановить профиль структурной характеристики показателя преломления, а измеряя дополнительно амплитуду рассеянного акустического сигнала, еще и профили структурных характеристик температурной и ветровой турбулентности.

Список литературы: [1] *Каллистратова М.А., Кон А.И.* Радиоакустическое зондирование атмосферы. – М.: Наука, 1985. – 200 с. [2] *Proshkin E.G.* Atmosphere Boundary Layer Turbulence Level Estimation with Radioacoustic Sounding // Proc. 9 Int. Symposium on Acoustic Remote Sensing of the Atmosphere. – Vienna, 1998. – P. 187-192. [3] *Карташов В.М., Петров В.А., Сидоров Г.И.* Анализ статистических характеристик огибающей радиосигнала, рассеянного акустическим волновым пакетом // Радиотехника и информатика. – 2000. – №3 (в печати). [4] *Левин Б.Р.* Теоретические основы статистической радиотехники. – М.: Сов. радио, 1967. – Т.1. – 728 с.

Харьковский государственный технический университет радиотехники

Поступила в редколлегию 7.04.2000

К ВОПРОСУ ОБ ОПРЕДЕЛЕНИИ ЧАСТОТ СТОЛКНОВЕНИЙ ЭЛЕКТРОНОВ С НЕЙТРАЛАМИ В D-ОБЛАСТИ ИОНОСФЕРЫ МЕТОДОМ ЧАСТИЧНЫХ ОТРАЖЕНИЙ

Знание вариаций высотных профилей частот столкновений электронов с нейтралами $\nu(z)$ в нижней ионосфере (z - высота в км) важно при решении как научных, так и целого ряда прикладных задач радиосвязи, радионавигации, прогнозирования и т. д. В настоящее время в литературе до сих пор нет единого мнения об изменениях $\nu(z)$ в D-области ионосферы. Некоторые исследователи (см., например [1]) полагают, что вариации $\nu(z)$ не превышают $\pm 30\%$, однако в других работах [2-6] отмечается наличие как сезонных, так и широтных изменений $\nu(z)$ D-области ионосферы. Целенаправленных экспериментальных исследований вариаций $\nu(z)$ в D-области ионосферы очень мало, они разрозненны и трудно поддаются систематизации. Часто $\nu(z)$ в D-области ионосферы вычисляют по моделям атмосферного давления $p(z)$ из известной зависимости $\nu(z) = k \cdot p(z)$ (коэффициент k полагают известным и используют $k = (6 - 9) \cdot 10^5 \text{ Н м}^{-2} \text{ с}^{-1}$ или находят по данным ракетных экспериментов) или определяют по измерениям амплитуд частично отражённых (обратно рассеянных) радиосигналов на частотах $f = 2 - 2,5 \text{ МГц}$ методом частичных отражений (ЧО) [1, 4-7]. В последнем случае чаще всего используют две основные методики получения $\nu(z)$: первая из них основана на одновременном измерении в эксперименте высотно-временных зависимостей отношений средних за период наблюдений ($\Delta T \approx 10$ мин) квадратов амплитуд ЧО сигналов обыкновенной A_o и необыкновенной A_x поляризации (магнитоионных компонент) $a(z) = \langle A_x^2(z) \rangle / \langle A_o^2(z) \rangle$ и коэффициента корреляции $\rho_{A_o A_x}(z)$ [7]; вторая [6] основана на том, что в нижней части D-области ионосферы (как правило, это высоты $z < 70$ км) дифференциальное поглощение магнитоионных компонент мало и выполняется приближённое равенство $a(z) \cong R(z)$ (где $a(z)$ измеряется в эксперименте, $R(z)$ - теоретическая функция, зависящая от рабочей частоты ω , продольной вдоль магнитного поля составляющей гирочастоты электронов ω_L и $\nu(z)$). В первом случае одновременно с ν получают значения плотности электронов N . Другие методики получения $\nu(z)$ развиты и проанализированы в работах [5, 8, 9]. Рассмотренные методики (особенно методика [7]) чувствительны к ошибкам измерений $A_{o,x}$. На практике обычно используется вторая методика, основанная на соотношении $a(z) \cong R(z)$. При этом решается трансцендентное уравнение относительно ν вида:

$$\frac{\langle A_x^2 \rangle}{\langle A_o^2 \rangle} = \frac{\left[(\omega + \omega_L)^2 + \nu^2 \right]}{\left[(\omega - \omega_L)^2 + \nu^2 \right]} \cdot \frac{(\omega - \omega_L)^2 K_\varepsilon^2 \left(\frac{\omega - \omega_L}{\nu} \right) + \nu^2 K_\sigma^2 \left(\frac{\omega - \omega_L}{\nu} \right)}{(\omega - \omega_L)^2 K_\varepsilon^2 \left(\frac{\omega + \omega_L}{\nu} \right) + \nu^2 K_\sigma^2 \left(\frac{\omega + \omega_L}{\nu} \right)}, \quad (1)$$

где K_ε , K_σ - кинетические коэффициенты [10], учитывающие влияние кинетических эффектов на диэлектрическую проницаемость ε и проводимость σ нижней ионосферы. Для удобства зависимости $K_\varepsilon(x)$ и $K_\sigma(x)$ (в нашем случае $x = (\omega \pm \omega_L) / \nu$ для обыкновенной и необыкновенной компонент соответственно) аппроксимируют с точностью до единиц процентов зависимостями:

$$K_\varepsilon(x) = 1 + \frac{a_1}{b_1 + x^2}; \quad a_1 = 0,155, \quad b_1 = 0,075; \quad 0,05 \leq x \leq \infty;$$

$$K_\sigma(x) = 0,89 + \frac{a_2}{b_2 + x^2}; \quad a_2 = 0,027, \quad b_2 = 0,052; \quad 0 \leq x \leq 3,5;$$

$$K_\sigma(x) = 1; \quad 3,5 \leq x < \infty.$$

В этой методике обычно полагают экспериментальные данные об $a(z) = \langle A_x^2(z) \rangle / \langle A_o^2(z) \rangle$ недостоверными при отношении сигнал/шум менее 2. В Харьковском Национальном университете накоплен банк экспериментальных данных с отношением сигнал/шум больше 2 из более 1000 значений. Они соответствуют различным гелиогеофизическим условиям и частотам зондирования f . Наибольшее число данных получено в интервале высот $z = 60-75$ км и частот $f = 2,0-2,5$ МГц для зенитных углов Солнца $\chi = 27-97^\circ$.

Анализ экспериментальных данных об $a(z) = \langle A_x^2(z) \rangle / \langle A_o^2(z) \rangle$ показал, что при фиксированных f и z они подвержены существенным флюктуациям, в основном, обусловленных погрешностями измерений $A_{o,x}$.

Изложенная выше классическая методика определения $\nu(z)$ не учитывает такие флюктуации. Ниже приводится развитие упомянутой методики в случае использования реальных экспериментальных данных с ошибками измерений.

Как показал анализ экспериментальных данных, ошибки измерений $a(z)$ можно полагать распределёнными по нормальному закону. В этом случае, как известно из теории статистической обработки данных, на каждой выбранной высоте z регулярное значение ν может быть определено по минимуму зависимости

$$D(\nu_j) = \frac{1}{n-1} \sum_{i=1}^n \left[a_i(f_i) - a_t(f_i, \nu_j) \right]^2, \quad (2)$$

в заданном интервале $\nu_{\min} - \nu_{\max}$, где $\nu_j = \nu_{\min} + \Delta\nu$, $\Delta\nu = (\nu_{\max} - \nu_{\min})/k$, $j = 0, 1, 2, \dots, k$; k – число интервалов дискретизации, $a_t(f_i, \nu_j)$ – теоретическая функция, равная правой части в уравнении (1), рассчитываемая для заданных значений $f_i = \omega_i / 2\pi$ и ν_j ; $a_i(f_i)$ – отдельное экспериментальное значение $a(z)$, полученное на частоте f_i .

Минимальное значение D_{\min} функции (2) определяется при помощи двух итераций. На первом этапе определяется приближенное значение D_{\min} для $k = 10$. Для случая $D = D_{\min}$ обозначим значение индекса $j = p$. Во второй итерации уточняем D_{\min} , полагая $\nu_{\min} = (p-1) \cdot \Delta\nu + \nu_{\min 0}$, $\nu_{\max} = (p+1) \cdot \Delta\nu + \nu_{\min 0}$, где $\nu_{\min 0}$ – первоначальное значение ν_{\min} . Дискретизация по ν уменьшается в 10 раз. При первой итерации предельные значения ν полагаются равными для: $z = 60-66$ км – $\nu_{\min} = 5 \cdot 10^6 \text{ с}^{-1}$, $\nu_{\max} = 3 \cdot 10^7 \text{ с}^{-1}$; для $z = 68-75$ км – $\nu_{\min} = 10^6 \text{ с}^{-1}$, $\nu_{\max} = 2 \cdot 10^7 \text{ с}^{-1}$. В этом случае методическая погрешность, обусловленная дискретизацией, не превышает 1%.

Основная погрешность вычисления ν обусловлена дисперсией значений $a(z)$, порождённых погрешностями их измерений, и ограниченностью выборки n . Доверительные интервалы (при доверительной вероятности 90%) определяют по известным формулам:

$$D_{\min, \min} = \frac{(n-1) \cdot D_{\min}}{\chi_{n-1; \alpha/2}^2}, \quad D_{\min, \max} = \frac{(n-1) \cdot D_{\min}}{\chi_{n-1; 1-\alpha/2}^2},$$

где $\chi_{n-1; \alpha/2}^2$, $\chi_{n-1; 1-\alpha/2}^2$ – процент или 100% точки распределения χ^2 с $(n-1)$ степенями свободы.

Значение $D_{\min, \max}$ позволяют оценить доверительные интервалы полученных значений ν . Для этого из выражения (2) в результате итераций определяют те значения ν_j , при которых $D(\nu_j) = D_{\min, \max}$. Вычисление минимальной доверительной границы ν осуществляется итерационным процессом, начинающимся в интервале $\nu_{\min} - \nu$. В интервале $\nu - \nu_{\max}$ проводится поиск максимальной доверительной границы ν .

Изложенная выше методика реализована в виде программы на языке программирования Paskal для IBM PC. Проведены предварительные расчёты значений ν для высот $z = 60-66$ км. Общее число реализаций $a(z)$, которые использованы для расчёта $\nu(z)$, составило 170. Результаты расчётов, выполненные для двух сезонов года, приведены в таблице (ν_1, ν_2 – усреднённые по всем регистрациям значения частот соударений для летних и зимних условий соответственно, $\langle \nu \rangle$ – среднее значение от ν_1 и ν_2).

Таблица

z , км	ν_1 (лето)	ν_2 (зима)	ν_1 / ν_2	$\langle \nu \rangle$
60	$0,403 \cdot 10^8$	$0,274 \cdot 10^8$	1,47	$0,339 \cdot 10^8$
63	$0,250 \cdot 10^8$	$0,154 \cdot 10^8$	1,62	$0,202 \cdot 10^8$
66	$0,174 \cdot 10^8$	$0,164 \cdot 10^8$	1,07	$0,169 \cdot 10^8$

Приведенные результаты вычислений $\nu(z)$ подобны тем, что использованы в исследованиях [11] для расчёта электрических полей в нижней части D – области ионосферы. Они подтверждают наличие сезонных изменений $\nu(z)$ в части D – области ионосферы (см., например, также [3,4]).

Список литературы: [1] *Иванов В. А.* Исследование D-области ионосферы методом частичных отражений. – Йошкар-Ола, 1985. – Деп. в ВИНТИ, № 8349–В85. – 196 с. [2] *Belrose J. S., Bode L. R., Hewitt L. W.* Physical properties of the polar winter mesosphere obtained from the low-frequency propagation and partial reflection studies // *Radio Sci.* – 1964. – Vol. 68D. – N 12. – P. 1319-1324. [3] *Belrose J. S., Hewitt L. W.* Variation of collision frequency in the lower ionosphere with solar activity // *Nature.* – 1964. – Vol. 202. – P. 276-270. [4] *О возможных вариациях частоты столкновений электронов с нейтралами в D - области ионосферы / Мисюра В. А., Гоков А. М., Гритчин А. И. и др.* // *Геомагнетизм и аэронавтика.* – 1991. – Т. 31. – № 4. – С. 682-686. [5] *Гоков А.М.* Радиофизические исследования возмущённой D-области ионосферы методом частичных отражений: Дисс... канд. физ.-мат. наук. – Харьков, 1992. – 215 с. [6] *Belrose J.S.* Radiowave probing of the ionosphere by the partial reflections of radiowaves (from the heights below 100 km) // *J.Atmos. Terr. Phys.* – 1970. – Vol. 32. – N4. – P. 2799-2814. [7] *Бенедиктов Е. А., Гришкевич Л. В., Иванов В. А.* Одновременные измерения электронной концентрации и частоты соударений электронов в D - области ионосферы методом частичных отражений // *Изв. Вузов. Радиофизика.* – 1972. – Т. 15. – № 5. – С. 695-702. [8] *Гоков А. М., Мисюра В. А., Пивень Л. А.* Об одном способе одновременного определения концентрации и частоты столкновений электронов с молекулами в нижней ионосфере // *Изв. Вузов. Радиофизика.* – 1987. – Т. 30. – № 10. – С. 1276-1277. [9] *Гоков А. М., Мисюра В. А., Пивень Л. А.* К вопросу об одновременном определении плотности и частоты столкновений электронов с молекулами в D-области ионосферы // *Изв. Вузов. Радиофизика.* – 1991. – Т. 34. – № 3. – С.330-333. [10] *Gurevich A. V.* Nonlinear phenomena in the ionosphere. – New-York-Heidelberg-Berlin: Springer-Verlag, 1978. – 366 p. [11] *Гоков А.М., Мартыненко С.И.* Изменения частоты соударений электронов и электрические поля в нижней ионосфере // *Геомагнетизм и аэронавтика.* – 1997. – Т. 37. – № 1. – С. 76-80.

Харьковский Национальный университет

Поступила в редколлегию 11.01.2000

СПОСОБЫ ЧИСЛЕННОГО РЕШЕНИЯ СИСТЕМ УРАВНЕНИЙ МАКСИМИЗАЦИИ ПОЛИНОМА ПРИ НЕОДИНАКОВО РАСПРЕДЕЛЕННЫХ ВЫБОРОЧНЫХ ЗНАЧЕНИЯХ

В настоящее время в статистической радиотехнике разработаны и широко используются методы синтеза измерителей различного назначения в предположении, что принимается полезный сигнал в аддитивной смеси с гауссовскими помехами. Однако гауссовские модели являются математической идеализацией реальных помех и не всегда адекватны на практике. В связи с этим интенсивно разрабатываются новые способы описания негауссовских помех, которые близки к реальным, и новые методы измерения параметров сигналов, принимаемых на фоне негауссовских помех.

До последнего времени при описании негауссовских случайных величин последовательностью моментов или кумулянтов и при наличии выборки независимых неодинаково распределенных значений единственным методом нахождения оценок параметров оставался метод наименьших квадратов. В работе [1] для нахождения оценок параметров случайной величины предложен метод максимизации полинома, основанный на использовании стохастических полиномов. Показано, что оценки, найденные методом максимизации полинома, могут быть значительно эффективнее соответствующих оценок, найденных методом наименьших квадратов. Улучшение точностных характеристик измерительных устройств достигается только при нелинейной обработке выборочных данных вследствие учета и оптимального использования тонкой структуры негауссовских помех в виде конечной последовательности кумулянтов высших порядков. Однако при степени полинома $s \geq 2$ аналитическое решение системы уравнений максимизации полинома удается получить достаточно редко [1]. В связи с этим для нахождения искомой оценки векторного параметра необходимо использовать численные методы решения системы уравнений максимизации полинома. Совершенно очевидно, что для решения данной задачи могут использоваться различные приближенные методы.

Последние годы характеризуются стремительным развитием вычислительной техники и программного обеспечения. На рынке программных продуктов появилось огромное количество готовых прикладных пакетов программ, реализующих разработанные алгоритмы. В данном случае для решения нелинейных систем уравнений максимизации полинома при неодинаково распределенных выборочных значениях можно воспользоваться пакетом Mathcad.

Для решения систем уравнений в Mathcad использован итерационный метод Левенберга-Маркардта, являющийся квазиньютоновским методом (разновидностью градиентного метода). Предлагаемый метод уже программно реализован, и кроме того, подробно описан в научной литературе [2, 3], поэтому изложение его сути и особенностей в данной работе представляется излишним.

Отметим, что для большей эффективности метода Левенберга-Маркардта для решения систем уравнений максимизации полинома могут применяться его различные модификации. В общем случае Mathcad позволяет находить решение системы нелинейных трансцендентных уравнений, максимальное число которых равно пятидесяти.

Очевидно, что Mathcad предназначен для решения широкого круга задач в различных областях, поэтому в нем реализованы методы, имеющие широкую область применения. Последнее замечание указывает, в частности на то, что использование пакета Mathcad не всегда приводит к желаемым результатам и должно обязательно осуществляться с оглядкой на требования, предъявляемые к точности оценок. В результате в ряде случаев, когда Mathcad приводит к неточным или вообще ошибочным результатам, для реализации разработанных алгоритмов нахождения оценок предлагается использовать оригинальные авторские программы.

Отметим, что по своей сути метод максимизации полинома аналогичен методу максимального правдоподобия [1], поэтому для решения систем уравнений максимизации полинома целесообразно пользоваться теми же численными методами, которые используются для нахождения оценок параметров методом максимального правдоподобия [4, 5]. Подобный подход к выбору численных методов позволит обеспечить простоту вычислений и требуемую точность приближенного решения. В работе [1] рассматривается возможность использования численных методов для нахождения оценки как скалярного, так и векторного параметров методом максимизации полинома при одинаково распределенных выборочных значениях. Далее будут предложены различные варианты итеративных и рекуррентных процедур для совместного решения уравнений максимизации полинома при неодинаково распределенных выборочных значениях.

Рассмотрим численные методы решения системы уравнений максимизации полинома, в которых используется вся совокупность выборочных значений $\bar{x} = \{x_1, x_2, \dots, x_n\}$. Согласно методу максимизации полинома, совместная оценка исследуемых параметров в общем случае находится из решения системы уравнений максимизации полинома:

$$\sum_{v=1}^n \sum_{i=1}^s k_{iv}^{(q)}(\bar{\mathfrak{G}}) [x_v^i - m_{iv}(\bar{\mathfrak{G}})] \Big|_{\bar{\mathfrak{G}}=\hat{\bar{\mathfrak{G}}}} = 0, \quad q = \overline{1, p}, \quad (1)$$

где $m_{iv}(\bar{\mathfrak{G}})$ – начальные моменты i -го порядка рассматриваемой случайной величины; в каждом q -ом уравнении (1) коэффициенты $k_{iv}^{(q)}(\bar{\mathfrak{G}})$, $i = \overline{1, s}$ находятся из решения системы линейных алгебраических уравнений

$$\sum_{j=1}^s k_{jv}^{(q)}(\bar{\mathfrak{G}}) F_{(i,j)v}(\bar{\mathfrak{G}}) = \frac{\partial}{\partial \mathfrak{G}_q} m_{iv}(\bar{\mathfrak{G}}), \quad i = \overline{1, s}, \quad v = \overline{1, n}, \quad q = \overline{1, p}.$$

В последнем выражении функции $F_{(i,j)v}(\bar{\mathfrak{G}})$ – центрированные коррелянты размером (i, j) , которые связаны с начальными моментами соотношением

$$F_{(i,j)v}(\bar{\mathfrak{G}}) = m_{(i+j)v}(\bar{\mathfrak{G}}) - m_{iv}(\bar{\mathfrak{G}})m_{jv}(\bar{\mathfrak{G}}).$$

Предположим, что вектор $\check{\bar{\mathfrak{G}}}_k$ является решением системы уравнений (1) при k -ой итерации и обозначим левую часть каждого уравнения системы (1) через $f_q(\bar{x} / \check{\bar{\mathfrak{G}}}_k)$. Тогда для получения итеративной процедуры Ньютона-Рафсона необходимо разложить каждую функцию $f_q(\bar{x} / \check{\bar{\mathfrak{G}}}_k)$ на $(k+1)$ -м шаге в ряд Тейлора в окрестности значения вектора $\check{\bar{\mathfrak{G}}}_k$, полученного на предыдущем k -м шаге итерации и ограничиваясь первыми дифференциалами:

$$f_q(\bar{x} / \check{\bar{\mathfrak{G}}}_k) + \sum_{j=1}^p (\check{\bar{\mathfrak{G}}}_{k+1}^j - \check{\bar{\mathfrak{G}}}_k^j) \frac{\partial}{\partial \check{\bar{\mathfrak{G}}}_k^j} f_q(\bar{x} / \check{\bar{\mathfrak{G}}}_k) = 0, \quad q = \overline{1, p}, \quad (2)$$

где верхний индекс в $\check{\bar{\mathfrak{G}}}_k^j$ указывает на то, какая из компонент векторного параметра $\check{\bar{\mathfrak{G}}}_k$ рассматривается, а нижний индекс означает шаг итерации.

Используя выражение (2), легко показать, что $(k+1)$ -я итерация в векторной форме находится в соответствии с выражением

$$\check{\bar{\mathfrak{G}}}_{k+1} = \check{\bar{\mathfrak{G}}}_k - Y(\bar{x} / \check{\bar{\mathfrak{G}}}_k) [Z(\bar{x} / \check{\bar{\mathfrak{G}}}_k) - J_{sn}(\check{\bar{\mathfrak{G}}}_k)]^{-1}, \quad (3)$$

где $Y(\bar{x} / \check{\bar{\mathfrak{G}}}_k)$ – матрица-столбец размером p , составленная из элементов $f_q(\bar{x} / \check{\bar{\mathfrak{G}}}_k)$; $J_{sn}(\check{\bar{\mathfrak{G}}}_k)$ – матрица количества извлекаемой информации о векторном параметре $\check{\bar{\mathfrak{G}}}_k$, элементы которой имеют вид:

$$J_{sn}^{(q,m)}(\bar{\mathfrak{G}}) = \sum_{v=1}^n \sum_{i=1}^s \sum_{j=1}^s k_{iv}^{(q)}(\bar{\mathfrak{G}}) k_{jv}^{(m)}(\bar{\mathfrak{G}}) F_{(i,j)v}(\bar{\mathfrak{G}}) = \sum_{i=1}^s \sum_{v=1}^n k_{jv}^{(q)}(\bar{\mathfrak{G}}) \frac{\partial}{\partial \bar{\mathfrak{G}}_k^m} m_{iv}(\bar{\mathfrak{G}}), \quad m, q = \overline{1, p};$$

$Z(\bar{x} / \check{\bar{\mathfrak{G}}}_k)$ – квадратная матрица размером p с элементами:

$$z_{q,j}(\bar{x} / \bar{\bar{\Theta}}_k) = \sum_{i=1}^s \sum_{v=1}^n \frac{\partial}{\partial \bar{\bar{\Theta}}_k^j} k_{iv}^{(q)}(\bar{\bar{\Theta}}_k) [x_v^i - m_{iv}(\bar{\bar{\Theta}}_k)]. \quad (4)$$

В качестве начального приближения $\bar{\bar{\Theta}}_0$ целесообразно выбирать вектор, получая методом максимизации полинома при степени стохастического полинома $s=1$, или же произвольно с учетом имеющихся представлений о величине значений оцениваемых параметров.

На практике чаще удобнее пользоваться итеративной процедурой, аналогичной процедуре накопления, впервые предложенной Фишером [4]. Легко показать, что вследствие усиленного закона больших чисел [6] при $n \rightarrow \infty$ каждый элемент $z_{q,j}(\bar{x} / \bar{\bar{\Theta}}_k)$ вида (4) с вероятностью 1 стремится к нулю. Даже если объем выборки не достаточно велик, матрицей $Z(\bar{x} / \bar{\bar{\Theta}}_k)$ можно пренебречь, поскольку она будет значительно меньше матрицы количества извлекаемой информации $J_{sn}(\bar{\bar{\Theta}}_k)$. Тогда итеративную процедуру вида (3) можно представить в виде

$$\bar{\bar{\Theta}}_{k+1} = \bar{\bar{\Theta}}_k + Y(\bar{x} / \bar{\bar{\Theta}}_k) J_{sn}^{-1}(\bar{\bar{\Theta}}_k).$$

Данная процедура в вычислительном отношении значительно проще процедуры Ньютона-Рафсона, поскольку нет необходимости находить матрицу $Z(\bar{x} / \bar{\bar{\Theta}}_k)$, зависящую от выборочных данных.

Основным недостатком итерационных методов является трудоемкость вычислительной процедуры, связанная с необходимостью обработки данных по всему объему выборки. Для устранения этого недостатка можно пользоваться рекуррентными методами решения системы уравнений максимизации полинома, в которых оценка векторного параметра вычисляется после каждого выборочного значения. Достоинством рекуррентных процедур является то, что воспользоваться результатами вычислений можно на любом из промежуточных шагов. Причем с каждым шагом, т. е. по мере получения выборочных данных, точность вычислений будет увеличиваться.

Пусть вектор $\bar{\bar{\Theta}}^{(n)}$ является оценкой, получаемой из совместного решения уравнений (1) при объеме выборки n . Тогда при наблюдении совокупности $(n+1)$ выборочных значений оценка будет находиться из решения системы уравнений:

$$\sum_{i=1}^s \sum_{v=1}^{n+1} k_{iv}^{(q)}(\bar{\bar{\Theta}}) [x_v^i - m_{iv}(\bar{\bar{\Theta}})] \Big|_{\bar{\bar{\Theta}} = \bar{\bar{\Theta}}^{(n+1)}} = 0, \quad q = \overline{1, p}.$$

Для получения рекуррентной процедуры выражение для нахождения оценки удобно переписать в виде

$$f_n^{(q)}(x_1, \dots, x_n / \bar{\bar{\Theta}}) + f_{n+1}^{(q)}(x_{n+1} / \bar{\bar{\Theta}}) = 0, \quad q = \overline{1, p}, \quad (5)$$

где функция $f_n^{(q)}(x_1, \dots, x_n / \bar{\bar{\Theta}})$ – уравнение максимизации полинома при объеме выборки n ; $f_{n+1}^{(q)}(x_{n+1} / \bar{\bar{\Theta}})$ – уравнение максимизации полинома зависящее только от вновь полученного выборочного значения x_{n+1} .

Поскольку значение вектора $\bar{\bar{\Theta}}^{(n+1)}$ незначительно отличается от $\bar{\bar{\Theta}}^{(n)}$, то левую часть каждого уравнения системы (5) можно разложить в ряд Тейлора в окрестности значения вектора $\bar{\bar{\Theta}}^{(n)}$, ограничившись первыми дифференциалами. Используя это разложение, можем получить рекуррентное соотношение для определения очередного значения оценки:

$$\bar{\bar{\Theta}}^{(n+1)} = \bar{\bar{\Theta}}^{(n)} - Y_{(n+1)}(\bar{x}_n / \bar{\bar{\Theta}}^{(n)}) [Z_n(\bar{x}_n / \bar{\bar{\Theta}}^{(n)}) + D_{n+1}(x_{n+1} / \bar{\bar{\Theta}}^{(n)}) - J_{s(n+1)}(\bar{\bar{\Theta}}^{(n)})]^{-1}, \quad (6)$$

где $Y_{(n+1)}(x_{n+1} / \check{\check{\mathfrak{g}}}^{(n)})$ – матрица-столбец с элементами $f_{n+1}^{(q)}(x_{n+1} / \check{\check{\mathfrak{g}}}^{(n)})$; квадратные матрицы $Z_n(\check{x}_n / \check{\check{\mathfrak{g}}}^{(n)})$ и $D_{n+1}(x_{n+1} / \check{\check{\mathfrak{g}}}^{(n)})$ соответственно имеют элементы:

$$z_{q,j}(\check{x}_n / \check{\check{\mathfrak{g}}}^{(n)}) = \sum_{i=1}^s \sum_{v=1}^n \frac{\partial}{\partial \check{\check{\mathfrak{g}}}_j^{(n)}} k_{iv}^{(q)}(\check{\check{\mathfrak{g}}}^{(n)}) [x_v^i - m_{iv}(\check{\check{\mathfrak{g}}}^{(n)})],$$

$$d_{q,j}(x_{n+1} / \check{\check{\mathfrak{g}}}^{(n)}) = \sum_{i=1}^s \frac{\partial}{\partial \check{\check{\mathfrak{g}}}_j^{(n)}} k_{i(n+1)}^{(q)}(\check{\check{\mathfrak{g}}}^{(n)}) [x_{(n+1)}^i - m_{i(n+1)}(\check{\check{\mathfrak{g}}}^{(n)})].$$

Выражение (6) очень напоминает формулу (3) описывающую итеративную процедуру Ньютона-Рафсона. Однако, несмотря на относительное сходство формы, они существенно отличаются по содержанию. В сравниваемых выражениях матрицы $Y(\check{x} / \check{\check{\mathfrak{g}}}_k)$ и $Y_{(n+1)}(x_{n+1} / \check{\check{\mathfrak{g}}}^{(n)})$ определяют величину поправки к оценке, полученной на предыдущем шаге. При этом в соотношении (3) поправка всегда зависит от всей совокупности наблюдаемых данных $\{x_1, \dots, x_n\}$, в то время как в выражении (6) соответствующая матрица зависит только от последнего значения x_{n+1} .

Существует целый ряд способов [7] упрощения рекуррентной процедуры, описываемой выражением (6). В вычислительном плане, для приближенного вычисления искомых оценок, удобно пользоваться процедурой, аналогичной процедуре Сакрисона [8]. При большом объеме наблюдаемых данных справедливо соотношение

$$Z_n(\check{x}_n / \check{\check{\mathfrak{g}}}^{(n)}) + D_{n+1}(x_{n+1} / \check{\check{\mathfrak{g}}}^{(n)}) \ll J_{s(n+1)}(\check{\check{\mathfrak{g}}}^{(n)}),$$

следовательно, от выражения (6) можно перейти к рекуррентной процедуре вида

$$\check{\check{\mathfrak{g}}}^{(n+1)} = \check{\check{\mathfrak{g}}}^{(n)} + Y_{(n+1)}(\check{x}_n / \check{\check{\mathfrak{g}}}^{(n)}) J_{s(n+1)}^{-1}(\check{\check{\mathfrak{g}}}^{(n)}).$$

В последнем соотношении весовая матрица $J_{s(n+1)}(\check{\check{\mathfrak{g}}}^{(n)})$ не зависит от выборочных значений,

что упрощает процесс нахождения оценки векторного параметра $\check{\check{\mathfrak{g}}}^{(n+1)}$.

Отметим, что все рассмотренные итеративные и рекуррентные процедуры нахождения оценок максимизации полинома являются приближенными.

Список литературы: [1] Кунченко Ю.П., Лега Ю.Г. Оценка параметров случайных величин методом максимизации полинома. К.: Наукова думка, 1992. – 180 с. [2] *Users Guide to Minpack I*, by Jorge J. More, Burton S. Garbow, and Kenneth E. Hillstrom, Argonne National Laboratory publication ANL-80-74. – 1980. [3] *Mathcad 6.0 Plus*. Финансовые, инженерные и научные расчеты в среде Windows 95: Перевод с англ. – М.: Филинь, 1996. – 712 с. [4] Закс Ш. Теория статистических выводов.– М.: Мир, 1975. [5] Репин В.Г., Тартаковский Г.П. Статистический синтез при априорной неопределенности и адаптации информационных систем. – М.: Сов. радио, 1977. – 432 с. [6] Гихман И.И., Скороходов А.В., Ядренко М.И. Теория вероятностей и математическая статистика. – К.: Вища школа, 1979. – 408с. [7] Невельсон М.Б., Хасьминский Р.З. Стохастическая аппроксимация и рекуррентное оценивание. – М.: Наука, 1972. [8] Sakrison D.T. Efficient recursive estimation, application to estimating the parameters of covariance functions. // Internat. Journ. Engineering Science. –1965. – Vol. 3. – N 4. – P. 461-483.

РЕШЕНИЕ НЕЛИНЕЙНОГО СИНГУЛЯРНОГО ИНТЕГРАЛЬНОГО УРАВНЕНИЯ, ОПРЕДЕЛЯЮЩЕГО АМПЛИТУДНО-ФАЗОВЫЕ СООТНОШЕНИЯ В ТЕОРИИ СИГНАЛОВ

Рассмотрим определенную на всей вещественной оси вещественную функцию $u(t)$ с интегрируемым квадратом модуля (т. е. $u \in L_2$) и её преобразование Фурье $S(\omega) \in L_2$. Из вещественности $u(t)$ следует соотношение

$$S(-\omega) = \overline{S(\omega)} \quad (1)$$

для всех круговых частот ω .

Используя радиофизическую терминологию, функции $u(t)$ будем называть сигналами, а $S(\omega)$ - спектрами. В данной работе рассматриваются только сигналы с финитным спектром [1]. У таких сигналов несущие интервалы спектров [2, с.167] состоят из двух отрезков, расположенных на частотной оси симметричной относительно 0:

$$(-\omega_0 - \Delta, -\omega_0 + \Delta) \cup (\omega_0 - \Delta, \omega_0 + \Delta), \quad (2)$$

при $0 < \Delta < \omega_0 < \infty$.

Обозначим через $V(\omega_0, \Delta) = V$ пространство всех спектров $S(\omega)$, обладающих свойствами (1), (2). Образ пространства V , полученный при воздействии на него линейного оператора обратного преобразования Фурье в L_2 , обозначим через $U(\omega_0, \Delta) = U$ - то пространство сигналов с финитным спектром. Согласно теореме Винера-Пэли [3, с. 87], каждый сигнал $U(t) \in U$ продолжается до целой функции экспоненциального типа (ЦФЭТ) $U(z)$, совпадающей с $U(z)$ на вещественной оси. Используя свойства (1), (2) каждую функцию $U(t) \in U$ можно представить в виде

$$\begin{aligned} u(t) &= \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} S(\omega) e^{i\omega t} d\omega = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^0 S(\omega) e^{i\omega t} d\omega + \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_0^{\infty} S(\omega) e^{i\omega t} d\omega = \\ &= \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_0^{\infty} \overline{S(\omega)} e^{-i\omega t} d\omega + \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_0^{\infty} S(\omega) e^{i\omega t} d\omega = \frac{1}{2} \overline{a(t)} + \frac{1}{2} a(t) = A(t) \cos(\omega_0 t + \Phi(t)), \end{aligned} \quad (3)$$

где

$$\begin{aligned} a(t) &= \sqrt{\frac{2}{\pi}} \int_0^{\infty} S(\omega) e^{i\omega t} d\omega = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \int_{\omega_0 - \Delta}^{\omega_0 + \Delta} S(\omega) e^{i\omega t} d\omega = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \int_{-\Delta}^{+\Delta} S(\omega_0 + \omega) e^{i(\omega_0 + \omega)t} d\omega = \\ &= I(t) e^{i\omega_0 t} = A(t) e^{i(\omega_0 t + \Phi(t))}, \\ I(t) &= \sqrt{\frac{2}{\pi}} \int_{-\Delta}^{+\Delta} S(\omega_0 + \omega) e^{i\omega t} d\omega, \quad A(t) = |I(t)| = |a(t)| \quad \Phi(t) = \arg I(t) = \arg a(t) - \omega_0 t. \end{aligned} \quad (4)$$

Теперь учтем, что, согласно теореме М. Риса [3, с. 95], для любой функции $u(t) \in L_2$ определено преобразование Гильберта:

$$v(t) = H[u(t)] = \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{u(\xi)}{\xi - t} d\xi, \quad (5)$$

где интеграл понимается в смысле главного значения по Коши, а функция $v(t) \in L_2$. Кроме того, между спектрами $S_u(\omega)$, $S_v(\omega)$ сигналов $u(t)$, $v(t)$ соответственно существует следующая связь (см. [3, с. 96], [4, с. 15]):

$$S_u(\omega) = S_v(\omega) = \frac{\text{sign } \omega}{i}$$

Используя это равенство, получаем

$$\begin{aligned} u(t) + iv(t) &= \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} S(\omega) e^{i\omega t} d\omega + i \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} S(\omega) \frac{\text{sign } \omega}{i} e^{i\omega t} d\omega = \\ &= \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} S(\omega) [1 + \text{sign } \omega] e^{i\omega t} d\omega = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \int_0^{\infty} S(\omega) e^{i\omega t} d\omega = a(t) \end{aligned}$$

откуда следует, что

$$A^2(t) = |a(t)|^2 = u^2(t) + v^2(t) = u^2(t) + (H[u(t)])^2. \quad (6)$$

Согласно формулам (4) и (6), амплитуда $A(t)$ сигнала $u(t)$ может быть вычислена либо с помощью его спектра $S(\omega)$, либо выражена через сам сигнал $u(t)$ с помощью преобразования Гильберта H .

Обозначим через $\tilde{A}(\omega_0, \Delta) = \tilde{A}$ образ пространства U при воздействии на него нелинейного сингулярного интегрального оператора (согласно выражению (6)):

$$A(t) = \sqrt{u^2(t) + (H[u(t)])^2},$$

или, что то же самое, образ пространства V при воздействии на него оператора (см. выражение (4)):

$$A(t) = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \int_{-\Delta}^{+\Delta} S(\omega_0 + \omega) e^{i\omega t} d\omega$$

Элементы множества \tilde{A} будем называть допустимыми амплитудами.

Задача выделения класса $C(A(t)) \subset U$ всех сигналов, имеющих заданную амплитуду $A(t)$, известна в литературе под названием «фазовая проблема» [5]. В данной работе эта задача решается в пространстве сигналов с финитным спектром. Зная все сигналы $u(t) \in C(A)$, можно найти все фазы $\Phi(t)$, отвечающие заданной амплитуде $A(t)$. Для этого достаточно применить вытекающую из представления (3) формулу

$$\Phi(t) = \arccos\left(\frac{u(t)}{A(t)}\right) - \omega_0 t.$$

Один из подходов к решению указанной задачи состоит в исследовании множества всех решений нелинейного сингулярного интегрального уравнения (НСИУ) с квадратичной нелинейностью (см. выражение (6), (5)):

$$u^2(t) + \left(\frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{u(\xi)}{\xi - t} d\xi \right)^2 = A^2(t) \quad (7)$$

в функциональном пространстве U при фиксированной допустимой амплитуде $A(t) \in \tilde{A}$. На этом пути получаем следующие результаты [6].

Теорема 1. Если $A(t)$ – допустимая амплитуда, то множество всех решений НСИУ (7) в пространстве U описывается формулой

$$u(t) = A(t) \cos(\omega_0 t + \varphi_0 + (\Phi_0(t) + \Phi_1(t))), \quad (8)$$

где φ_0 – произвольная начальная фаза сигнала $u(t)$,

$$\Phi_0(t) = \arg A^+(t), \quad \Phi_1(t) = \arg \frac{r^*(t)}{r(t)}.$$

Комплексные функции $A^+(z)$, $r(z)$ определяются выражениями

$$A^+(z) = e^{(az+b)} z^q \prod_{n=1}^N \left(1 - \frac{z}{x_n}\right) e^{\chi_N \frac{z}{x_n}} \prod_{m=1}^M \left(1 - \frac{z}{z_m}\right) e^{\chi_M \frac{z}{z_m^*}}, \quad r(z) = \prod_{s=1}^S \left(1 - \frac{z}{z_{ks}}\right) e^{\chi_r \frac{z}{z_{ks}}},$$

где a и b – зависящие от $A(t)$ вещественные числа или $b = i\pi k$, k – целое число; x_n – вещественные нули, а z_m – комплексные нули ЦФЭТ $A^2(z)$, лежащие в верхней комплексной полуплоскости C^+ , $\{z_{ks}\}$ – произвольное подмножество множества всех нулей $\{z_k\} \subset C^+$; натуральные числа N , M , S могут быть конечными или бесконечными; числа χ_N , χ_M , χ_r принимают значения 0 или 1 в зависимости от показателя сходимости возрастающей последовательности абсолютных значений нулей z_k функции $A^2(z)$, $q \geq 0$ – целое число.

Теорема 2. Для функции $\Phi_0(t)$, отвечающей минимально фазовому решению НСИУ (7), имеет место интегральное представление

$$\Phi_0(t) = -\frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\ln A^2(t)}{t_1 - t} \cdot \frac{(t_1 t + c^2)(t_1 - 1) - c(t_1 - t)^2}{(t_1^2 + c^2)(t_1^2 + 1)} dt_1,$$

где c – произвольное вещественное число, не равное 0; при этом для каждого t значение интеграла не зависит от c . Приведенные результаты получены методами теории краевых задач аналитических функций.

Теорема 1 дает общее решение НСИУ (7) в пространстве U с помощью нулей ЦФЭТ $A^2(z)$. Ее доказательство основано на замене в выражении (7) неизвестной вещественной функции $u(t)$ комплексной $\Psi(z)$ посредством интеграла типа Коши:

$$\Psi(z) = \frac{1}{\pi i} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{u(t)}{t - z} dt, \quad (9)$$

определяющего взаимно однозначное отображение пространства U на множество функций Ψ . Обратное отображение $\Psi(z) \rightarrow u(t)$ определяется первой формулой Сохоцкого

$$u(t) = \frac{1}{2} (\Psi^+(t) - \Psi^-(t)), \quad (10)$$

где $\Psi^\pm(t)$ – предельные функции: $\Psi^\pm(t) = \lim_{\substack{z \rightarrow t \in R \\ z \in C^\pm}} \Psi(z)$ (некасательный предел).

Преобразование (9) позволяет свести НСИУ (7) к простой краевой задаче [7]:

$$-\Psi^+(t)\Psi^-(t) = A^2(t). \quad (11)$$

Благодаря тому, что ЦФЭТ $A^2(z)$ обладает свойством симметрии: $A^2(z^*) = (A^2(z))^*$, её удастся представить в виде произведения ЦФЭТ $A^2(z) = A^+(z) \cdot A^-(z)$ где функции $A^\pm(z)$ не имеют нулей соответственно в S^\pm и множества Z^\pm всех нулей этих функций связаны соотношением $Z^- = (Z^+)^*$.

Указанная факторизация функции $A^2(z)$ позволяет легко получить частное решение

$$\Psi^+(z) = A^+(z)e^{i\omega_0 z}, \quad \Psi^-(z) = -A^-(z)e^{-i\omega_0 z}$$

и доказать тем самым теорему существования решения НСИУ (7).

Для получения общего решения выполняем замену Ψ на Ψ_1 , согласно соотношениям

$$\Psi^+(z) = \Psi_1^+(z)A^+(z), \quad \Psi^-(z) = -A^-(z)/\Psi_1^-(z), \quad (12)$$

после чего краевое условие (11) переходит в условие аналитического продолжения $\Psi_1^+(t) = \Psi_1^-(t)$, которому, очевидно, удовлетворяет любая целая функция $f(z)$. Используя эту функцию, записываем общее решение краевой задачи (11) в виде

$$\Psi^+(z) = f(z)A^+(z), \quad \Psi^-(z) = -A^-(z)/f(z).$$

Подставляя эти решения в соотношение (10) и анализируя требования вещественности функции $u(t)$ и её аналитической продолжимости до ЦФЭТ, приходим к выводу о том, что функция $f(z)$ должна иметь следующую структуру:

$$f(z) = e^{i(\omega_0 z + \varphi_0)} \frac{r^*(z^*)}{r(z)}. \quad (13)$$

Подставляя выражение (13) в (12), а затем (12) в (10), получаем представление (8), что и требовалось.

При доказательстве теоремы 2, устраняющей необходимость знания нулей функции $A^2(z)$ для построения минимально фазового решения $u(t) = A(t) \cdot \cos(\omega_0 t + \varphi_0 + \Phi_0(t))$ сначала устанавливается сходимость интеграла

$$\int_{-\infty}^{\infty} \frac{\ln A^2(t)}{(t^2 + 1)(t + ic)} dt < 0, \quad (14)$$

где c – вещественное число, не равное 0, а затем осуществляется конформное отображение плоскости S^+ на единичный круг. Краевая задача (11), определенная на прямой, переходит в краевую задачу, заданную на окружности. Последняя, благодаря сходимости интеграла (14), решается с помощью одного из вариантов основной леммы Привалова [8, с. 119].

Список литературы: [1] Хургин Я.И., Яковлев В.П. Финитные функции в физике и технике. – М.: Наука, 1971. [2] Кусис П. Введение в теорию пространства Н с приложением доказательства теоремы о короне. – М.: Мир, 1984. [3] Ахизер Н.И. Лекции об интегральных преобразованиях. – Харьков: Издательство ХГУ, 1984. [4] Вайнштейн Л.А., Вакман Д.Е. Разделение частот в теории колебаний и волн. – М.: Наука, 1983. [5] Кузнецова Т.И. О фазовой проблеме в оптике // УФН. – 1988. – Т. 154. – Вып.4. – С.677-690. [6] Гунько О.В. Амплитудно-фазовые соотношения в радиофизике и краевые задачи аналитических функций: Дис...канд.физ.-мат.наук – Харьков, 1997. [7] Гахов Ф.Д. Краевые задачи. – М.: Наука, 1977. [8] Данилюк И.И. Нерегулярные граничные задачи на плоскости. – М.: Наука, 1975.

СВЯЗЬ ПАРАМЕТРОВ ВРЕМЕННЫХ ХАРАКТЕРИСТИК С КОЭФФИЦИЕНТАМИ ОПЕРАТОРНОЙ ФУНКЦИИ ЦЕПИ.

2. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПОСТОЯННЫХ ИНТЕГРИРОВАНИЯ

В работе [1] получены соотношения, связывающие начальные значения временных характеристик и их производных для электрических цепей второго порядка с коэффициентами a_i и b_j операторной функции $T(p)$, которая в общем случае имеет вид

$$T(p) = \frac{\sum_{i=0}^2 a_i p^i}{\sum_{j=0}^2 b_j p^j}. \quad (1)$$

Цель настоящей статьи - определить, используя полученные [1] аналитические выражения, постоянные интегрирования, которые входят в формулы переходной и импульсных характеристик.

Если корни знаменателя $T(p)$ - комплексно-сопряженные: $p_{1,2} = -\delta \pm j\omega_{св}$ ($\delta = b_1 / 2b_2$, $\omega_0^2 = b_0 / b_2$, $\omega_{св}^2 = \omega_0^2 - \delta^2$), то временные характеристики цепи имеют вид [2]:

$$h(t) = A_1 e^{-\delta t} \cos(\omega_{св} t + \Theta_1) + h(\infty), \quad g(t) = A_2 e^{-\delta t} \cos(\omega_{св} t + \Theta_2) + h(0)\delta(t), \quad (2)$$

если корни - вещественные ($p_{1,2} = -\delta \pm \omega_{св}$), то

$$h(t) = B_1 e^{p_1 t} + C_1 e^{p_2 t} + h(\infty), \quad g(t) = B_2 e^{p_1 t} + C_2 e^{p_2 t} + h(0)\delta(t), \quad (3)$$

где $A_1(A_2)$, $\Theta_1(\Theta_2)$, $B_1(B_2)$, $C_1(C_2)$ - постоянные интегрирования; $h(\infty) = T(0)$; $\delta(t)$ - дельта-функция.

Установим связь коэффициентов A и Θ с коэффициентами a_i и b_j операторной функции (1) для различных типов звеньев второго порядка. Вначале рассмотрим переходную характеристику.

Для фильтра нижних частот (ФНЧ) $T(0) = a_0 / b_0$, тогда

$$h(t) = A e^{-\delta t} \cos(\omega_{св} t + \Theta) + a_0 / b_0. \quad (4)$$

Для определения коэффициентов A и Θ составим систему уравнений с учетом начальных значений $h(0) = h'(0) = 0$ [1]:

$$\begin{cases} h(0) = A \cos \Theta + \frac{a_0}{b_0} = 0 \\ h'(0) = -A\delta \cos \Theta - A\omega_{св} \sin \Theta = 0 \end{cases} \quad \text{или} \quad \begin{cases} A \cos \Theta = -\frac{a_0}{b_0} \\ A \sin \Theta = \frac{\delta a_0}{\omega_{св} b_0} \end{cases}$$

откуда, предполагая $A > 0$, получаем

$$\Theta = \pi - \operatorname{arctg} \frac{\delta}{\omega_{св}}; \quad A = \frac{a_0}{b_0} \sqrt{1 + \left(\frac{\delta}{\omega_{св}}\right)^2} = \frac{a_0 \omega_0}{b_0 \omega_{св}}.$$

Таким образом,

$$h(t) = \frac{a_0}{b_0} \left[1 - \frac{\omega_0}{\omega_{св}} e^{-\delta t} \cos\left(\omega_{св} t - \arctg \frac{\delta}{\omega_{св}}\right) \right].$$

Для полосового фильтра (ПФ) $T(0) = 0$, тогда

$$h(t) = A e^{-\delta t} \cos(\omega_{св} t + \Theta). \quad (5)$$

С учетом начальных значений $h(0)$, $h'(0)$ [1] составим систему

$$\begin{cases} h(0) = A \cos \Theta = 0 \\ h'(0) = -A\delta \cos \Theta - A\omega_{св} \sin \Theta = \frac{a_1}{b_2}. \end{cases}$$

Так как $A \neq 0$, из первого уравнения находим $\cos \Theta = 0$, $\Theta = \frac{\pi}{2}; \frac{3\pi}{2}$. Из второго уравнения для

$\Theta = \frac{\pi}{2}$ получаем $A = -\frac{a_1}{b_2 \omega_{св}}$; для $\Theta = \frac{3\pi}{2}$, $A = \frac{a_1}{b_2 \omega_{св}}$, что приводит к одинаковому результату:

$$h(t) = -\frac{a_1}{b_2 \omega_{св}} e^{-\delta t} \cos\left(\omega_{св} t + \frac{\pi}{2}\right) = \frac{a_1}{b_2 \omega_{св}} e^{-\delta t} \sin \omega_{св} t. \quad (6)$$

Для фильтра верхних частот (ФВЧ), как и в случае ПФ, $h(\infty) = T(0) = 0$, поэтому $h(t)$ описывается выражением (5). С учетом начальных значений $h(0)$, $h'(0)$ [1] аналогично получаем

$$\Theta = \arctg \frac{\delta}{\omega_{св}}, \quad A = \frac{a_2}{b_2} \sqrt{1 + \left(\frac{\delta}{\omega_{св}}\right)^2} = \frac{a_2 \omega_0}{b_2 \omega_{св}}. \quad (7)$$

Для режекторного фильтра (РФ) $h(\infty) = T(0) = a_0 / b_0$, следовательно, $h(t)$ имеет вид (4). Учтывая начальные значения $h(0)$, $h'(0)$ [1], составляем систему

$$\begin{cases} h(0) = A \cos \Theta + \frac{a_0}{b_0} = \frac{a_2}{b_2} \\ h'(0) = -A\delta \cos \Theta - A\omega_{св} \sin \Theta = -2\delta \frac{a_2}{b_2}, \end{cases}$$

откуда

$$\begin{cases} A \cos \Theta = \frac{a_2}{b_2} - \frac{a_0}{b_0} \\ A \sin \Theta = \frac{\delta}{\omega_{св}} \left(\frac{a_2}{b_2} + \frac{a_0}{b_0} \right), \end{cases} \quad A = \sqrt{\left(\frac{a_2}{b_2} - \frac{a_0}{b_0}\right)^2 + \frac{\delta^2}{\omega_{св}^2} \left(\frac{a_2}{b_2} + \frac{a_0}{b_0}\right)^2}.$$

При определении значения Θ рассмотрим три варианта:

1. $a_2 / b_2 < a_0 / b_0$, что характерно для режекторного фильтра (РФ_{нч}), у которого частота максимума АЧХ ω_{\max} меньше частоты нуля передачи ω_{\min} [1]. Поскольку $A > 0$, $\cos \Theta < 0$, $\sin \Theta > 0$, то угол Θ соответствует второму квадранту:

$$\Theta = \pi - \arctg \frac{\delta(a_2 b_0 + a_0 b_2)}{\omega_{св}(a_0 b_2 - a_2 b_0)}.$$

2. $a_2/b_2 > a_0/b_0$, что соответствует режекторному фильтру (РФвч), у которого $\omega_{\max} > \omega_{\min}$. Поскольку $A > 0$, $\cos \Theta > 0$, $\sin \Theta > 0$, угол находится в первом квадранте:

$$\Theta = \arctg \frac{\delta(a_2b_0 + a_0b_2)}{\omega_{св}(a_2b_0 - a_0b_2)}$$

3. $a_2/b_2 = a_0/b_0$, что характеризует собственно режекторный фильтр (РФ), АЧХ которого имеет единственный экстремум – минимум на частоте $\omega_0 = \omega_{\min}$. Тогда

$$A = 2 \frac{a_2}{b_2} \frac{\delta}{\omega_{св}}; \quad \Theta = \frac{\pi}{2}.$$

Коэффициенты A и Θ импульсной характеристики $g(t)$ определяются аналогично.

Все полученные выше значения коэффициентов A , Θ временных характеристик вида (2) сведены в табл. 1. Здесь же приведены приближенные значения A , Θ для высокодобротных цепей, когда $\delta \ll \omega_{св}$.

Таблица 1

Тип звена		A	Θ	$\delta \ll \omega_{св}$	
				A	Θ
ФНЧ	$h(t)$	$\frac{a_0 \omega_0}{b_0 \omega_{св}}$	$\pi - \arctg \frac{\delta}{\omega_{св}}$	$\frac{a_0}{b_0}$	π
	$g(t)$	$-\frac{a_0}{b_2 \omega_{св}}$	$\frac{\pi}{2}$	–	–
ФВЧ	$h(t)$	$\frac{a_2 \omega_0}{b_2 \omega_{св}}$	$\arctg \frac{\delta}{\omega_{св}}$	$\frac{a_2}{b_2}$	0
	$g(t)$	$\frac{a_2 \omega_0^2}{b_2 \omega_{св}}$	$\pi - \arctg \frac{\omega_{\max}^2}{2\delta\omega_{св}}$	$\frac{a_2}{b_2} \omega_0$	$\frac{\pi}{2}$
ПФ	$h(t)$	$-\frac{a_1}{b_2 \omega_{св}}$	$\frac{\pi}{2}$	–	–
	$g(t)$	$\frac{a_1 \omega_0}{b_2 \omega_{св}}$	$\arctg \frac{\delta}{\omega_{св}}$	$\frac{a_1}{b_2}$	0
РФнч	$h(t)$	$\sqrt{\left(\frac{a_2}{b_2} - \frac{a_0}{b_0}\right)^2 + \frac{\delta^2}{\omega_{св}^2} \left(\frac{a_2}{b_2} + \frac{a_0}{b_0}\right)^2}$	$\pi - \arctg \frac{\delta(a_2b_0 + a_0b_2)}{\omega_{св}(a_0b_2 - a_2b_0)}$	$\frac{a_2}{b_2} - \frac{a_0}{b_0}$	0
РФвч			$\arctg \frac{\delta(a_2b_0 + a_0b_2)}{\omega_{св}(a_2b_0 - a_0b_2)}$		
РФ			$2 \frac{a_2}{b_2} \frac{\delta}{\omega_{св}}$	$\frac{\pi}{2}$	–
РФнч	$g(t)$	$\frac{a_2}{b_2} \sqrt{\frac{(\omega_{\max}^2 - \omega_{\min}^2)^2}{\omega_{св}^2} + 4\delta^2}$	$\pi + \arctg \frac{\omega_{\min}^2 - \omega_{\max}^2}{2\delta\omega_{св}}$	$\frac{a_2}{b_2} \frac{\omega_{\max}^2 - \omega_{\min}^2}{\omega_0}$	$\frac{3\pi}{2}$
РФвч			$\pi - \arctg \frac{\omega_{\max}^2 - \omega_{\min}^2}{2\delta\omega_{св}}$		$\frac{\pi}{2}$
РФ			$2 \frac{a_2}{b_2} \frac{\delta\omega_0}{\omega_{св}}$	$\pi + \arctg \frac{\delta}{\omega_{св}}$	$2\delta \frac{a_2}{b_2}$

В качестве примера определим временные характеристики активных RC – фильтров второго порядка, реализованных с помощью нескольких операционных усилителей. Для обеспечения большей наглядности графиков $h(t)$ и $g(t)$ значения элементов R и C подобраны таким образом, чтобы схемы обладали малой добротностью q (1,2 – 2,5) [3]. Значения полиномиальных коэффициентов операторного коэффициента передачи по напряжению $T(p)$, рассчитанные для данных схем методом узловых напряжений, приведены в табл. 2.

Таблица 2

Тип фильтра	a_2	a_1	$a_0 \times 10^{10}$	$b_2 = q$	$b_1 = \omega_{\max}$	$b_0 \times 10^{10}$
ФНЧ	–	–	15,28	1,5869565	265111,34	11,153769
ПФ	–	682929	–	2,0972	213749,3	9,5818327
ФВЧ	1,3636	–	–	1,1818181	11223,344	0,014886589
РФ _{НЧ}	1,9016	–	0,188	1,9016	28297,567	0,15227
РФ _{ВЧ}	1,8026354	–	0,12627722	1,8026354	31472,788	0,1785576
РФ	2,5	–	10,85	2,5	208333,33	10,85

Используя приведенную выше методику определения коэффициентов временных характеристик, по данным табл.2 можно получить выражения $h(t)$ и $g(t)$. Например,

для ФНЧ:

$$h(t) = 1,4434573 e^{-83528t} \cos(251608,94t + 2,821) + 1,37;$$

$$g(t) = -382676,91 e^{-83528t} \cos(251608,94t + \pi/2), c^{-1};$$

для ФВЧ:

$$h(t) = 1,2734 e^{-4748,3t} \cos(10169t + 0,4368);$$

$$g(t) = 14291,756 e^{-4748,3t} \cos(10169,4t + 2,444) + 1,1538 \delta(t), c^{-1};$$

для РФ:

$$h(t) = 0,4082483 e^{-41666,7t} \cos(204124t + \pi/2) + 1;$$

$$g(t) = 85049 e^{-41666,7t} \cos(204124t + 3,34295) + \delta(t), c^{-1}.$$

На рис. 1-4 изображены графики временных характеристик, соответствующие звеньям различных типов, параметры которых приведены в табл. 2 (кривая 1 – ФНЧ, 2 – РФ, 3 – ПФ, 4 – РФ_{НЧ}, 5 – РФ_{ВЧ}, 6 – ФВЧ). Анализ графиков позволяет сделать следующие, общие для рассматриваемых звеньев выводы:

1) вид функций $h(t)$ и $g(t)$ каждого из рассмотренных типов фильтров имеет свои характерные особенности;

2) наглядно подтверждается выполнение предельных соотношений между частотными и временными характеристиками цепи. Так, например, для ФНЧ $h(0) = T(\infty) = 0$, $h(\infty) = T(0) = 1$; для РФ $h(0) = T(\infty) = 1$, $h(\infty) = T(0) = 1$ и т. д;

3) иллюстрируется связь переходной и импульсной характеристик. Так, импульсные характеристики ПФ и ФВЧ содержат дельта-функцию, поскольку переходные характеристики этих звеньев имеют ненулевое начальное значение $h(0)$. Или $h(t)$, для ФВЧ и РФ уменьшаются вблизи точки $t = 0$ при $t > 0$, соответственно, $g(t)$ для этих же значений t отрицательна.

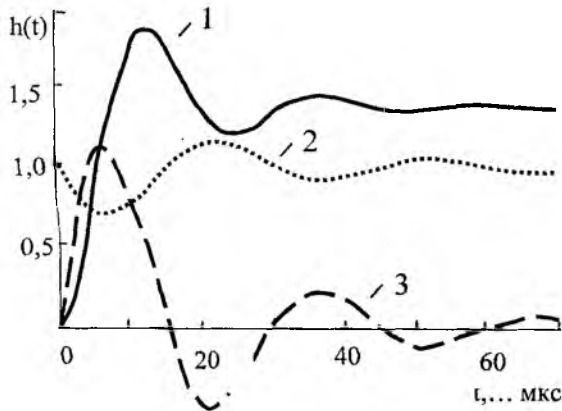


Рис. 1

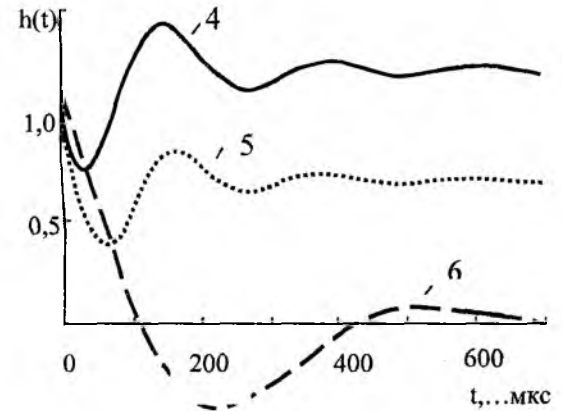


Рис. 2

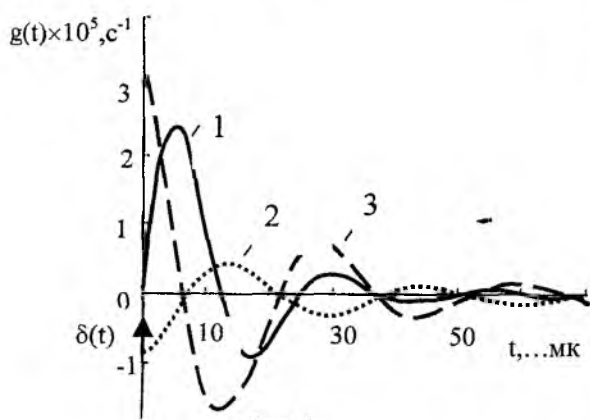


Рис. 3

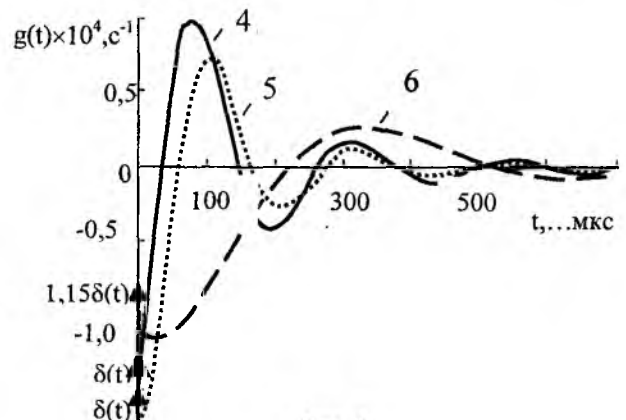


Рис. 4

Определение коэффициентов B и C в случае вещественных корней для временных характеристик вида (3) производится аналогичным образом. В результате получены значения, приведенные в табл.3.

Таблица 3

Тип звена		B	C
ФНЧ	$h(t)$	$-\frac{a_0 p_2}{b_0(p_2 - p_1)}$	$\frac{a_0 p_1}{b_0(p_2 - p_1)}$
	$g(t)$	$-\frac{a_0}{b_2(p_2 - p_1)}$	$\frac{a_0}{b_2(p_2 - p_1)}$
ФВЧ	$h(t)$	$\frac{a_2(b_1 + b_2 p_2)}{b_2^2(p_2 - p_1)}$	$-\frac{a_2(b_1 + b_2 p_1)}{b_2^2(p_2 - p_1)}$
	$g(t)$	$-\frac{a_2}{b_2} \left[\left(\frac{b_1^2}{b_2^2} - \frac{b_0}{b_2} + \frac{b_1}{b_2} p_1 \right) \frac{1}{p_2 - p_1} + \frac{b_1}{b_2} \right]$	$\frac{a_2}{b_2} \left[\left(\frac{b_1^2}{b_2^2} - \frac{b_0}{b_2} + \frac{b_1}{b_2} p_1 \right) \frac{1}{p_2 - p_1} \right]$
ПФ	$h(t)$	$-\frac{a_1}{b_2(p_2 - p_1)}$	$\frac{a_1}{b_2(p_2 - p_1)}$
	$g(t)$	$\frac{a_1(b_1 + b_2 p_2)}{b_2^2(p_2 - p_1)}$	$-\frac{a_1(b_1 + b_2 p_1)}{b_2^2(p_2 - p_1)}$

Тип звена		B	C
РФ	$h(t)$	$\left[\frac{a_2 b_1}{b_2^2} + p_2 \left(\frac{a_2}{b_2} - \frac{a_0}{b_0} \right) \right] \frac{1}{p_2 - p_1}$	$-\left[\frac{a_2 b_1}{b_2^2} + p_1 \left(\frac{a_2}{b_2} - \frac{a_0}{b_0} \right) \right] \frac{1}{p_2 - p_1}$
	$g(t)$	$-\frac{a_2}{b_2} \left[\left(\frac{b_1^2}{b_2^2} - \frac{b_0}{b_2} + \frac{a_0}{a_2} + \frac{b_1}{b_2} p_1 \right) \frac{1}{p_2 - p_1} + \frac{b_1}{b_2} \right]$	$\frac{a_2}{b_2} \left[\left(\frac{b_1^2}{b_2^2} - \frac{b_0}{b_2} + \frac{a_0}{a_2} + \frac{b_1}{b_2} p_1 \right) \frac{1}{p_2 - p_1} \right]$

Выводы.

1. Полученные в работе расчетные соотношения позволяют определять аналитические выражения временных характеристик $h(t)$ и $g(t)$ для звеньев второго порядка по известным полиномиальным коэффициентам операторной функции.

2. Методика и результаты проведенных исследований могут быть полезны как для студентов, так и для преподавателей в процессе курсового проектирования по курсам ОТЦ и ТЭЦ.

Список литературы: [1] Гринченко Л.В., Милютченко И.А. Связь параметров временных характеристик с коэффициентами операторной функции цепи. 1. Определение начальных значений - См. статью в настоящем сборнике. [2] Белецкий А.Ф. Теория линейных электрических цепей. - М.: Радио и связь, 1986. - 544 с. [3] Мошиц Г., Хорн П. Проектирование активных фильтров. - М.: Мир, 1984. - 320 с.

Харьковский государственный технический
университет радиотехники

Поступила в редколлегию 2.09.2000

ОЦЕНКА ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТИ СИСТЕМ ФАП С ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНОЙ СВЯЗЬЮ ПО ЗАДАЮЩЕМУ ВОЗДЕЙСТВИЮ

Введение.

При синтезе оператора дифференциальной связи (ДС) по задающему воздействию из условия подавления медленно затухающих компонент переходной ошибки при учете условия физической реализуемости целесообразно оценить влияние отклонений параметров на условия подавляемости. Это позволит решить задачу выбора элементов системы с требуемыми допусками или при заданных допусках оценить дополнительную составляющую переходной ошибки, обусловленную параметрическими возмущениями.

В настоящей работе ставится и решается задача оценки влияния параметрических возмущений на условия подавляемости медленно затухающих компонент переходной составляющей фазовой ошибки.

Главная часть.

Функциональная схема системы ФАП с ДС по задающему воздействию изображена на рис.1,а, где ЭС – элемент сравнения, Ф – фильтр нижних частот, У – усилитель, ФВ – фазовращатель, ФД1, ФД2 – фазовые дискриминаторы для измерения сигнала ошибки $\Delta\varphi(t)$ и управляемой величины; С1, С2 – сумматоры, элемент $\pi/2$ обеспечивает преобразование косинусоидальной статической характеристики ФД в синусоидальную, КУ – корректирующее устройство в канале дифференциальной связи. На входы 1 и 2 подаются синусоидальные напряжения, сдвинутые по фазе на угол $\alpha(t)$ (задающее воздействие). Управляемая величина $\beta(t)$ представляет собой разность фаз между входным и выходным напряжениями фазовращателя ФВ.

Структурная схема системы ФАП с ДС по задающему воздействию изображена на рис.1,б, где

$W_p(p) = W_\phi(p)W_y(p)W_u(p)W_{\phi\delta}(p)$; $W_{ky}(p) = \frac{D_{ky}(p)}{F_{ky}(p)}$ – оператор дифференциальной связи;

$$W_\phi(p) = \frac{D_\phi(p)}{F_\phi(p)} = \frac{\kappa_\phi}{T_\phi p + 1}; \quad W_y(p) = \frac{D_y(p)}{F_y(p)} = \frac{\kappa_y}{T_y p + 1}; \quad W_u(p) = \frac{D_u(p)}{F_u(p)} = \frac{\kappa_u}{p}; \quad W_{\phi\delta}(p) = 1; \quad p \equiv \frac{d}{dt}.$$

Оператор системы ФАП (см. рис. 1, б) относительно фазовой ошибки определяется выражением

$$W_{\Delta\varphi}(p) = \frac{\Delta\varphi(t)}{\alpha(t)} = \frac{1 - W_p(p)W_{ky}(p)}{1 + W_p(p)}, \quad (1)$$

где

$$W_p(p) = \frac{\beta(t)}{\Delta\varphi(t)} = \frac{D_p(p)}{F_p(p)} = \frac{c_3 p^3 + c_2 p^2 + c_1 p + c_0}{c'_3 p^3 + c'_2 p^2 + c'_1 p + c'_0} \quad (2)$$

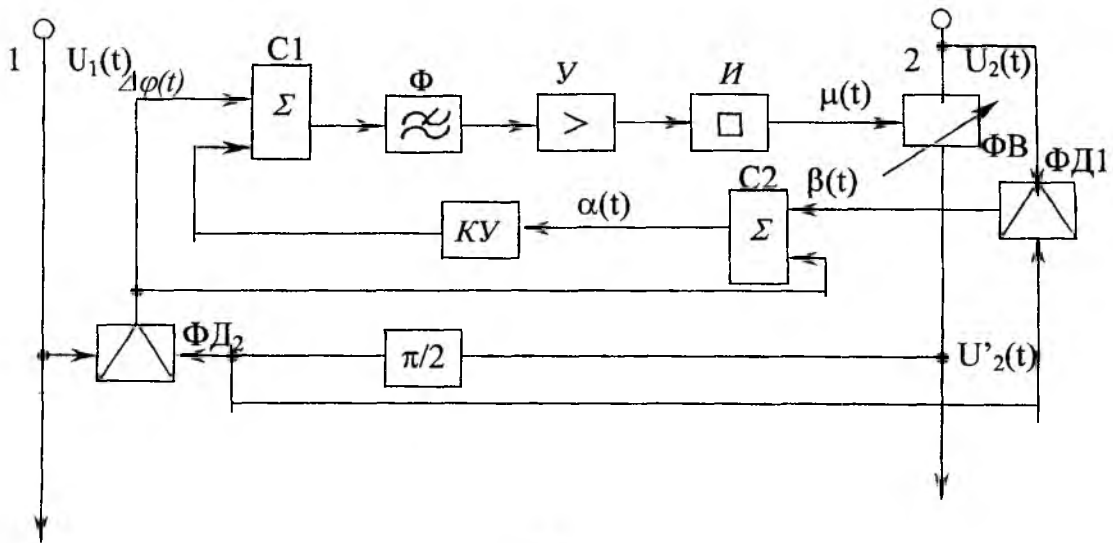
$$W_{ky}(p) = \frac{D_{ky}(p)}{F_{ky}(p)} = \frac{\tau_2 p^2 + \tau_1 p}{d_2 p^2 + d_1 p + 1}, \quad (3)$$

$$c_3 = c_2 = c_1 = 0; \quad c_0 = \kappa_p = \kappa_\phi \kappa_y \kappa_u;$$

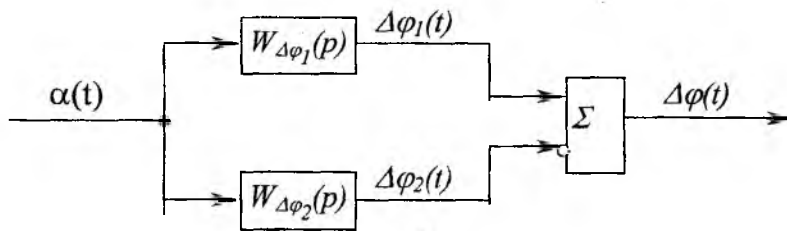
$$c'_3 = T_\phi T_y; \quad c'_2 = T_\phi + T_y; \quad c'_1 = 1; \quad c'_0 = \kappa_p.$$

Оператор $W_{\Delta\varphi}(p)$ можно представить в виде

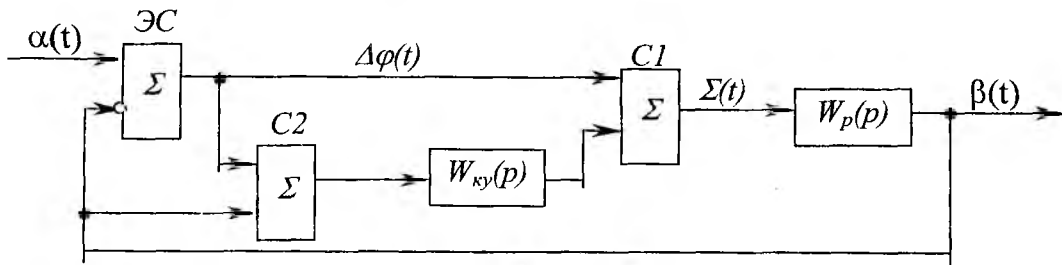
$$W_{\Delta\varphi}(p) = \frac{1}{1 + W_p(p)} - \frac{W_p(p)W_{ky}(p)}{1 + W_p(p)} = W_{\Delta\varphi_1}(p) + W_{\Delta\varphi_2}(p), \quad (4)$$



а



б



в

Рис. 1 - Функциональная (а) и структурные (б, в) схемы системы ФАП с дифференциальной связью

где $W_{\Delta\varphi_1}(p) = \frac{1}{1+W_p(p)}$ – передаточная функция системы ФАП без ДС;

$W_{\Delta\varphi_2}(p) = \frac{W_p(p)W_{кy}(p)}{1+W_p(p)}$ – передаточная функция относительно ошибки, обусловленная наличием ДС.

Тогда структурную схему системы ФАП с ДС можно представить в виде, изображенном на рис.1, в.

Учитывая, что $W_p(p) = D_p(p)/F_p(p)$ и $W_{кy}(p) = D_{кy}(p)/F_{кy}(p)$, получим

$$W_{\Delta\varphi}(p) = \frac{F_p(p)}{D_p(p) + F_p(p)} \cdot \frac{D_p(p)D_{кy}(p)}{[D_p(p) + F_p(p)]F_{кy}(p)} = \frac{F_p(p)}{F_3(p)} \cdot \frac{D_p(p)D_{кy}(p)}{F_3(p)F_{кy}(p)} = \frac{F_p(p)}{F_3(p)} \cdot \frac{M(p)}{F_{3\partial}(p)} \quad (5)$$

где $F_3(p) = D_p(p) + F_p(p)$; $M(p) = D_p(p)D_{кy}(p)$; $F_{3\partial}(p) = F_3(p)F_{кy}(p)$; $F_3(p)$, $F_{3\partial}(p)$ – характеристические полиномы системы ФАП без ДС и с ней соответственно.

Переходная составляющая фазовой ошибки при подаче на вход системы ФАП ступенчатого задающего воздействия определяется выражением

$$\Delta\varphi_{n\partial}(p) = \sum_{j=1}^m A_{j0} e^{\lambda_j t} - \left(\sum_{j=1}^m A_{j\partial} e^{\lambda_j t} + \sum_{j=1}^l A_{j\partial} e^{\lambda_{j\partial} t} \right) = \Delta\varphi_n(t) - \Delta\varphi_{n\partial}(t), \quad (6)$$

где $\Delta\varphi_n(t) = \sum_{j=1}^m A_{j0} e^{\lambda_j t}$ – переходная составляющая фазовой ошибки без ДС по задающему воздействию;

$\Delta\varphi_{n\partial}(t) = \sum_{j=1}^m A_{j\partial} e^{\lambda_j t} + \sum_{j=1}^l A_{j\partial} e^{\lambda_{j\partial} t}$ – часть переходной ошибки в системе ФАП, обусловленная

наличием ДС; λ_j – j -й корень характеристического уравнения $F_s(p)=0$; $\lambda_{j\partial}$ – j -й корень характеристического уравнения дифференциальной связи $F_{xy}(p)=0$; A_{j0} – начальное значение j -й компоненты переходной составляющей системы ФАП без ДС; $A_{j\partial}$ – начальные значения компонент переходной составляющей системы ФАП с ДС; m, γ – степени полиномов $F_s(p)$ и $F_{xy}(p)$ соответственно.

При синтезе оператора дифференциальной связи по задающему воздействию $W_{xy}(p)$ из условия подавления медленно затухающих компонент переходной составляющей ошибки [1] начальные значения компонент с наименьшей интенсивностью затухания системы с управлением по отклонению и компонент, обусловленных наличием канала ДС, компенсируют друг друга.

Обозначим через наибольшие отрицательные (наименьшие по абсолютной величине) корни через λ_{jm} . Тогда условие компенсации запишется так

$$\sum_{j=1}^{\mu} (A_{j0} - A_{j\partial}) e^{\lambda_{jm} t} = 0$$

или

$$\sum_{j=1}^{\mu} (A_{j0} - A_{j\partial}) = 0, \quad (7)$$

где μ – число корней с наименьшей по абсолютной величине вещественной частью.

Таким образом, задача сводится к определению влияния параметров замкнутого и разомкнутого каналов управления на выполнение условия (7).

Оценим чувствительность начальных значений компонент переходной составляющей фазовой ошибки к изменению параметров системы через коэффициенты чувствительности нулей и полюсов передаточной функции по ошибке [2]. Представим передаточные функции по ошибке в виде

$$W_{\Delta\varphi_1}(s) = \frac{\prod_{j=1}^m (s - z_j)}{\prod_{j=1}^m (s - \lambda_j)} = \frac{F_p(s)}{F_s(s)}, \quad (8)$$

$$W_{\Delta\varphi_2}(s) = \frac{\prod_{j=1}^{\gamma_1} (s - u_j)}{\prod_{j=1}^m (s - \lambda_j) \prod_{j=1}^n (s - \lambda_{j\partial})} = \frac{M(s)}{F_{3\partial}(s)}, \quad (9)$$

где $z_j, u_j, \lambda_j, \lambda_{j\partial}$ – нули и полюсы передаточных функций; γ_1 – степень полинома $M(s)$.

Прологарифмируем выражения (8) и (9)

$$\lg W_{\Delta\varphi_1}(s) = \prod_{j=1}^m \lg(s - z_j) - \prod_{j=1}^m \lg(s - \lambda_j), \quad (10)$$

$$\lg W_{\Delta\varphi_2}(s) = \prod_{j=1}^{\gamma_1} \lg(s - u_j) - \prod_{j=1}^m \lg(s - \lambda_j) - \prod_{j=1}^n \lg(s - \lambda_{j\partial}), \quad (11)$$

Беря производные по параметру ξ выражений (10) и (11), получим

$$\frac{\partial W_{\Delta\varphi_1}(s)}{W_{\Delta\varphi_1}(s)\partial\xi} = -\sum_{j=1}^m \frac{\partial z_j/\partial\xi}{s-z_j} + \sum_{j=1}^m \frac{\partial\lambda_j/\partial\xi}{s-\lambda_j}; \quad (12)$$

$$\frac{\partial W_{\Delta\varphi_2}(s)}{W_{\Delta\varphi_2}(s)\partial\xi} = -\sum_{j=1}^{\gamma_1} \frac{\partial u_j/\partial\xi}{s-u_j} + \sum_{j=1}^m \frac{\partial\lambda_j/\partial\xi}{s-\lambda_j} + \sum_{j=1}^n \frac{\partial\lambda_{j\partial}/\partial\xi}{s-\lambda_{j\partial}}. \quad (13)$$

Умножая выражение (12) на $s-z_j$ при $s=z_j$, а (13) – на $s-u_j$ при $s=u_j$, получаем выражения для оценки чувствительности нулей и полюсов передаточных функций по ошибке $W_{\Delta\varphi_1}(s)$ и $W_{\Delta\varphi_2}(s)$

$$\left. \begin{aligned} S_{1j} &= \frac{\partial z_j}{\partial\xi} = -\left\{ \left[(s-z_j)W_{\Delta\varphi_1}^{-1}(s) \right] \frac{\partial W_{\Delta\varphi_1}(s)}{\partial\xi} \right\}_{s=z_j}, \\ S_{2j} &= \frac{\partial\lambda_j}{\partial\xi} = -\left\{ \left[(s-\lambda_j)W_{\Delta\varphi_1}(s) \right] \frac{\partial W_{\Delta\varphi_1}^{-1}(s)}{\partial\xi} \right\}_{s=\lambda_j}, \\ S'_{1j} &= \frac{\partial u_j}{\partial\xi} = -\left\{ \left[(s-u_j)W_{\Delta\varphi_2}^{-1}(s) \right] \frac{\partial W_{\Delta\varphi_2}(s)}{\partial\xi} \right\}_{s=u_j}; \\ S'_{2j} &= \frac{\partial\lambda_j}{\partial\xi} = -\left\{ \left[(s-\lambda_j)W_{\Delta\varphi_2}(s) \right] \frac{\partial W_{\Delta\varphi_2}^{-1}(s)}{\partial\xi} \right\}_{s=\lambda_j}, \\ S'_{3j} &= \frac{\partial\lambda_{j\partial}}{\partial\xi} = -\left\{ \left[(s-\lambda_{j\partial})W_{\Delta\varphi}(s) \right] \frac{\partial W_{\Delta\varphi}^{-1}(s)}{\partial\xi} \right\}_{s=\lambda_{j\partial}}. \end{aligned} \right\} \quad (14)$$

Используя выражения (12), (13) и (14), найдем приращения передаточных функций по ошибке

$$\Delta W_{\Delta\varphi_1}(s) = W_{\Delta\varphi_1}(s) \left[-\sum_{j=1}^m \frac{S_{1j}}{s-z_j} + \sum_{j=1}^m \frac{S_{2j}}{s-\lambda_j} \right] \Delta\xi = W_{\Delta\varphi_1}(s) \sum_{j=1}^m \left(\frac{S_{2j}}{s-\lambda_j} - \frac{S_{1j}}{s-z_j} \right) \Delta\xi; \quad (15)$$

$$\Delta W_{\Delta\varphi_2}(s) = W_{\Delta\varphi_2}(s) \left[-\sum_{j=1}^{\gamma_1} \frac{S'_{1j}}{s-u_j} + \sum_{j=1}^m \frac{S'_{2j}}{s-\lambda_j} + \sum_{j=1}^n \frac{S'_{3j}}{s-\lambda_{j\partial}} \right] \Delta\xi. \quad (16)$$

Отклонение передаточной функции $W_{\Delta\varphi_1}(s)$ на $\Delta W_{\Delta\varphi_1}(s)$ вызовет изменение переходной составляющей ошибки $\Delta\varphi(s)$ на $\Delta\Delta\varphi(s)$, что в свою очередь, приведет к отклонению начального значения компоненты переходной составляющей A_j на ΔA_j .

С учетом (15)

$$\begin{aligned} \Delta\Delta\varphi_n(s) &= \Delta W_{\Delta\varphi_1}(s)\alpha(s) = W_{\Delta\varphi_1}(s) \sum_{j=1}^m \left[\frac{S_{2j}(s-z_j) - S_{1j}(s-\lambda_j)}{(s-\lambda_j)(s-z_j)} \right] \Delta\xi\alpha(s) = \\ &= \frac{F_p(s)}{F_3(s)} \frac{L(s)}{N(s)} \frac{D_\alpha(s)}{F_\alpha(s)} \Delta\xi = \frac{Q(s)}{R(s)} \Delta\xi \end{aligned} \quad (17)$$

где $L(s) = \sum_{j=1}^m [S_{2j}(s - z_j) - S_{1j}(s - \lambda_j)]$, $N(s) = \sum_{j=1}^m (s - z_j)(s - \lambda_j)$ – изображение задающего воздействия $\alpha(t)$.

$Q(s) = F_p(s)L(s)D_\alpha(s)$, $R(s) = F_z(s)N(s)F_\alpha(s)$, $D_\alpha(s)/F_\alpha(s)$

Используя выражение (17) и переходя к оригиналу, можно определить отклонение ΔA_j начальных значений компонент от номинальных значений при изменении параметра ξ на $\Delta\xi$.

Аналогично для переходной составляющей ошибки, обусловленной разомкнутым каналом регулирования, получим

$$\Delta\Delta\varphi_2(s) = \Delta W_{\Delta\varphi_2}(s)\alpha(s) = \frac{M(s)}{F_{3\partial}(s)} \frac{L_1(s)}{N_1(s)} \frac{D_\alpha(s)}{F_\alpha(s)} \Delta\xi = \frac{Q_1(s)}{R_1(s)} \Delta\xi,$$

где $\frac{L_1(s)}{N_1(s)} = \sum_{j=1}^{r_1} \frac{S'_{1j}}{s - u_j} + \sum_{j=1}^m \frac{S'_{2j}}{s - \lambda_j} + \sum_{j=1}^n \frac{S'_{3j}}{s - \lambda_{j\partial}}$; $Q_1(s) = M(s)L_1(s)D_\alpha(s)$;
 $R_1(s) = F_{3\partial}(s)N_1(s)$.

Переходя к оригиналу, найдем приращение $\Delta A_{j\partial}$ начального значения $A_{j\partial}$. Отклонение от условий подавляемости: $\Delta j = \Delta A_j - \Delta A_{j\partial}$, где $j=1, 2, \dots, \mu$.

Закключение.

Исходя из изложенного выше, можно предложить следующий порядок определения погрешности подавляемости слабо затухающих компонент переходной составляющей ошибки: раскладывают передаточную функцию по ошибке системы ФАП с дифференциальной связью $W_{\Delta\varphi}(s)$ на две составляющие $W_{\Delta\varphi_1}(s)$ и $W_{\Delta\varphi_2}(s)$; вычисляют нули и полюсы передаточных функций по ошибке; находят коэффициенты чувствительности нулей и полюсов $S_{1j}, S_{2j}, S'_{1j}, S'_{2j}, S_{3j}$; определяют приращения переходной составляющей ошибки; вычисляют отклонение начальных значений компонент переходной составляющей ошибки; находят погрешность подавляемости.

Список литературы: [1] Зайцев Г.Ф., Стеклов В.К. Радиотехнические системы управления высокой точности. – К.: Техника, 1988 – 208 с. [2] Розенwasser Е.Н., Юсупов Р.М. Чувствительность систем автоматического управления. – М.: Энергия, 1969. – 403 с.

Киевский институт связи УГАС им. А.С. Попова
 Харьковский электротехникум связи

Поступила в редколлегию 29.04.2000

МОДЕЛИРОВАНИЕ АКУСТИЧЕСКИ НАГРУЖЕННОГО ПЬЕЗОПРЕОБРАЗОВАТЕЛЯ АКУСТООПТИЧЕСКОЙ ЯЧЕЙКИ

Эффективность применения акустооптических устройств (АОУ) в оптических системах высокопроизводительной обработки сигналов и служащих в качестве элементов ввода информации, показана в [1, 2]. Как известно [2], производительность любой оптической системы обработки информации определяется быстродействием ее функциональных элементов и, в первую очередь, элементом ввода информации в лазерный пучок. Таким элементом в любом АОУ является акустооптическая ячейка (АОЯ), быстродействие которой на уровне физической модели определяется широкополосностью ее элементов [3]. К элементам АОЯ относят: электрическую цепь согласования АОЯ с источником управляющего радиосигнала, электроакустический преобразователь (ЭАП), среду акустооптического взаимодействия, акустическую нагрузку и др. В реальных АОУ их функции соответственно выполняются [4]: электрическая согласующая цепь, пьезоэлектрический преобразователь (ПП) на основе кристаллических пластин или пленок, светозвукопровод (СЗП), акустическая нагрузка.

Используемая в [1-3] физическая модель, не учитывая комплексной частотно-зависимой акустической нагруженности (КЧЗАН) ПП, приводит к погрешностям определения таких ее параметров, как коэффициент электрической связи k и добротность Q . В работе [3] отмечалось, что процесс определения коэффициента k для сильно акустически нагруженных ПП (добротность $Q < 10$), широко известным методом характеристических частот резонанса и антирезонанса, приводит к относительной погрешности порядка 20-350 %.

В данной работе, используя представление эквивалентных схем, в частности, четырехэлементного двухполюсника, с учетом КЧЗАН ПП [4], рассматривается входной электрический импеданс ЭАП, созданного на основе пьезоэлектрической пластины, и определяется коэффициент преобразования электрической мощности в акустическую без использования добротности.

Метод эквивалентных схем на основе электроакустических аналогий ставит элементам электроакустического тракта АОЯ в соответствие токи и напряжения, являющиеся подобием скоростей и сил, в различных его участках при движении упругой волны вдоль структуры, показанной на рис. 1, а (без акустической нагрузки), где ВЭ – верхний электрод, ПП – пьезоэлектрический преобразователь, СС – связующие ПП со средой АОВ (СЗП) слои, которые создаются методами микроэлектронной технологии [5].

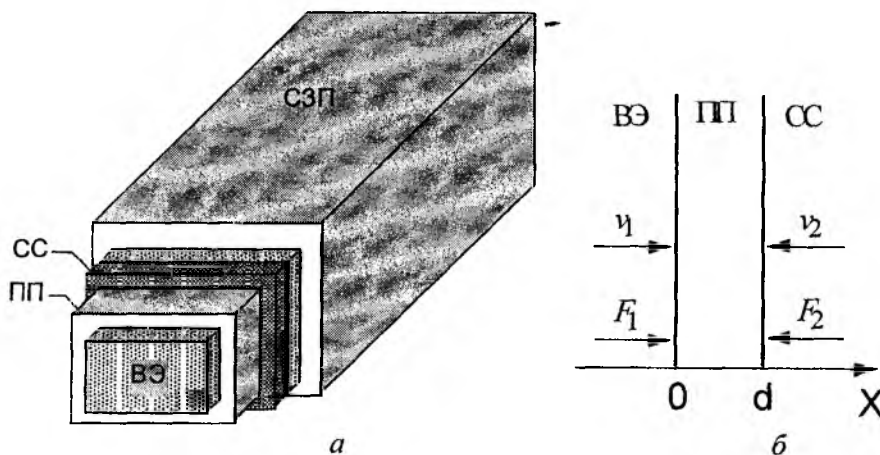


Рис. 1

Рассмотрим пластинку пьезоэлектрика (ПП) толщины d , имеющего площадь поперечного сечения S (рис.1б) и волновое акустическое сопротивление Z_p . Предположим, что на поверхности задан потенциал $U = U_0 \exp(i\omega t)$, приложенный через ВЭ и СС, а смещение частиц материала и их скоростей v_1, v_2 зависит от координаты X , направленной перпендикулярно к поверхности. Силы F_1 и F_2 , действующие на поверхности ПП, изображены на рис. 1, б.

По существу, пьезоэлектрический преобразователь имеет один вход (электрический) и два механических выхода, характеризуемых величинами напряжения U , тока I , (F_1, v_1) , (F_2, v_2) и удовлетворяющих уравнениям [6]:

$$F_1 = -iZ_p \left(\frac{v_2}{\sin kd} - \frac{v_1}{\operatorname{tg} kd} \right) + \frac{ieI}{\omega \varepsilon^\eta}, \quad (1)$$

$$F_2 = -iZ_p \left(\frac{v_1}{\sin kd} - \frac{v_2}{\operatorname{tg} kd} \right) + \frac{ieI}{\omega \varepsilon^\eta}, \quad (2)$$

$$U = \frac{-e}{i\omega \varepsilon^\eta} (v_2 - v_1) + \frac{Id}{i\omega S \varepsilon^\eta}, \quad (3)$$

где ε^η – диэлектрическая проницаемость, измеренная при постоянной механической деформации, k – волновое число, e – пьезоэлектрический модуль, измеренный при постоянном механическом напряжении.

Совокупность уравнений (1-3) описывает шестиполосник, для которого Мэзоном [7] предложена эквивалентная схема, включающая в себя идеальный электромеханический трансформатор (рис. 2) с коэффициентом трансформации $N = eC_0/\varepsilon^\eta$, где $C_0 = S\varepsilon^\eta/d$ – статическая емкость зажатого ПП. Импедансы Z_1 и Z_2 имеют значения $Z_1 = -iZ_p/\sin kd$, $Z_2 = iZ_p \operatorname{tg}(kd/2)$ [6]. В составе схемы (см. рис. 2) имеется практически не реализуемый элемент – отрицательная емкость. Далее это не создает каких-либо затруднений, поскольку схема трансформируется так, что в ней используются только реальные элементы.

Предположим, что ПП на выходах (F_1, v_1) и (F_2, v_2) механически нагружен на импедансы ВЭ и СС, равные Z_d и Z_{pr} соответственно. Акустический импеданс данной системы со стороны вторичной обмотки электромеханического трансформатора (акустическая сторона), в окрестности частоты полуволнового резонанса ПП ($d = \lambda/2$, $\omega = \omega_a$), равен

$$Z_a = \frac{Z_d + Z_{pr}}{4} + \frac{iZ_p \pi \delta}{4} \quad (4)$$

где $\delta = (\omega - \omega_a)/\omega_a$ – относительная частотная расстройка.

Выражение для Z_a эквивалентно импедансу нагруженного последовательного колебательного контура $\tilde{L}\tilde{C}$. Схема ПП (см. рис. 2) принимает вид, изображенный на рис. 3.

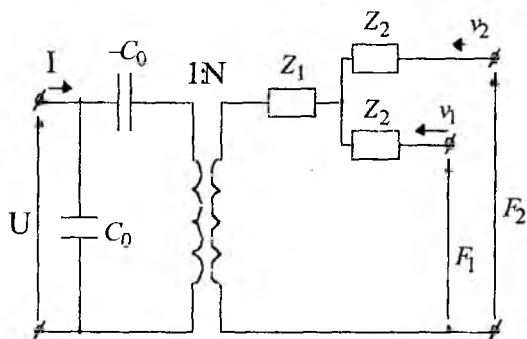


Рис. 2

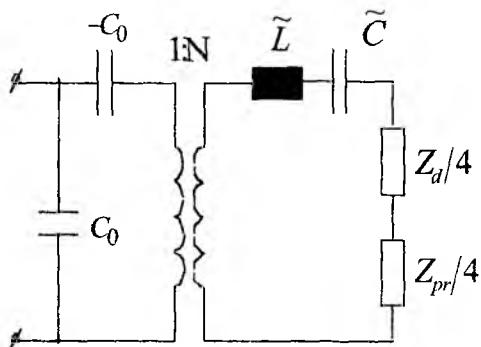


Рис. 3

При переносе элементов на электрическую часть, импеданс Z_a необходимо разделить на N^2 и с учетом C_0 получим электрическую эквивалентную схему ПП (рис. 4). В данном случае для компенсации емкости C_0 добавлена индуктивность L_0 , подключаемая снаружи ПП.

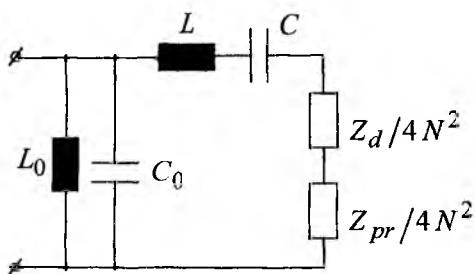


Рис. 4

Значения L, C равны $L = \frac{Z_p \pi}{2\omega_r N^2}, C = \frac{2N^2}{\pi\omega_r Z_p},$

$Z_p = \rho_p V_p,$ где ρ_p, V_p – плотность материала и скорость звука в ПП соответственно. Частоту резонанса $\omega_r = 1/\sqrt{LC}$ свободного ПП можно найти, используя уравнение, связывающее его с частотой антирезонанса $\omega_a = \pi V_p/d$ [6]:

$$k_{эм}^2 \cdot \operatorname{tg}\left(\frac{\pi \omega_r}{2 \omega_a}\right) = \frac{\pi \omega_r}{2 \omega_a} \quad (5)$$

Квадрат коэффициента электромеханической связи $k_{эм}^2$ характеризует долю электрической энергии, перешедшей в упругую механическую энергию, и с коэффициентом электрической связи $k = C/C_0$ связан выражением $k = k_{эм}^2 / (1 - k_{эм}^2).$ Входной электрический импеданс ПП с шунтирующей индуктивностью L_0 равен

$$Z_e = \frac{i\omega L_0 [R + i(\omega L - 1/\omega C + X)]}{(1 - \omega^2 L_0 C_0) [R + i(\omega L - 1/\omega C + X)] + i\omega L_0}, \quad (6)$$

где R и X – вещественная и мнимая части суммы импедансов ВЭ и СС; $\Omega = \omega/\omega_r$ – относительная частота. Частотные зависимости $R = R(\Omega), X = X(\Omega),$ нормированные на акустическое сопротивление светозвукопровода, определены в [4].

Значение резонанса нагруженного ПП ω_0 является решением трансцендентного уравнения для реактивной составляющей импеданса в контуре относительно величины $\Omega_0 = \omega_0/\omega_r$:

$$\Omega_0^2 - 1 + \Omega_0 CX(\Omega_0) = 0 \quad (7)$$

Умножив числитель и знаменатель (6) на $\omega C,$ а также учитывая соотношения для ω_r и k и $\omega_0 = 1/\sqrt{L_0 C_0},$ получим

$$Z_e = \frac{i\omega L_0 [\omega RC + i(\Omega^2 - 1 + \omega CX)]}{(1 - \omega^2/\omega_0^2) [\omega RC + i(\Omega^2 - 1 + \omega CX)] + ik\omega^2/\omega_0^2}. \quad (8)$$

Компоненты ωRC и ωCX приводятся к следующему виду:

$$\omega CX = \frac{\omega}{\omega_r} \omega_r CX = \Omega X \sqrt{C/L} = \Omega X \sqrt{\tilde{C}/\tilde{L}} = \frac{2\Omega X}{\pi Z_p} = \frac{2\Omega}{\pi} \bar{X}, \quad (9)$$

$$\omega RC = \frac{\omega}{\omega_r} \omega_r RC = \Omega R \sqrt{C/L} = \frac{2\Omega}{\pi} \bar{R}. \quad (10)$$

где \bar{X}, \bar{R} – нормированные на Z_p значения X и $R.$

С учетом выражений (9, 10) входной импеданс (8) принимает вид:

$$Z_e = \frac{i\omega L_0 [2\Omega \bar{R}/\pi + i(\Omega^2 - 1 + 2\Omega \bar{X}/\pi)] \Omega_0^2}{(\Omega_0^2 - \Omega^2) [2\Omega \bar{R}/\pi + i(\Omega^2 - 1 + 2\Omega \bar{X}/\pi)] + ik\Omega^2}. \quad (11)$$

Для ПП, не шунтированного индуктивностью $L_0,$ импеданс (Z_e) равен

$$Z_e = \frac{-i}{\omega_r C_0 \Omega} \cdot \frac{2\Omega \bar{R}/\pi + i(\Omega^2 - 1 + 2\Omega \bar{X}/\pi)}{2\Omega \bar{R}/\pi + i(\Omega^2 - 1 - k + 2\Omega \bar{X}/\pi)} \quad (12)$$

При дальнейшем анализе возбуждения упругих волн в структуре ВЭ-ПП-СС-СЗП воспользуемся коэффициентом отражения Γ на входе эквивалентной схемы (см. рис. 4):

$$-\Gamma(i\omega) = \frac{Z_e(i\omega) - R_g}{Z_e(i\omega) + R_g}, \quad (13)$$

где R_g – волновое сопротивление слева от входа ПП. Величина акустической мощности, излучаемой ПП в направлении ВЭ и СС, равна [2]

$$\tilde{P}_a = P_0(1 - |\Gamma|^2). \quad (14)$$

Учитывая, что ВЭ и СС образуют делитель мощности, акустическая мощность, отдаваемая через СС в СЗП, равна

$$P_a = \tilde{P}_a \frac{\operatorname{Re} Z_{pr}}{\operatorname{Re}(Z_{pr} + Z_d)}. \quad (15)$$

В качестве примера использования формулы (12) можно привести результаты расчета частотной зависимости модуля входного электрического импеданса $|Z_e|$ нескольких ПП. В работе [3] зависимость величины $|Z_e|$ аппроксимировалась зависимостью модуля входного импеданса четырехэлементной эквивалентной схемы. Параметры элементов определялись экспериментально. Рассчитанные, согласно выражению (12), зависимости представлены на рис. 5-8 (сплошная кривая) и соответствуют следующим структурам: $\text{LiNbO}_3\text{-In-PbMoO}_4$ (XY-срез), $\text{LiNbO}_3\text{-Cu-In-Cu-PbMoO}_4$ (Z-срез) и $\text{CdS-Cr-Au-Cr-PbMoO}_4$ (Z-срез) для двух диапазонов. Пунктирная кривая является зависимостью $|Z_e|$, согласно [3].

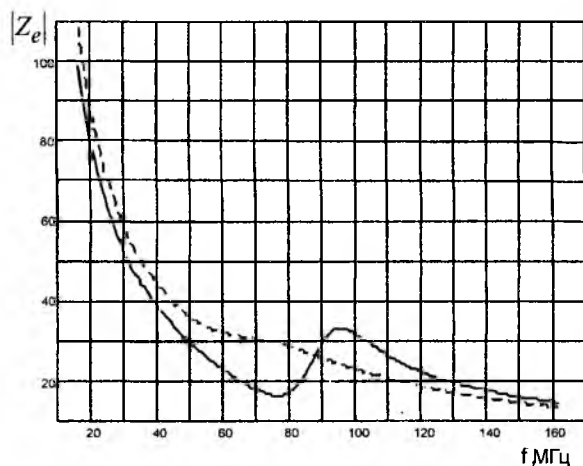


Рис. 5

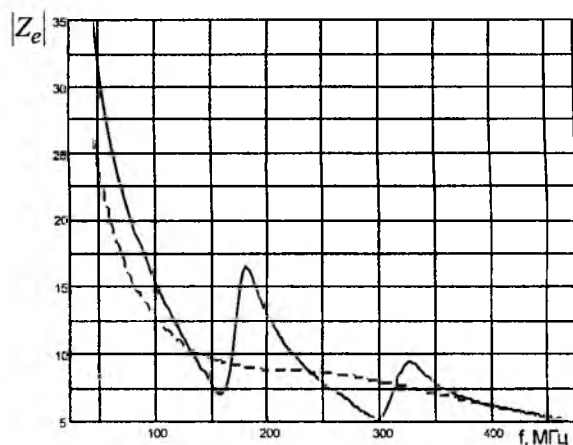


Рис. 6

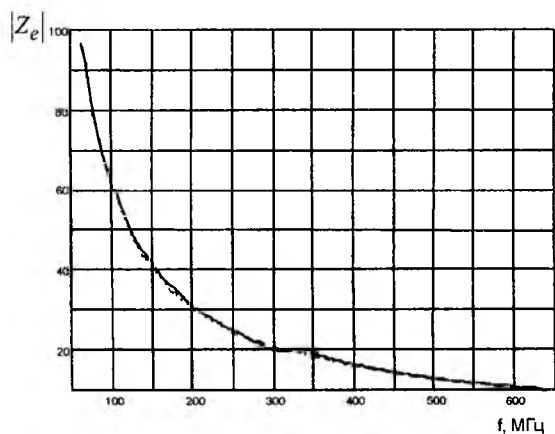


Рис. 7

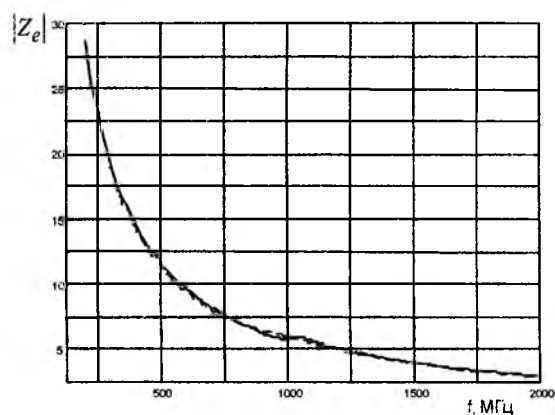


Рис. 8

Резонансные частоты (F_r) приведенных выше структур соответственно равны: 81 МГц, 231 МГц, 320 МГц и 1000 МГц. Начальная и конечная частоты анализа были выбраны равными $0,2F_r$ и $2F_r$.

Из приведенных графиков видно, что значения импедансов в дальней области от резонанса, с незначительным различием можно считать одинаковыми. Подобное свойство объясняется слабым влиянием фазовых соотношений в эквивалентном контуре и КЧЗАН в реальной структуре ВЭ-ПП-СС-СЗП. Таким образом, в этой области аппроксимацию зависимости $|Z_e|$ с использованием четырехэлементной эквивалентной схемы можно считать удовлетворительной. Иная ситуация возникает в окрестности резонанса (см. рис. 5-6) под влиянием СС. При этом в общем случае изменяется вещественная и мнимая части акустического импеданса СС в сечении, смежном с ПП. Вносимая реактивная составляющая нагрузки смещает резонансную частоту системы в целом, а также частоту антирезонанса. Изменения крутизны зависимости импеданса и его экстремальные значения в резонансной области обусловлены частотной зависимостью вещественной части акустического импеданса нагрузки.

Хорошей демонстрацией поведения КЧЗАН, по мнению авторов, является уменьшение ее воздействия в случае пьезоэлектрика с малым коэффициентом электромеханической связи. Поскольку в этом случае связь электрических и механических свойств ПП ослаблена, то и влияние акустической нагрузки (ВЭ и СС) на ПП также мало. Данное обстоятельство для разных частотных диапазонов вполне подтверждается практическим совпадением зависимостей импеданса (см. рис. 7-8) для ПП на основе CdS ($k_{эм} = 0,15$).

Предложенные представления (8-12) позволяют у электромеханической системы вида «внешний электрод – пьезопластина – связующие слои – светозвукопровод» отказаться от использования добротности в виду некорректного ее определения методом резонанса – антирезонанса, а необходимую информацию о частотных свойствах системы получить путем определения ее входного импеданса. Более общее выражение (15) для излучаемой в СЗП акустической мощности приближает описание процессов в данной модели ПП к реально происходящим.

Список литературы: [1] Кулаков С.В. Акустооптические устройства спектрального и корреляционного анализа сигналов. – Л: Наука, 1978. – 142 с. [2] Оптическая обработка радиосигналов в реальном времени. / Гусев О.Б., Кулаков С.В., Разживин Б.П., Тигин Д.В. – М: Радио и связь, 1989. – 135 с. [3] Гусев О.Б., Клуздин В.В. Акустооптические измерения. – Л: Изд-во Ленинг. ун-та, 1987 – 152 с. [4] Данилов В.В., Иванов С.В. Методика расчета акустического импеданса связующих слоев в акустооптическом устройстве // Матер. 9-ой международной конференции "СВЧ- техника и телекоммуникационные технологии" – Севастополь. – 1999. - С.268-269. [5] Устройство диффузионной сварки в вакууме / Белик Т.В., Данилов В.В., Роганов Л.М. и др. // Приборы и техника эксперимента. – 1993. – №2. – С. 245-246. [6] Дьелесан Э., Руайе Д. Упругие волны в твердых телах // Применение для обработки сигналов / Под ред. В.В. Леманова: Пер. с фр. – М: Наука, 1982. – 424 с. [7] Физическая акустика. Принципы и методы / Под ред. У. Мэзона и Р. Терстона. – М: Мир, 1973. – Т.1.

Донецкий Государственный университет

Поступила в редколлегию 6.03.2000

ЭНЕРГЕТИЧЕСКАЯ ТРАКТОВКА ЗАТУХАНИЯ В НАПРАВЛЯЮЩИХ СИСТЕМАХ С ФРАКТАЛЬНЫМИ СВОЙСТВАМИ ГРАНИЦ

Известно, что с помощью современных технологий обнаруживается ряд несоответствий теоретических моделей для решения задач о взаимодействии электромагнитных волн с реальными поверхностями раздела сред (см., напр., [1], [2]).

Попытки описания реальных явлений поляризуемости, намагниченности, тепловых потерь в средах, ребристости контуров и поверхностей и др. приводят к необходимости ввода в рассмотрение комплексных значений физических параметров (проницаемости, проводимости, сопротивления и даже частоты колебаний). При этом используется традиционный математический аппарат, приспособленный к решению задач, геометрическая часть которых базируется на абстрактных понятиях точки, прямой, плоскости. Остаются открытыми и требуют дальнейшего изучения физические механизмы многих аномалий, попытки описания которых, с помощью различных математических подходов не дают необходимой точности [2].

Успехи математической разработки вопросов о строении фракталов, выступающих в качестве физических и геометрических моделей многих природных явлений, особенно выявления их размерностей [3], способствовало применению интегродифференциального аппарата для анализа взаимодействия электромагнитных волн с веществом. Например, ввод α -характеристик компонент электромагнитного поля в уравнения Максвелла представляют возможность учета неровностей реальных поверхностей и структуры среды [4].

Интегродифференциальная модель электромагнитного поля [5, 6] применяется также для решения задач передачи и затухания энергии в направляющих системах с фрактальными свойствами границ.

Множество точек, которые составляют (изрезанный, шероховатый, пористый) контур сечения направляющей системы, будем моделировать на основе представлений о фрактальных множествах. В связи с этим используем обобщение меры величины множества, связанное с выбором некоторой пробной степенной функции (см., напр., [7])

$$h(\delta) = \gamma(v) \times \delta^v$$

(геометрически это соответствует покрытию рассматриваемого множества точек отрезками прямой, квадратами, кругами, шарами, кубами) с образованием v -меры Хаусдорфа

$$M_v = \sum h(\delta).$$

Скейлинговый показатель v характеризует локальные свойства измерения фрактального множества точек с помощью предельных переходов, когда δ неограниченно уменьшается.

Вместо сложной процедуры геометрического построения фрактального множества нахождением меры Хаусдорфа и последующих граничных переходов будем использовать аппарат дробного интегродифференцирования

$$({}_a I_x^\alpha \varphi)(x) = \frac{1}{\Gamma(\alpha)} \int_a^x \varphi(t) \frac{dt}{(x-t)^{1-\alpha}}, \quad x > a, \quad \alpha > 0,$$

$$({}_a D_x^\alpha f)(x) = \frac{1}{\Gamma(1-\alpha)} \cdot \frac{d}{dx} \left(\int_a^x f(t) \frac{dt}{(x-t)^\alpha} \right), \quad x > a, \quad 0 < \alpha < 1$$

для определения α -характеристик $D^\alpha \dot{E}_m^\alpha$ и $D^\alpha \dot{H}_m^\alpha$ соответственно векторов электрической и магнитной напряженностей поля, удовлетворяющих уравнению Гельмгольца [5, 6].

Определим поток среднего вектора Пойнтинга через поперечное фрактальное сечение S_\perp направляющей системы с помощью α -характеристик в виде

$$\bar{P}^\alpha = \int_{S_\perp} \dot{\Pi}^\alpha ds^\alpha = \frac{1}{2} \operatorname{Re} \int_{S_\perp} [D^\alpha \dot{E}_m^\alpha, D^\alpha \dot{H}_m^{*\alpha}] ds^\alpha \quad (1)$$

(в случае открытой системы область S_\perp бесконечна).

Нередко аналитическое выражение постоянной распространения Γ при наличии поглощения бывает неизвестно; что типично, например, для полых волноводов, когда учитываются свойства реального проводника. Поскольку независимо от причины поглощения энергии в направляющей системе это приводит к комплексности постоянной распространения, то передаваемая в направлении оси z мощность \bar{P}^α , согласно уравнению (1), изменяется по закону

$$\bar{P}^\alpha(z) = \bar{P}^\alpha(0)e^{-2\Gamma^\alpha z}, \quad (2)$$

где Γ^α – постоянная распространения, которая при $\alpha=0$ соответствует мнимой части Γ'' комплексной $\bar{\Gamma}$.

Убывание мощности волны при прохождении весьма малого участка направляющей системы Δz соответствует

$$\Delta \bar{P}^\alpha = -\frac{d\bar{P}^\alpha}{dz} \Delta z + \dots = 2\Gamma^\alpha \bar{P}^\alpha \Delta z + \dots \quad (3)$$

(в пренебрежении членами высшего порядка малости). Мощность потерь в системе на участке Δz равна

$$\Delta \bar{P}_n^\alpha = \frac{d\bar{P}_n^\alpha}{dz} \Delta z + \dots \quad (4)$$

При $\Delta z \rightarrow 0$ оба равенства (3) и (4) становятся точными, а в силу закона сохранения энергии $\Delta \bar{P}^\alpha = \Delta \bar{P}_n^\alpha$. Отсюда приходим к энергетической трактовке затухания в направляющих системах

$$\Gamma^\alpha = \frac{1}{2\bar{P}^\alpha} \frac{d\bar{P}_n^\alpha}{dz}. \quad (5)$$

Рассмотрим случай распространения электромагнитной энергии по направляющей системе “диэлектрический волновод над дифракционной решеткой”, для которой известны результаты численного и экспериментального исследования [8].

Пусть по диэлектрическому волноводу вдоль оси X распространяется медленная поверхностная волна. Вследствие связи с дифракционной решеткой и потерь на излучение переносимая волноводом мощность $D^\alpha \bar{P}^\alpha(x)$ уменьшается в направлении распространения поверхностной волны. Величина

потерь на единицу длины $\left(-\frac{dD^\alpha \bar{P}^\alpha(x)}{dx} \right)$ пропорциональна переносимой мощности и квадрату на-

пряженности поля поверхностной волны на элементах решетки. Напряженности поля диэлектрического волновода спадает при удалении от его поверхности по закону $\exp(-\Gamma^\alpha \Delta)$, где Γ^α – поперечное волновое число; Δ – расстояние от волновода до решетки, следовательно, переносимая вдоль Δ мощность $\bar{P}^\alpha(\Delta)$ описывается выражением (2).

Рассмотрим уравнение связанных волн

$$\frac{d}{dx}(D^\alpha \bar{P}^\alpha)(x) + k(D^\alpha \bar{P}^\alpha)(x) \exp(-2\Gamma^\alpha \Delta) = 0, \quad (6)$$

где k – коэффициент связи.

Решение уравнения (6) в терминах α -характеристик имеет вид

$$D^\alpha \bar{P}^\alpha(x) = C \exp\left(-kx \exp(-2\Gamma^\alpha \Delta)\right).$$

На концах промежутка $[0, L]$ α -характеристика мощности может быть записана так:

$$D^\alpha \bar{P}^\alpha(0, \Delta) = C,$$

$$D^\alpha \bar{P}^\alpha(L, \Delta) = C \exp\left(-kL \exp(-2\Gamma^\alpha \Delta)\right)$$

После дробного интегрирования получаем

$$\bar{P}^\alpha(0, \Delta) = I_\Delta^\alpha C = \frac{1}{\Gamma(\alpha)} \int_0^\Delta \frac{C}{(\Delta-t)^{1-\alpha}} dt = \frac{C}{\Gamma(1+\alpha)} \Delta^\alpha, \quad (7)$$

$$\bar{P}^\alpha(L, \Delta) = C \frac{1}{\Gamma(\alpha)} \int_0^\Delta \frac{\exp(-kL \exp(-2\Gamma^\alpha t))}{(\Delta-t)^{1-\alpha}} dt.$$

Скейлинговый показатель α позволяет в данной постановке учесть фрактальные свойства неоднородностей границ, образующих зазор между диэлектрическим волноводом и дифракционной решеткой.

На рис. 1 приведены результаты численного расчета коэффициента полезного действия направляющей системы “диэлектрический волновод над дифракционной решеткой”.

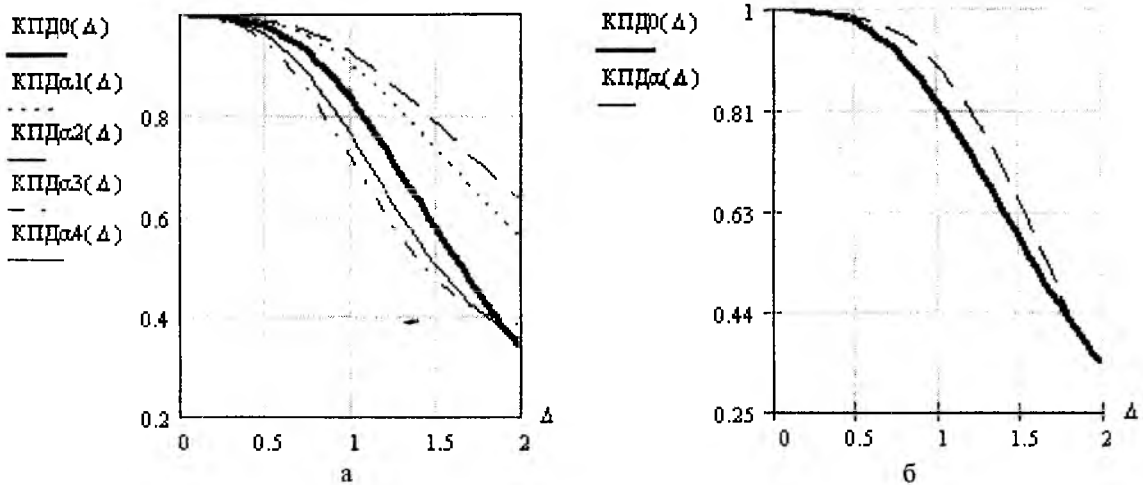


Рис. 1

График на рис.1, а $КПД_0(\Delta)$ соответствует теоретическому случаю (сплошные линии):

$$КПД_0(\Delta) = \frac{P(0, \Delta) - P(L, \Delta)}{P(0, \Delta)} = 1 - \exp(-kL \exp(-2\Gamma\Delta)) \quad (8)$$

при $\alpha = 0$ (идеальный случай затухания энергии без учета фрактальности границ). При $\alpha_1 = 0,33$; $\alpha_2 = 0,5$; $\alpha_3 = -0,33$; $\alpha_4 = -0,5$ получены соответствующие графики $КПД_{\alpha_1}(\Delta)$, $КПД_{\alpha_2}(\Delta)$, $КПД_{\alpha_3}(\Delta)$, $КПД_{\alpha_4}(\Delta)$ по формуле

$$КПД_\alpha(\Delta) = 1 - \frac{\alpha}{\Delta^\alpha} \int_0^\Delta \frac{\exp(-kL \exp(-2\Gamma^\alpha t))}{(\Delta-t)^{1-\alpha}} dt \quad (9)$$

Использование в выражении для КПД линейной связи параметра α с расстоянием Δ от волновода до решетки ($\alpha = 0,33\Delta - 0,6$) приводит к совпадению результатов нашего численного расчета по формуле (9) с данными эксперимента (кривая $КПД_\alpha(\Delta)$, см. рис. 1, б) приведенными в [8] для диэлектрического волновода эллиптического поперечного сечения из полиэтилена ($\epsilon = 2,25$) с большой и малой осью эллипса 3,6 мм и 1,8 мм соответственно. При длине волны $\lambda = 4,39$ мм коэффициент замедления волны HE_{11} составляет $u = 1,123$. Дифракционная решетка длиной $L = 120$ мм выполнена в виде гребенки и установлена так, что ее образующие параллельны большой оси эллипса диэлектрического волновода. Период $l = 3$ мм, что обеспечивает излучение только одной пространственной гармоники с $n = -1$. Непосредственные измерения расстояния между диэлектрическим волноводом и дифракционной решеткой, при котором $КПД=0,5$, дают $\Delta_{0,5} = 1,66$ мм и коэффициент связи $k = 0,065$ 1/мм [8]. Величина Γ^α определяется по известным значениям k , L , Δ по формуле (5) с использованием уравнения (7).

В расчетах по уравнению (7) нами использовалось значение Γ , рассчитанное по классической схеме, не учитывающей фрактальность структуры диэлектрического волновода и дифракционной решетки:

$$\Gamma = \frac{2\pi}{\lambda} \sqrt{U^2 - 1},$$

где $U = \lambda / \lambda_D$ (λ – длина волны в свободном пространстве, λ_D – длина волны в диэлектрическом волноводе).

Отмечаем, что варьирование скейлингового показателя α , зависящего от Δ по линейному закону, приближает теоретическую кривую КПД к экспериментальной. Совпадение теоретических (уравнение (9)) и экспериментальных данных дает возможность оценить степень фрактальных свойств поверхностей в поставленной задаче.

Таким образом, подтверждается тезис о том, что нахождение α -характеристик способствует построению и дальнейшему анализу математических моделей, которые позволяют осуществить адекватное описание реальных электромагнитных процессов, происходящих на фрактальных границах сред или в самих фрактальных средах [9, 10].

Приведенные в работе результаты будут служить построению и дальнейшему анализу таких математических моделей, что позволяют осуществлять адекватное описание воздействия фрактальных границ среды на ход реальных электромагнитных процессов (рассмотрение граничных условий Шукина-Леонтовича, свойств поверхностного эффекта).

Применение интегродифференциального математического аппарата дает возможность оценивать взаимодействие электромагнитных волн с фрактальными поверхностями с помощью классических уравнений Максвелла без введения в них каких-либо дополнительных уточняющих слагаемых, что неизбежно возникает при попытках построения адекватной физической модели.

Как и в случае приближенных граничных условий типа Шукина-Леонтовича, описанный подход позволяет учитывать наличие фрактальной поверхности и не рассматривать поле внутри тела (такими же свойствами обладают граничные условия на поверхности идеально проводящей поверхности).

Рассмотренный подход к определению постоянных распространения и физическая интерпретация математических моделей, построенных на основании аппарата дробного дифференцирования, могут применяться для анализа явлений с учетом потерь при поляризации и намагничивании среды, взаимодействия электромагнитных волн миллиметрового и субмиллиметрового диапазона при падении на фрактальную поверхность под любым углом и сингулярных границ на идеальных и реальных металлических проводящих и полупроводящих поверхностях.

Список литературы: [1] Ацюковский В.А. Общая эфиродинамика. – М.: Энергоатомиздат, 1990. – 280 с. [2] Ильинский А.С., Слепян Г.Я. Импедансные граничные условия и их применение для расчета поглощения электромагнитных волн в проводящих средах // Радиотехника и электроника. – 1990. – № 6. – С.1121-1139. [3] Фракталы в физике // Труды 6-го международного симпозиума по фракталам в физике (Триест, Италия, 9–12 июля, 1985 год): Пер. с англ. // Под ред. Л.Пьетронеро, Э.Тозотти – М.: Мир, 1988. – 672 с. [4] Onufrienko V. On “ α -features” of electrical waves above impedance plane // Conference Proceedings 12 International Conference on Microwaves & Radar. – Krakov (Poland). – 1998. – Vol.1. – P.212-215. [5] Engheta N. On the Role of Fractional Calculus in Electromagnetic Theory. // IEEE Antennas & Propagation Magazin. – 1997. – Vol 39. – P. 35-46. [6] Onufrienko V. New Description of Spatial Harmonics of Surface Waves. // Conference Proceeding MMET-98. – Kharkov (Ukraine). – Vol.1. – 1998. – P.219–221. [7] Федер Е. Фракталы: Пер. с англ. – М.: Мир, 1991. – 254 с. [8] Крыжановский В.В., Провалов С.А., Сидоренко Ю.Б. Энергетические характеристики системы диэлектрический волновод – дифракционная решетка в случае клиновидной связи // Радиофизика и электроника миллиметрового и субмиллиметрового диапазона волн: Сб. науч. тр. АН УССР. – Харьков, 1991. – С.104-114. [9] Онуфрієнко В.М. Фізико-геометрична інтерпретація α -характеристик електромагнітного поля // Радиофизика и электроника. – Харьков. Ин-т радиофизики и электроники НАН Украины. – 1999. – Вып.4. – № 1. – С.7-10. [10] Engheta N. On Fractional Calculus and Fractional Multipoles in Electromagnetism. // IEEE Transactions on Antennas and Propagation: – 1996. – Vol. 44(4). – P. 554-566.

Запорожский государственный технический университет
25.04.2000

Поступила в редколлегию

СОБСТВЕННЫЕ И ВЗАИМНЫЕ ПРОВОДИМОСТИ ЩЕЛЕВЫХ ИЗЛУЧАТЕЛЕЙ НА ИДЕАЛЬНО ПРОВОДЯЩЕЙ СФЕРЕ

Известно [1], что на современных летательных аппаратах из невыступающих антенн наибольшее распространение находят щелевые антенны, так как они не вносят существенных изменений в массогабаритные параметры и аэродинамические свойства движущихся объектов. Наряду с антеннами в виде одиночных излучателей, также используются антенны в виде решеток излучателей, определенным образом расположенных на корпусе объекта. Так, например, на летательных аппаратах, имеющих форму сферы, могут применяться дуговые, круговые и двухмерные сферические антенные решетки щелевых излучателей.

Эффективный численный анализ таких щелевых решеток на этапе их разработки можно реализовать, если корпус объекта или, по крайней мере, та его часть, на которой расположена антенна, могут быть с достаточным приближением аппроксимированы поверхностью правильной геометрической формы. В этих случаях математические модели решеток зачастую основываются на использовании соответствующих функций Грина и известного в литературе метода наведенных магнитодвижущих сил (МДС).

Если продольные размеры щелевых излучателей соизмеримы с половиной рабочей длины волны антенной решетки и значительно превосходят их поперечные размеры, то в приближении этого метода магнитный ток на каждой щели с номером t представляется в виде

$$\vec{j}_t^M(u) = V_t \vec{f}_t(u), \quad (1)$$

где V_t – комплексная амплитуда, имеющая смысл напряжения между кромками щели в ее центре; u – обобщенная координата вдоль оси щелевого излучателя; $\vec{f}_t(u)$ – векторная тригонометрическая базисная функция, обеспечивающая условие равенства нулю токового распределения на концах щелей. Задав таким образом магнитные токи, составляют из граничных условий для каждого излучателя свое интегро-дифференциальное уравнение и для всей решетки получают систему уравнений, число которых равно числу излучателей. Применяя далее процедуру Галеркина, задачу сводят к решению системы линейных алгебраических уравнений относительно неизвестных амплитуд токов V_t , коэффициенты которой являются собственными и взаимными проводимостями щелевых излучателей. Вследствие этого определение проводимостей щелей для внешней области антенны, разработка эффективных программ расчета и численное исследование их значений являются ключевыми этапами в решении задачи анализа щелевых решеток методом наведенных МДС.

В литературе известны исследования проводимостей щелевых излучателей в бесконечном идеально проводящем экране [2] и проводимостей продольных [3], поперечных [4], а также произвольным образом ориентированных щелей [5] на поверхности проводящего цилиндра. Однако для щелевых излучателей, расположенных на проводящих поверхностях других геометрических форм, такие исследования в настоящее время остаются актуальными. В данном сообщении рассмотрены внешние собственные и взаимные проводимости щелей, расположенных на идеально проводящей сферической поверхности.

Введем сферическую систему координат (рис. 1), начало которой совмещено с геометрическим центром идеально проводящей сферы радиуса R . Здесь радиус-вектор \vec{r} будет определять точку наблюдения D с координатами (r, θ, φ) , а радиус-вектор \vec{r}' – точку источника и ее координаты (r', θ', φ') .

Пусть на сферической поверхности в общем случае произвольным образом размещено T узких щелевых излучателей длиной (по дуге) L_t и шириной d_t с центрами в точках (R, θ_t, φ_t) , продольные оси которых параллельны экваториальной линии сферы. При этом распределение электрического поля на них представим в виде:

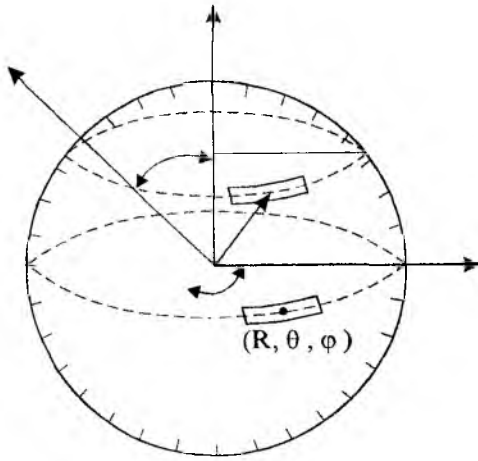


Рис. 1

$$\vec{e}_t = \vec{\theta}^\circ \frac{V_t}{d_t} \cos \frac{\pi R}{L_t} (\varphi' - \varphi_t) \delta(r' - R), \quad (2)$$

так как предполагаем, что длина щели L_t соизмерима с половиной рабочей длины решетки λ (т. е. $L_t \sim \lambda/2$) и $L_t \gg d_t$. В (2) $\vec{\theta}^\circ$ – единичный орт, $\delta(r' - R)$ – дельта-функция Дирака, а угловые координаты находятся в интервалах $\theta' \in [\theta_t - d_t/2R; \theta_t + d_t/2R]$ и $\varphi' \in [\varphi_t - L_t/2R; \varphi_t + L_t/2R]$. Тогда, определив магнитные токи на щелевых излучателях из соотношения:

$$\vec{j}_t^M = -[\vec{n}, \vec{e}_t], \quad (3)$$

где \vec{n} – единичный вектор внешней нормали к поверхности щели, и используя соответствующие компоненты магнитной функции Грина для области вне сферы из работы [5], по известным формулам находим H_φ составляющую магнитного поля, возбуждаемого в пространстве щелью с номером t . После чего из выражения:

$$Y_{pt} = - \int_S [\vec{e}_p, \vec{H}_\tau \{ \vec{e}_t \}] \vec{n} ds, \quad (4)$$

где \vec{e}_p – пробные векторные функции, аналогичные \vec{e}_t ($p = 1 \dots T$), $\vec{H}_\tau \{ \vec{e}_t \}$ – тангенциальная компонента магнитного поля, S – площадь поверхности щели, определяем собственные ($p = t$) и взаимные ($p \neq t$) проводимости щелевых излучателей. Выражение для Y_{pt} представим в явном виде, приняв для определенности значение $t = 1$:

$$Y_{p1} = \frac{2\pi R^3}{i\omega\mu L_p d_p L_1 d_1} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n(n+1)} \cdot \frac{1}{(n+1) - kR \cdot h_{n+1}^{(2)}(kR) / h_n^{(2)}(kR)} \times$$

$$\times \left\{ -k^2 R^2 \sin \theta_p \sin \theta_1 \left(\frac{L_p}{\pi R} \right)^2 \left(\frac{L_1}{\pi R} \right)^2 A_{np}^0 A_{n1}^0 + \right. \quad (5)$$

$$+ 2 \sum_{m=1}^n \cos m(\varphi_p - \varphi_1) \frac{\cos \left(\frac{mL_p}{2R} \right)}{m^2 - \left(\frac{\pi R}{L_p} \right)^2} \frac{\cos \left(\frac{mL_1}{2R} \right)}{m^2 - \left(\frac{\pi R}{L_1} \right)^2} \left[m^2 (n(n+1) - k^2 R^2) \times \right.$$

$$\left. \left. \times B_{np}^m B_{n1}^m - k^2 R^2 \sin \theta_p \sin \theta_1 A_{np}^m A_{n1}^m \right] \right\}.$$

Здесь $h_n^{(2)}(kR) = \sqrt{\frac{\pi}{2kR}} H_{n+1/2}^{(2)}(kR)$, где $H_{n+1/2}^{(2)}(kR)$ – функция Ганкеля второго рода с полуцелым индексом;

$$A_{np}^m = \int_{\theta_p - d_p/2R}^{\theta_p + d_p/2R} \frac{d\bar{P}_n^m(\cos \theta)}{d\theta} \sin \theta d\theta \approx \sin \theta_p \left[\bar{P}_n^m(\cos(\theta_p + d_p/2R)) - \bar{P}_n^m(\cos(\theta_p - d_p/2R)) \right],$$

поскольку $\sin \theta$ – медленно изменяющаяся функция в интервале интегрирования;

$$B_{np}^m = \int_{\theta_p - d_p/2R}^{\theta_p + d_p/2R} \bar{P}_n^m(\cos \theta) d\theta;$$

$\bar{P}_n^m(\cos \theta) = \sqrt{\frac{(2n+1)(n-m)!}{2(n+m)!}} P_n^m(\cos \theta)$ – нормированные присоединенные функции Лежандра;

$\omega\mu = 120\pi k$ для свободного пространства; $k = 2\pi/\lambda$ – волновое число.

При численной реализации выражения (5) B_{np}^m находим по правилу Симпсона (d_p – малая величина) отношение функций $h_{n+1}^{(2)}(kR)/h_n^{(2)}(kR)$, используя рекуррентную формулу:

$$\frac{h_{n+1}^{(2)}(kR)}{h_n^{(2)}(kR)} = \frac{2n+1}{kR} - \frac{h_{n-1}^{(2)}(kR)}{h_n^{(2)}(kR)}, \quad (6)$$

а также учитываем, что

$$\lim_{m \rightarrow \frac{\pi R}{L}} \frac{\cos\left(\frac{mL}{2R}\right)}{m^2 - \left(\frac{\pi R}{L}\right)^2} = -\frac{1}{\pi} \left(\frac{L}{2R}\right)^2. \quad (7)$$

Нетрудно убедиться, что проводимость Y_{p1} (5) является функцией безразмерных параметров (kR) , (L_p/R) , (L_1/R) , (d_p/R) и (d_1/R) . Эти обобщенные параметры удобно применять при расчетах и анализе значений проводимости щелей, чем мы и воспользуемся в дальнейшем. Заметим сразу, что при расчетах полагалось $d_1/L_1 = d_p/L_p = 0,05$.

Численные исследования показали, что ряды в выражении (5) при достаточно больших значениях $kR > 18$ сходятся медленно. Это приводит к необходимости их модификации для таких значений kR с помощью использования для функций Ганкеля асимптотических формул Ватсона или Лантера. При $2 \leq kR \leq 12$ для определения модуля собственных проводимостей щелевых излучателей с точностью до 1 ... 3 % оказывается достаточным учет при суммировании в соотношении (5) $n = 1 \dots 30$. Отметим, что при этом стабилизация значений реальных частей собственных проводимостей щелей проявляется быстрее, чем их мнимых частей. Так для $kR = 2$ она наступает при суммировании в формуле (5) членов ряда по n от 1 до 5, а для $kR = 12$ от 1 до 20.

На рис. 2 представлены расчетные зависимости значений собственных проводимостей Y_{11} при изменении размеров сферы для фиксированной длины щели $L_1 = 0,45\lambda$. Изменение $\text{Re } Y_{11}$ для щели с центром в точке $(\theta_1 = \pi/2, \varphi_1 = 0)$, расположенной на экваторе, показано на кривой 1, а изменения $\text{Im } Y_{11}$ – на кривой 3. Смещенной с экватора щели с центром в точке $(\theta_1 = \pi/3, \varphi_1 = 0)$ реальной части проводимости $\text{Re } Y_{11}$ соответствует кривая 2, мнимой – кривая 4. Как видно, значения реальных частей проводимостей при изменении kR существенно не изменяются, чего нельзя сказать о значениях $\text{Im } Y_{11}$, которые, будучи отрицательными для $kR = 2$, возрастают при увеличении размеров сферы, причем щель с центром в точке $(\theta_1 = \pi/2, \varphi_1 = 0)$ становится резонансной ($\text{Im } Y_{11} = 0$) при $kR \approx 5,8$ (кривая 3). Отметим, что при дальнейшем увеличении $kR > 12$ значения реальных частей проводимостей щелей на сфере асимптотически приближаются к значениям проводимостей щелей в бесконечном экране [2], что подтверждает достоверность получаемых результатов и правильность численной реализации программ и алгоритмов. Следовательно, из анализа зависимостей (см. рис. 2) можно сделать заключение, что резонансная длина щелевого излучателя изменяется как при изменении радиуса сферической поверхности, так и при изменении расположения щели на ней относительно экватора.

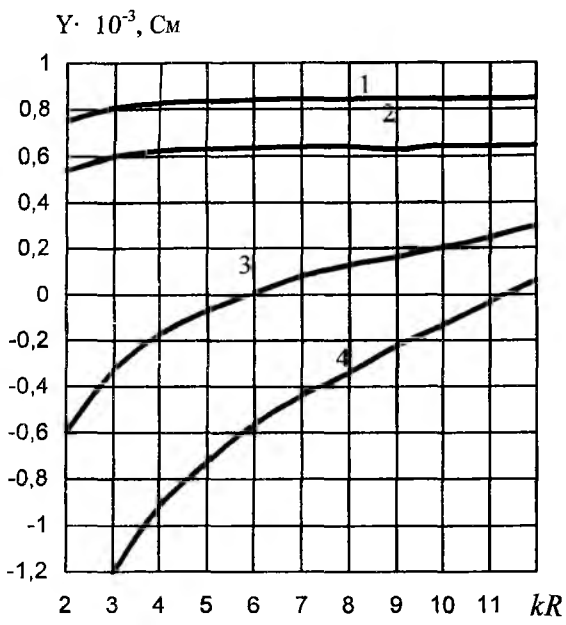


Рис. 2

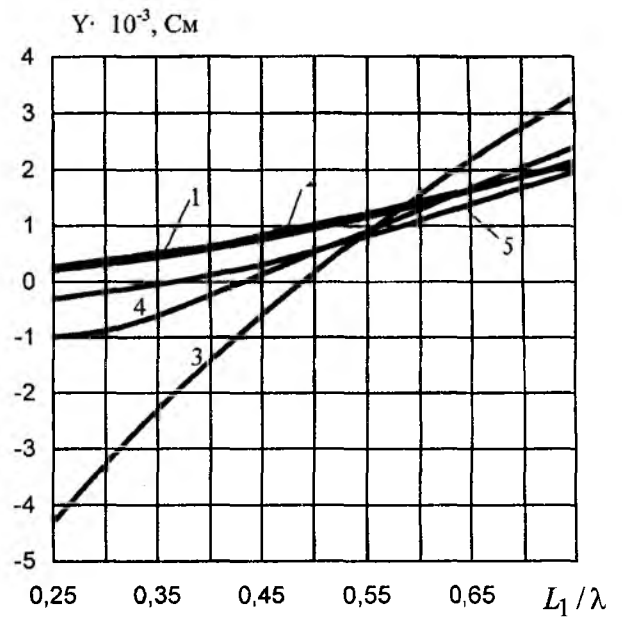


Рис. 3

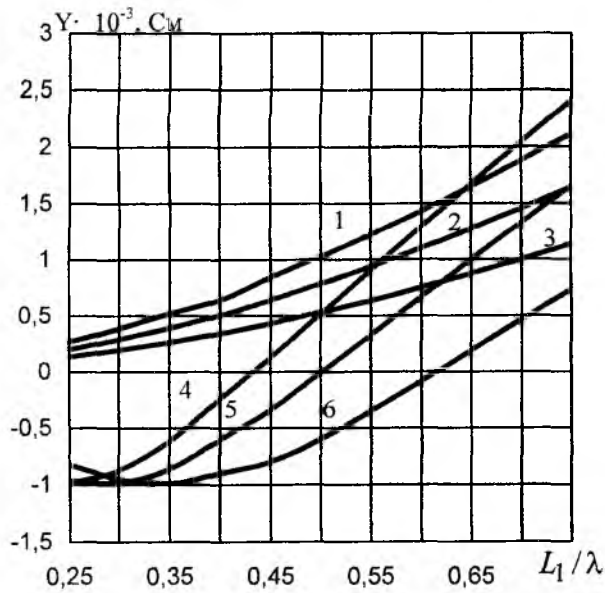


Рис. 4

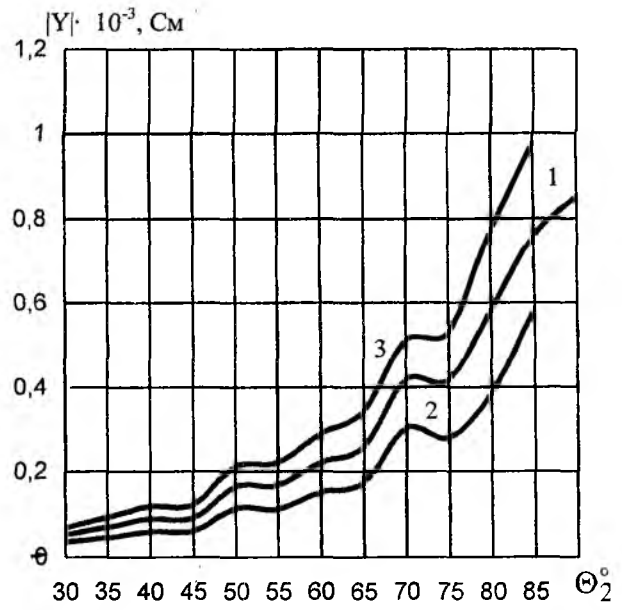


Рис. 5

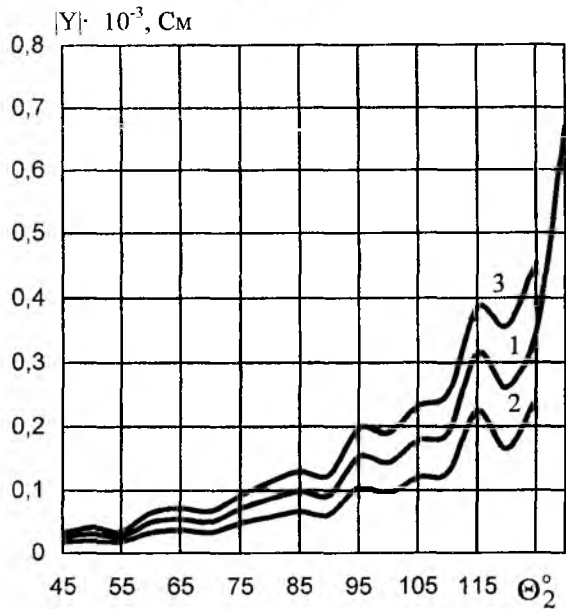


Рис. 6

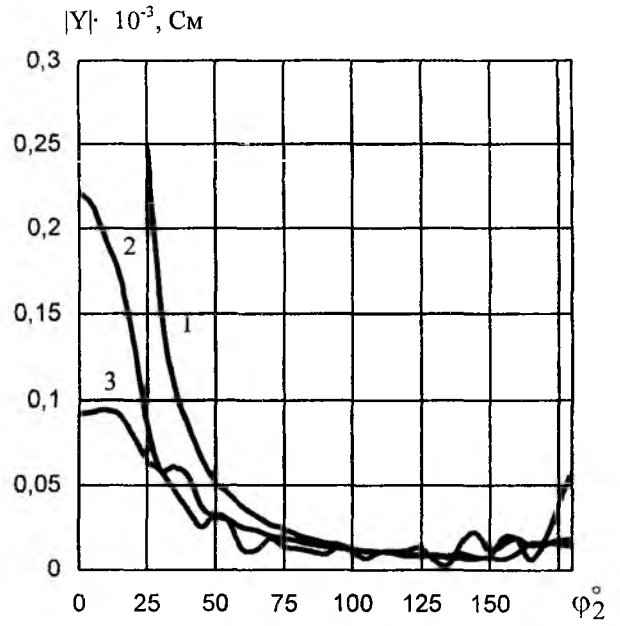


Рис. 7

Для более детального исследования выявленного факта рассмотрим результаты расчетов собственных проводимостей щелей (рис. 3 и 4). На рис. 3 приведены зависимости значений проводимостей щелевого излучателя, расположенного на экваторе с центром в точке $(\theta_1 = \pi/2, \varphi_1 = 0)$ при изменении его длины L_1/λ для различных радиусов сферы. Так, $\text{Re}Y_{11}$ для $kR = 2$ соответствует кривая 1, $\text{Im}Y_{11}$ для этого случая – кривая 3; $\text{Re}Y_{11}$ для $kR = 8$ – кривая 2, $\text{Im}Y_{11}$ – кривая 4; $\text{Re}Y_{11}$ для $kR = 12$ – кривая 2, $\text{Im}Y_{11}$ – кривая 5 (зависимости значений реальных частей проводимостей для случаев $kR = 8$ и $kR = 12$ с графической точностью совпадают). Как видно, для $kR = 2$ щель является резонансной при $L_1/\lambda \approx 0,48$, для $kR = 8$ – при $L_1/\lambda \approx 0,43$, для $kR = 12$ – при $L_1/\lambda \approx 0,37$. Отсюда ясно, что эффект изменения резонансной длины щелевого излучателя (по сравнению с полуволновой) проявляется в различной степени для сфер с разными электрическими размерами. При этом на сферах достаточно большого электрического размера резонансная длина щели, расположенной на экваторе, будет соответствовать резонансной длине щели в бесконечном экране.

При смещении центра щели, а следовательно, и ее продольной оси вдоль меридиана от экваториальной линии сферы проявление этого эффекта усиливается. Это подтверждается анализом результатов расчета, представленных на рис. 4. Здесь при фиксированном значении $kR = 8$ показаны зависимости $\text{Re}Y_{11}$ (кривая 1) и $\text{Im}Y_{11}$ (кривая 4) для щели с центром в точке $(\theta_1 = \pi/2, \varphi_1 = 0)$, $\text{Re}Y_{11}$ (кривая 2) и $\text{Im}Y_{11}$ (кривая 5) для щели с центром в точке $(\theta_1 = \pi/3, \varphi_1 = 0)$, $\text{Re}Y_{11}$ (кривая 3) и $\text{Im}Y_{11}$ (кривая 6) для щели с центром в точке $(\theta_1 = \pi/4, \varphi_1 = 0)$. Как видно, щелевой излучатель с параллельной экватору продольной осью, расположенный ближе к полюсу сферы, будет иметь значительно большую резонансную длину, чем излучатель, расположенный на экваториальной линии. Отметим, что полученные числовые значения $\text{Re}Y_{11}$ для щелей резонансной длины независимо от их расположения на сфере (при фиксированном kR) практически совпадают между собой. Наряду со значениями собственных проводимостей, позволивших проанализировать изменения резонансных длин щелевых излучателей, были также исследованы и значения взаимных проводимостей щелей на сфере. Так, на рис. 5 для $kR = 8$ приведены значения модуля взаимных проводимостей щели длиной $L_1/\lambda = 0,45$, расположенной на экваторе с центром в точке $(\theta_1 = \pi/2, \varphi_1 = 0)$, и щелевых излучателей длиной $L_1/\lambda = 0,45$ (кривая 1), $L_2/\lambda = 0,3$ (кривая 2) и $L_2/\lambda = 0,6$ (кривая 3), у которых $\varphi_2 = 0$ фиксировалось, а величина θ_2 изменялась в интервале $[30^\circ, 84^\circ]$. При $\theta_2 = 90^\circ$ на рис. 5 (кривая 1) для сравнения показано значение модуля собственной проводимости щели длиной $L_1/\lambda = 0,45$. Как видно, близко расположенные излучатели достаточно сильно взаимодействуют между собой и степень этого взаимодействия уменьшается при увеличении расстояния по дуге между ними. Причем щель, имеющая такую же длину, как и резонирующая на экваторе сферы (кривая 1), при удалении вдоль меридиана к полюсу характеризуется с ней меньшей взаимной связью, чем более длинная (кривая 3). Это объясняется приведенными выше исследованиями изменения резонансной длины щели при смещении ее центра от экваториальной линии (рис. 4).

На рис. 6 представлены результаты расчетов модуля взаимных проводимостей щелей тех же размеров $L_2/\lambda = 0,45$ (кривая 1), $L_2/\lambda = 0,3$ (кривая 2), $L_2/\lambda = 0,6$ (кривая 3) для того же значения $kR = 8$, взаимодействующих со щелью длиной $L_1/\lambda = 0,45$ с центром в точке $(\theta_1 = 3\pi/4, \varphi_1 = 0)$, при фиксированном $\varphi_2 = 0$ и изменении величины θ_2 в интервале $[45^\circ, 130^\circ]$. Очевидно, что и для случая щели с номером $t = 1$ расположенной на экваторе (рис. 5), и для случая щели, смещенной от экватора (рис. 6), характер представленных зависимостей от расстояния между излучателями сохраняется. Для сравнения, на рис. 7 помещены зависимости изменения модуля взаимной проводимости щелей одинаковой длины $L_1/\lambda = L_2/\lambda = 0,45$ ($kR = 8$) при взаимном разнесении их центров расположения на сфере как в меридиональной, так и в экваториальной плоскостях. Центр первой щели фиксируем в точке $(\theta_1 = \pi/2, \varphi_1 = 0)$, а второй – на линии экватора $\theta_2 = \pi/2$ (кривая 1) и на параллелях $\theta_2 = \pi/3$ (кривая 2), $\theta_2 = \pi/4$ (кривая 3) при изменении величины φ_2 в интервале $[0, 180^\circ]$. Отметим, что величина модуля взаимной проводимости на расстояниях между центрами щелей

больших λ в этом случае остается практически постоянной при изменении угла φ_2 и составляет менее 10 % величины модуля собственной проводимости щели.

Таким образом, представленные в данной работе результаты исследований могут быть использованы как при практических разработках решеток щелевых излучателей, расположенных на идеально проводящих сферических поверхностях, так и при численном анализе их характеристик методом наведенных МДС.

Список литературы: [1] Г.Б. Резников. Антенны летательных аппаратов. – М.: Сов. радио, 1967 – 416с. [2] Лященко В.А., Булгаков А.А. Распределение поля и энергетические характеристики волноводно-щелевых излучателей – Харьков, 1975. – 57 с. (Препринт / Ин-т радиоэлектрон. АН УССР; № 50). [3] Панченко Б.Л. Проводимость излучения продольных щелей на цилиндре // Изв. вузов СССР. Радиофизика, 1966. – Т. 9. – № 4. – С. 829-831. [4] Панченко Б.Л. Собственные и взаимные проводимости поперечных щелей на цилиндре // Радиотехника. – Харьков. –1967. – Т. 22. – № 11. – С. 61-66. [5] Добровольский И.Ф., Клюев В.М., Рогачев А.И. Собственные и взаимные проводимости щелей, произвольным образом ориентированных на проводящем цилиндре // Антенны / Под ред. А.А. Пистолькорса. – Вып. 11. – Связь, 1971. [6] Пенкин Ю.М., Яцук Л.П. Тензор Грина векторного уравнения Гельмгольца для простых электродинамических объемов со сферическими границами // Радиотехника. – Харьков, – 1991. – Вып. 94. – С. 83–91.

Украинская национальная
фармацевтическая академия, г. Харьков

Поступила в редколлегию 20.12.99

РЕЗОНАНСНЫЕ ЯВЛЕНИЯ ПРИ ВОЗБУЖДЕНИИ НОРМАЛЬНЫХ МОД В СИСТЕМЕ СВЯЗАННЫХ ЛИНЕЙНЫХ ОСЦИЛЛЯТОРОВ

Изучение условий возбуждения нормальных мод в системе связанных линейных осцилляторов с различными парциальными (собственными) частотами представляет интерес, поскольку подобные системы рассматриваются в механике (колебания связанных маятников [1]), электродинамике (связанные колебательные контуры и сочлененные волноводы [2]) и других разделах физики. В работе [3] рассмотрены колебания в бесконечных цепочках однородных и периодически чередующихся элементов. Однако особенности возбуждения нормальных мод в системе с конечным числом осцилляторов при различных собственных (парциальных) частотах последних изучены недостаточно подробно, хотя представляют несомненный интерес, например, в механике при рассмотрении колебаний, возникающих в вале с насаженными на него дисками, а также в радиотехнике при создании фильтров, состоящих из конечного числа связанных колебательных контуров. В данной работе путем численного анализа показан эффект увеличения частоты нормальной моды колебания и, соответственно, амплитуды колебания в одном из резонаторов при определенном порядке соединения их с различными парциальными частотами.

Рассмотрим систему из связанных осцилляторов (рис. 1, а), закрепленных на легкой струне, на одинаковом расстоянии друг от друга и совершающих продольные колебания. Электрическим аналогом этой цепи является цепочка LC-контуров (рис.1б). Показанные колебательные цепи являются фильтрами низких частот. Изучим, как изменяются частоты нормальных мод и амплитуды колебаний при изменении парциальных частот осцилляторов. Парциальной (собственной), в соответствии со [2] принято называть частоту, которую имеет каждый резонатор при отсутствии связи с другими.

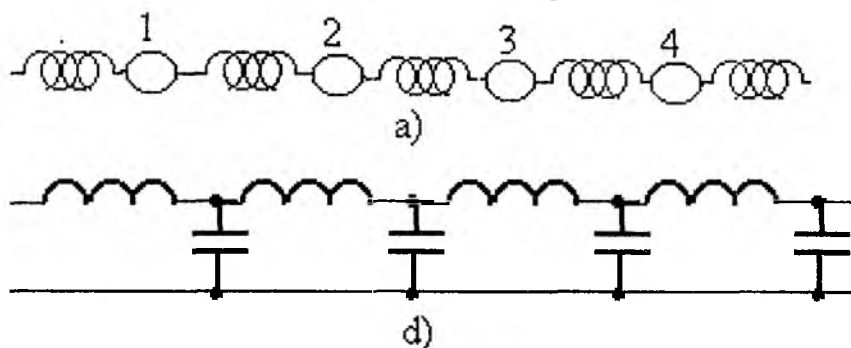


Рис.1 – Система связанных осцилляторов

Уравнения движения для рассматриваемой цепочки (рис.1а) имеют вид

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{d^2 x_1}{dt^2} = -\omega_{01}^2 x_1 - \omega_{01}^2 (x_1 - x_2) \\ \frac{d^2 x_2}{dt^2} = -\omega_{02}^2 (x_2 - x_1) - \omega_{03}^2 (x_2 - x_3) \\ \vdots \\ \frac{d^2 x_n}{dt^2} = -\omega_{0n}^2 x_n - \omega_{0n}^2 (x_n - x_{n-1}) \end{array} \right. \quad (1)$$

где ω_{0i} – парциальные частоты каждого осциллятора.

Дисперсионное уравнение можно получить, подставив решения $x_i = X_i \exp(-j\omega t)$, ($j = 1 \dots n$) в систему уравнений (1). В результате чего получаем

$$\begin{vmatrix} (-x+2) & -1 & 0 & 0 & 0 & \dots \\ -1 & (-x\delta+2) & -1 & 0 & 0 & \dots \\ 0 & -1 & (-x\beta+2) & -1 & 0 & \dots \\ 0 & 0 & -1 & (-x\gamma+2) & -1 & \dots \\ \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \\ 0 & 0 & 0 & 0 & -1 & (-x\zeta+2) \end{vmatrix} = 0, \quad (2)$$

где $\delta = \frac{\omega_{01}^2}{\omega_{02}^2}$, $\beta = \frac{\omega_{01}^2}{\omega_{03}^2}$, $\gamma = \frac{\omega_{01}^2}{\omega_{04}^2}$, ..., $\zeta = \frac{\omega_{01}^2}{\omega_{0n}^2}$ – "расстройки" парциальных частот резонаторов, входящих в систему.

Из системы уравнений (2) следует, что при соединении четвертого, пятого и так далее осцилляторов в колебательную цепь характеристическое уравнение определяется следующим соотношением:

$$(-x\rho + 2)f_{i-1} - f_{i-2} = 0,$$

где $\rho = \frac{\omega_{01}^2}{\omega_{0i}^2}$ – "расстройка" парциальной частоты, присоединенного резонатора (при соединении четвертого резонатора $\rho = \gamma$ и так далее), f_{i-1} , f_{i-2} – дисперсионные уравнения без одного и двух последовательно присоединенных осцилляторов.

В соответствии со [2], колебания каждого из осцилляторов записываются так::

$$\begin{cases} x_1(t) = C_1 \cos(\omega_1 t + \alpha_1) + C_2 k_1 \cos(\omega_2 t + \alpha_2) + C_3 p_1 \cos(\omega_3 t + \alpha_3) + \dots + C_n q_1 \cos(\omega_n t + \alpha_n) \\ \vdots \\ x_n(t) = C_1 \cos(\omega_1 t + \alpha_1) + C_2 k_n \cos(\omega_2 t + \alpha_2) + C_3 p_n \cos(\omega_3 t + \alpha_3) + \dots + C_n q_n \cos(\omega_n t + \alpha_n) \end{cases}$$

где величины $k_1, \dots, k_n, p_1, \dots, p_n, q_1, \dots, q_n$ называются коэффициентами распределения [2], $\omega_1, \dots, \omega_n$ – частоты нормальных колебаний, определяемые из дисперсионного уравнения. Если один из коэффициентов C_1, \dots, C_n , которые определяются из начальных условий $(x_1(0), \dots, x_n(0), \dot{x}_1(0), \dots, \dot{x}_n(0))$, не равен нулю (при остальных нулевых), то система совершает колебания с одним периодом, так называемые нормальные колебания. Если положить начальные скорости каждого из осцилляторов нулевыми ($\dot{x}_1(0) = 0, \dots, \dot{x}_n(0) = 0$), то $\alpha_1 = \dots = \alpha_n = 0$ и начальные смещения осцилляторов будут определять амплитуду колебаний осцилляторов.

Численный анализ показал, что эффект резкого увеличения частоты нормальной моды при увеличении парциальной частоты односторонне закрепленного резонатора проявляется при любом количестве связанных осцилляторов. В связи с этим без потери общности продемонстрируем указанный эффект на примере четырех связанных осцилляторов и рассмотрим изменение частоты нормальной моды и амплитуд колебаний осцилляторов при изменении парциальной частоты осциллятора, интегрированного в колебательную систему и односторонне закрепленного.

Зададим начальное смещение для первого колебания в каждой моде $x_{01} = 1$. Тогда начальные смещения остальных колебаний для всех мод определяются условиями:

$$\begin{aligned} \text{для первой моды } x_{02} &= x_{01}, \quad x_{03} = x_{01}, \quad x_{04} = x_{01}, \\ \text{для второй моды } x_{02} &= \frac{k_2}{k_1} x_{01}, \quad x_{03} = \frac{k_3}{k_1} x_{01}, \quad x_{04} = \frac{k_4}{k_1} x_{01}, \\ \text{для третьей моды } x_{02} &= \frac{p_2}{p_1} x_{01}, \quad x_{03} = \frac{p_3}{p_1} x_{01}, \quad x_{04} = \frac{p_4}{p_1} x_{01}, \end{aligned}$$

$$\text{для четвертой моды } x_{02} = \frac{q_2}{q_1} x_{01}, \quad x_{03} = \frac{q_3}{q_1} x_{01}, \quad x_{04} = \frac{q_4}{q_1} x_{01}.$$

Дисперсионное уравнение после преобразований имеет вид

$$\delta\beta\gamma x^4 - 2x^3[\delta(\beta + \gamma) + \beta\gamma + \delta\beta\gamma] + x^2[4\delta(\beta + \gamma) + 3\beta\gamma + 3\delta + 4\beta + 3\gamma] - 2x(3\delta + 2\gamma + 3\beta + 2) + 5 = 0, \quad (3)$$

где $\delta = \frac{\omega_{01}^2}{\omega_{02}^2}$, $\beta = \frac{\omega_{01}^2}{\omega_{03}^2}$, $\gamma = \frac{\omega_{01}^2}{\omega_{04}^2}$ – “расстройки” парциальных частот, $\omega_{01}, \omega_{02}, \omega_{03}, \omega_{04}$ – собственные (парциальные) частоты осцилляторов, входящих в систему. Корни уравнения (3)

$x_{1,2,3,4} = \left(\frac{\omega_{1,2,3,4}}{\omega_{01}}\right)^2$ определяют квадраты отношения нормальных частот к парциальной частоте первого осциллятора.

Коэффициенты распределений, определяются соотношениями

$$k_i = -x_i + 2, \quad p_i = (-\delta x_i + 2)k_i - 1, \\ q_i = (-x_i\beta + 2)p_i - k_i, \quad i = 1, 2, 3, 4.$$

Парциальные частоты осцилляторов будем менять посредством изменения их массы. Графики зависимости квадрата отношения частоты нормальных мод к парциальной частоте первого осциллятора в зависимости от “расстройки” парциальных частот (отношения масс δ) первого и второго осцилляторов приведены на рис. 2 (номера кривых рисунков соответствуют номерам осцилляторов). Как следует из графиков в диапазоне изменения $0,1 \leq \delta < 1$ (масса второго осциллятора меньше), частоты всех нормальных мод выше соответствующих частот нормальных при $\delta = 1$, в диапазоне изменения $1 < \delta \leq 2$ – ниже.

Если масса второго осциллятора изменяется в пределах $0,1 \leq \delta \leq 1$, то происходит существенное изменение частоты четвертой нормальной моды. Если изменение массы второго осциллятора происходит в пределах $1 < \delta \leq 2$, то наибольшее изменение претерпевает частота третьей нормальной моды.

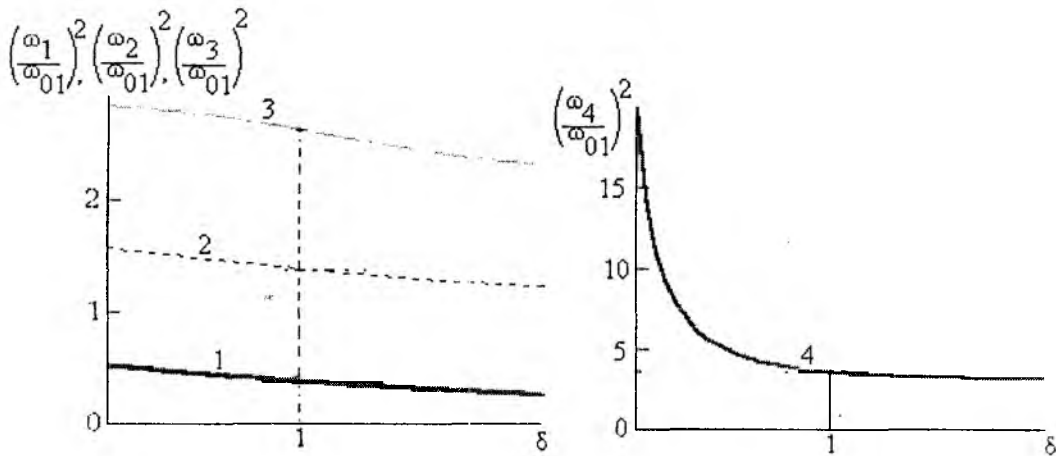


Рис. 2 – Изменение отношения частоты нормальных мод к парциальной частоте первого осциллятора в зависимости от “расстройки” парциальных частот первого и второго осцилляторов.

Увеличение массы второго осциллятора (уменьшение его собственной парциальной частоты) увеличивает его инертность, а следовательно, амплитуду (начальное смещение). Поскольку связь между осцилляторами линейная, то увеличение амплитуды второго осциллятора уменьшает амплитуду третьего и увеличивает амплитуду четвертого, если он в противофазе с третьим, по сравнению со случаем $\delta = \beta = \gamma = 1$ (рис. 3).

Кривая 1 показывает изменение $\left(\frac{\omega_1}{\omega_{01}}\right)^2$, кривая 2 – $\left(\frac{\omega_2}{\omega_{01}}\right)^2$, кривая 3 – $\left(\frac{\omega_3}{\omega_{01}}\right)^2$, кривая 4 – $\left(\frac{\omega_4}{\omega_{01}}\right)^2$.

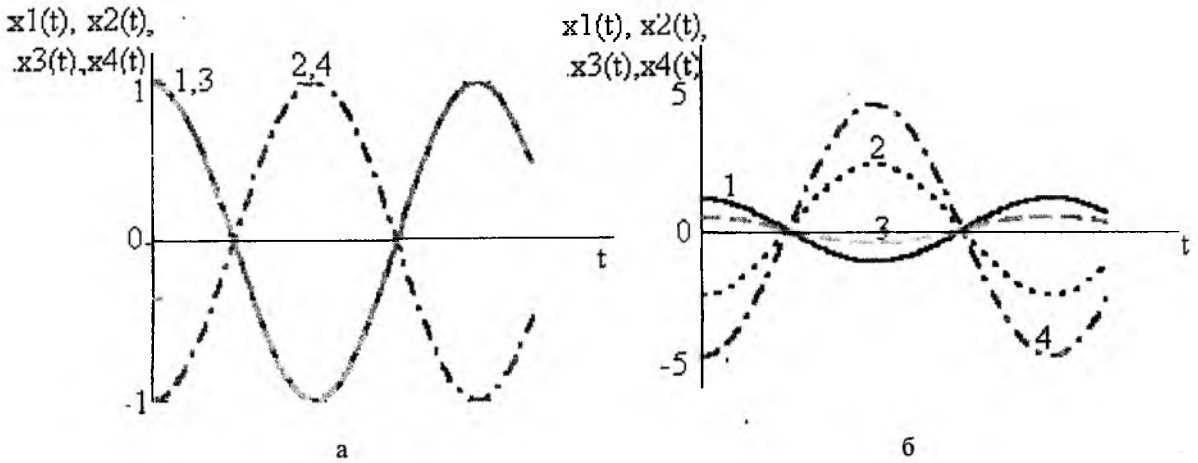


Рис. 3 – Относительные смещения осцилляторов при возбуждении четвертой нормальной моды при
 а) $\delta = \beta = \gamma = 1$, б) $\delta = 2, \beta = \gamma = 1$.

Уменьшение массы второго осциллятора (увеличение его парциальной частоты), приводит к тому, что для возбуждения любой моды необходимо уменьшить начальное смещение (амплитуду) второго осциллятора. Соответственно, смещение третьего осциллятора будет увеличиваться.

Рассмотрим условия возбуждения нормальных мод при изменении парциальной частоты (массы) четвертого односторонне жесткозакрепленного осциллятора. Как следует из графиков (рис. 4), уменьшение массы крайнего осциллятора существенным образом увеличивает частоту четвертой моды: она практически совпадает с собственной (парциальной) частотой колебаний указанного легкого осциллятора, постоянна во всем диапазоне изменения δ и может быть приближенно определена из условия

$$\left(\frac{\omega_4}{\omega_{01}}\right)^2 \approx \frac{2}{\gamma}.$$

Частота третьей моды существенным образом меняется в диапазоне $0,1 \leq \delta < 1$.

Поскольку данный осциллятор односторонне жестко закреплен, то он в большей степени, чем нежесткозакрепленные, сохраняет индивидуальные свойства, присущие ему как изолированному осциллятору. В результате при увеличении собственной (парциальной) частоты, которая вызывает уменьшение периода колебаний, "подстройка" данного осциллятора под колебания других осуществляется через увеличение начального смещения, т. е. амплитуду колебаний легкого односторонне жесткозакрепленного осциллятора, что и показано на рис. 5 на примере возбуждения третьей и четвертой нормальной моды колебаний. Уменьшение парциальной частоты (увеличение массы) четвертого односторонне закрепленного осциллятора уменьшает частоту четвертой моды, а также и начальное смещение данного осциллятора по сравнению со случаем $\delta = \beta = \gamma = 1$.

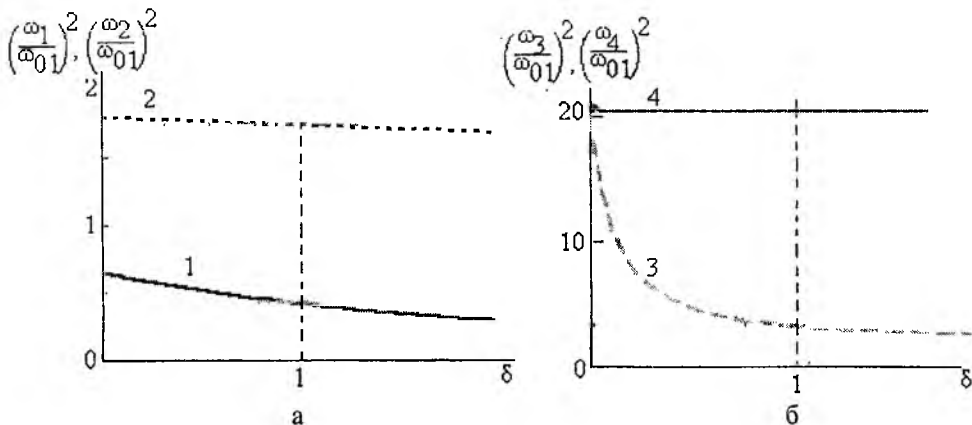


Рис. 4 – Изменение отношения частоты нормальных мод к парциальной частоте первого осциллятора в зависимости от "расстройки" парциальных частот первого и второго осцилляторов.

Кривая 1 показывает изменение $\left(\frac{\omega_1}{\omega_{01}}\right)^2$, кривая 2 – $\left(\frac{\omega_2}{\omega_{01}}\right)^2$, кривая 3 – $\left(\frac{\omega_3}{\omega_{01}}\right)^2$, кривая 4 – $\left(\frac{\omega_4}{\omega_{01}}\right)^2$.

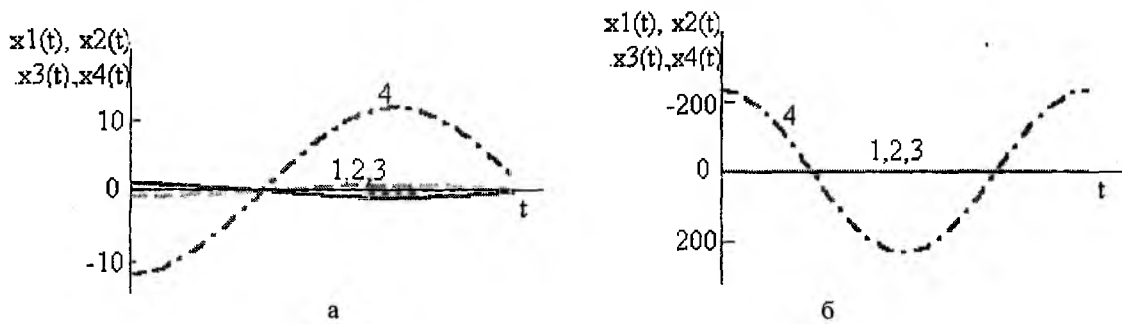


Рис. 5 – Относительные смещения осцилляторов при возбуждении:
а) третьей и б) четвертой нормальных мод $\delta = \beta = 1, \gamma = 0,1$.

Проведенное исследование показало, что изменение парциальных частот осцилляторов, включенных в систему, оказывает более сильное воздействие на частоты высших мод, чем на частоты низших.

Увеличение парциальной частоты односторонне жесткозакрепленных осцилляторов (в случае меньших парциальных частот остальных осцилляторов) устанавливает в системе частоту высшей нормальной моды, равной собственной (парциальной) частоте данного осциллятора. При этом величина начального смещения односторонне жестко закрепленного осциллятора на высших модах значительно превышает смещение остальных осцилляторов.

Уменьшение (увеличение) парциальной частоты нежесткозакрепленного осциллятора увеличивает (уменьшает) его начальное смещение и соответствующим образом корректирует начальные смещения остальных осцилляторов.

Таким образом, нежесткозакрепленный осциллятор в большей степени интегрируется в систему, в то время как односторонне жесткозакрепленный сохраняет свои индивидуальные свойства.

Список литературы: [1] Магнус К. Колебания. – М.: Мир, 1982. – 303 с. [2] Мандельштам Л.И. Лекции по теории колебаний. – М.: Наука, 1972. – 470 с. [3] Виноградова М.Б., Руденко О.В., Сухоруков А.П. Теория волн. – М.: Наука, 1979. – 320с.

Харьковский государственный технический
университет радиоэлектроники

Поступила в редколлегию 27.04.2000

ТЕМПЕРАТУРНОЕ ПОЛЕ КВАЗИТОЧЕЧНОГО ДАТЧИКА ПРОХОДЯЩЕЙ МОЩНОСТИ СВЧ НА ОСНОВЕ ПОГЛОЩАЮЩЕЙ СТЕНКИ

В последние годы стал актуальным вопрос о контроле передающих СВЧ трактов с большими и сверхбольшими уровнями мощности. Это касается установок СВЧ нагрева, ускорителей заряженных частиц, локационных, навигационных и связных станций, различных испытательных стендов. Прежде всего в связи с ростом уровня мощности возросли требования к датчикам по электрической и тепловой прочности, стабильности, частотному и динамическому диапазонах коэффициента преобразования, быстродействию. Применение традиционных методов и средств измерения стало затруднительным, а зачастую и невозможным потому, что используемые датчики или их элементы связи в большинстве своем снижают электрическую или тепловую точность волновода. В таких условиях предпочтительным является метод поглощающей стенки (ПС), суть которого заключается в изучении распределения температуры на поверхности тонкостенного участка волновода, которая адекватна распределению мощности внутри него. По значениям температуры на поверхности стенки, полученных при помощи подвижных или дискретных неподвижных термопреобразователей, по ее геометрическим, электрическим и теплофизическим параметрам можно определить падающую, отраженную и проходящую в реальную нагрузку мощность, модуль и фазу коэффициента отражения, длину волны, наличие внеполосных составляющих в спектре сигнала.

До последнего времени широкому использованию этого метода препятствовали трудности, связанные со сложной технологией изготовления ПС, плохими частотными свойствами, плохим быстродействием.

В статье рассматривается методика расчета температурного поля датчика нового типа, предложенного автором, практически лишенного отмеченных недостатков, обеспечивающего взаимозаменяемость, высокую точность и надежность во всем диапазоне СВЧ [1].

Разработанный датчик представляет собой цилиндрический полый корпус, который ввинчивается в стенку волновода таким образом, что его торец с напаянной на него поглощающей стенкой находится заподлицо с внутренней поверхностью полости волновода, не внося, соответственно, неоднородностей в передающий тракт. Поглощающая стенка представляет собой тонкую стенку из константана, нихрома, никеля, а при очень больших мощностях в волноводе из меди или латуни. Внутри цилиндрического корпуса на внешнюю по отношению к поверхности волновода поверхность устанавливается батарея пленочных термопар в форме окружности, горячие спаи которых расположены в области центра окружности, а холодные – в области ее периферии.

Рассмотрим задачу о значении установившейся температуры поглощающей стенки круглой формы. Она состоит в решении стационарного уравнения теплопроводности, учитывающего теплообмен с окружающей средой:

$$\Delta T - T\gamma = -\frac{I}{K\delta}, \quad (1)$$

где Δ – оператор Лапласа; I – поверхностная плотность СВЧ мощности на стенке; T – приращение температуры относительно границы диска; K – коэффициент теплопроводности материала стенки.

$$\gamma^2 = 2\alpha/K\delta, \quad (2)$$

где α – коэффициент теплообмена; δ – толщина стенки.

В качестве граничного условия примем, что приращение температуры на границе равно нулю.

На практике датчик в форме круглого диска может быть расположен в широкой или узкой стенке прямоугольного волновода.

Поверхностная плотность мощности вычисляется по формуле [2]

$$I = \frac{1}{2} R_s |H_{tg}|^2, \quad (3)$$

где H_{tg} – тангенциальная составляющая магнитного поля на поверхности стенки; $R_s = \sqrt{\omega\mu_0/2\tau}$ – поверхностное сопротивление; μ – проводимость материала стенки.

Подставив в формулу (3) выражения для магнитного поля в прямоугольном волноводе, найдем, что на узкой стенке поверхностная плотность мощности распределяется по следующему закону [3]:

$$I_y(y, z) = N_1 F^+(z) \cos^2(K_y y) + N_2 F^-(z) \sin^2(K_y y), \quad (4)$$

где $F^+(z) = 1 + \Gamma^2 + 2\Gamma \cos(2K_z z + \varphi_0)$; $F^-(z) = 1 + \Gamma^2 - 2\Gamma \cos(2K_z z + \varphi_0)$; $N_1^H = H_0^2 / 2\sigma\Delta$; $N_2^H = H_0^2 / 2\sigma\Delta \left(K_z \left(K_y / K_{\perp}^2 \right) \right)^2$; $N_1^E = 0$; $N_2^E = E_0^2 / 2\sigma\Delta \left(\left(K_z / Z^E \right) \left(K_x / K_{\perp}^2 \right) \right)^2$; $K_x = m\pi/a$; $K_y = n\pi/b$; $K_{\perp}^2 = K_x^2 + K_y^2$; $K_z^2 = K_0^2 - K_{\perp}^2 = 2\pi/b\lambda$; $K_0 = 2\pi/\lambda$; $Z^E = Z_0 \sqrt{1 - (\lambda/\lambda_{кр})^2}$; $\lambda_{кр} = 2/\sqrt{(m/a)^2 + (n/b)^2}$; $\Delta = \sqrt{2/\omega\mu_0\sigma}$ – глубина скин-слоя; Γ , φ_0 – модуль и фаза коэффициента отражения нагрузки; a и b – размеры широкой и узкой стенок волновода (ось x направлена вдоль широкой стенки, ось y – вдоль узкой стенки, ось z – вдоль волновода); λ , λ_b , $\lambda_{кр}$ – длина волны в свободном пространстве, в волноводе и критическая соответственно; z_0 – волновое сопротивление свободного пространства; m и n – индексы моды волны, распространяющейся в волноводе; E и H – индексы, указывающие на тип волны; E_0 и H_0 – амплитуды электрического и магнитного полей.

С переносимой по волноводу мощностью P E_0 и H_0 связаны следующими отношениями:

$$E_0^2 = \frac{8z_0 P}{abz_0 \sqrt{1 - (\lambda/\lambda_{кр})^2}} \left(\lambda/\lambda_{кр} \right)^2, \quad H_0^2 = \frac{4(2 - \delta_{m_0} - \delta_{n_0}) P}{abz_0 \sqrt{1 - (\lambda/\lambda_{кр})^2}} \left(\lambda/\lambda_{кр} \right)^2,$$

где δ_{m_0} и δ_{n_0} – символы Кронекера.

Для широкой стенки закон распределения поверхностной плотности мощности выглядит так:

$$I_u(x, z) = N_3 F^+(z) \cos^2 K_x x + N_4 F^-(z) \sin^2 K_x x, \quad (5)$$

где $N_3^H = H_0^2 / 2\sigma\Delta$; $N_4^H = H_0^2 / 2\sigma\Delta \left(K_z \left(K_x / K_{\perp}^2 \right) \right)^2$; $N_3^E = 0$; $N_4^E = E_0^2 / 2\sigma\Delta \left(\left(K_z / Z^E \right) \left(K_y / K_{\perp}^2 \right) \right)^2$.

Определенная трудность решения уравнения (1) при виде его правой части, определяющейся формулами (4) и (5), состоит в том, что поглощающая стенка – это круг, а $I_u(x, z)$ и $I_y(y, z)$ записаны в прямоугольных координатах. Следовательно, целесообразно использовать один из численных методов, например, метод сеток. Сетку из радиусов и окружностей при этом применять неразумно, так как невозможно задать граничное условие в центре круга, – ведь значение температуры и ее производной там неизвестны. Поэтому используем стенку в виде прямоугольника. Уравнение (1) для широкой стенки запишем в декартовых координатах:

$$\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} - \gamma^2 T = - \frac{I_u(x, z)}{K\delta}. \quad (6)$$

Для узкой стенки вид уравнения будет тем же, лишь производная $\partial^2 T / \partial x^2$ заменяется на $\partial^2 T / \partial y^2$, а $I_u(x, z)$ на $I_y(y, z)$.

Производные в уравнении (6) представим в виде конечных разностей:

$$\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} = \frac{T_{i+1,j} - 2T_{i,j} + T_{i-1,j}}{h_x^2}, \quad \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} = \frac{T_{i,j+1} - 2T_{i,j} + T_{i,j-1}}{h_z^2},$$

где i и j – номера узлов сеток вдоль осей x и z соответственно, h_x, h_z – шаги сетки вдоль этих осей. Производные вычисляются для узла с индексами i и j .

Подстановка этих формул в выражение (6) дает:

$$\frac{T_{i-1,j} + T_{i+1,j}}{h_x^2} + \frac{T_{i,j-1} + T_{i,j+1}}{h_z^2} - \left[\gamma^2 + 2 \left(\frac{1}{h_x^2} + \frac{1}{h_z^2} \right) \right] T_{i,j} = - \frac{I_{i,j}}{K\delta}, \quad (7)$$

где $I_{i,j}$ – значение функции $I_{in}(x, z)$ в узле с индексами i и j .

Выражение (7) представляет собой систему линейных уравнений, решением которой являются значения температуры в узлах стенки. Для ее решения удобно использовать метод последовательных приближений, из чего следует

$$T_{i,j} = \frac{1}{\gamma^2 + 2 \left(\frac{1}{h_x^2} + \frac{1}{h_z^2} \right)} \left(\frac{T_{i-1,j} + T_{i+1,j}}{2} + \frac{T_{i,j-1} + T_{i,j+1}}{2} + \frac{I_{i,j}}{K\delta} \right). \quad (8)$$

Начальное значение температуры, например $T = 0$, подставляется в правую часть выражения (8), и находится первое приближение решения. Полученный массив значений $T_{i,j}$ снова подставляется в правую часть выражения (8), находится следующее приближение, и так до тех пор, пока разница между двумя последовательными приближениями не станет меньше заданной погрешности решения.

Чтобы использовать значения температуры на окружности диска, используем прямоугольную сетку, у которой шаг может меняться.

На рис. 1 изображено несколько узлов такой сетки вблизи края диска, который здесь не проходит ни через один узел. Введем коэффициенты a_1, a_2, b_1, b_2 , смысл которых ясен из рисунка. Выражения для производных тогда будут записаны так:

$$\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} = 2 \frac{\frac{T_{i+1,j} - T_{i,j}}{a_2} - \frac{T_{i,j} - T_{i-1,j}}{a_1}}{(a_1 + a_2)h^2},$$

$$\frac{\partial^2 T}{\partial z^2} = 2 \frac{\frac{T_{i,j+1} - T_{i,j}}{b_2} - \frac{T_{i,j} - T_{i,j-1}}{b_1}}{(b_1 + b_2)h^2}.$$

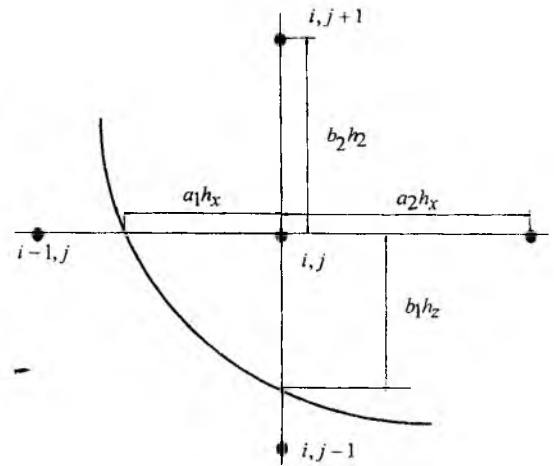


Рис. 1

Здесь мы считаем, что шаги сетки h вдоль осей x и z одинаковы. Рабочее уравнение для вычисления значения температуры в узле сетки с индексами i и j выглядит так:

$$T_{i,j} = \frac{\frac{2}{h^2} \left(\frac{T_{i-1,j}/a_1 + T_{i+1,j}/a_2}{a_1 + a_2} + \frac{T_{i,j-1}/b_1 + T_{i,j+1}/b_2}{b_1 + b_2} \right) + \frac{I_{i,j}}{K\delta}}{\gamma^2 + \frac{2}{h^2} \left(\frac{1}{a_1 a_2} + \frac{1}{b_1 b_2} \right)}. \quad (9)$$

Если $a_1 = a_2 = b_1 = b_2 = 1$, то уравнение (9) переходит в уравнение (8). При расчетах для каждого узла сетки вычисляются коэффициенты a_1, a_2, b_1, b_2 . Если узел находится вдали от края диска, расчеты ведутся по формуле (8). Для узлов, близких к краю диска, некоторые коэффициенты оказываются меньшими единицы. Тогда в качестве температуры в таких “смешанных” узлах берется температура на границе диска, т. е. $T = 0$.

На рис. 2 показаны некоторые результаты расчетов. Они проводились для датчика с константовым диском диаметром 1 см и толщиной 50 мкм, расположенным на середине широкой стенки во многих точках через 1 см вдоль прямоугольного волновода сечением 120×5,7 мм. В нем распространяется волна H_{10} мощностью 1000 Вт при длине волны в свободном пространстве 16,5 см. Коэффициент теплообмена равен 5 Вт/м²·град. На рисунке показано, как меняется вдоль оси волновода поверхностная плотность мощности $I_{ш}$ и температура в центре диска $T_{ц}$. Видно, что изменения температуры повторяют изменения плотности мощности, причем “тепловой” КСВ = $\sqrt{T_{\max}/T_{\min}}$ равен КСВ по электромагнитному полю. Следовательно, с помощью таких датчиков проходящей мощности можно измерять параметры стоячей волны в волноводе и использовать их в многозондовых микроволновых мультиметрах и тепловых дискретных измерительных линиях [4]. Основным их достоинством является равенство значений КСВН и КСВТ, а при использовании контактных или бесконтактных термопреобразователей обеспечивается минимум систематической погрешности, обусловленной градиентным “растеканием” тепла по поверхности поглощающей стенки.

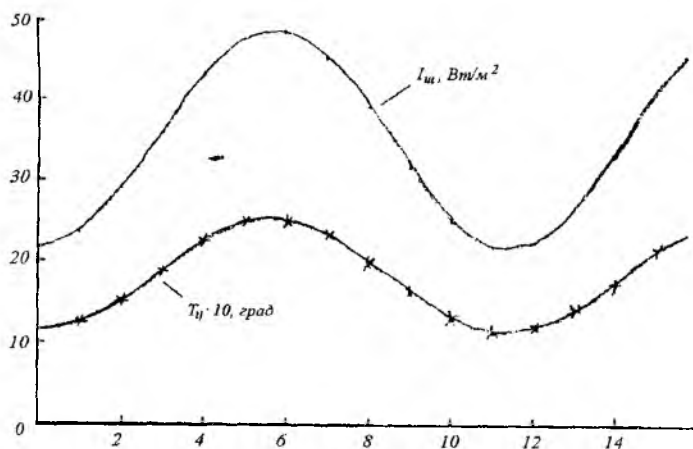


Рис. 2

Список литературы: [1] Универсальный датчик Волкова В.М. для измерения проходящей мощности СВЧ: Решение о выдаче патента Украины по заявке №97094823 от 3.09.1997.. [2] Волков В.М. Применимость теории сильного скин-эффекта при вычислении потерь в слабопроводящих стенках волноводов. // Известия вузов. Радиоэлектроника. 1997. – Т. 10. – №10. – С. 67-69. [3] Волков В.М. Частотные свойства диссипативных потерь в многоволновых волноводах. // Радиотехника. Всеукр. межвед. науч-техн. сб. – 2000. – Вып. 113. [4] Патент №10612А Украины. Тепловая дискретная измерительная линия / Волков В.М., 1993.

Харьковский государственный технический университет радиоэлектроники

Поступила в редколлегию 29.05.2000

ВЫСОКОЭФФЕКТИВНЫЕ СОЛНЕЧНЫЕ ЭЛЕМЕНТЫ НА ОСНОВЕ ЖИДКОРАСТВОРНОЙ ТЕХНОЛОГИИ.

В течение последних нескольких лет достигнут значительный прогресс в создании монокристаллических кремниевых солнечных элементов (СЭ). У кремниевых СЭ с n^+p-p^+ -структурой при однократной освещенности получен КПД более 20 % .[1] Повышению эффективности этих СЭ способствовали текстурированная фронтальная поверхность, двухслойные просветляющие покрытия, пассивирующее покрытие на тыльной поверхности и другие усовершенствования, которые существенно усложнили технологический маршрут изготовления и, соответственно повысили стоимость СЭ .

Целью данной работы является разработка простой технологии, обеспечивающей значительное снижение стоимости СЭ при сохранении их высоких фотоэлектрических характеристик.

При разработке конструктивно-технологических СЭ были поставлены следующие задачи:

- а) увеличить составляющие фототока, генерируемого как в базовой области, так и в легированном слое;
- б) уменьшить последовательное сопротивление СЭ, обеспечив при этом возрастание коэффициента заполнения ВАХ до уровня 75÷78 % и воспроизводимость высоких значений этого параметра;
- в) частично устранить отрицательное влияние неоднородности параметров исходных кремниевых пластин, в том числе флюктуаций по площади поверхности пластин концентрации легирующей примеси и дефектов, на выходные характеристики СЭ;
- г) оптимизировать параметры фронтальной контактной сетки;
- д) оптимизировать технологический маршрут изготовления СЭ.

Так как основную стоимость СЭ создает используемый при его производстве кремний, то снизить стоимость СЭ прежде всего можно путем применения кремния невысокого качества, имеющего низкую цену. В связи с резким сокращением производства в полупроводниковой микроэлектронной промышленности в Украине скопилось большое количество кремния n -типа диаметром 76÷100 мм с удельным сопротивлением 4,5÷7,0 Ом·см, изготовленного по методу Чохральского, с ориентацией пластин в плоскости (100). Так как в этом случае кремний имеет минимальное количество дефектов, и, кроме того, такие пластины можно в случае необходимости текстурировать, то такой кремний и по стоимостным, и по качественным характеристикам удовлетворяет поставленной задаче создания высокоэффективного дешевого СЭ. Сверх того, использование n -Si позволяет применять процессы внешнего геттерирования с помощью сильнолегированных фосфором слоев. В качестве исходного кремния был выбран кремний n -типа КЭФ-4,5÷7,5 диаметром 76 мм.

Как известно, разработка СЭ с n - p переходом, расположенным на малой глубине (менее 1 мкм), в значительной мере решила проблему пространственного разделения носителей заряда, генерированных коротковолновым излучением.[2, 3] Фототок СЭ равен сумме фототоков из легированной и базовой областей. Ток возбуждаемых длинноволновой частью спектра современных кремниевых СЭ с мелкозалегающим p - n переходом на 80-90 % определяется базовой областью. За ток, возбуждаемый светом с $\lambda < 0,5$ мкм, почти полностью ответственна легированная область. Коэффициент поглощения излучения с длиной волны $\lambda = 0,5$ мкм для кремния равен примерно $1,14 \cdot 10^4 \text{ см}^{-1}$. При этом излучение проникает в кремний на глубину около 0,9÷1,0 мкм. В таком случае при глубине p - n перехода 0,9÷1,0 мкм концентрация легирующей примеси в диффузионном слое должна быть такой, чтобы обеспечить диффузионную длину неосновных носителей больше глубины p - n перехода, т. е. больше 1,0 мкм. Выполнение этого требования позволит существенно улучшить условия пространственного разделения носителей заряда, генерированных коротковолновым излучением, поглощенным в диффузионном слое. Оптимальной является диффузионная длина неосновных носителей, равная 5÷10 мкм. Такой диффузионной длине соответствует величина поверхностной концентрации порядка $1 \div 5 \cdot 10^{19} \text{ 1/см}^3$ и поверхностному сопротивлению $R_s = 50 \div 100 \text{ Ом/кв}$ (при глубине p - n перехода $x_j = 1,0$ мкм). При улучшенной конструкции фронтальной контактной сетки выбранные параметры диффузионного слоя позволят существенно улучшить условия пространственного разделения носителей заряда, генерированных коротковолновым излучением, поглощенным в диффузионном слое.

Кроме того, глубина p - n перехода $x_j = 1,0$ мкм обеспечивает его высокие электрические характеристики, так как применение в данной разработке исходного кремния невысокого качества не позволяет снизить глубину залегания p - n перехода до 0,3÷0,5 мкм из-за резкого ухудшения параметров p - n

перехода. Есть ещё одна причина, по которой глубина диффузионного слоя не должна быть менее 1,0 мкм. В этом случае возможно применение кремниевых пластин с пилентравленной поверхностью вместо полированной, что позволяет ещё больше снизить стоимость СЭ.

Для повышения эффективности разделения носителей заряда фронтальным (фотоприёмным) переходом предложена конструкция СЭ с p^+-n-n^+ -структурой, схема которой изображена на рис. 1

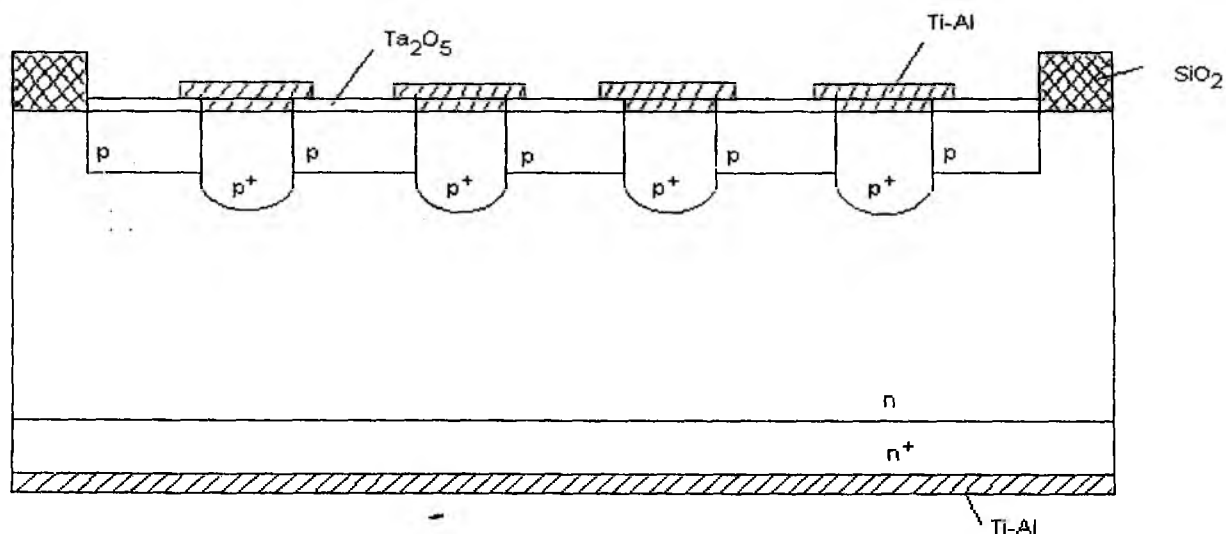


Рис.1 – Структура кремниевого СЭ

Отличительная особенность структуры состоит в том, что под полосами металлического контакта расположены области p^+ -типа, имеющие почти на три порядка большую поверхностную концентрацию по сравнению с открытой фотоприёмной областью $p-n$ перехода. Подобная форма поверхностного слоя с дырочной проводимостью позволяет значительно снизить последовательное сопротивление СЭ и тем самым обеспечить высокую выходную мощность. Изолирующий слой SiO_2 толщиной 1 мкм по периметру СЭ предотвращает шунтирование перехода вследствие диффузии на краевых участках элементов. Просветляющее покрытие, выполненное из однослойной плёнки Ta_2O_5 или TiO_2 вместо ZnS , позволяет сместить максимум спектральной чувствительности в коротковолновую область спектра. Контакты к фронтальной и тыльной поверхностям выполнены на основе структуры $Ti-Al$. Диффузионные слои предполагается формировать с помощью жидкорастворных композиций типа КБК и КФК, имеющих в качестве легирующих примесей бор и фосфор. Наиболее важной задачей при формировании диффузионных слоёв является точная регулировка поверхностного сопротивления. Использование эмпирических режимов двухстадийного процесса диффузии характеризуется большим числом возможных комбинаций взаимосвязанных параметров процесса и получаемых структур, поэтому применение традиционных методов диффузии в производстве СЭ требует практически постоянной регулировки и проведения контрольных процессов [4, 5, 6].

Применение жидкорастворных композиций позволяет подойти к решению этой проблемы с новых позиций. Технологию на основе жидкорастворных композиций характеризуют такие преимущества [7]:

- высокая точность дозировки в окисном слое. Дозировка примеси определяется лишь концентрацией вещества, содержащего диффузант, в исходном растворе. Точность этой концентрации зависит только от точности взвешивания и приготовления раствора;
- возможность плавной регулировки поверхностной концентрации примесей в широком диапазоне и получение воспроизводимых $p-n$ переходов с малой глубиной залегания за одну стадию диффузии;
- равномерность распределения диффузанта по поверхности пластины.

Высокая равномерность обусловлена тем, что в процессе получения плёнок не используется присущий известным способам диффузии перенос диффузанта с помощью газообразного потока. Неравномерность диффузанта может быть вызвана лишь недостаточной гомогенностью раствора и неоднородностью толщины наносимой плёнки. Подбором соответствующего режима центрифугирова-

ния и условий диффузионного процесса удаётся получить достаточно высокую равномерность толщины плёнки, а также диффузионных легированных слоёв в кремнии.

Известно [8], что скорость диффузии в значительной степени зависит от концентрации примеси, содержащейся в окисных плёнках. В свою очередь поверхностные слоевые сопротивления кремния зависят от температуры и длительности процессов диффузии, а также от изменения состава газовой среды в диффузионных печах. Варьируя процентное содержание окислов примеси в плёнках КФК и КБК, температуру и длительность процессов можно обеспечить получение выбранных параметров фотоприёмного и тыльного диффузионных слоёв СЭ.

Ниже приводятся некоторые результаты экспериментальных исследований диффузии бора и фосфора из жидкорастворных композиций. Как уже говорилось ранее [3], для сохранения высокого времени жизни неосновных носителей в исходной кремниевой пластине диффузионные процессы должны проходить при возможно низких температурах. Обычно это температуры от 900°С до 1000°С. В этом диапазоне температур были проведены исследования нескольких типов жидкорастворных композиций, имеющих в качестве легирующих примесей бор и фосфор от 5 до 50 весовых процентов в составе плёнки и экспериментально сняты зависимости удельного поверхностного сопротивления от длительности и температуры диффузии. Процесс диффузии проводился в электропечах типа СДО125-15/3 в атмосфере аргона или азота на кремниевых пластинах типа КЭФ-4,5 (100) и КДБ-10 (111) с двусторонней полировкой.

На рис. 2 представлена зависимость удельного поверхностного сопротивления R_s диффузионных слоёв от процентного содержания борного и фосфорного ангидрида в плёнке. Диффузия проводилась в течение 90 мин. при температуре $T = 1000^\circ\text{C}$ в атмосфере аргона.

На рис. 3 показана зависимость удельного поверхностного сопротивления диффузионных слоёв от длительности диффузии и от процентного содержания борного и фосфорного ангидрида в стекловидной плёнке. Диффузия проводилась также при $T = 1000^\circ\text{C}$ в атмосфере аргона.

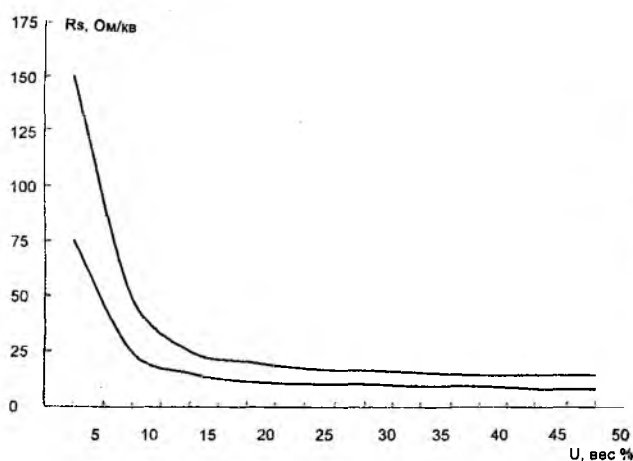


Рис. 2 – Зависимость удельного поверхностного сопротивления диффузионных слоёв от процентного содержания борного и фосфорного ангидрида в плёнке.

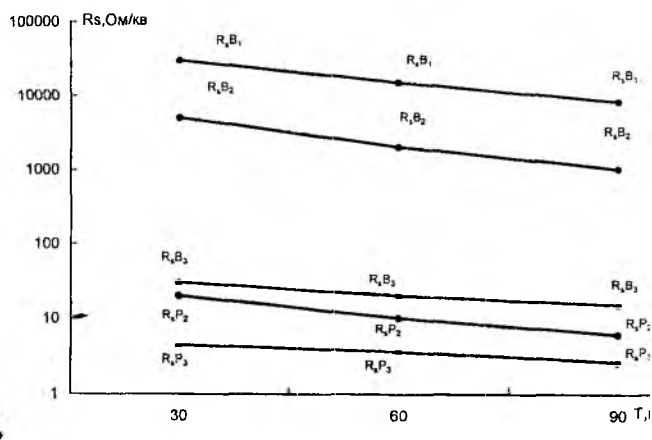


Рис.3 – Зависимость удельного поверхностного сопротивления диффузионных слоёв от длительности диффузии.

Кривые, помеченные индексами 1,2,3, сняты при содержании B_2O_3 и P_2O_5 в стекловидной плёнке равном 5,15 и 50 вес% соответственно.

В табл. 1 представлена зависимость удельных поверхностных сопротивлений диффузионных слоёв от температуры для стекловидных плёнок с различным процентным содержанием фосфорного ангидрида.

Таблица 1

$T, ^\circ\text{C}$	900		950		1000	
Тип композиц.	15% P_2O_5	50% P_2O_5	15% P_2O_5	50% P_2O_5	15% P_2O_5	50% P_2O_5
$R_s(\text{Ом/кв})$	800	350	450	200	15,0	3,6

Диффузия проводилась в течение 30 мин. в диапазоне температур от 900 до 1000° С в атмосфере аргона. Плёнки наносились на кремниевые пластины, подготовленные для исследования процесса диффузии, при вращении центрифуги со скоростью 3500 об/мин. Толщина плёнок составляла 0,1±0,13 мкм.

Как видно из полученных результатов, представленных на рис. 2, 3 и в табл. 1 с помощью исследуемых жидкорастворных композиций можно уверенно управлять поверхностным слоевым сопротивлением в целях получения расчётных характеристик сопротивления растекания диффузионных областей СЭ и, следовательно оптимизировать геометрию контактной гребёнки чтобы добиться минимально возможного последовательного сопротивления, т. е. получения максимально возможного КПД СЭ.

Как известно [10] диффузия бора в кремнии вносит свои изменения в структуру дефектов при поверхностной области кремниевых пластин. Замечено, что после диффузии размер дефектов увеличивается в следствии дополнительного осаждения примеси. Наличие преципитатов SiO₂, которых очень много в кремнии, полученном по методу Чохральского, тормозит фронт диффузии прямым блокированием атомов бора, имеющие большую растворимость в окислах кремния, чем в кремнии. Это приводит к появлению токов утечки в области р-п перехода. Кроме того, при диффузии в кремниевые пластины примесей с высокой поверхностной концентрацией в кристалле возникает большое количество дислокаций (причём в области, где концентрация лежит в пределах от 10²⁰ до 10²¹ см⁻³); плотность дислокаций может достигать 10⁸–10⁹ см⁻² [9]. В результате этого значительно увеличиваются поверхностные токи утечки р-п переходов. Поэтому при создании СЭ типа р⁺-п-п⁺ необходимо так отработать режимы диффузии бора, при которых диффузионные слои имеют наилучшие фотопреобразующие характеристики по чувствительности, чтобы добиться минимальных токов утечки.

В табл. 2 приведены значения темновых токов утечки СЭ с п⁺-п-п⁺-структурой площадью ~1 см² для четырёх типов диффузионных слоёв, полученных диффузией бора из плёнок типа КБК-5-5, КБК-15-10, КБК-30-10 и КБК-50-5 соответственно имеющих в своём составе 5, 15, 30 и 50 % легирующей примеси В₂О₃, а также КФК-15-15, КФК-50-10 (15 и 50 % Р₂О₅). Диффузия проходила при Т = 1000° С в течение 120 мин. в атмосфере аргона. Темновые токи измерялись при I_{обр} = 5 В.

Таблица 2

Тип ЖРК	КБК-5-5	КБК-15-10	КБК-30-10	КБК-50-5	КФК-15-15	КФК-50-10
I _{ут} , А		≥5*10 ⁻⁴		>10 ⁻²	≥10 ⁻⁷	≥10 ⁻⁶

Как известно [8], в стекловидной боросиликатной плёнке прочность химической связи В₂О₃ в SiO₂ слабее, чем связь Р₂О₅ с SiO₂ в фосфоросиликатной плёнке. По этой причине стекловидные плёнки, образованные из растворных композиций типа КБК, можно считать хорошими внешними твердотельными источниками бора, подобно используемым с этой целью пластинам из нитрида бора.

В табл. 3 представлены результаты исследований процессов диффузии из жидкорастворной композиции типа КБК-50-5 в различных газовых средах. Из таблицы видно, что диффузии из плёнки в атмосфере азота свойственно более высокое удельное поверхностное сопротивление (почти в 2 раза) по сравнению с диффузией в атмосфере аргона. При этом при диффузии в атмосфере аргона наблюдается гораздо более высокая равномерность R_s по пластине. Диффузия проводилась при температуре Т = 1000° С в течение 120 мин.

Таблица 3

Параметр	Характеристика процесса: 1000°С; 2 часа			
	КЭФ-4,5(100)	КДБ-2(100)	КЭФ-4,5(100)	КДБ-2(100)
R _s (центр), Ом/кв ΔR _{smax} , Ом/кв	Из плёнки КБК-50-5 в Ar		Из плёнки КБК-50-5 в N ₂	
	26	11,1	34,2	32,2
	20,08-41,5	11,1-13,1	41,5-83,5	28,2-34,6
	Из плёнки КБК-50-5 на КЭФ-4,5 в Ar		Из плёнки КБК-50-5 на КЭФ-4,5 в N ₂	
	22,6		32,5	
	23,7-36		32,5-54,2	
Из плёнки КБК-50-5 на КДБ-2 в Ar		Из плёнки КБК-50-5 на КДБ-2 в N ₂		
16,8		30		
15,5-33,3		30-58		

При проведении диффузии бора из плёнки КБК-50-5 в качестве внешнего источника при тех же условиях получены аналогичные результаты, что и при непосредственной диффузии из плёнки КБК-50-5 в кремниевую пластину. При этом также наблюдалась более высокая равномерность R_s по пластине при диффузии в атмосфере аргона по сравнению с диффузией в атмосфере азота.

Как известно [11], хорошую воспроизводимость параметров диффузионных слоёв очень трудно обеспечить в области малых концентраций диффузанта, так как в этой области зависимость поверхностного сопротивления от концентрации легирующей примеси в плёнке наиболее резко выражена. В связи с этим влияние климатических условий при нанесении также особенно заметно в случае использования растворных композиций с малым содержанием диффузанта. Экспериментально установленные закономерности влияния климатических условий на характеристики плёнок позволяют выбрать условия нанесения, обеспечивающие достаточно высокую воспроизводимость состава и свойств плёнок. Так, в качестве оптимальных условий осаждения плёнок из растворов тетраэтоксилана можно рекомендовать относительную влажность 50-60 % при 18-22° С и температуру раствора перед нанесением около 20°С.

В заключение можно сделать вывод о том, что применение жидкорастворных композиций существенно упрощает задачу создания р-п переходов с требуемыми параметрами, позволяет сократить цикл изготовления СЭ и их стоимость.

Список литературы: [1] *И.П.Гаврилова*. Практическая разработка солнечных кремниевых элементов большой площади // Прямое преобразование тепловой и химической энергии в электрическую. Экспресс-информация. – М.: ВИНТИ.– 1991.– №6.– С.1-7. [2] *Установки прямого преобразования энергии светового излучения в электрическую* // Итоги науки и техники. Сер. «Исследование космического пространства».–1979.– Т.13.–128 с. [3] *М.М.Колтун*. Солнечные элементы. – М.: Наука, 1987. – 191с. [4] *Р.Бургер, Р.Донован*. Основы технологии кремниевых интегральных схем. Окисление, диффузия, эпитаксия.– М.: Мир, 1969. – 452с. [5] *С.Зи*. Технология СБИС.– М.: Мир, 1986.–Т.1. – 404 с; Т.2. – 453с. [6] *Применение силикатных плёнок, полученных из растворов, в планарной технологии* / Б.Г.Грибов, З.А.Зайцевская, А.Р.Звездочкин, К.В.Зиновьев. // Электронная промышленность. – 1978. – Вып.1(61). – С.44-48. [7]. *Новый способ получения плёнки SiO₂, содержащей диффузанта* / Н.Е.Приходько, Л.Ф.Чепик, А.И.Борисенко и др // Вопросы радиоэлектроники. Серия ТПО.– 1970. – Вып.4. – С.3-7. [8] *Использование растворных композиций при низкотемпературной диффузии фосфора и бора в кремний* / В.В.Заддэ, К.В.Зиновьев, Д.С.Стребков и др.// Электронная промышленность.–1980.– Вып.1.– С.53-55. [9] *Тонкие неорганические плёнки в микроэлектронике.* / А.И.Борисенко, В.В.Новиков, Н.Е.Приходько и др.– Л.: Наука, 1972. – С.85-91. [10] *А.П.Карацуба, Т.П.Тимашева*. Влияние термического окисления на образование дефектов структуры в монокристаллическом кремнии // Обзоры по электронной технике. Серия 2. Полупроводниковые приборы.– М.: ЦНИИ «Электроника», 1985.– Вып.1(1092).– С.24–25. [11] *К.В.Зиновьев*. Растворные композиции для электронной техники // Электронная промышленность. – 1980.– Вып.8.– С 93–96.

Харьковский государственный технический университет радиоэлектроники

Поступила в редколлегию 24.05.2000

ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ СТРУКТУР С ПОЛЕМ СВЧ РЕЗОНАТОРА

В настоящее время все более широкое развитие получают неразрушающие методы контроля полупроводниковых структур. На основе акустических, радиоволновых, радиационных, магнитных и электромагнитных методов [1, 2, 3] разработано большое количество приборов.

Для бесконтактного оперативного неразрушающего контроля полупроводниковых структур перспективной представляется разработка СВЧ методов, основанных на теории взаимодействия СВЧ резонаторов с исследуемым образцом.

Специфика СВЧ диагностики полупроводниковых материалов выдвигает ряд новых достаточно сложных проблем, в частности разработки универсальных, высокочувствительных методов определения электрофизических параметров неоднородно легированных полупроводниковых структур. Для решения этой проблемы необходимо, прежде всего, обосновать математический аппарат взаимодействия полупроводниковых структур с полем СВЧ резонатора.

Разработанный алгоритм одномодового приближения [4] позволяет количественно оценить вызванное образцом изменение характеристик резонатора. Такой подход предполагает, что измеряемый образец полностью и идеально заполняет сечение резонатора. При этом не учитывается ряд факторов, которые могут внести существенную погрешность в одномодовое приближение.

При выводе характеристического уравнения одномодового приближения [4] непрерывно изменяющаяся функция электромагнитных параметров неоднородного слоя заменялась на ступенчатую функцию, предполагая, что неоднородный слой состоит из определенного числа однородных слоев, где при переходе от слоя к слою на расстоянии Δx свойства среды изменяются скачком. При аппроксимации плавно неоднородного слоя определенным числом однородных слоев важное значение, влияющее на точность одномодового приближения, имеет величина толщины Δx однородного слоя. Очевидно, что с уменьшением Δx погрешность, связанная с заменой непрерывной функции на ступенчатую, уменьшается. Однако следует заметить, что минимум величины Δx ограничен дебаевским радиусом экранирования, так как дальнейшее уменьшение Δx будет некорректным в рамках используемого описания электрофизических параметров полупроводника.

К числу факторов, влияющих на погрешность одномодового приближения, следует отнести реально возможное отклонение образца от плоскостности и равнотолщинности, а также нарушение параллельности расположения образца относительно торцов резонатора.

Известно, что реальные образцы могут иметь дефекты структуры в виде неплоскостности и прогибов. При этом прогиб пластины может достигать нескольких десятков микрон. Сильное влияние на прогиб пластины оказывают различные технологические операции. Так, например, влияет на прогиб операция снятия окисла со шлифованной стороны образца: окисел "стягивает" поверхность пластины, а шлифовка расширяет ее [2]. Суммарное действие окисла на полированной стороне и влияние нарушенного слоя на шлифованной стороне приводят к сильному прогибу, поэтому важно установить влияние отклонения образца от плоскостности его в резонаторе на характеристики ИП. Необходимо также оценить систематическую погрешность, обусловленную нарушением параллельности расположения образца относительно торцов резонатора.

Неучет дифракционных потерь также может существенно влиять на точность измерения. Боковые дифракционные потери в образце, располагаемом в зазоре между соосными частями резонатора с H_{012} видом колебаний, по экспериментальным оценкам не дают существенного вклада в уменьшение добротности резонатора, если фланцы зазора достаточно протяженные.

Известно, что параметры эпитаксиальных структур на сильнолегированной подложке целесообразно измерять с помощью ИП Е-типа, так как он обладает более высокой чувствительностью по сравнению с ИП Н-типа [1]. Поэтому важно выяснить влияние боковых дифракционных потерь для таких образцов.

В целом, необходимо оценить систематическую погрешность, обусловленную неучетом дифракционных явлений, реально возможным отклонением от плоскостности и равнотолщинности, а также нарушением параллельности их расположения относительно торцов резонатора. При условии малости систематической погрешности, связанной с этими факторами, одномодовое приближение может оказаться удобным и точным средством решения задачи определения характеристик преобразования резонаторных ИП и их оптимизации.

Наиболее эффективным путем повышения информативности и точности измерения является максимально полный учет перечисленных факторов на основе строгого электродинамического решения задачи в целом. Решение таких задач приводит к существенным трудностям математического характера.

Очень немногие простые задачи имеют решения в аналитическом виде. Средством нахождения приближенных представлений электромагнитного поля являются так называемые прямые методы, дающие возможность определять приближенные значения различных параметров краевых задач [5]. Особенность прямых методов заключается в представлении электромагнитных полей в функциональных базисах, которые сами допускают электродинамическое толкование. В сущности, сложная электродинамическая задача представляется в терминах систем более простых и аналитически изученных.

Развитию приближенных численных методов определения собственных частот нерегулярных резонаторов посвящено большое количество работ [6]. Значительно меньше разработан вопрос об определении комплексных собственных частот резонаторов, содержащих неоднородное заполнение.

Ниже будет изложен подход к решению задачи установления комплексных собственных частот резонатора с неоднородным заполнением, основанный на использовании вариационного метода, поскольку для этого метода разработаны алгоритмы [7], позволяющие определять комплексные частоты резонатора, заполненного образцом с потерями.

В основу большинства вариационных алгоритмов решения краевых задач электродинамики положено осуществление алгебраизации задачи путем вариации подходящих функционалов. Такой подход (или, как говорят, решение вариационной задачи), довольно гибок, поскольку в определенной мере снимаются конфигурационные и аналитические ограничения. Если основная область задачи относительно проста, то эта задача порождает доступную систему функций для представления электромагнитного поля, которое называется основным базисом. Если же основная область задачи имеет сложную геометрию, необходимо использовать базис расширенной области [7], которая может быть выбрана регулярной. Для упрощения представления полей функционалы записываются таким образом, чтобы граничные условия задачи для них были естественными. Тогда оказывается возможным разложение искомых полей по собственным функциям расширенной области, которую можно выбрать регулярной [7].

Так как магнитная проницаемость полупроводника близка к μ_0 , то в разложении магнитного поля достаточно учитывать только вихревую подсистему собственных функций. В связи с этим при исследовании воздействия полупроводника, помещенного внутрь резонатора, на комплексную резонансную частоту удобным является магнитный функционал вида [7]

$$\Phi_n = \frac{\int_{V_0} \varepsilon^{-1} \operatorname{rot} \vec{H} \cdot \operatorname{rot} \vec{H}^* dV}{\int_{V_0} \mu_0 \vec{H} \vec{H}^* dV}, \quad (1)$$

используя который возможно получение алгебраической формулировки вида

$$\Omega \hat{\mathcal{A}} \Omega d - (\omega^N)^2 \hat{M} d = 0,$$

или

$$\Omega^{-1} \hat{\mathcal{A}}^{-1} \Omega^{-1} \hat{M} d - (\omega^N)^{-2} Id = \Omega^{-1} \hat{\mathcal{A}}^{-1} \Omega^{-1} \hat{M} d - (\omega^N)^{-2} Id = 0, \quad (2)$$

где $\hat{\mathcal{A}}_{kn}$ – матрица с элементами $\hat{\mathcal{A}}_{kn} = \varepsilon_0^2 \int_{V_0} \varepsilon^{-1} \vec{e}_n \vec{e}_k^* dV$; M_{kn} – матрица с элементами

$M_{nk} = \mu_0^2 \int_{V_0} \mu h_n \vec{h}_k dV$; ω_k – собственные значения, соответствующие вихревому базису, Ω – диагональная матрица собственных частот; I – единичная диагональная матрица

Для оценки систематической погрешности одномодового приближения будем рассматривать возмущение основного поля цилиндрического резонатора неоднородно легированной структурой с экспоненциальным законом распределения электропроводности

$$\sigma(z) = \sigma_{усх} \left(1 + \frac{\Delta\sigma}{\sigma_{усх}} e^{-\alpha z} \right).$$

В этом случае нерегулярность задачи обусловлена только неоднородностью внутренней среды и возможна в представлении поля основного базиса. При расположении образца параллельно торцевой стенке резонаторного ИП имеется азимутальная симметрия системы и возмущаемого поля, следовательно, возможно использование алгебраической формулировки (2).

Компоненты электромагнитного поля для резонатора с H_{01n} типом колебаний записаны в виде

$$\begin{aligned} E_\varphi &= D_n \omega \mu_0 \frac{\mu_{ni}}{R} J'_n \left(\frac{\mu_{0i_r}}{R} \right) \cos n\varphi \cdot \sin \beta z \equiv A_\varphi J'_n \left(\frac{\mu_{0i_r}}{R} \right) \cos n\varphi \cdot \sin \beta z, \\ H_r &= -D_n \beta \frac{\mu_{0i}}{R} J'_n \left(\frac{\mu_{0i_r}}{R} \right) \cos n\varphi \cdot \sin \beta z \equiv B_r J'_n \left(\frac{\mu_{0i_r}}{R} \right) \cos n\varphi \cdot \sin \beta z, \\ H_z &= -j D_n \left(\frac{\mu_{0i}}{R} \right)^2 J_n \left(\frac{\mu_{0i_r}}{R} \right) \cos n\varphi \cdot \sin \beta z \equiv B_z J_n \left(\frac{\mu_{0i_r}}{R} \right) \cos n\varphi \cdot \sin \beta z. \end{aligned} \quad (3)$$

Искомые поля представляются в виде разложения по собственным функциям пустого резонатора. При этом собственные функции ортонормированы, так что

$$\varepsilon \int_{V_0} E_i E_j dV = \mu \int_{V_0} H_i H_j dV. \quad (4)$$

Зададимся базисом, состоящим из N собственных функций, отвечающих полям пустого резонатора типа H_{01m} ($m = 1, 2, \dots, N$).

Используя условие ортонормировки (4) нетрудно найти неизвестные коэффициенты A_φ , B_z и B_r .

$$\begin{aligned} A_\varphi &= \frac{1}{\sqrt{\pi \varepsilon_0 l}} \cdot \frac{1}{\sqrt{\frac{R^2}{2} [J_1^2(\mu_{01}) - J_0(\mu_{01}) J_2(\mu_{01})]}}, \\ B_r &= \frac{-\beta}{\omega \mu_0 \sqrt{\pi \varepsilon_0 l}} \cdot \frac{1}{\sqrt{\frac{R^2}{2} [J_1(\mu_{01}) - J_0(\mu_{01}) J_2(\mu_{01})]}}, \\ B_z &= -j \frac{\frac{\mu_{01}}{R}}{\omega \mu_0 \sqrt{\pi \varepsilon_0 l}} \cdot \frac{1}{\sqrt{\frac{R^2}{2} [J_1^2(\mu_{01}) - J_0(\mu_{01}) J_2(\mu_{01})]}}. \end{aligned} \quad (5)$$

Подставив коэффициенты (5) в выражения для матричных элементов магнитного функционала получаем систему N линейных алгебраических уравнений, корни которой дают приближенные значения собственных комплексных частот резонатора с неоднородным заполнением.

При вычислении матрицы \mathcal{E}_{nk} интегрирование выполнялось в аналитическом виде. При произвольном законе распределения электропроводности такая возможность отсутствует, что существенно усложняет общий алгоритм решения и значительно увеличивает время счета, так как в этом случае приходится выполнять численное интегрирование.

Выражение для матрицы \mathcal{E}_{nk} в данном случае имеет вид

$$\begin{aligned} \mathcal{E}_{nk} = & \frac{2}{l} \left\{ \frac{z_1}{2} + \frac{z_0 - z_2}{2} + \frac{\sin 2\beta z_2 - \sin 2\beta z_1}{4\beta} + \varepsilon_1 \left(\frac{z_2 - z_1}{2} - \frac{\sin 2\beta z_2 - \sin 2\beta z_1}{4\beta} \right) + \right. \\ & + j\varepsilon_1 \operatorname{tg} \delta \left[\frac{z_2 - z_1}{2} - \frac{\sin 2\beta z_2 - \sin 2\beta z_1}{4\beta} \right] + \frac{\Delta \delta}{\delta_{\text{всх}}} \left[\frac{1 - e^{\alpha(z_2 - z_1)}}{\alpha} - \frac{e^{\alpha(z_1 - z_2)}}{\alpha^2 + 4\beta^2} (-\alpha \cos 2\beta z_2 + \right. \\ & \left. \left. + 2\beta z_2 + 2\beta \sin 2\beta z_2) + \left(\frac{-\alpha \cos 2\beta z_1 + 2\beta \sin 2\beta z_1}{\alpha^2 + 4\beta^2} \right) \right] \right\}, \end{aligned} \quad (6)$$

где $\operatorname{tg} \delta = \frac{\sigma_{\text{всх}}}{\omega \varepsilon \varepsilon_0}$; $\beta = \frac{\pi \cdot n}{z_0}$; z_0, z_1, z_2 – координаты; l – длина резонатора.

Выражение для недиагональных элементов $n \neq k$ матрицы \mathcal{E}_{nk} имеет более громоздкий вид.

Вычисленные значения комплексной частоты позволяют определить добротность резонатора, имеющего неоднородное заполнение $Q = \omega' / 2\omega''$ как функцию электрофизических параметров исследуемой структуры. Очевидно, что сходимость вариационного метода будет определяться числом базисных функций N . Для исследования точности метода было проведено исследование зависимости добротности цилиндрического резонатора с H_{01m} типом колебаний от параметров образца при экспоненциальном законе распределения электропроводности.

Число базисных функций увеличивали от 10 до 90 и определяли величину добротности в точке $\beta_1 h = 0$. Полученные результаты приведены в таблице

Таблица

N	Q 10	$\delta Q = (Q_{N=90} - Q_N) / Q_{N=90}, \%$	Время счета
10	4.611	36	7 сек.
20	4.172	20	30 сек.
40	3.7188	7.2	1.3 мин.
50	3.598	3.7	2.5 мин.
60	3.4998	0.88	5 мин.
70	3.4751	0.18	12 мин.
80	3.4698	0.026	19 мин.
90	3.4689	0	40 мин.

Эти данные, иллюстрирующие сходимость процесса, графически представлены на рис. 1.

Анализ проведенных исследований показал, что хорошая сходимость метода достигается при $N = 60$, однако при этом значительно возрастает время расчета на ЭВМ. Необходимость использования столь большого числа базисных функций в разложении поля связано с малой фазовой толщиной исследуемых образцов.

На рис. 2 представлена зависимость добротности резонатора с H_{01m} видом колебаний от степени включения однородного образца ($\beta_1 h$) в поле ИП, рассчитанная с помощью одномодового приближения. Сплошными линиями показаны зависимости, которые рассчитываются по вариационному методу, а знаковыми точками – результаты численных оценок одномодового приближения. Анализ результатов показывает, что существует зависимость величины добротности как от электрофизических параметров образца, так и от степени включения образца в поле резонатора. Для образцов с $\operatorname{tg} \delta_2 < 1$ наблюдается хорошее совпадение результатов расчетов, полученных с помощью одномодового приближения и вариационного метода, а для образцов с $\operatorname{tg} \delta_2 > 1$ – их заметное расхождение. Очевидно, что для таких образцов в целях достижения необходимой точности результатов желательно увеличить число базисных функций, что, однако, влечет за собой значительное возрастание времени расчета на ЭВМ, а кроме того, в ряде случаев оно может быть ограничено возможностями вычислительных средств. Поэтому для повышения точности вычислений предложен следующий вариант решения задачи. Искомые поля представляются в виде разложения по собственным функциям резонатора, содержащего плоскопараллельный образец, полностью заполняющий поперечное сечение резонатора. Соответствующие комплексные собственные значения находят из характеристического уравнения вида

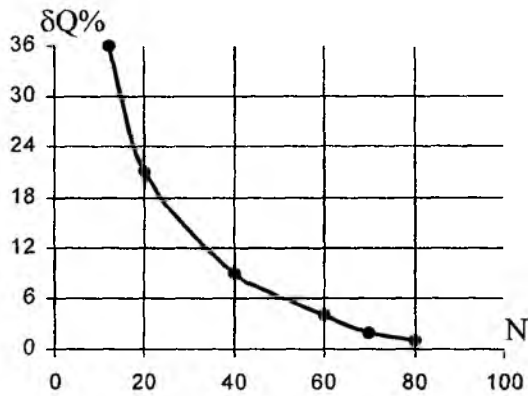


Рис. 1

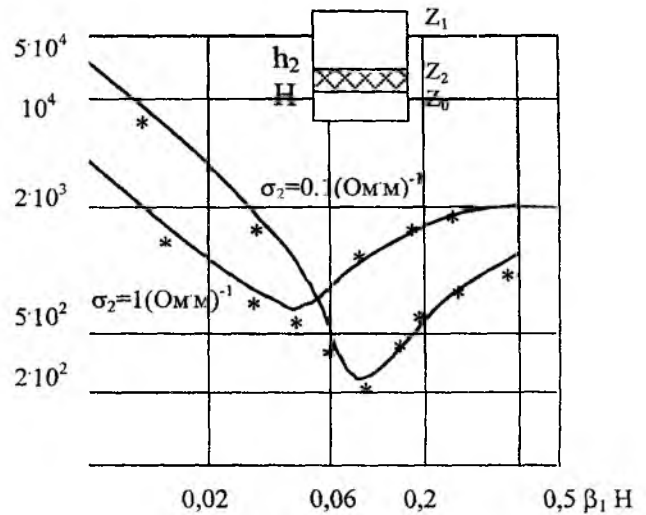


Рис. 2

$$th\gamma_1 z_1 = -\frac{\gamma_1}{\gamma_2} \cdot \frac{th\gamma_2 h_2 + \frac{\gamma_2}{\gamma_0} th\gamma_1 H}{1 + \left(\frac{\gamma_2}{\gamma_0}\right) th\gamma_2 h_2 \cdot th\gamma_1 H}, \quad (7)$$

где γ_1, γ_2 – комплексные коэффициенты распространения в незаполненной части резонатора и образце соответственно.

Используя условие ортонормировки (4), из алгебраической формулировки (2) с учетом собственных частот, полученных из характеристического уравнения (7), можно получить систему алгебраических уравнений, которая дает возможность определить приближенные комплексные частоты резонатора, имеющего неоднородное заполнение. Полученные результаты свидетельствуют, что такой подход к решению задачи позволяет значительно улучшить сходимость результата, которая достигается при числе базисных функций $N = 40$.

Ввиду наличия неоднородности электропроводности по координате z возможно предположение о необходимости учета E собственных функций при использовании вариационного алгоритма. Для проверки этого предположения в точке $H = 0,1$ применялся базис H_{01n} - и $8 E_{02n}$ -функций (12). Анализ полученных результатов показал, что отклонения оценок в этом случае не наблюдалось.

Таким образом, изложенные выше вариационные принципы решения краевых задач электродинамики дают возможность построения универсальных алгоритмов, в результате реализации которых могут быть вычислены различные характеристические параметры нерегулярных электродинамических систем.

- Список литературы:** [1] Зацепин Н.Н. Неразрушающий контроль. – Минск: Наука и техника, 1979.– 192с. [2] Приборы для неразрушающего контроля материалов и изделий. Справочник / Под ред. В.В. Клюева. – М.: Машиностроение, 1976. – Вып.91. – 149 с. [3] Вылегжанин В.И. Контроль дефектов в полупроводниках при помощи растрового микроскопа. – М.: Электронная промышленность, 1971. – С.54. [4] Гордиенко Ю.Е. СВЧ диагностика слоистых полупроводниковых материалов: Дис... д-ра физ.-мат. наук. – Харьков, 1985. – 277 с. [5] Никольский В.В. Проекционный метод для задач дифракции на основе импедансной трактовки с выделенным полем // Тр. Московского института радиотехники, электроники и автоматики "Электродинамика, антенны и техника СВЧ". –1974. – Вып. 70. – С.112-120. [6] СВЧ резонаторный метод измерения удельного сопротивления и толщины эпитаксиальных пленок / М.В. Детинко, Ю.В. Медведев // Электронная техника. – Сер1. – 1982. – Вып.6. – С.16-19. [7] Никольский В.В. Вариационные методы для внутренних задач электродинамики. – М.: Наука. 1987. – 460 с.

Харьковский государственный технический университет радиотехники

Поступила в редколлегию 13.12.1999

ВОЛНОВОДНЫЕ ГОЛОВКИ ДЛЯ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ СВЧ ГЕНЕРАТОРОВ

В настоящее время при создании радиоэлектронных систем различного назначения происходит массовый переход к использованию полупроводниковых генераторных СВЧ диодов. При этом, несмотря на уже имеющееся большое количество публикаций и серийный выпуск целой гаммы полупроводниковых генераторных СВЧ диодов, продолжается активное изучение как физических принципов их работы, так и особенностей построения СВЧ схем, сопрягаемых с такими диодами.

Для разработчиков радиоэлектронной аппаратуры особое значение приобретает решение схемотехнических вопросов, связанных с созданием диодной головки (в волноводном или коаксиальном варианте) или СВЧ структуры (в полосковом, микрополосковом или смешанном варианте). Результаты, приведенные в обзорной литературе [1–3], позволяют определить основные принципы построения таких устройств. Однако, поскольку в этих работах приводятся в основном данные по максимально достигнутым значениям различных параметров (КПД, выходная мощность, диапазон перестройки частоты, стабильность и др.), а на практике чаще всего необходимо некоторое оптимальное сочетание ряда характеристик, задача создания и изучения различных схем включения полупроводниковых генераторных диодов по-прежнему остается достаточно сложной. В то же время каждый конкретный случай решения такой задачи позволяет расширять возможности практического применения полупроводниковых СВЧ генераторов.

В данной работе приведены конструкции и результаты исследований волноводных диодных головок, которые могут быть использованы и как самостоятельные измерительные генераторы, и в высокостабильных СВЧ генераторах с системами автоматической подстройки частоты.

В качестве базовой конструкции была выбрана такая, в которой генераторный диод (в нашем случае диод Ганна) и диод-варактор для перестройки частоты размещались в одной плоскости в поперечном сечении стандартного волновода.

Первая задача, которую пришлось решать на начальном этапе разработки, – выбор эффективно-го шунта для развязки цепей питания и СВЧ части диодной головки. Были исследованы три варианта шунтирующих устройств. Первое устройство представляет собой отрезок коаксиальной линии, в которой включались неоднородности – четвертьволновые шлейфы (такие шунты предлагаются почти во всей обзорной литературе по полупроводниковым генераторам). Второе устройство описано в работе [4] и представляет собой переходный конденсатор типа КТП-6,8 нФ, включаемый в качестве емкостного шунта. Дополнительно во втором устройстве используется дроссельное соединение с поглотителем, улучшающее развязку по СВЧ сигналу. В третьем варианте устройство применяется только дроссельное соединение, в котором на расстоянии четверти длины волны от волновода включается поглощающая нагрузка.

Качество шунтирующих устройств проверялось по величине СВЧ излучения из коаксиальной части головки при подаче сигнала в волновод. При этом было обнаружено, что второе и третье устройства обеспечивают развязку на 20–40 дБ лучшую, чем первое (измерения производились при изменении частоты в пределах $\sim 1,5$ ГГц). Принцип использования конденсатора достаточно большой емкости, предлагаемый во втором устройстве, может быть реализован с помощью других типов малогабаритных конденсаторов, а также с помощью составного конденсатора из тонких проводящих пластин с тонкими диэлектрическими (слодяными, например) прокладками между ними. Однако этот путь ведет к усложнению конструкции и технологии ее изготовления. К тому же, как выяснилось, большая длина шунтирующего устройства ведет к усилению зависимости режима работы генераторного диода от механических деформаций. В связи с этим в дальнейшем в исследовавшихся диодных головках использовалось устройство третьего типа.

Конструкция одной из исследовавшихся головок приведена на рис. 1. Генераторный диод 1 типа АА703Б включается по центру волновода 2, а варактор подключается с помощью петли связи 3, причем патрон 4, в котором размещается варакторный диод 5, может поступательно и вращательно перемещаться в цапговом зажиме 6, что позволяет изменять величину связи диода с колебательным контуром генератора. Механическая перестройка частоты осуществляется с помощью короткозамыкающего поршня.

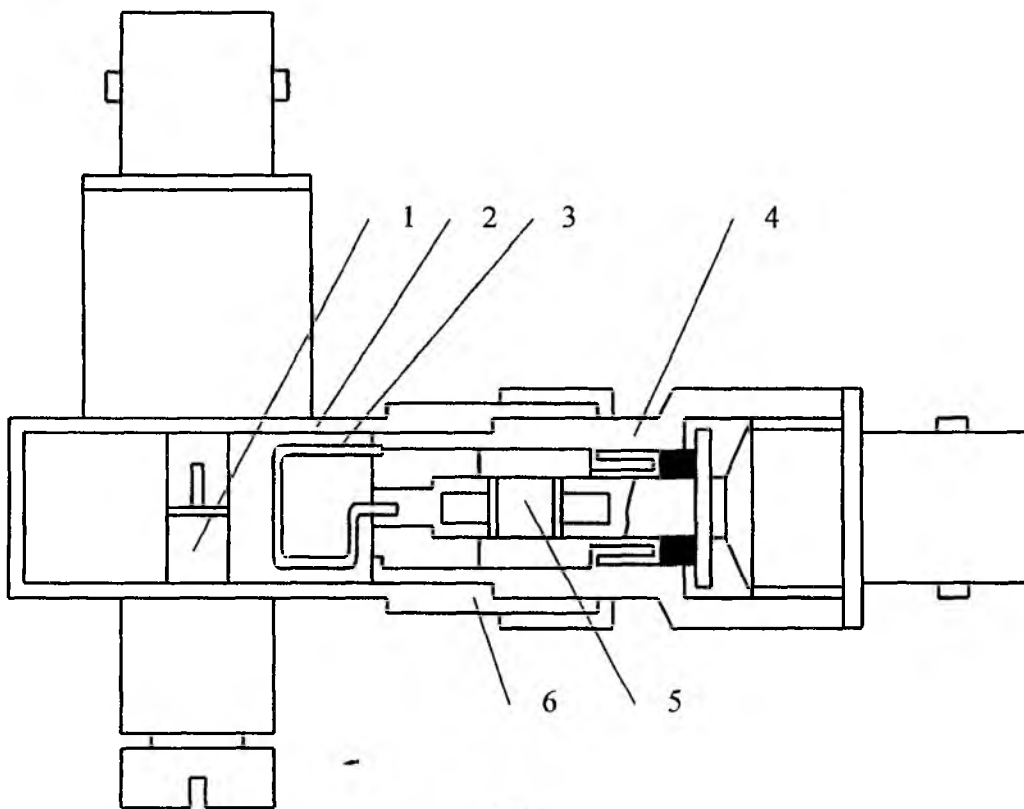


Рис.1

В ходе исследования диодной головки получены следующие результаты: диапазон механической перестройки частоты составил $\sim 1,5$ ГГц (перепад мощности выходного сигнала в диапазоне перестройки не превышает 10–15 дБ), диапазон электрической перестройки – ~ 300 МГц (диод ГА402Г), выходная мощность в пределах относительно линейного участка электрической перестройки изменялась примерно в два раза и составила при смещении на диоде ~ 2 В величину ~ 8 мВт, при смещении ~ 18 В – ~ 15 мВт. График зависимости частоты генерации от смещения на варакторном диоде показан на рис. 2. Крутизна перестройки меняется от ~ 50 МГц/В ($U = 0-3$ В) до $\sim 8-10$ МГц/В ($U = 3-18$ В). Зависимость диапазона электрической перестройки частоты ($U = 2-17$ В) от частоты механической настройки волноводного резонатора приведена на рис. 3.

При изучении влияния на параметры генератора положения плоскости петли патрона с варакторным диодом по отношению к диододержателю активного диода было обнаружено, что максимальная крутизна электрической перестройки частоты достигается при расположении плоскости петли под углом 30° к плоскости поперечного сечения волновода в месте расположения активного диода и при минимальном расстоянии петли от активного диода. При удалении петли с сохранением угла поворота уменьшается диапазон и крутизна электрической перестройки частоты. При изменении угла поворота меняется величина выходной мощности (в основном, в сторону уменьшения), уменьшается диапазон и крутизна электрической перестройки частоты.

Диодная головка (рис. 1) может быть использована как свип-генератор СВЧ диапазона для изучения характеристик различных СВЧ элементов. Для этого на активный диод подается с блока питания постоянное напряжение $\sim 8,5$ В ($I \sim 0,25-0,3$ А), а с выхода осциллографа – сигнал пилообразного напряжения на варакторный диод. Диодный генератор через развязывающее устройство подключается к волномеру, который, в свою очередь, – к исследуемому элементу. К выходу исследуемого элемента через ферритовый вентиль подсоединяется детекторная секция, сигнал с выхода которой поступает на вход осциллографа. Проведя с помощью волномера и осциллографа калибровку характеристик измерительного генератора, можно затем измерять амплитудно-частотные характеристики в достаточно широком диапазоне частот. При необходимости в измерительную цепь можно включать калиброванный аттенуатор. Достоинством данного устройства является то, что в нем, за исключением диодной головки, могут быть использованы стандартные серийно выпускаемые приборы и элементы.

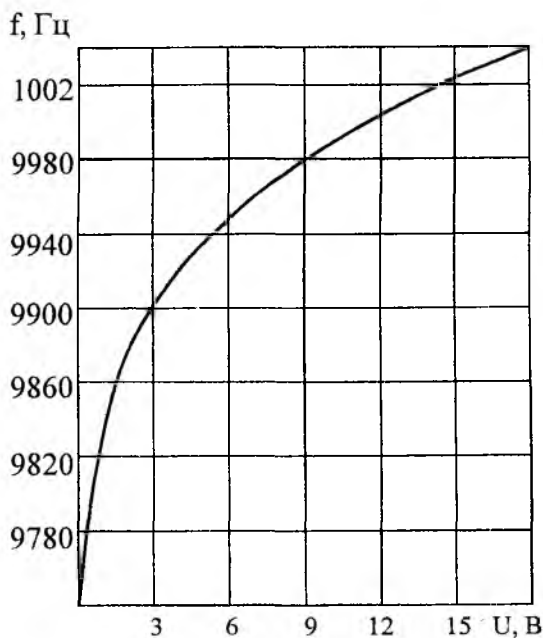


Рис.2

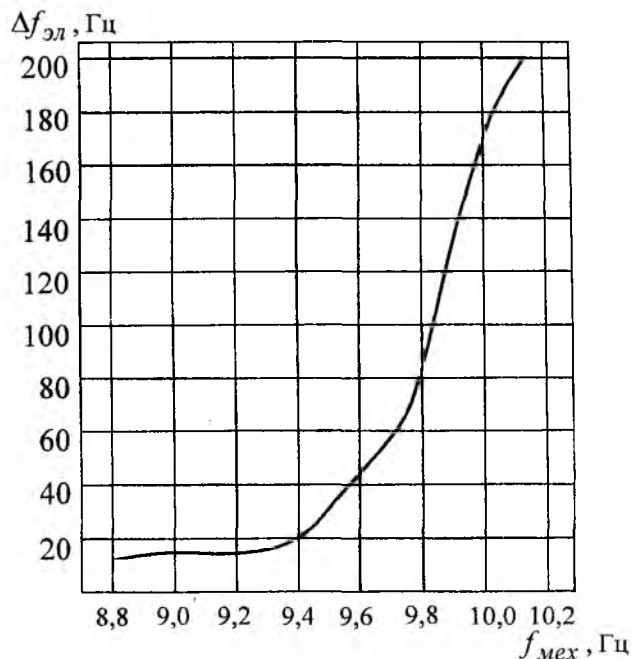


Рис.3

Следующим этапом совершенствования и расширения возможностей конструкции диодной головки, приведенной на рис. 1, явилось включение в нее симметрично еще одного варакторного диода и на основе этого создание диодного генератора с механической и двойной электрической перестройкой частоты. При этом диапазон механической перестройки частоты составил $\sim 1\text{--}1,2$ ГГц, а диапазон электрической перестройки частоты зависел от угла поворота плоскостей петель и их расстояния от активного диода и имел максимальное значение при угле $\sim 30^\circ$ и минимальном расстоянии от генераторного диода. Были измерены зависимости частоты генерации от напряжения смещения на диодах при расстоянии петель связи соответственно $\leq 1,0$ и $\sim 0,1$ мм от активного диода. Крутизна электрической перестройки менялась от $\sim 3\text{--}6$ МГц/В ($U = 0\text{--}3$ В) до $\sim 0,4\text{--}0,6$ МГц/В ($U = 3\text{--}18$ В) в первом случае и от $\sim 30\text{--}50$ МГц/В ($U = 0\text{--}3$ В) до $\sim 3\text{--}8$ МГц/В ($U = 3\text{--}18$ В) во втором. Выходная мощность сигнала достигала величины $\sim 15\text{--}30$ мВт для серии из 10 диодов АА703Б, включавшихся в диодную головку. Перепад мощности в диапазоне электрической перестройки не превышал 3 дБ, а в диапазоне механической перестройки $\sim 10\text{--}15$ дБ.

Диодные генераторы с двойным электрическим управлением частотой, а также с возможностью подбора необходимой крутизны перестройки частоты могут быть использованы для создания измерительных генераторов с линейной характеристикой электрической перестройки частоты в широком диапазоне.

На основе макета с петлевыми связями была проверена возможность создания диодной головки, в которой активный и варакторный диоды связаны с волноводом посредством петель. Однако такая конструкция диодной головки не позволила достичь параметров, полученных в предыдущих устройствах, ни по выходной мощности, ни по диапазонам перестройки при самом различном относительном положении петель связи. Также исследовалась диодная головка, у которой место включения петель связи варактора с волноводом было смещено относительно места включения активного диода на $\lambda_0/2$ в сторону короткозамыкающего поршня. В такой системе была получена более высокая выходная мощность ($\sim 20\text{--}30$ мВт), но меньшие диапазоны перестройки частоты ($\Delta f_{\text{мех}} \sim 600\text{--}800$ МГц, $\Delta f_{\text{эл}} \sim 10\text{--}20$ МГц).

Для исследовавшихся головок определялся температурный коэффициент частоты (ТКЧ) в диапазоне $+10\text{--}50^\circ$ С. ТКЧ имел величину $\sim -(1\text{--}1,3) \cdot 10^{-4}$ град $^{-1}$ для всех типов головок. Учитывая, что диодные головки изготавливались из латуни, имеющей примерно такое же значение коэффициента линейного расширения, можно утверждать, что основной вклад в их ТКЧ вносит ТКЧ волноводного объемного резонатора.

Диодные головки исследовались также на долговременную стабильность их характеристик. Уход частоты за время непрерывной работы в течение 10 ч после 30-минутного прогрева не превышал нескольких МГц, а в течение нескольких суток непрерывной работы – менее 10 МГц. Изменений выходной мощности при этом не наблюдалось.

Список литературы: [1] Тараненко В.П., Коцержинский Б.А., Ткаченко Л.А., Мачусский Е.Е. Электрическая перестройка частоты твердотельных СВЧ генераторов варакторами // Изв. ВУЗов «Радиоэлектроника». – 1976. – Т. XIX. – №10. – С.5–15. [2] Цараткин Д.П. Генераторы СВЧ на диодах Ганна. – М.: Радио и связь, 1982. – 112 с. [3] Давыдова Н.С., Данюшевский Ю.З. Диодные генераторы и усилители СВЧ. – М.: Радио и связь, 1986. – 184 с. [4] Андроник К.И., Пудалов В.М. Высокостабильный генератор на диоде Ганна 3 см диапазона длин волн. // ПТЭ. – 1982. – № 1. – С.152–155.

Харьковский военный университет

Поступила в редколлегию 25.04.2000

Ю. Е. КОЛЯДА, канд. физ.-мат. наук, В. А. КИЯШКО, канд. физ.-мат. наук,
И. Н. ОНИЩЕНКО, д-р физ.-мат. наук, Е. А. КОРНИЛОВ, д-р физ.-мат. наук, В. И. ФЕДУН

ИНДУКТИВНЫЙ ГЕНЕРАТОР МОЩНЫХ МИКРОСЕКУНДНЫХ ИМПУЛЬСОВ

Для решения многих задач физики и техники, таких, как создание мощных электронных и ионных пучков в целях осуществления управляемого термоядерного синтеза, генерирования колебаний СВЧ-диапазона и другого необходимы мощные генераторы наносекундных и микросекундных импульсов [1]. В формировании наносекундных импульсов достигнут значительный успех [2]. Однако для создания, например, интенсивного потока быстрых нейтральных атомов, которые бы заполнили камеру термоядерной установки типа «Токамак», нужны пучки с длительностью импульсов в десятки и сотни микросекунд. Энергия потока должна достигать сотен киловольт, а ток — десятков килоампер. Такие параметры мощности можно получить при помощи генераторов импульсных напряжений (ГИН) и генераторов импульсных токов (ГИТ). Однако сформировать импульс прямоугольной формы пока не удастся. Это можно сделать, отсекая задний фронт, что приведет к уменьшению энергии, выделяемой в импульсе, по сравнению с энергией, запасенной в генераторе. Существующие импульсные трансформаторы не позволяют развивать мощности 10^8 Вт и выше в микросекундном диапазоне. Перспективным может оказаться одновитковый импульсный трансформатор, выполненный из ферромагнитных или ферритовых сердечников, собранных в колонну. В частности, данный генератор предполагается использовать в инжекторе линейного индукционного ускорителя ионов.

Рассмотрим работу такого генератора.

Если к ферромагнитному сердечнику 3 (рис. 1) подключен импульсный генератор, состоящий из емкости C и коммутатора K , то при протекании тока по первичному витку 1 во вторичном 2 возникает э.д.с.:

$$U = -S(dB/dt)\lambda, \quad (1)$$

где S — поперечное сечение сердечника, равное $h(D-d)/2$; D — внешний диаметр; d — внутренний; h — высота;

dB/dt — скорость изменения индукции B в ферромагнетике под действием протекающего тока; λ — коэффициент заполнения. Максимальная э.д.с. во вторичном витке представляется в виде

$$U_{\max} = -S \frac{\Delta B}{\tau} \lambda, \quad (2)$$

где ΔB — приращение индукции за время импульса τ . Если трансформатор выполнить из N одинаковых сердечников, собранных в колонну так, чтобы вторичный виток 2 (рис. 2) был у них общим, то напряжение, индуцируемое в генераторе, соответствует

$$U_N = -NS \frac{\Delta B}{\tau}. \quad (3)$$

Впервые такой генератор в наносекундном диапазоне использовался для генерирования импульсов с напряжением 300 кВ и током 250 А [3].

Нами экспериментально исследовался генератор микросекундного диапазона, состоящий из 60 ферромагнитных сердечников, выполненных из стали Э-340 (максимальный перепад индукции

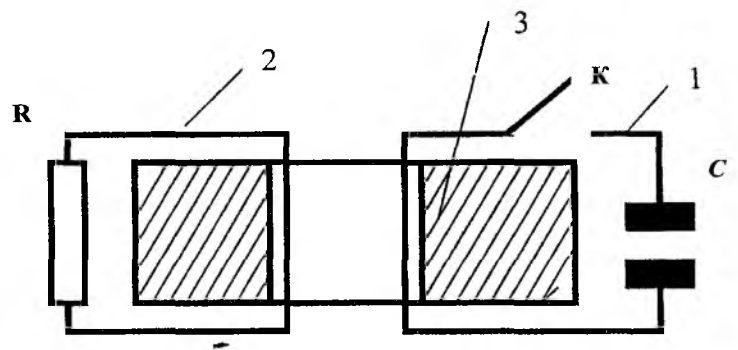


Рис. 1

$\Delta B = 4T$, толщина ленты 50 мкм, внешний диаметр $D = 0,3$ м, внутренний — $d = 0,08$ м, высота $h = 0,03$ м, коэффициент заполнения $\lambda = 0,8$). Сердечники были залиты в эпоксидную смолу для сохранения формы и обеспечения изоляции между витками и ферромагнетиком. Два параллельных первичных витка охватывали пять сердечников. Все первичные витки соединялись, в свою очередь, параллельно и подключались к емкости ($2 \times 0,5$ мкФ).

Одна из клемм конденсаторной батареи заземлялась. Коммутатором служил управляемый трехэлектродный разрядник. Напряжение зарядки конденсаторной батареи достигало 30 кВ. Вторичный виток 2 (рис. 2) был общим для всех 60 сердечников и выполнялся из высоковольтного кабеля с полиэтиленовой изоляцией. Кабель помещался в толстостенную полихлорвиниловую трубу. Один конец вторичного витка заземлялся. В результате разряда конденсаторной батареи в первичной цепи индуцировался импульс колоколообразной формы во вторичном витке с напряжением до 500 кВ в максимуме. При включении во вторичную цепь активной нагрузки $R = 200$ Ом по ней протекал ток силой до 2 кА. Длительность импульса по основанию составляла 1,5 мкс.

В ряде случаев представляет интерес получение прямоугольного импульса. Существенно улучшить форму импульса можно, включая в цепь первичных витков не одну емкость C , как показано на рис. 1, а реактивную цепь первого канонического вида, состоящую из некоторого количества параллельных $L_k C_k$ ветвей с одинаковыми индуктивностями L_k и быстро убывающими емкостями при росте номера k ветви [4]. Работа схемы с таким включением, но на один сердечник, численно исследовалась на ЭВМ [5]. Было установлено, что во вторичной цепи можно сформировать прямоугольный импульс большой мощности микросекундной длительности. При определенных параметрах цепей до 90 % энергии, запасенной в конденсаторной батарее, может перейти в активную нагрузку вторичной цепи.

Такой трансформатор — генератор большой мощности — выгодно отличается от обычного многovitкового импульсного трансформатора. Действительно, для получения напряжения, равного $U_N(3)$, с одного сердечника можно было разместить во вторичной обмотке N витков вместо одного. Но тогда индуктивность L такой системы возросла бы в N^2 раз. Кроме того, для генератора большой мощности необходимо увеличить силу тока в первичной обмотке. В результате чего возрастают времена фронтов генерируемого импульса. Все это приведет к чрезмерному увеличению индуктивности, искажению передаваемого импульса и невозможности генерирования больших мощностей.

Исследуемый генератор является весьма перспективным для получения мощных (до 10^9 Вт и выше), хорошо сформированных импульсов микросекундной длительности.

Список литературы: [1] Сессия научного совета по комплексной проблеме «Физика плазмы» АН СССР (Звенигород, 11-17 апреля 1980 г.) / Кузнецов Э.И., Попов Ю.П., Пистуневич В.И. и др // Физика плазмы. — 1980. — Т.6. — №5. — С.1179-1192. [2] Мезяц Г.А. Генерирование мощных наносекундных импульсов — М.: Сов.радио, 1974. — 256 с. [3] Богданов О.С., Вахрушин Ю.П., Житенев В.Г. Мощный импульсный трансформатор. — Л.: 1970. — 20 с. (Препринт / НИИЭФА; А-01124). [4] Ицхоки Л.С., Овчинников Н.И. Импульсные и цифровые устройства. — М.: Сов. радио, 1973. — 592 с. [5] Кияшко В.А., Корнилов Е.А., Коляда Ю.Е. О коэффициенте полезного действия линейных индукционных ускорителей // Журн. техн. физики. — 1979. — Т.49. — № 11. — С.2426-2429.

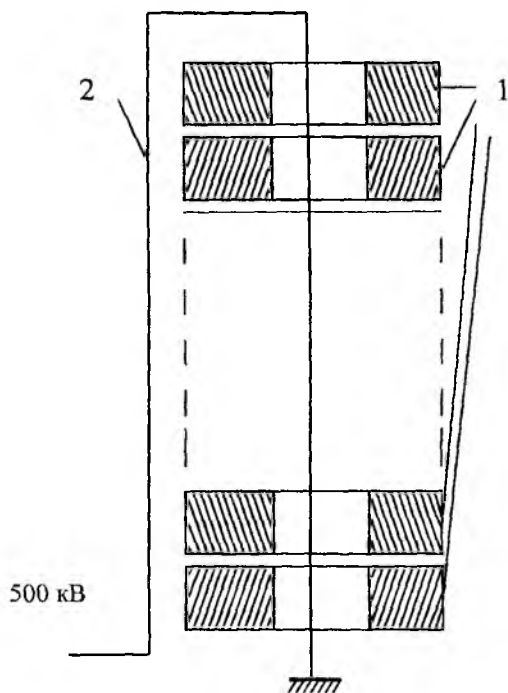


Рис. 2

В. И. ЧУМАКОВ, канд. физ.-мат наук, М. А. ОСТРИЖНОЙ,
Ю. Я. ВОЛКОЛУПОВ, канд. физ.-мат. наук, В. М. ВАНЦАН, канд. физ.-мат. наук,
В. Г. НЕСТЕРЕНКО, О. И. ХАРЧЕНКО

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ СИЛЬНОТОЧНОГО РАЗРЯДА МАГНИТОПЛАЗМЕННОГО КОМПРЕССОРА В АТМОСФЕРЕ

Введение.

Плазменные источники электромагнитного излучения обладают высокими электрическими показателями эффективности. Известно, что мощность излучения, плотность и температура плазмы в таких источниках зависит от энергии, вкладываемой в разряд, и, следовательно, от разрядного тока [1-4]. В экспериментальных установках по генерации и ускорению плотной плазмы в качестве энергопитания используются емкостные накопители. В этом случае максимальная величина тока ограничивается влиянием индуктивности конденсаторов и паразитной индуктивности монтажа (шинопроводов, связывающих электроды конденсаторов и плазменного ускорителя). Минимизация индуктивности позволяет реализовать режим разряда накопителя, близкий к апериодическому, и приблизиться к максимально возможным величинам разрядных токов экспериментальных установок.

В данной работе рассмотрены результаты исследований источника мощного импульсного излучения на основе коаксиального магнитоплазменного компрессора (МПК) торцевого типа. Приведены экспериментальные зависимости параметров экспериментальной установки, собранной по схеме безшинового типа, что позволяет получить высокие показатели эффективности излучения. Показаны также зависимости параметров излучения и результаты исследований характеристик излучения в оптическом диапазоне волн.

Описание экспериментальной установки.

Схема экспериментальной установки приведена на рис. 1. Электроды коаксиального МПК располагались на металлических листах, которые соединялись с соответствующими электродами конденсаторов накопителя. Заряд накопителя от мощного выпрямителя позволял получать напряжения в диапазоне 2-4,5 кВ. Запуск установки производился от вспомогательного источника плазмы (фор-плазмы), электрод которого располагался аксиально внутри центрального электрода МПК. При разряде на него дополнительного конденсатора $C_{\text{фн}} = 60$ мкФ фор-плазма, образующаяся внутри камеры К1, под действием газокINETического давления выбрасывается через отверстия в центральном электроде МПК в виде отдельных струй в разрядный промежуток. Энергия заряженных частиц фор-плазмы достаточна для перекрытия разрядного промежутка, так что в результате происходит разряд емкостного накопителя. Из отдельных плазменных струй формировалась однородная плазменная шайба, из которой затем образовывалась токово-плазменная оболочка, характерная для МПК торцевого типа. Полярность электродов МПК выбиралась в соответствии с рекомендациями [3].

Таблица

Параметры экспериментальной установки

Емкость накопителя, мкФ	Зарядное напряжение, кВ	Разрядный ток, кА	Индуктивность разрядного контура, нГн	Максимальная мощность излучения, МВт	Длительность импульса тока, мкс
1400	2-3,6	200-400	8,75	55	22

В соответствии с принципиальной схемой МПК, разрядный ток в нагрузке складывается из тока емкостного накопителя C_n , ограниченного действием индуктивности конденсаторов, и тока разряда емкости монтажа C_m , которую можно считать подключенной параллельно нагрузке. Поскольку $C_n \gg C_m$, то начальный бросок тока в результате разряда C_n очень мал и не дает вклада в разогрев фор-плазмы на переднем фронте импульса. Отметим, что искусственное увеличение C_m путем включения безындуктивных конденсаторов параллельно нагрузке приведет к укорочению переднего фронта импульса и является одним из направлений повышения мощности излучателей на основе МПК.

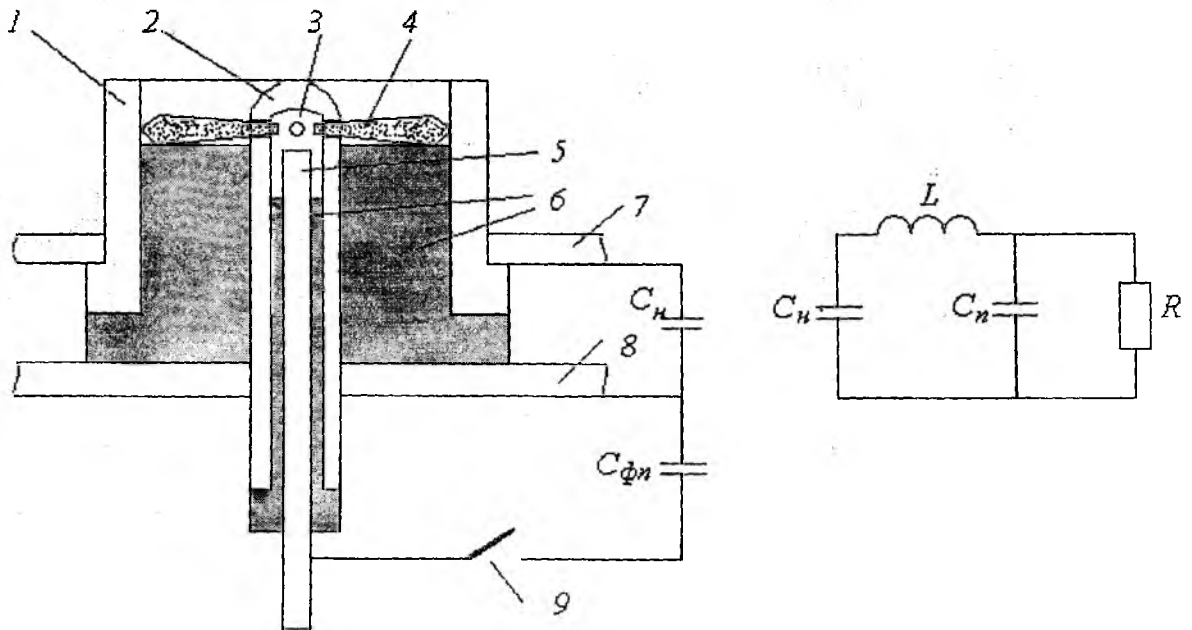


Рис.1 – Схема МПК с напуском фор-плазмы.

- 1 – внешний электрод; 2 – центральный электрод; 3 – камера формирования фор-плазмы;
 4 – плазменные струи; 5 – дополнительный электрод; 6 – фторопластовые изоляторы;
 7 – листовой электрод накопителя – анод; 8 – листовой электрод накопителя – катод; 9 – разрядник.

Результаты экспериментальных исследований.

Рассмотрим результаты измерений характеристик источника. На рис. 2 приведены временные диаграммы разрядного тока емкостного накопителя (а) и напряжения на электродах МПК (б). Как видно, разряд носит колебательный характер с большим декрементом затухания, значение которого составляет $\ln I_m(t) / I_m(t + T) \cong 1,39$. На основании временных диаграмм $i(t)$ и $u(t)$ можно построить зависимости мгновенной мощности $p(t) = u(t)i(t)$, вкладываемой в разряд, и сопротивления разрядного промежутка $r(t) = u(t)/i(t)$ (рис. 2, в, г). При их построении была сделана коррекция искажений, вносимых параметрами резистивно-емкостного делителя напряжения, постоянная времени которого ($\tau \sim 10$ мкс) соизмерима с длительностью исследуемых процессов. В этом случае, мгновенная мощность остается положительной, следовательно, сопротивление в процессе разряда имеет активный характер.

Зависимости тока разряда от напряжения зарядки накопителя U_n и от величины накопленной энергии, $W_n = \frac{1}{2}CU_n^2$, приведены на рис. 3. Ток возрастает линейно с напряжением, т. е. можно считать, что интегральное сопротивление разрядного контура, равное $R = \Delta U / \Delta I \cong 9,4 \cdot 10^{-3}$ Ом, и средняя мощность потерь в исследуемом диапазоне энергий остаются постоянными. Величину тока можно также оценить, интегрируя первый полупериод осциллограммы тока см. рис. 2, а, и сравнивая результат с зарядом, накопленным в емкости. Отсюда

$$I_m = \frac{CU_n}{\int_0^{\tau_1} f(t) dt}$$

где τ_1 – длительность первого полупериода тока, $f(t)$ – функция, описывающая временную зависимость тока. Значения, рассчитанные для выбранных величин зарядного напряжения в предположении, что первый полупериод тока имеет вид $i(t) = I_m \sin \omega t$, также показаны на рис. 3.

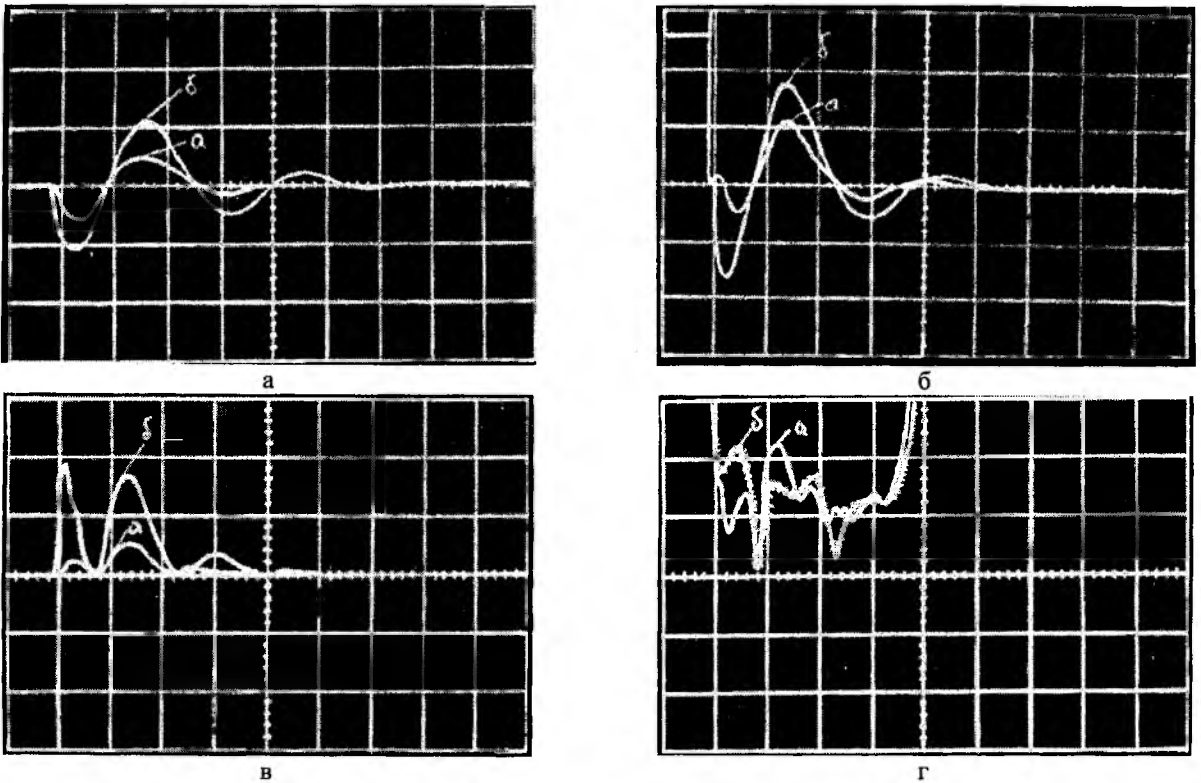


Рис. 2 – Типовые осциллограммы:

а) тока разряда (325 кА/дел, 20 мкс/дел); б) напряжения на нагрузке (0,75 кВ/дел, 20 мкс/дел);
 в) мгновенной мощности (250 МВт/дел, 20 мкс/дел); г) сопротивления (2,35 мОм/дел, 20 мкс/дел) при на-
 напряжениях накопителя 2,0 и 3,2 кВ ([соответственно а и б на графиках]).

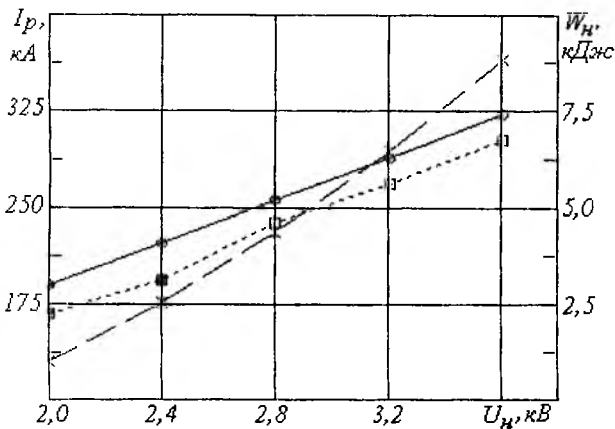


Рис. 3 – Зависимости тока нагрузки (расчет – сплошная, эксперимент – точки) и накопленной энергии от зарядного напряжения (пунктир).

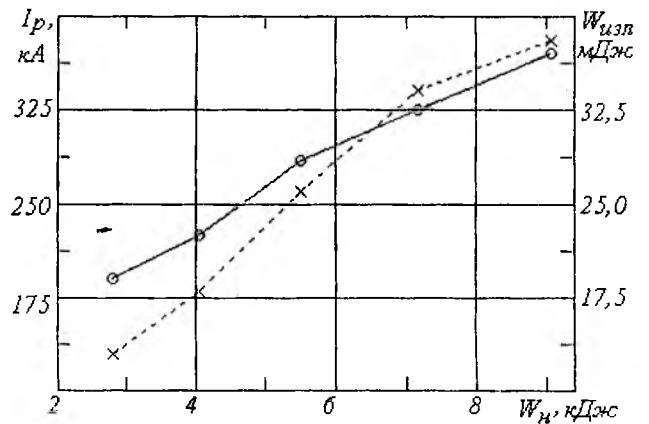


Рис. 4 – Зависимость тока нагрузки и плотности потока энергии оптического излучения от накопленной энергии.

Регистрация энергии излучения в диапазоне $0,3 \text{ мкм} \leq \lambda \leq 10,2 \text{ мкм}$ осуществлялась с помощью измерителя мощности лазерного излучения ИМО-2Н. На рис. 4 приведена зависимость плотности потока энергии излучения на расстоянии 1 м от источника. Перегиб кривой и снижение степени роста энергии излучения можно объяснить сдвигом максимума кривой Планка распределения температуры излучающего плазменного образования в ультрафиолетовую область и выходом за пределы полосы пропускания прибора при увеличении энергии, вкладываемой в разряд, что приводит к соответствующему росту температуры плазмы. Значение разрядного тока при этом составляет $I_p \cong 260 \text{ кА}$.

При таком токе магнитное давление $\frac{\mu H^2}{2}$ (H – магнитное поле, создаваемое током) значительно превышает газокINETическое давление плазменного столба $\sim 2nkT$ (n – концентрация электронов в

разрядном столбе; k – постоянная Больцмана, T – температура), что приводит к образованию перетяжек и неустойчивости и формированию плазменного фокуса (ПФ) [1-4]. Оценку температуры можно получить, используя соотношение Беннета для равновесного случая при наличии только азимутального магнитного поля, создаваемого разрядным током

$$\frac{\mu H_p^2}{2} = 2nkT,$$

где предполагается равномерное распределение плотности заряженных частиц по сечению плазменного столба; $H_p = I_p / 2\pi r_p$ – магнитное поле границе плазменного столба радиусом r_p . Подставляя $r_p = 1$ см, $n = 5 \cdot 10^{18}$ см⁻³, получим $T \cong 7,8 \cdot 10^4$ К.

Энергия излучения высокотемпературной области для данной температуры и плотности составляет величину порядка 102 Дж. Оценка полной энергии излучения получается интегрированием плотности потока по пространственной диаграмме направленности излучателя и составляет $W_{\text{полн макс}} = 1,744$ кДж, таким образом, КПД излучателя равен 0,17. При этом предполагалось, что распределение излучения пропорционально площади сечения ПФ в азимутальной и меридиональной плоскостях в 2π пространстве.

Пространственное распределение температуры в области разряда и эффекты, сопровождающие сильноточный разряд МПК, можно оценить на основании фотографий, выполненных с применением оптических фильтров (рис.5). Как видно (см. рис. 5, а, б, в, г), наиболее высокотемпературная область разряда локализована вблизи торца центрального электрода и имеет веретенообразную форму, характерную для образования ПФ [2, 3]. Верхняя граница полосы пропускания фильтра УФС-6 равна 390 нм, поэтому реализация ПФ представляется весьма вероятной. Кроме того, разряд сопровождается мощной ударной волной на выходе плазменного ускорителя.

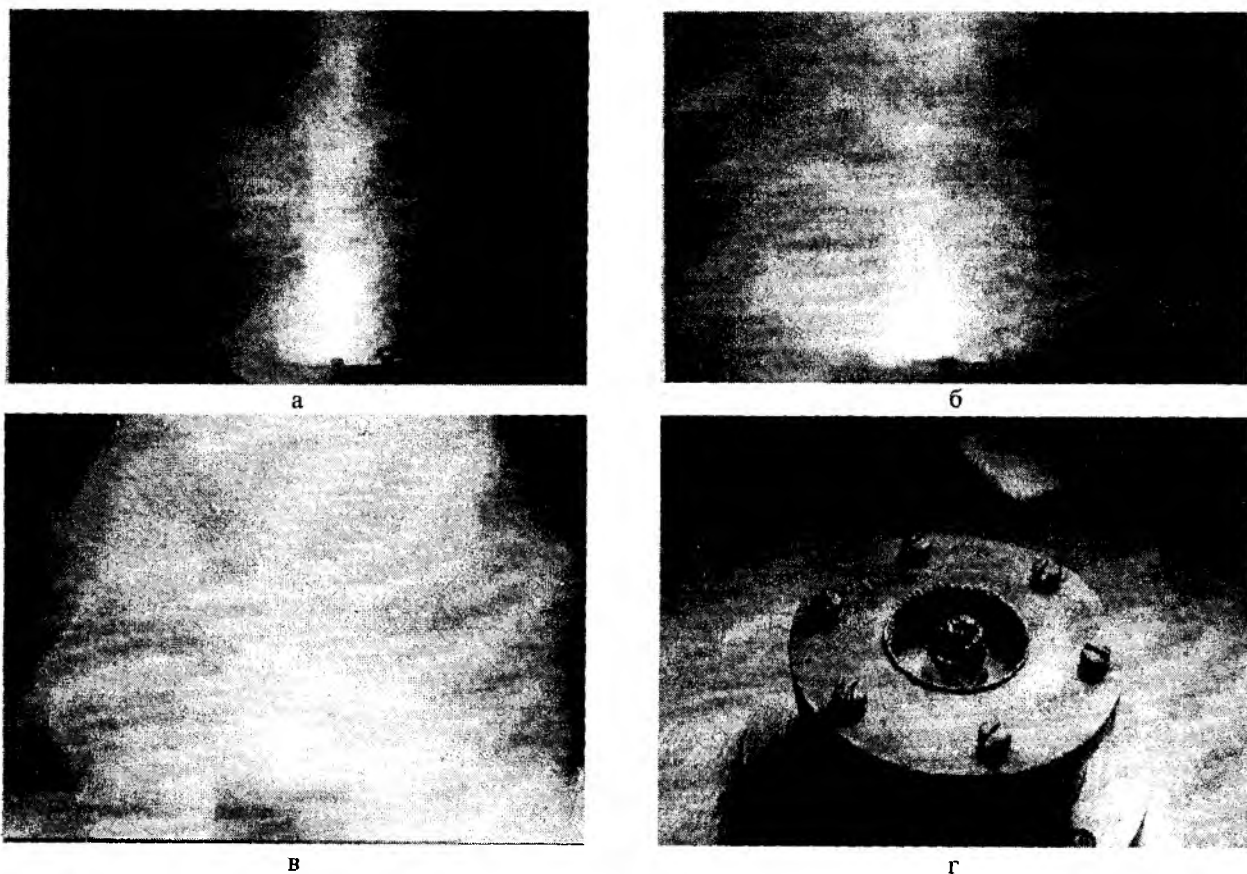


Рис. 5 – Фотографии сильноточного разряда МПК, выполненные с применением оптических фильтров а) ТС-2; б) НС-10; в) НС-13; г) внешний вид электродов МПК.

Использование фильтров с более низкочастотной характеристикой пропускания показывает, что области с меньшей температурой имеют большие размеры и в красной области спектра разряд носит диффузный характер. На рис. 5, г отмечаются эффекты интенсивной эрозии центрального электрода, т.е. температура металла, выбрасываемого при эрозии $T_m < 5500$ К. В некоторых случаях разряд имел асимметричную форму в результате неоднородного выброса фор-плазмы в разрядный промежуток. Наиболее отчетливо пространственное распределение температуры в области разряда видно на рис. 5, а. Можно выделить четыре характерные области: 1) высокотемпературную область ПФ на торце центрального электрода, примерно равную его диаметру d и имеющую высоту порядка $(2 \div 2,5)d$; 2) внутреннюю область в межэлектродной части, занимающую наибольший объем и охватывающую ПФ; 3) область токово-плазменной оболочки и 4) внешнюю низкотемпературную область разогретого газа, состоящего в основном из нейтральных молекул.

Заключение.

Разработанный и созданный источник широкополосного оптического излучения плазмы при сильноточном разряде в атмосфере позволяет получать импульсы мощностью до 20 МВт. Эффективность источника составляет величину порядка 17 % нергии, вкладываемой в разряд. Применение безшинной схемы соединения электродов МПК с конденсаторами накопителя позволило реализовать короткие импульсы тока ~ 20 мкс и повысить мощность излучения. Получены результаты фотографических исследований излучения сильноточного разряда в различных областях оптического спектра, что позволяет проводить анализ пространственного распределения излучения области разряда и оценить распределение температуры. Полученные результаты могут служить основой достаточно простой методики качественной оценки распределения температуры плазмы при сильноточных высоковольтных импульсных разрядах.

Авторы выражают искреннюю благодарность коллективу ПНИЛ РТ ХТУРЭ и лично Кашееву Б.Л. и Хоповой И. П. за предоставленную техническую помощь при подготовке экспериментов.

Список литературы: [1] Козлов Н.И. Плазменный фокус как источник плотной плазмы // ТВТ. – 1973. – Вып.11. – №1. – С.191-193. [2] Исследования излучения плазменного фокуса в ВУФ области ионизационными камерами / Зворыкин В.Д., Камруков А.С., Клементов А.Д. и др.// Квантовая электроника. – 1977. – Т.4. – № 2.– С.290-300. [3] Камруков А.С., Козлов Н.П., Протасов Ю.С. Письма в ЖТФ. – 1975. – Т.1. – №9.– С.419–422. [4] Плазменные ускорители и ионные инжекторы / Под.ред. И.П.Козлова, А.И.Морозова. – М., 1984.– 271 с. [5] Экспериментальные исследования воздействия мощного широкополосного оптического излучения на оптико-электронные приборы / Шостко С.Н., Шостко И.С., Лонин Ю.Ф., Чумаков В.И., Шостко О.С. // Матер. 7-й Международной Крымской конференции “СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии” (КрыМиКо97). – Т. 1. – Севастополь (Крым, Украина). – С.271-274.

*Харьковский государственный технический
университет радиозлектроники*

Поступила в редколлегию 27.06.2000

РОЗПОДІЛЕННЯ ЕЛЕКТРОСТАТИЧНОГО ПОТЕНЦІАЛУ В ЦИЛІНДРИЧНОМУ МАГНЕТРОНІ ОБЕРНЕНОЇ КОНСТРУКЦІЇ

Проектування та теоретичні дослідження систем зі схрещеними полями як класичної, так і оберненої конструкції вимагають сумісного розв'язання рівнянь руху заряджених частинок, рівняння збудження та Пуасона.

Однак, спочатку, коли просторового заряду ще немає, замість рівняння Пуасона розподілення потенціалу в системі описується рівнянням Лапласа [1].

Таким чином, у системах зі схрещеними полями оберненої конструкції для адекватного врахування статичних електричних полів та їх впливу на роботу системи в цілому необхідно вміти обчислювати такі поля, тобто вміти побудувати розв'язок рівняння Лапласа за складних межових умов.

З іншого боку, через форму анодного блока розподілення електростатичного поля у таких системах є просторово неоднорідним, найчастіше просторово-періодичним, що також впливає на роботу приладів зі схрещеними полями оберненої конструкції.

Формулювання задачі

Розглянемо рівняння Лапласа для системи, яка має форму, що наведена на рис. 1.

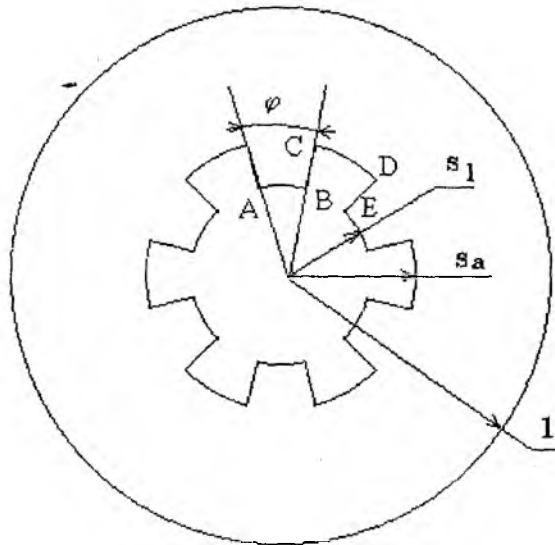


Рис. 1

Рівняння Лапласа для такої системи, і взагалі для будь-якої циліндричної системи, має вигляд (тут обмежемося двовимірним випадком)

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial U}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 U}{\partial \varphi^2} = 0.$$

Для узагальнення системи на будь-які розміри доцільніше перейти до безрозмірних координат, тоді матимемо рівняння

$$\frac{1}{s} \frac{\partial}{\partial s} \left(s \frac{\partial U}{\partial s} \right) + \frac{1}{s^2} \frac{\partial^2 U}{\partial \varphi^2} = 0 \quad (1)$$

де $s = r/r_c$.

Таким чином, необхідно здобути розв'язок рівняння (1) за таких межових умов:

1. $U(1) = 0$;
2. $U(\Gamma) = U_a$

де Γ – поверхня анодного блоку.

Побудова розв'язку рівняння Лапласа за складних межових умов.

Для розв'язку рівняння (1) використаємо метод розділення змінних.

Отже, загальний розв'язок рівняння (1) з застосуванням методу розділення змінних для оберненої конструкції має вигляд

$$u(s, \varphi) = -A_0 \ln s + \sum_{n=1}^{\infty} (C_n s^n + D_n s^{-n})(A_n \sin n\varphi + B_n \cos n\varphi). \quad (3)$$

Періодом анодної системи магнетрона, що сповільнюється, як наведено на мал. 1, є кут АОЕ, або в кутовому обчисленні $2\pi/N$, де N – кількість резонаторів анодної системи. Тоді вираз (3) матиме вигляд

$$u(s, \varphi) = -A_0 \ln s + \sum_{n=1}^{\infty} (C_n s^n + D_n s^{-n})(A_n \sin Nn\varphi + B_n \cos Nn\varphi), \quad (4)$$

через те що $2\pi/\frac{2\pi}{N} = N$.

Для знаходження конкретного вигляду виразу (4) необхідно застосувати межові умови.

Межові умови на катоді

$$u(1, \varphi) = 0$$

Через це $C_n + D_n = 0$, звідси $D_n = -C_n$. Після визначення коефіцієнта D_n розв'язок (2) матиме вигляд

$$u(s, \varphi) = -A_0 \ln s + \sum_{n=1}^{\infty} C_n (s^{Nn} - s^{-Nn})(A_n \sin Nn\varphi + B_n \cos Nn\varphi). \quad (5)$$

Межові умови на аноді:

1. Дуга АВ

$$\begin{aligned} s &= s_L \\ -\theta &\leq \varphi \leq \theta \end{aligned}$$

$$u(s, \varphi) = -A_0 \ln s_L + \sum_{n=1}^{\infty} C_n (s_L^{Nn} - s_L^{-Nn})(A_n \sin Nn\varphi + B_n \cos Nn\varphi)$$

2. Відрізок ВС

$$\begin{aligned} s_a &\leq s \leq s_L \\ \varphi &= \theta \end{aligned}$$

$$u(s, \varphi) = -A_0 \ln s + \sum_{n=1}^{\infty} C_n (s^{Nn} - s^{-Nn})(A_n \sin Nn\theta + B_n \cos Nn\theta)$$

3. Дуга CD

$$\begin{aligned} s &= s_a \\ \theta &\leq \varphi \leq 2\pi/N - \theta \end{aligned}$$

$$u(s, \varphi) \Big|_{\substack{s_a \leq s \leq s_L \\ \varphi = \theta}} = -A_0 \ln s_a + \sum_{n=1}^{\infty} C_n (s_a^{Nn} - s_a^{-Nn})(A_n \sin Nn\varphi + B_n \cos Nn\varphi) = U_a$$

4. Відрізок DE

$$\begin{aligned} s_a &\leq s \leq s_L \\ \varphi &= 2\pi/N - \theta \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} u(s, \varphi) \Big|_{\substack{s_a \leq s \leq s_L \\ \varphi = \theta}} &= -A_0 \ln s + \sum_{n=1}^{\infty} C_n (s^{Nn} - s^{-Nn}) [A_n \sin Nn(\frac{2\pi}{N} - \theta) + B_n \cos Nn(\frac{2\pi}{N} - \theta)] = \\ &= -A_0 \ln s + \sum_{n=1}^{\infty} C_n (s^{Nn} - s^{-Nn}) (-A_n \sin Nn\theta + B_n \cos Nn\theta) = U_a \end{aligned}$$

Порівняємо умови для відрізків BC та DE:

$$\begin{aligned} -A_0 \ln s + \sum_{n=1}^{\infty} C_n (s^{Nn} - s^{-Nn})(A_n \sin Nn\theta + B_n \cos Nn\theta) &= \\ = -A_0 \ln s + \sum_{n=1}^{\infty} C_n (s^{Nn} - s^{-Nn})(-A_n \sin Nn\theta + B_n \cos Nn\theta) & \end{aligned}$$

Звідси випливає, що

$$\sum_{n=1}^{\infty} A_n C_n (s^{Nn} - s^{-Nn}) \sin Nn\theta = 0.$$

Позначимо $F_n = A_n C_n \sin Nn\theta$, тоді $\sum_{n=1}^{\infty} F_n (s^{Nn} - s^{-Nn}) = 0$, або $\sum_{n=1}^{\infty} F_n s^{Nn} = \sum_{n=1}^{\infty} s^{-Nn}$.

Для будь-якого фіксованого s це рівняння виконуватиметься за умови $F_n = 0$. Таким чином остаточно маємо

$$u(s, \varphi) = -A_0 \ln s + \sum_{n=1}^{\infty} A_n (s^{Nn} - s^{-Nn}) \cos Nn\varphi. \quad (6)$$

Отже, залишилося визначити коефіцієнти A_0 та A_n .

Визначення коефіцієнтів у розв'язанні рівняння Лапласа.

Визначити коефіцієнти у виразі (6) можна за допомогою кількох методів: варіаційних, методу Л.В. Конторовича, методу Треффтца, методів Ритца та Гальоркіна, методу сіток тощо.

У низці випадків застосування методу Треффтца призводить до простіших обчислень у порівнянні з застосуванням методів Ритца та Гальоркіна, оскільки за методом Треффтца обчислюються лише інтеграли по межі області, а не по самій області.

Для визначення коефіцієнтів виразу (6) скористаємося методом Треффтца, який є дещо проти-лежним щодо методів Ритца та Гальоркіна. В останніх методах розв'язок задачі шукають у вигляді лінійної комбінації функцій, які задовольняють диференціальному рівнянню, а не межовим умовам.

Невизначені коефіцієнти, що входять до розв'язку задачі, за методом Треффтца визначаються таким чином, щоб найточніше виконувалися межові умови; у методах Ритца та Гальоркіна невизначені коефіцієнти визначаються за умов найточнішого задоволення диференціального рівняння задачі.

Переходячи до опису методу Треффтца, розглянемо рівняння

$$\Delta U = f(x, y) \quad (7)$$

за межевої умови: $U = \varphi$ на контурі C області.

Припустимо, що V є якимось окремим розв'язком неоднорідного рівняння (7), а V_k ($k = 1, 2, \dots, n$) – окремі розв'язки, які відповідають однорідному рівнянню

$$\Delta U = 0 \quad (\Delta V_k = 0).$$

Тоді

$$\bar{U} = V + \sum_{k=1}^n A_k V_k \quad (8)$$

також буде розв'язком неоднорідного рівняння (7). Сталі A_k у наближеному розв'язку \bar{U} необхідно підбирати таким чином, щоб найточніше виконувалася межева умова, якій задовольняє точний розв'язок задачі.

Для визначення коефіцієнтів A_k необхідно, аби інтеграл

$$I = \int_C (\bar{U} - U)^2 dl = \int_C (\bar{U} - \varphi)^2 dl$$

був би найменшим. Ця вимога призводить до умов

$$\frac{\partial I}{\partial A_m} = 2 \int_C (\bar{U} - \varphi) V_m dl = 0 \quad (m = 1, 2, \dots, n)$$

або після підстановки виразу \bar{U}

$$\sum_{k=1}^n A_k \int_C V_k V_m dl = \int_C (\varphi - V) V_m dl \quad (m = 1, 2, \dots, n) \quad (9)$$

Система рівнянь (9) й визначає коефіцієнти A_k .

За Треффтцем, однак, коефіцієнти A_k знаходять дещо по-іншому. Позначимо через F різницю

$$F = \bar{U} - U.$$

Через те, що обидві функції \bar{U} та U задовольняють рівнянням

$$\Delta \bar{U} = f \quad \text{та} \quad \Delta U = f,$$

функція F відповідає рівнянню $\Delta F = 0$.

Визначення функції, що задовольняє рівнянню $\Delta F = 0$, еквівалентне визначенню функції, яка призводить до мінімуму інтеграла

$$I = \int_S \left[\left(\frac{\partial F}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial F}{\partial y} \right)^2 \right] dS,$$

або

$$I = \int_S \left[\left(\frac{\partial(\bar{U} - U)}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial(\bar{U} - U)}{\partial y} \right)^2 \right] dS.$$

Умови обернення у мінімум останнього інтеграла стають

$$\frac{\partial f}{\partial A_m} = 2 \int_S \left[\left(\frac{\partial V}{\partial x} + \sum_{k=1}^n a_k \frac{\partial V_k}{\partial x} - \frac{\partial U}{\partial x} \right) \frac{\partial V_m}{\partial x} + \left(\frac{\partial V}{\partial y} + \sum_{k=1}^n a_k \frac{\partial V_k}{\partial y} - \frac{\partial U}{\partial y} \right) \frac{\partial V_m}{\partial y} \right] dS = 0$$

Коротше останні співвідношення можна записати таким чином:

$$\int_S \nabla \left(V + \sum_{k=1}^n A_k V_k - U \right) \nabla V_m dS = 0 \quad (m = 1, 2, \dots, n) \quad (10)$$

Для подальших перетворень скористаємося формулою Грина, котру переписано для площинного випадку:

$$\int_S (\psi \Delta \varphi + \nabla \psi \nabla \varphi) dS = \int_C \psi \frac{\partial \varphi}{\partial n} dl.$$

Припускаючи в цій формулі $\varphi = V_m$, $\psi = V + \sum_{k=1}^n A_k V_k - U$,

знайдемо

$$\begin{aligned} & \int_S \left(V + \sum_{k=1}^n A_k V_k - U \right) \Delta V_m dS + \int_S \nabla \left(V + \sum_{k=1}^n A_k V_k - U \right) \nabla V_m dS = \\ & \int_C \left(V + \sum_{k=1}^n A_k V_k - U \right) \frac{\partial V_m}{\partial n} dl \end{aligned}$$

Перший з інтегралів у лівій частині рівняння, що отримано, зникає через те, що $\Delta V_m = 0$, а другий – через формулу (10). Таким чином, знаходимо

$$\int_C \left(V + \sum_{k=1}^n A_k V_k - U \right) \frac{\partial V_m}{\partial n} dl = 0 \quad (m = 1, 2, \dots, n),$$

або

$$\sum_{k=1}^n A_k \int_C V_k \frac{\partial V_m}{\partial n} dl = \int_C (U - V) \frac{\partial V_m}{\partial n} dl \quad (m = 1, 2, \dots, n).$$

Через те, що вздовж області функція U є відомою й дорівнює φ , ми отримуємо таке рівняння Треффтца для визначення коефіцієнтів A_k :

$$\sum_{k=1}^n A_k \int_C V_k \frac{\partial V_m}{\partial n} dl = \int_C (\varphi - V) \frac{\partial V_m}{\partial n} dl \quad (m = 1, 2, \dots, n) [2].$$

Застосуємо цей метод для знаходження розв'язків рівняння (1). Оскільки у даному випадку потенціал електростатичного поля визначається однорідним рівнянням $\Delta U = 0$, то необхідно припустити, що $V = 0$. Окремі розв'язки рівняння $\Delta U = 0$ треба вибрати таким чином, щоб вони задовільняли умовам симетрії задачі та межовим умовам (2).

Цим умовам задовільняють структурні функції, що отримані в виразі (6):

$$\begin{aligned} V_1 &= \ln s \\ V_n &= \left(s^{(n-1)N} - s^{-(n-1)N} \right) \cos(n-1)N\varphi \end{aligned} \quad (11)$$

Шукатимемо розв'язок рівняння (1) у вигляді

$$\bar{U} = \sum_{k=1}^n A_k V_k$$

й для визначення коефіцієнтів A_k скористаємося першим способом, для чого складемо рівняння типу (9).

У цих рівняннях під контуром C розуміємо повний контур області, який утворюється контурами анода та катода, й такий, який обходить у напрямку, таким чином, що область, яка знаходиться між ними, залишається ліворуч від спостерігача, котрий рухається вздовж контуру.

Враховуючи, що у випадку, котрий розглядають, $V = 0$, й розуміючи під C_2 внутрішній контур області, де $U = 0$, маємо

$$\sum_{k=1}^n A_k \int_C V_k V_m dl = U_0 \int_C V_m dl \quad (m = 1, 2, \dots, n)$$

У розгорнутому вигляді система рівнянь, що отримано, можна записати таким чином:

$$\begin{aligned} A_1 \int_C V_1^2 dl + A_2 \int_C V_1 V_2 dl + A_3 \int_C V_1 V_3 dl + \dots A_n \int_C V_1 V_n dl &= U_0 \int_{C_1} V_1 dl \\ A_1 \int_C V_2 dl + A_2 \int_C V_2^2 dl + A_3 \int_C V_2 V_3 dl + \dots A_n \int_C V_2 V_n dl &= U_0 \int_{C_1} V_2 dl \\ \vdots & \\ A_1 \int_C V_1 V_n dl + A_2 \int_C V_2 V_n dl + A_3 \int_C V_3 V_n dl + \dots A_n \int_C V_n^2 dl &= U_0 \int_{C_1} V_n dl \end{aligned} \quad (12)$$

Підставляючи у цю систему замість V_i значення структурних функцій з рівнянь (11) та розв'язуючи отриману систему, визначемо коефіцієнти A_i , значення яких наведено в таблиці.

Таблиця

A_i	Кількість резонаторів			
	6	8	10	12
A_1	1,338983936	1,309797184	1,249865869	1,221390006
A_2	$-1,8141 \cdot 10^{-3}$	$-2,1178 \cdot 10^{-4}$	$-1,8616 \cdot 10^{-5}$	$-1,9584 \cdot 10^{-6}$
A_3	$4,7263 \cdot 10^{-6}$	$6,7276 \cdot 10^{-7}$	$5,6258 \cdot 10^{-10}$	$6,8108 \cdot 10^{-12}$
A_4	$-1,1489 \cdot 10^{-8}$	$-1,8067 \cdot 10^{-11}$	$-1,3741 \cdot 10^{-14}$	$-1,8824 \cdot 10^{-17}$
A_5	$2,3765 \cdot 10^{-11}$	$3,8425 \cdot 10^{-15}$	$2,551 \cdot 10^{-19}$	$3,9278 \cdot 10^{-23}$
A_6	$-4,1002 \cdot 10^{-14}$	$-6,42346 \cdot 10^{-19}$	$-3,5193 \cdot 10^{-24}$	$-6,072 \cdot 10^{-29}$
A_7	$5,8477 \cdot 10^{-17}$	$8,3411 \cdot 10^{-22}$	$3,3927 \cdot 10^{-29}$	$6,5494 \cdot 10^{-35}$
A_8	$-6,8103 \cdot 10^{-20}$	$-8,1522 \cdot 10^{-27}$	$-1,8738 \cdot 10^{-34}$	$-4,0437 \cdot 10^{-41}$

Як ілюстрацію на рис. 2 наведено розподілення електростатичного потенціалу в 6-резонаторному магнетроні оберненої конструкції.

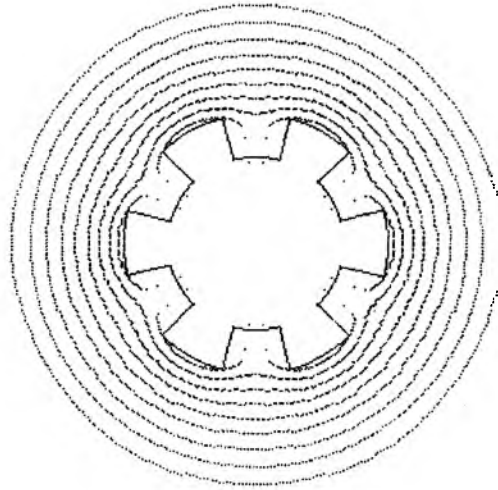


Рис. 2

Провисання еквіпотенціалей електростатичного потенціалу в щілині, що обумовлено сталою напругою аноду, призводить до зниження потенціалу в області щілини, а, отже, й ефективного анодного потенціалу, котрий діє на електронний потік.

Список літератури: [1] *Morishita Y. CAD of Microwave Tubes* // Терібідзьон гаккай ші. – 1978. – 32 – №3. – С.182-188. – Яп. [2] *Методы расчета электростатических полей.* / Миролотов Н.Н., Костенко М.В., Левинштейн М.Л., Тиходеев Н.Н. – М.: Высшая школа, 1963. – 415 с.

*Харьковский государственный технический
университет радиоэлектроники*

Поступила в редколлегию 18.01.2000

ОПРЕДЕЛЕНИЕ КОЭФФИЦИЕНТОВ ОПТИЧЕСКОГО УСИЛЕНИЯ МАТЕРИАЛОВ III-IV ГРУППЫ ДЛЯ МОДЕЛИРОВАНИЯ ДИНАМИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК ЛАЗЕРОВ В ШИРОКОМ ДИАПАЗОНЕ ИЗМЕНЕНИЯ ЧАСТОТЫ ИЗЛУЧЕНИЯ

Введение.

Развитие современных волоконно-оптических систем передачи информации требует совершенствования конструкции и оптимизации параметров полупроводниковых лазеров. Эффективным способом разработки элементов и систем радиоэлектроники является компьютерное моделирование, которое позволяет в значительной степени сократить сроки и стоимость разработок.

Исследования усиления для различных материалов и в широком диапазоне изменения толщины активного слоя особенно важны для создания асимметричных квантоворазмерных (КР) структур, обладающих способностью перестройки частоты излучения в зависимости от тока накачки и используемых в приборах лазерной абсорбционной спектроскопии.

В последнее время много работ посвящено исследованию характеристик КР лазеров. Однако в численных моделях применяются выражения, которые подходят для исследования лазеров с объемной активной областью, в частности, линейная зависимость коэффициента усиления от концентрации. Как показывают последние экспериментальные исследования, для КР лазеров при уменьшении толщины активного слоя до уровня меньше 100 Å характеристика усиления имеет область насыщения [1]. Это связано с тем, что плотность состояний электронов для КР лазеров постоянна при определенных значениях энергии квантования, поэтому увеличение плотности электронов n_e приводит к насыщению этих уровней и, следовательно, к нелинейности усиления.

Наряду с бинарными соединениями, при изготовлении лазеров в настоящее время используются тройные и четверные соединения, например, для ИК диапазона – материалы типа $In_xGa_{1-x}As$ или $In_xGa_{1-x}As_yP_{1-y}$. При решении задач моделирования динамических характеристик лазеров с выбором различных материалов активной области, и в особенности при проектировании новых структур, стоит проблема подбора параметров. Кроме того, иногда в различных источниках для одного и того же материала значения параметров различны. Чтобы избежать разногласий, необходимо либо создавать библиотеку параметров и детально проверять несогласующиеся значения, что представляет собой довольно трудоемкий процесс, либо создавать программы, которые позволяют моделировать параметры для сложных тройных и четверных структур из более простых двойных.

Теория.

На данный момент моделью, которая наиболее полно описывает реальные характеристики лазеров, является интегральная модель усиления:

$$G_{\text{mod}}(\omega) = \frac{\omega}{\varepsilon_0 c n_r E_g} \int_{E_g}^{\infty} |\mu|^2 \rho_c (f_c - f_v) \pi L dE_{eh}, \quad (1)$$

где c – скорость света в вакууме; n_r – коэффициент преломления в кристалле; ε_0 – диэлектрическая восприимчивость вакуума; ω – частота излучения лазера; μ – матрица взаимодействия между электроном и фотоном; ρ_c – плотность состояний электронов в зоне проводимости; f_c, f_v – функция Ферми для электронов и дырок соответственно; L – функция уширения линии.

Однако расчет интегральной модели сложен и требует больших затрат машинного времени. Для описания изменения усиления от плотности электронов n_e существует несколько приближенных выражений: линейная модель [2, 3]: $G = g_{n_e} (n_e - n_t)$, где g_{n_e} – дифференциальное усиление; n_t – концентрация электронов на пороге прозрачности, когда значение усиления равно нулю; логарифмическая модель [1, 4, 5]: $G = v_g \cdot g_{n_e} \cdot \ln(n_e / n_t)$; модель с учетом нелинейного влияния концентрации электронов [6]: $G = g_{n_e} (n_e - n_t) / (1 + \varepsilon_e n_e)$, где ε_e – нелинейный параметр влияния концентрации носителей на усиление.

Чтобы оценить, какое выражение правильно описывает характер усиления при различных значе-

ниях толщины КР слоя, проведено сравнение приближенных моделей с интегральной моделью усиления. Параметры, используемые для расчета усиления, взяты из работы [7] и представлены в табл. 1

Таблица 1

Материал	E_g, eV	m_c/m_0	m_{hh}/m_0	m_{lh}/m_0	m_{s0}/m_0	n_r^2	Δ_{s0}, eV
GaAs	1,424	0,067	0,62	0,087	0,15	10,88	0,34
InAs	0,36	0,023	0,60	0,027	0,089	12,25	0,43
GaP	2,74	0,17	0,79	0,14	0,24	8,46	0,10
InP	1,35	0,08	0,85	0,089	0,17	9,55	0,10

Анализ усиления был проведен для материала GaAs при изменении диапазона толщины активного слоя от 40 до 1000 Å.

Результаты сравнения интегральной модели и всех трех приближенных выражений приведены на рис. 1.

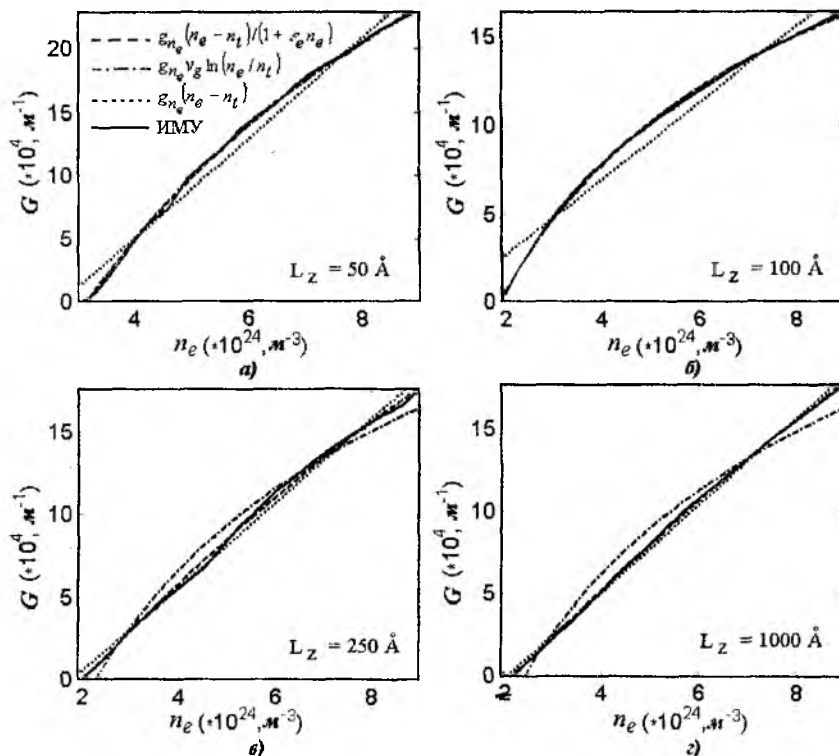


Рис. 1

Сплошной линией показана интегральная модель, пунктирной – усиление с учетом нелинейного влияния концентрации электронов, штрих-пунктирной – логарифмическая модель и точками – линейное выражение.

Как видно из рисунка, при толщине 50-100 Å (рис. 1, а, б) характеристика нелинейная и при увеличении толщины (рис. 1, в, г) становится линейной.

Чтобы определить количественно степень расхожести приближенных и интегральной моделей, была посчитана квадратичная ошибка χ^2 между точной и приближенной моделями при изменении толщины активного слоя:

$$\chi^2 = \sum_{nn} \left(\frac{y_{\text{int},nn} - y_{\text{apr},nn}}{y_{\text{int},nn}} \right)^2, \quad (2)$$

где nn – количество расчетных точек, $y_{\text{int},nn}$ – численные значения для интегральной модели; $y_{\text{apr},nn}$ – численные значения для приближенного выражения.

На рис. 2 представлены результаты этого сравнения. Как видно из рисунка, при толщине порядка 50-100 Å для логарифмической модели ошибка мала, однако при увеличении толщины она увеличивается. Для линейной модели, наоборот, до значения толщины 100 Å ошибка большая, а при увеличении толщины – уменьшается. Относительная ошибка для выражения с учетом нелинейного влияния концентрации электронов на всем промежутке меньше, чем у предыдущих моделей, т. е. данная модель лучше описывает поведение усиления КРС лазера в широком диапазоне изменения толщины активного слоя.

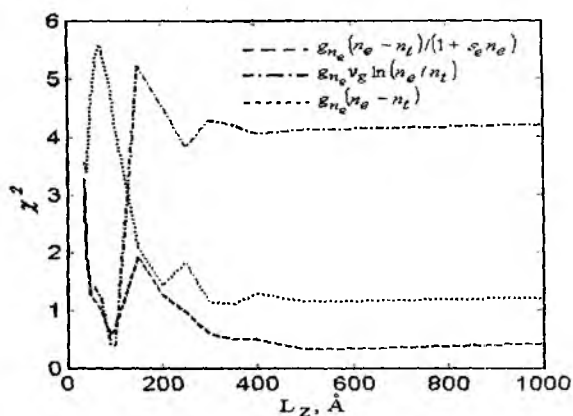


Рис. 2

На рис. 3 представлены зависимости коэффициентов выражения $G = g_{n_e} (n_e - n_t) / (1 + \epsilon_e n_e)$ от толщины активного слоя для различных бинарных соединений (*GaAs* – рис. 3, а, *InAs* – рис. 3, б, *GaP* – рис. 3, в, *InP* – рис. 3, г). Кривые изменения всех коэффициентов от толщины активного слоя можно описать функцией

$$g_x = A_0 + A_1 \exp(p_1 \cdot L_z) + A_2 \exp(p_2 \cdot L_z), \quad g_x = g_{n_e}, n_t, \epsilon_e. \quad (3)$$

На рис. 3 кружочками показаны расчетные точки, сплошными линиями – приближенные значения, полученные с использованием выражения (3). Значения для усиления g_{n_e} и параметра нелинейности ϵ_e в интервале 40-60 Å маленькие, при увеличении толщины до 90 Å достигают максимального значения, а с дальнейшим увеличением толщины – уменьшаются и достигают постоянного уровня. Для концентрации электронов n_t наоборот, в интервале 60-90 Å имеется минимум. Следовательно, для получения низко пороговых характеристик необходимо использовать лазеры с толщиной активной области, находящейся в указанном интервале.

Значения коэффициентов, представленных в выражении (3), для бинарных соединений представлены в табл. 2.

Таблица 2

Материал		A_0	A_1	p_1	A_2	p_2
GaAs	g_{n_e}, M^2	$3,09 \cdot 10^{-20}$	$-2,06 \cdot 10^{-17}$	$-2,65 \cdot 10^8$	$2,01 \cdot 10^{-17}$	$2,57 \cdot 10^8$
	n_t, M^{-3}	$2,18 \cdot 10^{24}$	$1,88 \cdot 10^{26}$	$-2,06 \cdot 10^8$	$-1,81 \cdot 10^{26}$	$-2,01 \cdot 10^8$
	ϵ_e, M^3	$5,61 \cdot 10^{-27}$	$-1,55 \cdot 10^{-22}$	$-1,90 \cdot 10^8$	$1,53 \cdot 10^{-22}$	$-1,87 \cdot 10^8$
GaP	g_{n_e}, m^2	$1,88 \cdot 10^{-20}$	$-8,94 \cdot 10^{-19}$	$-6,29 \cdot 10^8$	$2,96 \cdot 10^{-19}$	$-2,75 \cdot 10^8$
	n_t, M^{-3}	$5,87 \cdot 10^{24}$	$2,59 \cdot 10^{26}$	$-4,39 \cdot 10^8$	$3,87 \cdot 10^{26}$	$-1,06 \cdot 10^8$
	ϵ_e, M^3	$6,08 \cdot 10^{-26}$	$-1,55 \cdot 10^{-22}$	$-2,61 \cdot 10^8$	$1,53 \cdot 10^{-22}$	$-2,60 \cdot 10^8$
InAs	g_{n_e}, M^2	$6,59 \cdot 10^{-20}$	$-8,69 \cdot 10^{-18}$	$-2,19 \cdot 10^8$	$8,41 \cdot 10^{-18}$	$-2,14 \cdot 10^8$
	n_t, M^{-3}	$6,57 \cdot 10^{24}$	$5,50 \cdot 10^{24}$	$-3,65 \cdot 10^8$	$-6,08 \cdot 10^{26}$	$-2,04 \cdot 10^4$
	ϵ_e, M^3	$7,90 \cdot 10^{-26}$	$1,55 \cdot 10^{-22}$	$-1,86 \cdot 10^8$	$1,54 \cdot 10^{-22}$	$-1,84 \cdot 10^8$
InP	g_{n_e}, M^2	$2,02 \cdot 10^{-20}$	$-1,57 \cdot 10^{-17}$	$-2,72 \cdot 10^8$	$1,52 \cdot 10^{-17}$	$-2,64 \cdot 10^8$
	n_t, M^{-3}	$3,01 \cdot 10^{24}$	$2,19 \cdot 10^{26}$	$-2,19 \cdot 10^8$	$-2,09 \cdot 10^{26}$	$-2,13 \cdot 10^8$
	ϵ_e, M^3	$1,21 \cdot 10^{-26}$	$-1,55 \cdot 10^{-22}$	$-2,13 \cdot 10^8$	$1,53 \cdot 10^{-22}$	$-2,10 \cdot 10^8$

Выражение A_0 в табл. 2 не что иное, как выражение для усиления лазеров с объемным активным слоем. Значения A_0 совпадают с полученными ранее данными [8].

Для исследования усиления для более сложных тройных и четверных соединений можно использовать приближенные выражения: $P_{ABC} = xP_{AC} + (1-x)P_{BC}$ для материалов $A_xB_{1-x}C$ и $P_{ABCD} = (1-x)yP_{AC} + (1-x)(1-y)P_{AD} + xyP_{BC} + x(1-y)P_{BD}$ для материалов $A_{1-x}B_xC_yD_{1-y}$.

Например, для материала $In_{0.75}Ga_{0.25}As_{0.69}P_{0.31}$ (длина волны $1,55\mu m$) $A_0 = 45 \cdot 10^{-20} m^2$, что хорошо согласуется с используемыми ранее результатами ($A_0 = 4,45 \cdot 10^{-20} m^2$ [9]).

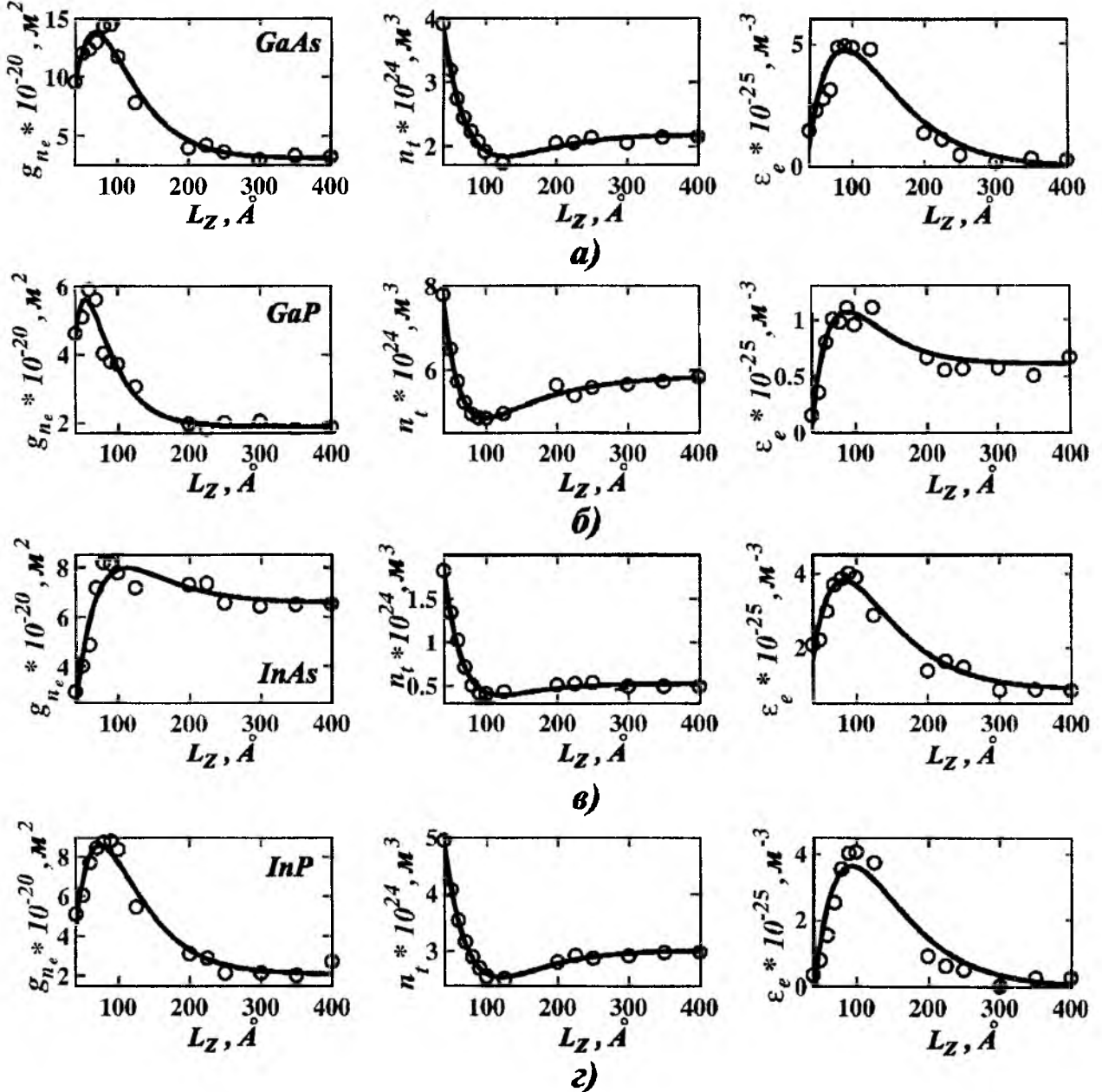


Рис. 3

Выводы.

Таким образом, в ходе анализа изменения оптического усиления КРС лазера от плотности электронов при различных значениях толщины активного слоя было проведено сравнение трех приближенных моделей усиления с ИМУ. При этом было показано, что при толщине 50-100 \AA для логарифмической модели ошибка мала, однако при увеличении толщины она увеличивается. Для линейной

модели, наоборот – до значения толщины 100 Å ошибка большая, а при увеличении толщины – уменьшается. Относительная ошибка для модели вида $G = g_1(n_e - n_i)/(1 + \epsilon_e n_e)$ на всем промежутке меньше, чем у предыдущих моделей, т. е. данная модель лучше описывает поведение усиления КРС лазера в широком диапазоне изменения толщины активного слоя. Определены коэффициенты нелинейного усиления для четырех различных бинарных соединений, которые позволят в дальнейшем получать аналогичные выражения для более сложных тройных и четверных соединений.

Список литературы: [1] Makino T. Analytical formulas for the optical gain of quantum wells. // IEEE Journal of Quantum Electronics. – 1996. – Vol. 32 – N 3. – P. 493-501. [2] Grau. G. R., Freude. W. Optische Nachrichtentechnik. Berlin: Springer-Verlag, 1991. [3] Bowers J. E. Modulation properties of semiconductor lasers. Research in Optoelectronics (B): reprints Prof. J.E.Bowers and Collaborators ECE Technology; Santa Barbara, California, 1993. – P.109-141. [4]. A time-domain Model for high-speed quantum-well lasers including carrier transport effects./ Nguyen L.V.T., Lowery A.J., Gurney P.C.R., Novak D // IEEE Journal of selected topics in quantum electronics. – 1995. Vol.1. – N 2. – P. 494-502. [5] DeTemple T.A., Herzinger C.M. On the semiconductor laser logarithmic gain-current density relation. // IEEE Journal of Quantum Electronics. – 1993. – Vol. 29 – N 5. – P. 1246-1252. [6] Суховианов И. А., Манжура А. Н., Лысак В. В. Пакет программ для моделирования полупроводниковых лазеров // Тезисы докл. III международной конференции "Теория и техника передачи, приема и обработки информации". – Туапсе. – 1997. – С.348. [7] Adachi. S. Material parameters for $In_{1-x}Ga_xAs_yP_{1-y}$ and related binaries. // Journal Applied Physics. – 1982. – Vol. 53. – N 12. – P. 8775-8792. [8] Suematsu Y., Adams A.R. Handbook of semiconductor lasers and photonic integrated circuits./ Chapman & Hall. – 1994. [9] Nonlinear gain suppression in semiconductor lasers due to carrier heating. / Willatzen M., Uskov A., Mork J. a.o.// IEEE Photonics technology letters. – 1991. – Vol.3. – N7: – P. 06-609.

Харьковский государственный технический
университет радиоэлектроники

Поступила в редколлегию 11.04.2000

Д. А. ЯРЕХА, А. Н. БАРАНОВ, И. РУЙАРД, К. АЛИБЕРТ, М. М. БЫКОВ, канд. тех. наук

ВЫСОКОЭФФЕКТИВНЫЕ НЕПРЕРЫВНЫЕ GaInSbAs/GaSb ЛАЗЕРЫ ВТОРОГО ТИПА

Диодные лазеры с длиной волны излучения от 2,2 до 2,4 мкм привлекают большой интерес для исследования атмосферы при помощи лазерной абсорбционной спектроскопии (ЛАС). В этом спектральном диапазоне имеются достаточно сильные линии поглощения таких вредных газов, как CO, CH₄, NO₂ и HCOH, в то время как поглощение парами воды невелико. Для создания недорогих высокоэффективных газовых анализаторов необходимо наличие лазерных диодов, способных работать при комнатной температуре в непрерывном режиме.

Непрерывная лазерная генерация при комнатной температуре была достигнута с использованием структур, выращенных методом молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ) на подложке GaSb. Активная зона таких структур содержит напряженные квантово-размерные слои (КРС) GaInSbAs, заключенные между барьерами Ga(Al)Sb(As). В зависимости от концентрации As в GaInSbAs и Al в GaAlSbAs гетерограница яма-барьер может быть как первого, так и второго типа. Благодаря высокоэффективной излучательной рекомбинации в квантовых структурах первого типа были получены лазеры с внутренней квантовой эффективностью, достигающей 95 % [1], и выходной оптической мощностью в непрерывном режиме при комнатной температуре до 1,9 Вт [2]. В лазерах второго типа носители делокализованы в пространстве, что приводит к непрямой излучательной рекомбинации. Однако благодаря кулоновскому взаимодействию между неравновесными носителями эффективность рекомбинации возрастает и может достигать значений, необходимых для лазерной генерации [3, 4]. Кроме того, при соответствующей конструкции активной зоны в структурах второго типа можно существенно уменьшить влияние безызлучательной Оже рекомбинации, что очень важно для лазеров с длиной волны излучения, лежащей в среднем ИК-диапазоне [5]. Низкопороговые лазеры на основе GaInSbAs/GaSb были представлены в работах [6-8]. Пороговая плотность тока этих лазеров сравнима с плотностью тока лазеров первого типа, но их внутренняя квантовая эффективность не превышает 47 % и выходная оптическая мощность в непрерывном режиме при комнатной температуре составляет всего лишь 2 мВт.

Одним из важных факторов, влияющих на эффективность лазеров, является качество гетерограниц между КРС и барьерами, поэтому особое внимание уделяется изучению формирования этих гетерограниц при МЛЭ лазерных структур.

Структура была выращена на легированной Te GaSb (100) подложке методом МЛЭ на установке типа Varian GEN 2 при температуре 460°. Температура подложки измерялась оптическим пирометром, откалиброванным при температуре плавления InSb (525 °C).

Нелегированная активная зона выращенной структуры состоит из 5 КРС Ga_{0,65}In_{0,35}As_{0,13}Sb_{0,87} толщиной 7 нм и барьеров GaSb толщиной 30 нм, заключенных между GaSb спейсерами. Данный состав КРС соответствует второму типу гетерограниц с разрывом в валентной зоне, равным 60 мэВ [9]. Активная зона была заключена между 1,5 мкм Al_{0,6}Ga_{0,4}As_{0,05}Sb_{0,95} эмиттерными слоями (ЭС) n- и p-типов. ЭС n-типа легирован Te до концентрации $n = 5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$, а ЭС p-типа и контактный слой GaSb толщиной 0,5 мкм легированы Be до концентрации $p = 2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Чтобы уменьшить последовательное сопротивление структуры, до первого и после второго эмиттерных слоев были выращены градиентные слои AlGaAsSb толщиной 100 нм. Согласно концепции «широкого волновода» [10] в целях уменьшения оптических потерь общая толщина активной области по сравнению с предыдущими структурами [8] была увеличена до 0,8 мкм.

Качество гетерограниц изучалось при помощи дифракции быстрых электронов (ДБЭ), интенсивность которой является мерой гладкости поверхности [11]. Измерение интенсивности ДБЭ проводилось во время паузы в росте GaSb в потоке Sb₂. Подобные остановки роста применяются в технике МЛЭ для сглаживания поверхностей. Мы изучали изменение интенсивности ДБЭ после завершения роста GaSb, чтобы определить время, необходимое для восстановления гладкости поверхности GaSb при различных температурах. Эксперимент проводился следующим образом: при различной температуре выращивался слой GaSb толщиной 100 нм, и по окончании роста поверхность выдерживалась в течение 10 мин. в потоке Sb₂, чтобы сгладить поверхность GaSb. Затем в течение 30 с выращивался другой слой GaSb при скорости роста 0,7 мкм/ч, и снова, по окончании роста, поверхность выдерживалась в потоке Sb₂. Давление Sb₂ было $2 \cdot 10^{-6}$ Торр, что соответствует давлению сурьмы при эпитаксии лазерных структур. Эволюция интенсивности ДБЭ во время таких экспериментов при различной температуре подложки показана на рис. 1. При высоких температурах интенсивность ДБЭ возрастает

быстрее после окончания роста из-за высокой подвижности атомов на поверхности. Тем не менее этот процесс достаточно медленный, и, чтобы яркость пятна достигла первоначального значения, необходимо несколько минут. Детальный анализ этого явления является предметом отдельного изучения. В практических целях за меру скорости процесса было принято время, необходимое для восстановления 90 % световой интенсивности пятна ДБЭ. На рис. 2 представлено время восстановления в зависимости от температуры подложки. Как видно из рисунка, для того чтобы получить гладкую поверхность при температуре подложки 460-500°C (типичная температура роста для GaSb), время выдержки в потоке Sb_2 должно быть 1-3 мин.

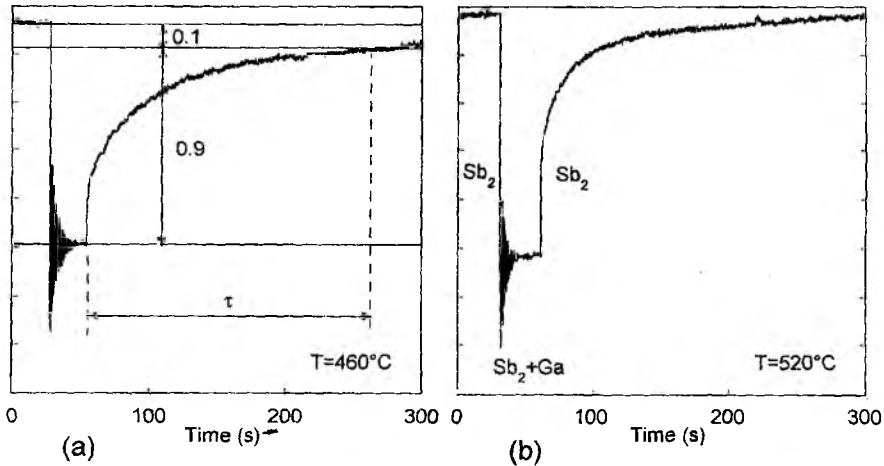


Рис. 1 – Эволюция интенсивности ДБЭ в течение роста GaSb с последующей паузой в Sb_2 при различных температурах.

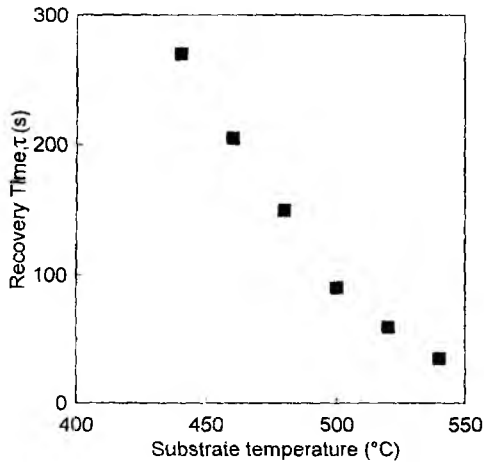


Рис. 2 – Время восстановления световой интенсивности пятна ДБЭ в зависимости от температуры.

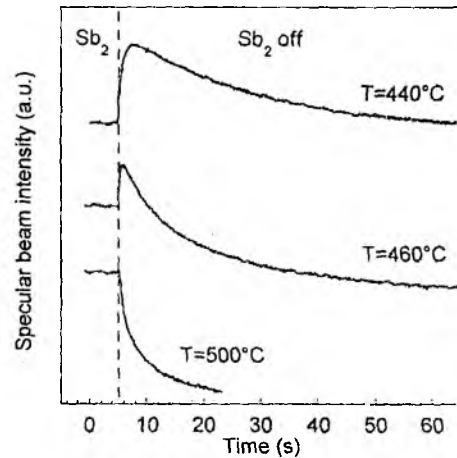


Рис. 3 – Изменение во времени интенсивности светового пятна ДБЭ при открытом и закрытом затворе Sb_2 при различных температурах

Другим фактором, влияющим на резкость гетерограниц КРС-барьер, является поверхностная сегрегация элементов 5-й группы (в нашем случае Sb). Если поверхность покрыта сурьмой, то последующий за этим рост будет происходить посредством диффузии приходящих на поверхность через слой сурьмы атомов, что приведет в результате к размыванию гетерограницы.

Во время остановки роста (затворы элементов 3-й группы закрыты), при закрытии затворов элементов 5-й группы атомы элементов этой группы покидают поверхность и тем самым изменяют ее гладкость. Мы регистрировали изменение интенсивности пятна ДБЭ от поверхности GaSb после закрытия затвора Sb_2 в интервале температур между 420°C и 550°C. Вариация интенсивности пятна ДБЭ от поверхности GaSb в отсутствие Sb_2 зависит от температуры. Ниже 460°C интенсивность возрастает в течение нескольких секунд после закрытия затвора Sb_2 , а затем спадает (рис. 3). При температуре выше 480°C первоначальный рост интенсивности замечен не был. Отсюда мы предположили, что при

низкой температуре поверхность GaSb покрыта тонким слоем сурьмы, который после закрытия затвора Sb быстро испаряется, и реконструкция ДБЭ соответствует чистой поверхности GaSb, что и дает первоначальный рост интенсивности. Снижение интенсивности ДБЭ можно объяснить деградацией поверхности вследствие испарения элементов 5-й группы из твердой фазы. Принимая во внимание полученные результаты, наша лазерная структура была выращена при 460°C с 3-минутными паузами в потоке Sb₂ до, и после роста КРС. Затем из полученной структуры методом стандартной фотолитографии [8] были сделаны лазерные диоды с шириной мезы 10 мкм. Резонаторы Фабри-Перо были получены скалыванием, а длина диодов варьировалась между 250 и 1000 мкм. Для измерений при комнатной температуре лазеры были смонтированы на 3-каскадном элементе Пельтье.

Пороговый ток диодов в непрерывном режиме варьировался от 80 до 180 мА в зависимости от длины диода. С уменьшением длины резонатора от 1000 до 350 мкм пороговый ток в НР уменьшается, но для более коротких образцов – возрастает снова. Рост порогового тока для коротких лазеров не был отмечен в импульсном режиме, что объясняется перегревом диодов вследствие высокой пороговой плотности тока. Пороговый ток возрастает экспоненциально с ростом температуры. Вблизи комнатной температуры в импульсном режиме характеристическая температура составила 80 К, в то время как в непрерывном режиме значение этого параметра варьировалось между 45 и 70 К.

Исследование дальнего поля показали, что лазеры генерируют на основной пространственной моде. Спектр излучения лазера проявил несколько продольных мод, расположенных между 2,37 и 2,40 мкм. Как правило, при непрерывном режиме одна продольная мода доминирует в широком токовом диапазоне. Боковые моды были заметнее при низких токах и повышенной температуре. Подавление боковых мод достигало 30 дБ при температуре ниже 15°C (рис. 4) и было практически постоянно между скачками мод. Кроме того, изменение длины волны с током носит гистерезисный характер (рис. 5), что показывает автостабилизацию главной моды. Линия излучения двигается в сторону длинных волн с ростом тока и может непрерывно перестраиваться в диапазоне 0,7-1,2 нм. Ширина непрерывного интервала перестройки уменьшается с увеличением длины лазерного резонатора. Скорость перестройки также зависит от длины резонатора, например, для 600-мкм лазера скорость перестройки составила 0,026 нм/мА, в то время как для 250-мкм – возросла до 0,037 нм/мА.

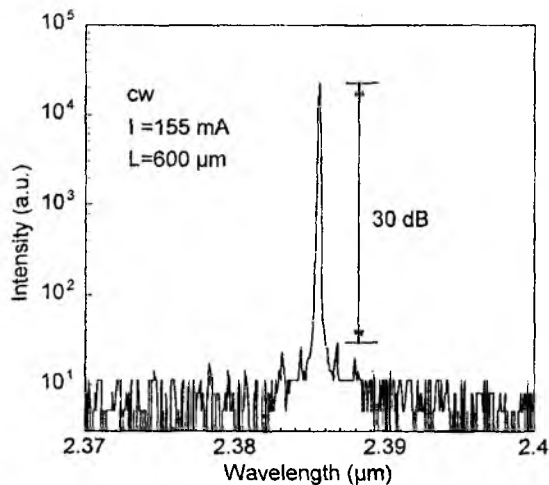


Рис. 4 – Лазерный спектр, измеренный при 10 °С.

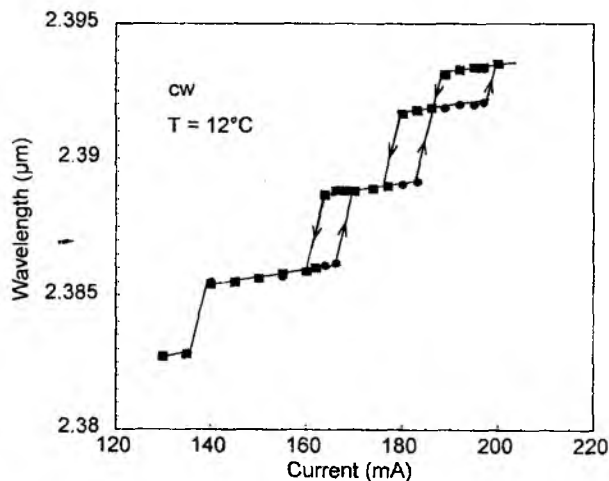


Рис. 5 – Изменение длины волны излучения в зависимости от тока (тот же лазер, что и на рис. 4).

Измерения абсолютной оптической мощности проводились при помощи радиометра RK5710 (Laser Precision). В импульсном режиме (10 мкс, 1 кГц) максимальная выходная мощность достигала 80 мВт. В непрерывном режиме насыщения максимальная мощность достигала значений в 2-3 раза меньше, чем в импульсном. На рис. 6 представлены зависимости выходной мощности от тока, измеренные в непрерывном режиме. Выходная оптическая мощность достигала 20 мВт с одной грани резонатора при комнатной температуре.

Дифференциальная квантовая эффективность η_d , измеренная на частоте 30 Гц и при факторе заполнения, равном 20 %, варьируется между 45 и 75 % в зависимости от длины лазера. На рис. 7 показана обратная дифференциальная квантовая эффективность в зависимости от длины резонатора. Внутренняя квантовая эффективность, определенная из полученных данных, составила 89 %. По сра-

сравнению с работами [7, 8], внутренние потери настоящих образцов были уменьшены до $7,8 \text{ см}^{-1}$, благодаря слабому проникновению света в высоколегированные ЭС из-за увеличения ширины волновода.

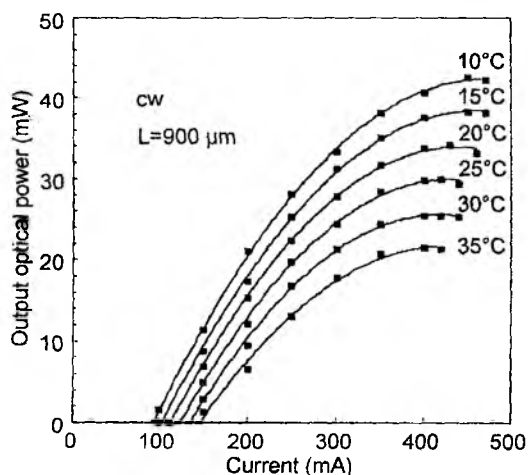


Рис. 6 – Полная выходная оптическая мощность в зависимости от тока при различных температурах.

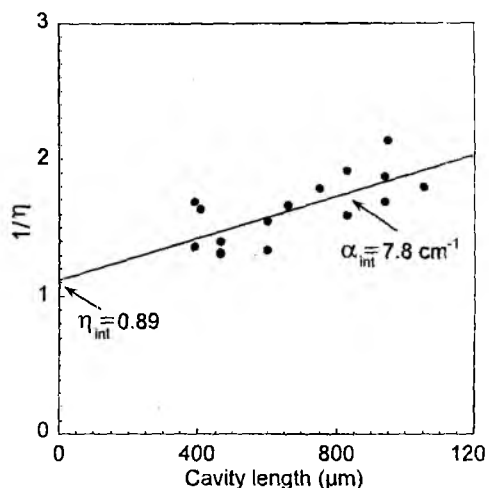


Рис. 7 – Обратная квантовая эффективность в зависимости от длины резонатора; 30 Гц, фактор заполнения 20 %, $T=23 \text{ }^\circ\text{C}$

Вольтамперные характеристики (ВАХ) были измерены в импульсном режиме (10 мкс, 1 кГц) при комнатной температуре. Диффузионная разность потенциалов составила 0,75 В. Такое низкое значение, свидетельствующее о том, что р-п переход находится внутри активной зоны из-за диффузии в нее T_e , уменьшает электрические потери, перегревающие лазер, благодаря чему увеличивается электрический КПД образцов.

Сопротивление контактов, измеренное при больших токах (более 500 мА), соответствующим линейной части ВАХ, находится в пределах 1,2-3 Ом. Сопротивление контактов обратно пропорционально длине лазеров. При меньших токах ВАХ были сверхлинейны, дифференциальное сопротивление при $I = 2I_{th}$ было примерно в 1,5 раза выше, чем сопротивление контактов. Такое неомическое поведение объясняется высокими потенциальными барьерами гетерограниц, окружающих ЭС, которые не распрямляются полностью при средних токах. Вследствие высокого η_d и низкой диффузионной разности потенциалов электрический КПД достигал 20 %, что сравнимо с лучшими опубликованными данными (рис. 8).

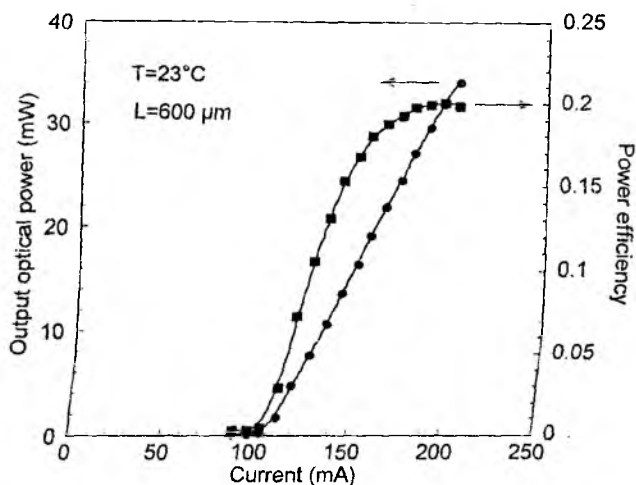


Рис. 8 – Зависимость полной выходной оптической мощности и электрического КПД от тока 30 Гц, фактор заполнения 20 %.

Оба параметра, квантовая и электрическая эффективности лазеров, сравнимы с лучшими результатами, полученными для лазеров первого типа с длиной волны излучения около 2 мкм [1]: Полученная выходная оптическая мощность достаточна для многих спектроскопических применений, особенно принимая во внимание квазидночастотный режим. Однако, несмотря на высокое значение η выходная оптическая мощность достигает насыщения раньше, чем для лазеров первого типа. Обычно насыщение мощности происходит при токе, равном 3–4 I_{th} в непрерывном режиме и при комнатной температуре (рис. 6), в то время как насыщение для лазеров первого типа с широким контактом наблюдается при токах больших, чем 10 I_{th} [1, 9]. Мы полагаем, что раннее насыщение оптической мощности не является неизбежной особенностью лазеров второго типа. В таких лазерах дырки, благодаря кулоновскому взаимодействию с инжектируемыми электронами, удерживаются возле ям, и их концентрация увеличивается с концентрацией электронов, локализованных в КРС. При высоких уровнях инжекции электроны покидают КРС, что приводит к насыщению усиления. При фиксированной температуре такая утечка зависит от геометрии КРС и не связана с типом стыковки зон между КРС и барьерами. Так как в наших GaInSbAs/GaSb лазерах квантовые ямы для электронов мельче, чем в GaInSbAs/GaAsSbAs, то утечка электронов является значительной и ограничивает усиление и максимум выходной мощности. По этой же причине значение T_0 в наших лазерах ниже.

Тенденция GaSb лазеров с резонатором Фабри-Перо работать на одной продольной моде была отмечена ранее [8], но причина этого явления объяснена не была. Узкополосковая геометрия, обеспечивающая пространственный одномодовый режим, и непрерывный режим генерации являются благоприятными, однако недостаточными факторами, чтобы обеспечить излучение на одной частоте. Даже при этих условиях пространственная вариация одной продольной моды стоячей волны вызывает неоднородное периодическое распределение усиления по длине лазера (пространственное выжигание дырок). Неоднородное распределение усиления позволяет возбудиться другим продольным модам с различными периодами [12]. Степень неоднородности аксиального усиления зависит от его периода и от коэффициентов диффузии инжектированных электронов. При одной и той же скорости диффузии носителей спектр излучения длинноволновых лазеров должен быть более многомодовым, так как продольная мода стоячей волны приводит к неоднородности усиления с более широким периодом, который сложнее сгладить. Кроме того, если одночастотный режим генерации является следствием только высокой пространственной однородности усиления, то генерация должна быть более стабильной при низких уровнях инжекции и достигается сразу же после порога. В наших же лазерах одночастотное излучение и ее автостабилизация более заметны при высоких токах, что говорит о влиянии нелинейных эффектов.

Мы предполагаем, что теллур в эмиттерном слое GaAlSbAs n-типа оказывает такое же действие, как и в GaAlAs, а именно, формирует DX центры, создавая, таким образом, насыщающийся поглотитель [13]. Это свойство стабилизирует лазерную моду и препятствует конкуренции мод. DX центры поглощают часть излучаемого света, проникающего в ЭС, легированный теллуrom. Это поглощение насыщается при высокой интенсивности света [13]. По этой причине продольная мода стоячей волны формирует периодическое пространственное распределение поглощения в ЭС. Для генерируемой моды максимум амплитуды стоячей волны соответствует минимуму поглощения. Однако, для других мод этого соответствия нет, так как их стоячие волны сдвинуты в пространстве. Этот эффект приводит к уменьшению потерь поглощения главной моды, тем самым подавляя боковые. Зависимость длины волны излучения от тока инжекции начинает проявлять гистерезисный характер при некоторых токах, который усиливается с ростом оптической мощности (рис. 5) в соответствии с изложенной моделью. Это поведение подобно тому, что наблюдалось на двойных гетеропереходах с легированными Te эмиттерными слоями [14], и мы считаем, что это явление имеет аналогичное происхождение. Мы полагаем, что стабилизация главной моды должна быть более существенной в длинноволновых лазерах, особенно с короткими резонаторами, так как стоячие волны, соответствующие различным продольным модам, больше разделены в пространстве. Этот эффект должен ослабляться с ростом температуры из-за тепловой активации DX центров. Необходимо отметить, что при наличии насыщающегося поглотителя генерируемая мода создает в ЭС также профиль коэффициента преломления, действующего подобно распределенному брэгговскому отражателю, что может, в свою очередь, также стабилизировать существующую моду при помощи оптической обратной связи.

Заклучение.

Были изготовлены узкополосковые GaInSbAs/GaSb лазеры второго типа, работающие в непрерывном режиме при комнатной температуре с выходной оптической мощностью 20 мВт с одной грани резонатора. Внутренняя квантовая эффективность лазеров составляет 89 % и электрический КПД достигает 20 %. Такое значительное улучшение эффективности лазеров второго типа достигнуто в результате оптимизации процесса МЛЭ роста гетерограниц между КРС и барьерами. Лазеры работали на основной пространственной моде и в одночастотном режиме в широком диапазоне токов и температур с подавлением боковых мод, достигающего 30 дБ. Длина волны излучения могла непрерывно перестраиваться током в диапазоне 0,7-1,2 нм. Свойство лазера работать на одной продольной моде было объяснено влиянием фоторефрактивного эффекта из-за присутствия DX центров в ЭС, легированных Те, действующих как насыщающийся поглотитель.

Список литературы: [1] Turner G.W., Choi H.K., Manfra M.J. // Appl. Phys. Lett. – 1998. – Vol 72. – P. 876. [2] Garbuzov D.Z., Martinelli R.U., Lee H., Menna R.J., York P.K., DiMarco L.A., Harvey M.G., Matarese R.J., Narayan S.Y., Connolly J.C. // Appl. Phys. Lett. – 1997. Vol. 70. – P. 2931. [3] Baranov A.N., Dzhurtanov B.E., Imenkov A.N., Rogachev A.A., Shernyakov Yu.M., Yakovlev Yu.P. // Soviet Physics – Semiconductors. – 1986 – Vol. 20. – N 12. – P. 1385. [4] Baranov A.N., Bertru N., Cuminal Y., Boissier G., Alibert C., Joullie A. // Appl. Phys. Lett. – 1997. – Vol. 71. – N 6. – P. 735. [5] Zegrya G.G., Andreev A.D. // JETP. – 1996. – Vol. 82. – N 2. – P. 328. [6] Baranov A.N., Cuminal Y., Boissier G., Alibert C., Joullie A. // Electron. Lett. – 1996. – Vol. 32. – P. 2279. [7] Baranov A.N., Bertru N., Cuminal Y., Boissier G., Rouillard Y., Nicolas J.C., Grech P., Joullie A., Alibert C. // SPIE proc. – 1998. – Vol. 3284. – P. 247. [8] Joullie A., Glastre G., Blondeau R., Nicolas J.C., Cuminal Y., Baranov A.N., Wilk A., Garcia M., Grech P., Alibert C. // IEEE J. Select. Topics in Quantum Electron. – 1999. – Vol. 3. – P. 711. [9] Baranov A.N., Cuminal Y., Bertru N., Joullie A., Alibert C. // SPIE proc. – 1997. – Vol. 2997. – P. 2. [10] Garbuzov D.Z., Martinelli R.U., Lee H., York P.K., Menna R.J., Connolly J.C., Narayan S.Y. // Appl. Phys Lett. – 1996. – Vol. 69. – N 14. – P. 2006. [11] Liang B.W., Tu C.W. J. // Crystal Growth. – 1993. – Vol. 128. – P. 538. [12] Danielmeyer H.G. J. // Appl. Phys. – 1971. – Vol. 42. – N 8. – P. 3125. [13] Mertz J.L., van der Ziel J.P., Logan R.A. // Phys. Rev. – 1979. – B 20. – P. 654. [14] Chinone N., Kuroda T., Ohtoshi T., Takahashi T., Kajimura T. // IEEE J. Quantum Electron. – 1985. – Vol. 21. – P. 1264.

Харьковский государственный технический
университет радиоэлектроники

Поступила в редколлегию 23.03.2000

ВЫСОКОТОЧНЫЙ АКУСТИЧЕСКИЙ ИЗМЕРИТЕЛЬ ВЛАЖНОСТИ ВОЗДУХА

В метеорологии, в технологических процессах на производстве и при решении других практических задач необходимо точно оценивать влажность воздуха. Недостатками применяемых в настоящее время методов определения содержания влаги в атмосфере являются либо низкая точность измерений, либо невозможность практической реализации измерителя в сложных условиях. В данной работе предлагается к использованию перспективный высокочувствительный бесконтактный фазовый метод. Сущность метода состоит в измерении разности фаз сигналов, как следствия разности скоростей распространения радио-, акустической волны или лазерного излучения в исследуемом объеме по отношению к эталонному. Так как, согласно [1], наибольшее взаимодействие волны со средой распространения наблюдается в диапазоне акустических волн, то для измерения влажности воздуха предлагается использовать фазовый метод в диапазоне акустических длин волн.

Измеритель влажности может быть реализован в двух вариантах: 1 – передатчик и приемник разнесены в пространстве на расстояние L друг от друга; 2 – передатчик и приемник не разнесены в пространстве, а используется отражатель на расстоянии $L/2$ от них. Второй вариант построения измерителя более предпочтителен. В нем акустическая волна распространяется в прямом и обратном направлении. При этом происходит компенсация систематических ошибок, связанных с движением воздуха в исследуемом объеме под действием ветра. Так как передатчик и приемник совмещены, то в них необходимо использовать остронаправленные антенны, причем для подавления излучения по боковым лепесткам диаграммы направленности (ДН) требуется осуществить развязку между передатчиком и приемником на уровне 30 дБ, что конструктивно легко реализуемо. Структурная схема измерителя влажности представлена на рис. 1.

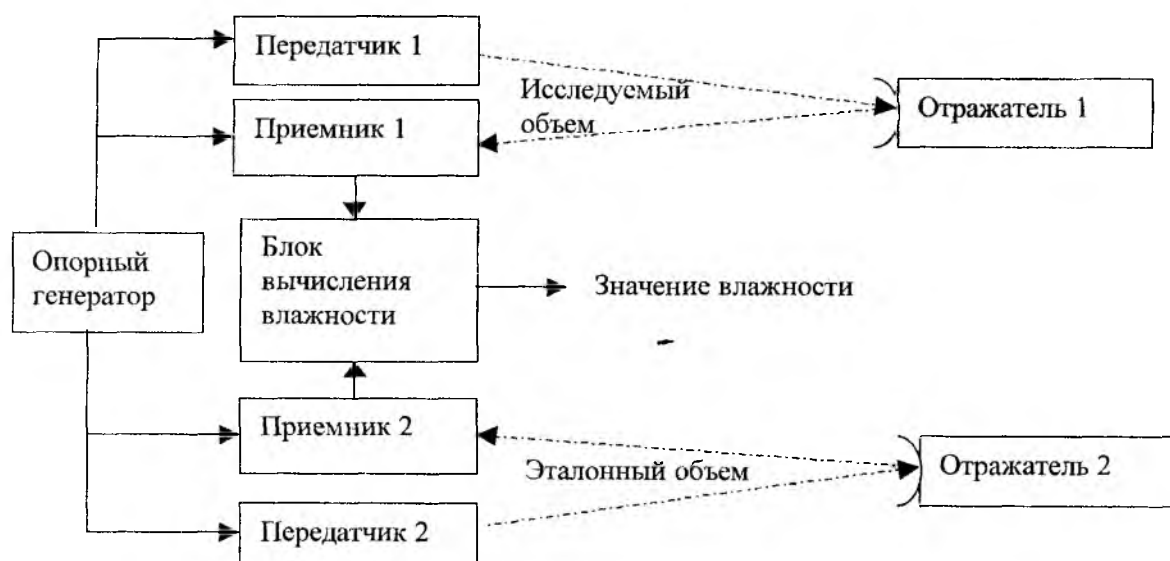


Рис. 1

Измеритель состоит из двух идентичных частей. Приемник 1, передатчик 1, отражатель 1 находятся в исследуемом объеме, влажность в котором необходимо определить, а передатчик 2, приемник 2, отражатель 2 – в эталонном объеме с сухим воздухом. В результате разности скоростей распространения звука в сухом и влажном воздухе образуется фазовый сдвиг между звуковыми колебаниями, принимаемыми приемниками 1 и 2. Эта разность фаз измеряется в блоке вычисления влажности, а по ней определяется влажность воздуха в исследуемом объеме.

Для контроля температуры и давления в измеритель также входят датчики температуры и давления. В рабочем варианте такого измерителя блок передатчика, приемника и отражателя, находящийся в эталонном объеме, может быть заменен вычислительным блоком, реализующем модель сухого воздуха при данных значениях температуры и давления атмосферы.

В практических приложениях имеет смысл рассмотреть два процесса: изобарный (случай свободной атмосферы и негерметизированного помещения) и изохорный (случай герметизированного объема). В качестве моделей, описывающих состояние атмосферы, будем рассматривать модель идеального газа, модель газа Ван-дер-Ваальса и уточненную инженерную модель идеального газа [2]. Целью исследования является обоснование перспективности применения предлагаемого бесконтактного высокоточного метода измерения влажности, а также оценка погрешности метода и влияния шумов на точностные характеристики измерителя.

1. Изобарный процесс.

При использовании модели идеального газа и модели газа Ван-дер-Ваальса выражения для скоростей звука в атмосфере имеют вид

$$c_{вл\ id..} = c_{сух} \cdot \sqrt{\left(1 + 0,28 \left(\frac{e}{p}\right)\right)} = \sqrt{\chi \frac{RT}{\mu}} \cdot \sqrt{\left(1 + 0,28 \left(\frac{e}{p}\right)\right)}, \quad (1)$$

$$c_{зв\ Ван-дер-Ваальса} = \sqrt{\left(\frac{V \cdot \mu_{см.}}{M_{см.}}\right)^2 \left(1 + \frac{R}{\mu \cdot C_{V\ см.}}\right) \frac{R \cdot T}{\left(\frac{\mu_{см.}}{M_{см.}} V - b_{см.}\right)^2} - \frac{2 \cdot a_{см.} \cdot M_{см.}}{V \cdot \mu_{см.}^2}} \quad (2)$$

где V – единичный объем; $M_{см.}$ – масса смеси воздуха и влаги, содержащейся в единице объема; e – парциальное давление водяного пара в смеси воздуха с паром; p – атмосферное давление; $\chi = C_p/C_v$ – отношение теплоемкостей в сухом воздухе; μ – молярная масса сухого воздуха; $\mu_{см.}$ – молярная масса смеси воздуха с паром; T – температура окружающей среды, °K; R – газовая постоянная; $a_{см.}$, $b_{см.}$ – постоянные Ван-дер-Ваальса для смеси воздуха с влагой; C_v – удельная теплоемкость при постоянном объеме.

Методика расчета состоит в вычислении в единице объема массы пара и массы чистого воздуха по известным величинам их парциальных давлений путем решения общих уравнений

$$M_{пара} = e \cdot f(\mu_{пар}, T, C_v, \chi, a, b), \quad M_{воз} = (p_{атмосф} - e_{пара}) \cdot f(\mu_{воз}, T, C_v, \chi, a, b) \quad (3)$$

и вычисления массового коэффициента содержания пара в воздухе. В соответствии с вычисленным массовым коэффициентом определяются μ , C_v , a , b для смеси пара с воздухом и рассчитывается скорость звука во влажном воздухе. Далее определяется разность скоростей звука во влажном и сухом воздухе. Выражение для расчета разности фаз по вычисленной разности скоростей звука в сухом и влажном воздухе $\Delta C_{вл}$ имеет вид

$$\Delta \varphi^\circ = \omega \cdot L \cdot 180 \frac{\Delta C_{вл}}{\pi \cdot C_{сух} (C_{сух} + \Delta C_{вл})}. \quad (4)$$

2. Изохорный процесс.

Расчеты скорости звука и разности фаз производятся как и для изобарного процесса, однако в данном случае считаем, что в замкнутый объем 1 м^3 происходит выброс 1 г водяного пара и давление смеси пара с воздухом повышается пропорционально выбросу. Поэтому для нахождения массы чистого воздуха решается уравнение

$$M_{воз} = p_{атмосф} \cdot f(\mu_{воз}, T, C_v, \chi, a, b). \quad (5)$$

3. Оценка погрешностей.

Основными составляющими суммарной погрешности при измерении влажности являются: погрешность метода измерений и погрешность, обусловленная внутренними и внешними шумами измерителя.

3.1 Оценка погрешности метода измерения.

Основными источниками методической погрешности являются: ошибка измерения расстояния между передатчиком и отражателем, ошибки измерения температуры и давления. Следовательно,

погрешность данного метода измерений определяется из уравнения в частных производных от фазового набега звука в воздухе по расстоянию, температуре и давлению:

$$\delta\varphi = \sqrt{\left(\frac{\partial\Delta\varphi}{\partial L}\right)^2 \cdot (\Delta L)^2 + \left(\frac{\partial\Delta\varphi}{\partial T}\right)^2 \cdot (\Delta T)^2 + \left(\frac{\partial\Delta\varphi}{\partial p}\right)^2 \cdot (\Delta p)^2}. \quad (6)$$

При дальнейших расчетах ошибку измерения расстояния ΔL полагаем равной $5 \cdot 10^{-3}$ м, ошибку измерения температуры $\Delta T = 0,1^\circ\text{C}$, а ошибку измерения давления $\Delta p = 5$ мбар.

На основании приведенной методики были проведены расчеты чувствительности метода при работе акустического измерителя на частоте $f = 10$ кГц, при расстоянии между передатчиком и приемником 1 м, в диапазоне температур от 0 до 4°C . При изобарном процессе расчеты проводились для крайнего случая 100 % влажности в исследуемом объеме в целях определения максимально возможного набега фазы. При изохорном процессе определялся набег фазы при распространении звуковой волны в исследуемом объеме с абсолютной влажностью 1 г/м^3 .

Результаты вычисления зависимости набега фазы во влажном воздухе по сравнению с сухим и погрешности метода измерений для насыщенного пара при изохорном и изобарном процессах представлены в табл. 1 и проиллюстрированы графиками на рис. 2, 3.

Таблица 1

T, °C		0	10	20	30	40
Изобарный процесс						
Парциальное давление насыщенного пара, Е мбар		6,11	12,2	23,3	43,4	73,7
Набег фазы $\Delta\varphi$, °	модель идеального газа	9,2	17,8	33,5	61,5	102
	модель газа Ван-дер-Ваальса	9,5	18,4	35,2	63,3	109,2
Погрешность метода $\delta\varphi$, °	модель идеального газа	0,045	0,088	0,17	0,3	0,51
	модель газа Ван-дер-Ваальса	$2 \cdot 10^{-6}$	$4 \cdot 10^{-6}$	$7 \cdot 10^{-6}$	$1 \cdot 10^{-5}$	$2 \cdot 10^{-5}$
Изохорный процесс						
Набег фазы $\Delta\varphi$, °	модель идеального газа	5,03	5,05	5,05	4,98	4,82
	модель газа Ван-дер-Ваальса	6,08	6,16	6,18	6,13	6,01
Погрешность метода $\delta\varphi$, °	модель идеального газа	$4,9 \cdot 10^{-4}$	$9,1 \cdot 10^{-4}$	$1,4 \cdot 10^{-3}$	$2,3 \cdot 10^{-3}$	$3,3 \cdot 10^{-3}$
	модель газа Ван-дер-Ваальса	$8,07 \cdot 10^{-7}$	$8,03 \cdot 10^{-7}$	$8,12 \cdot 10^{-7}$	$7,58 \cdot 10^{-7}$	$8,23 \cdot 10^{-7}$

На рис. 2, а изображена зависимость набега фазы во влажном воздухе по сравнению с сухим в диапазоне температур от 0 до 40°C для насыщенного пара при изобарном процессе, а на рис. 2, б – при изохорном процессе. Кривая 1 соответствует модели идеального газа, а кривая 2 – модели газа Ван-дер-Ваальса.

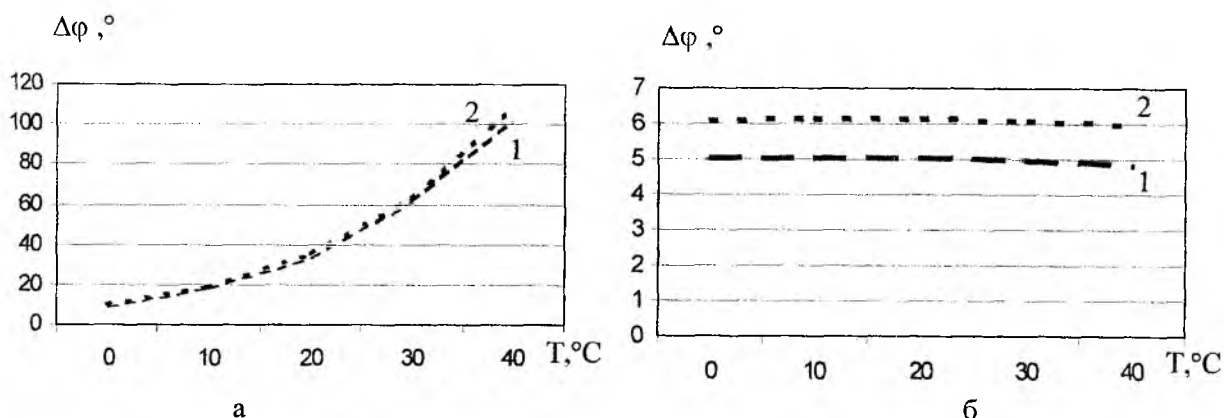


Рис. 2

На рис. 3.а представлена зависимость погрешности метода в диапазоне температур от 0 до 40°C для насыщенного пара при изобарном процессе, а на рис. 2, б – при изохорном процессе. Кривая 1, соответствует модели идеального газа, а кривая 2 – модели газа Ван-дер-Ваальса.

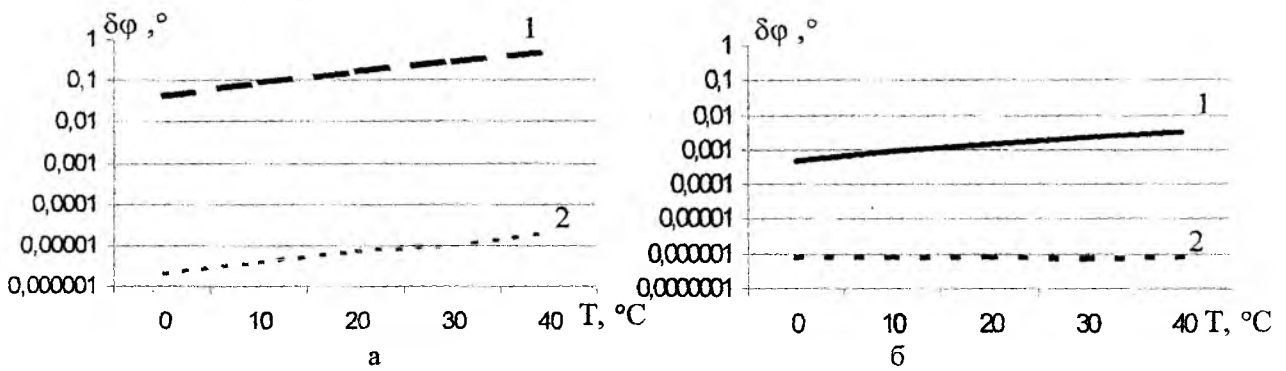


Рис. 3

Анализируя полученные зависимости, можно сделать вывод, что при изобарном процессе абсолютная среднеквадратическая погрешность измерений составляет 0,5% значения относительной влажности в диапазоне температур от 0 до 40°C. При изохорном процессе мы можем измерять концентрации выброса водяного пара порядка 1 мг/м³.

3.2 Оценка шумов АЦП.

При применении 16-разрядного АЦП на входах измерителя влажности мощность шумов АЦП определяется шумами квантования и нелинейностью характеристики

$$P_{ш} = P_{кв.} + P_{нел.} \frac{2^{-2b}}{3} (1 + 3(\delta_{LD} + 2\delta_L)), \quad (7)$$

где $P_{кв.}$ – мощность шумов квантования; $P_{нел.}$ – мощность шумов, обусловленная нелинейностью характеристики АЦП; b – количество разрядов АЦП; δ_{LD} – дифференциальная нелинейность; δ_L – интегральная нелинейность.

Среднеквадратическое отклонение (СКО) фазы из-за шумов АЦП равно

$$\delta\varphi_{кв} = \frac{180 \cdot \sigma_{ш.кв}}{\pi \cdot (1 + \operatorname{tg}^2(\varphi_0))}, \quad (8)$$

где $\sigma_{ш.кв.}$ – СКО шумов квантования, φ_0 – начальная фаза сигнала, и не превышает $2,5 \cdot 10^{-3}$ °. Следовательно, в оценке влажности инструментальной погрешностью можно пренебречь.

3.3 Влияние шумов.

При расчетах полагали, что шум является нормальным белым шумом. Результаты моделирования на ЭВМ влияния шумов, нестабильности частоты опорного генератора и времени усреднения результатов измерений на среднеквадратическое отклонение оценки разности фаз во влажном воздухе по сравнению с сухим представлены в табл. 2

Таблица 2

Сигнал/шум, дБ	СКО разности фаз, °				
	Время усреднения T, мс				
	0,25	2,5	25	250	1000
10	12	3,5	1,1	0,31	0,3
15	6	1,5	0,65	0,21	0,15
20	3,5	1,2	0,31	0,12	0,09

Результаты моделирования показали, что:

1. Предложенный метод обеспечивает высокую точность измерения влажности в диапазоне температур 0-40°C.

2. СКО уменьшается пропорционально \sqrt{N} , где N – количество измерений, что соответствует теории.

3. Так как время нестационарности атмосферных процессов гораздо больше 1 с, то в целях уменьшения среднеквадратической погрешности измерений, обусловленной шумами, время усреднения результатов измерений необходимо выбирать порядка 1 с.

4. Основной вклад в суммарную погрешность измерений при температурах от 0 до 20° С вносят шумы и нестабильность частоты, что обусловлено малым фазовым набегом в данном диапазоне температур при данных начальных условиях ($L = 1$ м, $f = 10$ кГц), а в диапазоне температур от 20 до 40°С основной вклад в суммарную погрешность измерений вносит погрешность метода.

5. Абсолютная среднеквадратическая погрешность измерений относительной влажности при изобарном процессе составляет от 1 % (соотношение сигнал/шум 20 дБ и время усреднения $T = 1$ с) при температуре 0°С до 0,5 % при 40 °С. Для уменьшения погрешности измерения до 0,5 % относительной влажности во всем диапазоне температур (определяется погрешностью метода) необходимо увеличивать набег фазы, увеличивая либо расстояние L между приемником и передатчиком, либо частоту звука, переходя к ультразвуковым частотам.

6. При изохорном процессе возможно определение концентрации выброса водяного пара на уровне 18 мг/м³ при данных начальных условиях, соотношении сигнал/шум 20 дБ, времени усреднения $T = 1$ с. Данная концентрация устанавливается влиянием шумов и набегом фазы в исследуемом объеме по сравнению с эталонным. Повысить точность измерений до 2 мг/м³ возможно, переходя на частоту ультразвука 100 кГц либо увеличивая расстояние между передатчиком и приемником до 10 м.

Полученные результаты относятся к предельно достижимым при оптимальных методах обработки и борьбы с шумами.

Список литературы: [1] Красненко Н.П. Акустическое зондирование атмосферы. – Новосибирск: Наука. Сибирское отделение, 1986. – 166 с. [2] Мордухович М.И. Акустический термометр // Труды ИФА АН СССР. – 1962. – №4. – С.30-80. [3] Матвеев Н.П. Курс общей метеорологии. Физика атмосферы. – Л.: Гидрометеиздат, 1976. – 640 с.

Харьковский Государственный Технический
Университет Радиоэлектроники

Поступила в редколлегию 14.03.2000

*А. И. ДОХОВ, канд. техн. наук, В. В. ЖИРНОВ, канд. техн. наук,
Н. Е. ЛУКЬЯНЕНКО, канд. техн. наук, И. Е. АНДРУС*

ТЕХНОЛОГИИ И УНИВЕРСАЛЬНАЯ КОНСТРУКЦИЯ СВЧ УСТАНОВКИ ДЛЯ ПОЛУЧЕНИЯ ГИПСОВОГО ВЯЖУЩЕГО, КАЗЕИНА, СУШЕННЫХ ФРУКТОВ, ОВОЩЕЙ И ДРУГИХ ПИЩЕВЫХ ПРОДУКТОВ

Электротермическая обработка СВЧ-полем является одним из перспективных методов воздействия на материалы, биологические объекты, сельскохозяйственные и пищевые продукты, и поэтому исследования в этой области в целях использования их в народном хозяйстве весьма актуальны и своевременны [1, 2].

Авторами разработаны экономичные технологии для получения высококачественного гипсового вяжущего, казеина и других стройматериалов, а также технологии и конструкции для сушки зерна, фруктов, овощей и других сельскохозяйственных и пищевых продуктов на основе использования комбинированного метода путем непосредственного воздействия на вещество нагретым воздухом и электромагнитной энергией СВЧ диапазона волн [3, 4]. Излагаются рациональные с точки зрения экономичности варианты построения установок комбинированного типа для получения некоторых видов стройматериалов, обработки сельскохозяйственных и пищевых продуктов. Ниже приведены основные характеристики предлагаемых технологий и конструкций установок.

Комбинированный метод предполагает совместную и одновременную обработку рабочего вещества СВЧ энергией и энергией горячего воздуха. В известных работах [3] в США и других странах дальнего зарубежья подобная обработка осуществляется в два этапа. На первом этапе осуществляется выдавливание влаги на поверхность частиц рабочего вещества в вакуумной камере, в которую подается СВЧ энергия, а на втором этапе – удаление влаги с поверхности частиц рабочего вещества во внешнюю среду в термической камере, в которую подается горячий воздух. В отличие от них в предлагаемых технологиях обработка рабочего вещества осуществляется в один этап путем подачи и СВЧ энергии, и горячего воздуха в одну камеру и одновременно, т. е. обрабатывается каждая частица рабочего вещества, а не вся его масса. Хотя как в этом случае, так и в случае обработки рабочего вещества в два этапа работа СВЧ энергии сводится к выдавливанию влаги на поверхность частиц рабочего вещества, а удаление ее оттуда во внешнюю среду осуществляется горячим воздухом, предлагаемый комбинированный метод имеет ряд существенных преимуществ. Попытаемся это доказать.

Согласно общей теории обезвоживания диэлектрических веществ поглощаемая ими СВЧ мощность описывается следующим соотношением [1]:

$$P_{\Pi} = 0,287 \cdot 10^{-6} \cdot \varepsilon'' \cdot f \cdot E^2 \cdot V_{\text{в}}, \quad (1)$$

где ε'' – величина мнимой составляющей диэлектрической проницаемости вещества или коэффициент диэлектрических потерь; f – частота СВЧ сигнала, МГц; E – напряженность электрического поля в волноводной камере, в которой производится сушка вещества, В/см; $V_{\text{в}}$ – объем рабочего вещества, подвергаемого сушке. Величина коэффициента потерь ε'' имеет существенную зависимость от температуры и влажности [1], например, для замороженного продукта она на порядок ниже, чем при нормальной температуре. Коэффициент потерь для высушенного продукта еще меньше, чем у влажного. Таким образом, величина нагрузки, определяемая в данном случае (1) величиной коэффициента потерь ε'' , в действительности меняется в широких пределах и для эффективного использования энергии СВЧ генератора требуется регулирование режимов работы установки в зависимости от величины нагрузки.

Требуемая мощность СВЧ генератора для обеспечения необходимого уровня E в волноводе с размерами a, b определяется из соотношения [5, с. 101-107]

$$P_{\Gamma} = E^2 \cdot a \cdot b \cdot K \sqrt{1 - (\lambda/\lambda_{\text{кр}})^2} / q, \quad (2)$$

где a, b – ширина и высота волновода; $K = 1,5 \dots 1,7$; λ – длина волны в воздухе; $\lambda_{\text{кр}}$ – критическая длина волны в волноводе, в котором производится сушка вещества; $q \geq 3$ при многомодовом потоке СВЧ энергии в указанном волноводе, применяемом в СВЧ установке.

Из соотношений (1) и (2) следует, что

$$P_{II} = \frac{0,287 \cdot 10^{-6} \cdot \varepsilon'' \cdot f \cdot P_{\Gamma} \cdot V_B \cdot q}{a \cdot b \cdot K \cdot \sqrt{1 - (\lambda/\lambda_{кр})^2}} \quad (3)$$

Для успешного осуществления выдавливания влаги на поверхность частиц рабочего вещества необходимо одновременное выполнение двух условий: давление внутри продукта должно быть выше, чем вне его, а температура вне вещества должна быть такова, чтобы воздушная среда была сильно ненасыщенная. Для достижения такого состояния среды, т. е. на разогрев рабочего вещества от начальной температуры до температуры, при которой происходит интенсивное испарение воды, содержащейся в рабочем веществе, требуется количество тепла, определяемое соотношением [6, с. 271-277]

$$Q_{II} = C_p \cdot m \cdot \Delta T \quad (4)$$

Поглощаемая мощность P_{II} , требуемая на разогрев воды в рабочем веществе массой $m_B = m \cdot W$, где W – влажность рабочего вещества за время $\Delta\tau_n$ определяется соотношением

$$P_{II} = \frac{Q_{II}}{\Delta\tau} \quad (5)$$

Из соотношений (3) и (4) следует, что

$$\Delta\tau_{H(мин)} = \frac{C_p \cdot W \cdot m \cdot \Delta T \cdot a \cdot b \cdot K \cdot \sqrt{1 - (\lambda/\lambda_{кр})^2}}{0,287 \cdot 10^{-6} \cdot \varepsilon'' \cdot f \cdot P_{\Gamma} \cdot V_B \cdot 60q} \quad (6)$$

Испарение воды, содержащейся в рабочем веществе с учетом соотношения (3) за время $\Delta\tau_n$ при осуществлении поддува горячим воздухом и вытяжки паров, определяется соотношением вида [6]

$$\Delta\tau_{H(Мин)} = \frac{\left[C_{II} \cdot \left(\frac{U^*}{U} \right) \right] \cdot W \cdot m \cdot a \cdot b \cdot K \cdot \sqrt{1 - (\lambda/\lambda_{кр})^2}}{0,287 \cdot 10^{-6} \cdot \varepsilon'' \cdot f \cdot P_{\Gamma} \cdot V_B \cdot 60q} \quad (7)$$

где C_{II} – постоянная испарения; U – естественная скорость испарения воды, выдавленной потоком СВЧ энергии на поверхность рабочего вещества; U^* – скорость испарения указанной воды с учетом поддува горячим воздухом и вытяжки. Отношение этих скоростей определяется следующим образом [3]:

$$\frac{U^*}{U} = \frac{P_0}{P_0^*} \cdot \frac{(P_{II} - \bar{P}^*)}{(P_{II} - P)} \quad (8)$$

где P_{II} – давление насыщенного пара; P – давление паров над свободной поверхностью жидкости; P_0 – внешнее барометрическое давление; P_0^* и P^* – те же величины при поддуве горячим воздухом и вытяжкой паров воды. Экспериментальные исследования подтверждают соотношения (6) и (7).

Расчеты для СВЧ установки для сушки зерна проводились по соотношениям (6) и (7) с учетом данных, заложенных в техническую разработку СВЧ установки и приведенных в ГОСТ 9353-85:

$C_p = 4,2$ ккал/кг; $W = [(20...26) - 145] \cdot 10^{-6}$; $\Delta T = 80, 50, 30^\circ\text{C}$; $a = 1,08$ м; $b = 0,51; 0,2$ м;

$K = 1,5$; $\varepsilon'' = 30$; $f = 915$ МГц; $P_{II} = 5 \cdot 10^4$ Вт; $V_B = 0,624; 0,312$ м³; $q = 3$; $\left(\frac{U^*}{U} \right) = 10; 100$;

$C_{II} = 2000$ ккал/кг; $\Delta\tau = 20$ мин.

Из формулы (6) находим массу обрабатываемого вещества при предварительном нагреве его горячим воздухом до внешней температуры $T_{OH} = 20; 50; 70^\circ\text{C}$ при исходной температуре 20°C и температуре испарения $T_{исп} = 100^\circ\text{C}$, при этом определяется $\Delta T = 100 - T_{OH}$. Для подогрева воздуха используются ТЕНы мощностью 6...10 кВт и вентилятор типа ВН3; для вытяжки применяется вентилятор типа ВН7. Мощность ВН3-ВН4 не превышает 3 кВт, ВН7 – 5 кВт. Мощность двигателя конвейерной ленты (или пневмоленты) $P_{кл} \leq 7$ кВт. КПД СВЧ генератора $\eta = 0,7$. Следовательно, мощ-

ность, потребляемая генератором P_{III} , равна 71,4 кВт ($P_{нотр} = \frac{P_{СВЧ}}{\eta}$; $P_{СВЧ} = 50$ кВт). Суммарная

потребляемая за 1 ч работы мощность СВЧ установки не превышает $P \leq (92,4 \dots 96,4)$ кВт.

Масса рабочего вещества, обрабатываемого СВЧ установкой при указанных выше параметрах приведена в табл. 1. Для некоторых значений массы, полученных из формулы (6), рассчитано время, необходимое для нагрева рабочего вещества до температуры, при которой начинается интенсивное испарение влаги, выдавленной СВЧ энергией. Данные приведены в табл. 2.

Таблица 1

$\dot{A} = \frac{V_g}{W \cdot b}$	$m(\Delta T)$, кг		
	$\Delta T = 30^\circ \text{C}$	$\Delta T = 50^\circ \text{C}$	$\Delta T = 80^\circ \text{C}$
52	Модель газа Ван-дер-Ваальса 361256	216753	135471
26	180628	108377	67735
13	90314	54188	33868
20,4	141724	85034	53146
10,2	70862	42517	26573
5,1	35431	21258	13286

Таблица 2

$\Delta \tau_n$	2	3	6	8	10	15	20	25
m	18063	36125	54188	72251	90314	135471	180628	225785
$\Delta \tau_n$, мин	3,49	6,98	10,47	13,96	17,46	26,18	34,93	43,64

Технология производства гипсового вяжущего включает термическую обработку гипсового камня путем облучения преобразованным электромагнитным полем СВЧ диапазона Нпо типом волн мощностью 110-130 Вт/кг в течение 20-30 мин. Взаимодействие гипсового камня с электромагнитным полем основывается на использовании механизма передачи энергии веществу, имеющего большую диэлектрическую проницаемость. Главной особенностью этого взаимодействия является то, что оно происходит одновременно во всем объеме вещества (гипсового камня).

В результате этого взаимодействия выделяется тепловая энергия всем объемом вещества, а взаимодействие вещества с окружающей средой осуществляется только через ее поверхность. Благодаря этому температура интенсивнее растет в центре образца, чем на его поверхности. При этом в середине гипсового камня создается большое давление (до 15-16 атм.), под действием которого образуются микропоры и через них вода выжимается на его поверхность и испаряется (дегидратация) из-за дополнительного поглощения СВЧ энергии. Нагрев гипсового камня (двугидратного гипса) в целях превращения его в полугидрат α - и β -модификаций происходит не более 10 мин (при условии предварительного подогрева поверхности гипсового камня до температуры 110-120°C). Без предварительного подогрева поверхности гипсового камня процесс дегидратации происходит за 45-50 мин.

Предлагаемая технология для получения гипса позволяет вырабатывать высококачественное гипсовое вяжущее (полугидрат гипса α - и β -модификаций) с высокой производительностью при малых энергозатратах по сравнению с известной технологией получения α -гипса в автоклавах при давлении нагретого пара 6 атм. и последующей сушкой пропаренного камня в тех же автоклавах, где цикл продолжается 29 ч и не является непрерывным. В предложенных технологии и установке цикл дегидратации гипса составляет 30 мин и выход α -гипса составляют 25-35 %, т. е. в сравнении с известной технологией производительность повышается приблизительно в 20 раз.

Технология получения казеина и других строительных материалов заключается в термической обработке казеина-сырца электромагнитным излучением при сопровождении обработкой горячим воздухом температурой 90...100°C. Для этого дополнительно введены камера поддува горячим воздухом и камера вытяжки водяных паров, размещенные под нижними и над верхними широкими стенками основного, входного и исходного волноводов соответственно.

В основу технологии и конструкции комбинированной СВЧ установки для сушки зерна, фруктов, овощей и других сельскохозяйственных и пищевых продуктов положена термическая обработка

путем облучения электромагнитной СВЧ энергией мощностью 50...130 Вт/кг в течение 7...30 мин при обезвоживании рабочего вещества дополнительно пневмоподдувом подогретым воздухом и пневмовытяжкой воздуха вместе с парами воды.

Технология на основе использования СВЧ энергии для сушки сельскохозяйственных и пищевых продуктов также обеспечивает высокую производительность при малых энергозатратах. Выигрыш приблизительно в 2 раза.

Для получения высококачественного гипсового вяжущего, казеина, мела и других сыпучих строительных материалов, а также для сушки зерна, фруктов, овощей и других сельскохозяйственных и пищевых продуктов предлагается универсальная конструкция СВЧ установки.

Основными элементами установки для сушки материалов являются (см. рис.): генератор СВЧ, секция передачи энергии (переходный волновод 1, уголкового отражателя 2 и рупорное устройство 3) к нагревательной камере и нагревательная камера 4 с конвейером 5 ленточного типа.

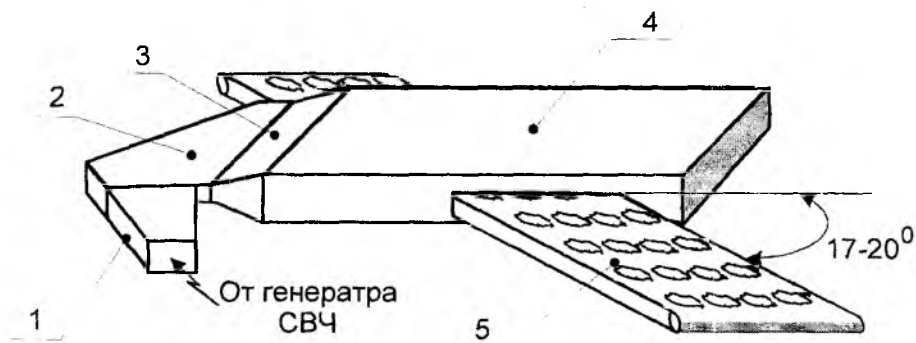


Рис.

Особенностью предлагаемой установки является то, что нагревательная камера представляет собой прямоугольный волновод с большим поперечным сечением, необходимым для получения требуемой производительности при минимальной длине волновода. Большие размеры широкой стенки волновода обеспечиваются тем, что в секцию передачи энергии в нагревательную камеру устанавливается уголкового отражатель 2 волн [7], преобразующий типовую электромагнитную волну типа H_{10} в волну типа H_{m0} . Большие размеры узкой стенки волновода обеспечиваются тем, что в секцию передачи энергии устанавливается рупорное устройство 3.

Согласование рабочей нагрузки, т. е. объем и количество высушиваемого материала, с электромагнитной волной, распространяющейся по волноводу, осуществляется благодаря тому, что рабочий конвейер проходит под углом, не превышающим 20° . В предлагаемых устройствах этот угол равен $17...20^\circ$. При этом осуществляется сглаживание неравномерности распределения СВЧ энергии в поперечном сечении волновода вследствие того, что рабочий материал находится в непрерывном движении и за время рабочего цикла много раз проходит максимумы и минимумы поля. В целях обеспечения максимума поглощения СВЧ энергии рабочим материалом (создания режима бегущей волны) волновод на конце закорочен и рабочая нагрузка подбирается так, чтобы КСВ был близок к 1.

Для создания режима адаптации работы генератора к изменениям величины нагрузки введена система непрерывного измерения КСВ, имеющая секцию с датчиком мощности СВЧ энергии в отрезке стандартного волновода, включенную между генератором и секцией передачи энергии в нагревательную камеру. В изготовленном образце электронной установки для сушки зерна измеренный коэффициент стоячей волны (КСВ) составил 1,13.

Для обеспечения максимальной производительности рассматриваемых установок СВЧ обработка рабочего вещества сопровождается обработкой его горячим воздухом. С этой целью под конвейером устанавливается внутри волновода диэлектрическая труба (или набор труб), в которую подается горячий воздух из калорифера, при этом поток воздуха осуществляется в направлении, обратном движению рабочего вещества. В этом случае наибольшую температуру и интенсивность имеет воздух на конечном участке обработки рабочего вещества. На этом же участке напряженность СВЧ поля является максимальной, так как СВЧ генератор подключается к тому входу волновода, который прилегает к выходу конвейера. На противоположном крае волновода имеется закорачивающая пластина. И этот край волновода прилегает ко входу конвейера, т. е. там, где идет подача рабочего вещества. В результате этого воздействие СВЧ поля нарастает от входа конвейера к его выходу. Это создает благоприятную обстановку для обработки

рабочего вещества, когда липкие фракции жидкости выделяются из него постепенно и не позволяют ему превращаться в слипшиеся комья. Благоприятно на этом сказывается и то, что по мере нарастания интенсивности СВЧ поля нарастает и интенсивность температуры продуваемого рабочего вещества воздуха. При этом вытяжка водяных паров – непринудительная. В противном случае, понижается температура рабочего вещества и производительность установки падает.

Экспериментально зарегистрированы следующие особые факторы работы установки. Плотность потока СВЧ энергии на конечном участке обработки рабочего вещества по сравнению с начальным в 2,5-3 раза выше. Принудительная вытяжка водяных паров уменьшает температуру водяных паров на 15° и интенсивность обработки снижается в 2-3 раза. Температура горячего воздуха, которым продувается рабочее вещество до его введения в электронную установку, достигает 60-75°, а после его введения падает до 40-55°. Для создания наиболее эффективного продува рабочего вещества горячим воздухом продув осуществляется перпендикулярно движению рабочего вещества. Экспериментально установлено, что на установках, изготовленных с применением наших разработок перпендикулярный продув горячим воздухом рабочего вещества увеличивает интенсивность его сушки в 2-3 раза.

Описанная выше работа рассматриваемых электронных установок является основанием для того, чтобы характеризовать ее как совместную и одновременную обработку рабочего вещества СВЧ энергией и энергией горячего воздуха. При этом обрабатывается каждая частица рабочего вещества, а не вся масса его. В США и других странах дальнего зарубежья осуществляется обработка всей массы рабочего вещества [2]. При этом процесс обработки рабочего вещества на первом этапе осуществляется в вакуумной камере, в которую подается СВЧ энергия, а на втором этапе – в термической камере, в которую подается горячий воздух. В результате как в этом случае, так и в случае индивидуальной обработки рабочего вещества СВЧ и пневмоэнергиями работа СВЧ энергии сводится к выдавливанию влаги на поверхность частиц рабочего вещества, а удаление ее с поверхности частиц рабочего вещества во внешнюю среду осуществляется пневмоэнергией. По производительности работы установок на единицу затраченной электроэнергии электронные установки обеих категорий близки друг к другу. Так, производительность электронных установок, разработанных нами, характеризуется следующими данными: при применении СВЧ генератора мощностью 1,5 кВт с частотой 2450 МГц производительность установки для сушки овощей и фруктов достигает 15-20 кг/ч, а при применении генератора с мощностью 50 кВт с частотой 915 МГц производительность не менее 100 кг/ч готового продукта. По казеину аналогичные данные следующие: 200-250 кг/сут и не менее чем 2 т/сут; по зерну – при 7-8 % съеме влаги в среднем 0,5 т/ч при СВЧ источнике энергии 1,5 кВт.

Сравним данные по сушке зерна в предлагаемой установке с серийной установкой VAC-U-WAVE-2200 2420 производства США. В предлагаемой опытной установке расход СВЧ энергии составляет 3 кВт/т при 5 % усушке против 1,72 кВт/т. Общий расход электроэнергии в предлагаемой установке составляет 6 кВт. Следовательно, на 1 т высушенного зерна расходуется 12 кВт электроэнергии при 7,35 кВт в зерносушилке США. При пересчете на 1 % усушки зерна в предлагаемой установке расход электроэнергии составляет для колебательной установки равен 0,43-1,375 кВт, общий расход электроэнергии – 1,71-1,5 кВт. В установках США равен соответственно 0,344 и 1,47 кВт.

Таким образом, разработанная и испытанная авторами статьи опытная установка по техническим данным близка к серийной, изготовленной в США. Однако техническое осуществление проекта опытной зерносушилки, разработанной авторами статьи, существенно проще аналогичной установки США, так как не требует в своем составе вакуумной установки.

При модернизации известных установок для сушки зерна по технологии, предлагаемой нами, можно существенно улучшить и даже превзойти технические данные серийной установки США.

Список литературы: [1] *Применение энергии СВЧ в промышленности: СВЧ-энергетика* / Под ред. Э.Окресса. – Т.2. – М.: Мир, 1971. – С.272. [2] *Jacques Thuery. Microwaves Industrial, Scientific, and Medical Applications* / Edited by Edward H. Grant King's College Landon. – London: Artech House, 1992. – 667 p. [3] *Пат. 2040498 Россия*. Оpubл.25.07.95. [4] *Пат. 22036 Украина*. Оpubл.22.08.97. [5]. *Справочник по элементам волноводной техники.* / Фальдштейн А.Л. и др – М.: Сов. радио, 1967. – С.651. [6] *Яворский Б.М., Демидов А.А.* Справочник по физике.– М.: Наука, 1968. - С.939. [7] *Кириленко А.А., Рудь Л.А., Ткаченко В.И.* Преобразование типов волн на угловых неоднородностях в прямоугольных волноводах // *Радиотехника и электроника*. – 1987. – Т.32. - Вып.10. – С.2060-2068.

Харьковский государственный технический университет радиоэлектроники

Поступила в редколлегию 6.12.1999

СОДЕРЖАНИЕ

<i>Шокало В.М., Рыбалко А.М., Коновальцев А.А., Севский С.В.</i> Передачи энергии микроволновым лучом при несоосном расположении передающей и приёмной апертур	3
<i>Нечеса А.В.</i> Методика оценки точности определения характеристик антенн при использовании сверхширокополосных сигналов	7
<i>Щербаков Н.В., Норинчак И.В.</i> Критерий минимума угловой ошибки для синтеза антенно-фидерных систем мноимпульсных РЛС	12
<i>Ермаков Г.В.</i> Электродинамический анализ сверхширокополосных излучающих структур поверхностного типа	18
<i>Храбростин Б.В., Марынчук А.А., Лукъянчук В.В.</i> Исследование особенностей динамики областей локализации поляризаационных векторов рассеяния облака дипольных отражателей . . .	22
<i>Мальшев А.А.</i> Анализ возможности повышения точности измерений высоты низколетящих целей в типовых обзорных трёхкоординатных РЛС метрового диапазона волн	28
<i>Матюхин Н.И.</i> Адаптивное траекторное разрешение целей	
<i>Шокин М.Г.</i> Сравнительный анализ вычислительных структур бортовых спецвычислителей систем навигации летательных аппаратов	36
<i>Карташов В.М., Петров В.А., Прошкин Е.Г., Сидоров Г.И.</i> Оценка параметров турбулентности атмосферы по характеристикам огибающей сигнала радиоакустических систем	39
<i>Гокос А.М.</i> К вопросу об определении частот столкновений электронов с нейтралами в D-области ионосферы методом частичных отражений	44
<i>Гавриш А.С.</i> Способы численного решения систем уравнений максимизации полинома при неодинаково распределённых выборочных значениях	47
<i>Гулько О.В.</i> Решение нелинейного сингулярного интегрального уравнения, определяющего амплитудно-фазовые соотношения в теории сигналов	51
<i>Гринченко Л.В., Милотченко И.А.</i> Связь параметров временных характеристик с коэффициентами операторной функции цепи. 2. Определение постоянных интегрирования	55
<i>Костик Б.Я., Гринь А.А.</i> Оценка чувствительности систем ФАП с дифференциальной связью по задающему воздействию	61
<i>Данилов В.В., Иванов С.В.</i> Моделирование акустически нагруженного пьезопреобразователя акустооптической ячейки	66
<i>Онуфриенко В.М., Самолчев П.А.</i> Энергетическая трактовка затухания в направляющих системах с фрактальными свойствами границ	71
<i>Пенкин Ю.М.</i> Собственные и взаимные проводимости щелевых излучателей на идеально проводящей сфере	75
<i>Гетманова Е.Е., Костарев Д.Б.</i> Резонансные явления при возбуждении нормальных мод в системе связанных линейных осцилляторов	81
<i>Волков В.М.</i> Температурное поле квазиточечного датчика проходящей мощности СВЧ на основе поглощающей стенки	86
<i>Антонова В.А., Листратенко А.М., Слипченко Н.И.</i> Высокоэффективные солнечные элементы на основе жидкорастворной технологии	90
<i>Свидерская Л.И.</i> Теоретическое исследование взаимодействия полупроводниковых структур с полем СВЧ резонатора	95
<i>Бондаренко И.Н.</i> Волноводные головки для полупроводниковых СВЧ генераторов	100

<i>Коляда Ю.Е., Кияшко В.А., Онищенко И.Н. Корнилов Е.А., Федун В.И.</i> Индуктивный генератор мощных микросекундных импульсов	104
<i>Чумаков В.И., Острижной М.А, Волколупов Ю.Я., Ванцан В.М., Нестеренко В.Г., Харченко О.И.</i> Экспериментальное исследование сильноточного разряда магнитоплазменного компрессора в атмосфере	106
<i>Нікітенко О.М.</i> Розподілення електростатичного потенціалу в циліндричному магнетроні оберненої конструкції	111
<i>Лисак В.В., Сухоivanов И.А.</i> Определение коэффициентов оптического усиления материалов III – IV группы для моделирования динамических характеристик лазеров в широком спектре изменения частоты излучения	117
<i>Яреха Д.А., Баранов А.Н., Руйард И., Алиберт К., Быков М.М.</i> Высокоэффективные непрерывные GaInSbAs/GaSb лазеры второго типа	122
<i>Сидоров Г.И., Зубков О.В.</i> Высокоточный акустический измеритель влажности воздуха	128
<i>Дохов А.И., Жирнов В.В., Лукьяненко Н.Е., Андреус И.Е.</i> Технологи и универсальная конструкция СВЧ установки для получения гипсового вяжущего, казеина, сушёных фруктов, овощей и других пищевых продуктов	133

CONTENTS

<i>V. M. Shokalo, A. M. Rybalko, A. A. Konovaltsev, S. V. Sevsky.</i> Power transmission by a microwave beam with uncoaxial arrangement of transmitting and receiving apertures	3
<i>A. V. Nechosa/</i> Methods of estimating the antenna characteristics determination accuracy using super broadband signals	7
<i>M. V. Scherbakov, I. V. Norincha/k</i> Angular error dispersion minimum criterion for monopulse radar antenna feeder systems synthesis	12
<i>G. V. Ermakov.</i> Electrodynamics analysis of the ultrawide-band radiators structure of the surface type	18
<i>B. V. Khrabrostin, A. A. Martnchuk, V. V. Lukjanchuk.</i> Research into singularities of chaff cloud scattering polarization vectors localization regions dynamics	22
<i>A. A. Malyshev.</i> Analysis of the possibility to increase the low targets attitude measurement precision in the standard surveillance tree-dimensional metre-band radars	28
<i>N. I. Matuhin.</i> The adaptive trajectory resolution	32
<i>M. G. Shokin.</i> Comparative analysis of computational structures for aircraft navigation system board specialized computers	36
<i>V. M. Kartashov, V.A. Petrov, E. G. Proshkin, G.I. Sidirov.</i> The atmosphere turbulence parameters estimate by the characteristics of the radio acoustic signal envelope	39
<i>A. M. Gokov.</i> To a question on determining the electron-neutral collision frequency in the ionospheric d-region by partial reflection technique	44
<i>A. S. Gavrish.</i> Methods of polynomial maximization equation set solution involving unequally distributed sample values	47
<i>O. V. Gunko.</i> Solution of the non-linear singular integral equation, which defining the amplitude-phase relation in the signals theory	51
<i>L. V. Grinchenko, I. A. Milutchenko.</i> The connection of time characteristics parameters with operational function coefficients of circuit. 2.Determination of the integration constants	55
<i>B. J. Kostik, A. A. Grin.</i> Estimation of sensitivity of the PAT system with differential connection by the setting action	61
<i>V. V. Danilov, S. V. Ivanov.</i> Modeling of acoustooptic cell's acoustic loaded piezotransducer	66
<i>V. M. Onufrienko, P. A. Samolchev.</i> Power treatment of attenuation in directing systems with fractal properties of borders	71
<i>Yu. M. Penkin, R. I. Klimovich.</i> Intrinsic and mutual conductionsof slot radiators on the perfectly conducting sphere	75
<i>E. E. Getmanova, D. B. Kostarev</i> Resonance phenomenal under excitation of normal modes in the connected linear oscillators system	81
<i>V. M. Volkov.</i> The quadratic passing power sensor, that is based on an absorbing wall, temperature fill	86
<i>L. I. Sviderskaya.</i> Theoretical reseach on interaction of semiconducting structures with the microwave resonator field	95
<i>I. N. Bondarenko.</i> The wavequid mounts for the semiconductor microwave oscillators	100
<i>Yu. E. Kolyada, V. A. Kiyashko, I. N. Onishchenko, E. A. Kornilov, V.I.</i> Fedun Inductive generator of high power microsecond pulses	104
<i>V. I. Chumakov, M. A. Ostryzhnoy, Yu. Ya. Volkolupov, V. M. Vantsan, V. G. Nesterenko,</i> <i>O. I. Kharchenko.</i> Experimental investigations of the high-current discharge of the magnetoplasmatic compressor in atmosphere	106
<i>O. M. Nikitenko.</i> Distribution of electrostatic potential in inverted cylindrical magnetron	111

<i>V. V. Lysak, I. A. Sukhoivanov.</i> Determination of the optical gain coefficients for iii-v group for modeling of laser dynamical characteristics in wide range of radiation frequency	117
<i>D. A. Yareha, A. N. Baranov, I. Royard, K. Alybert, M. M. Bykov.</i> High-effective continuous GaInSbAs/GaSb lasers of second type	122
<i>G. I. Sidorov, O. V. Zubkov.</i> High-accuracy acoustic measuring device of air moisture	128
<i>A. S. Dohov, V. V. Jernov, N. E. Lukianenko, I. E. Andrus</i> Technologies and universal construction the a microwave installation for obtaining gypsum binder, casein dried fruits, vegetables and other agricultural products and food-stuff	133

УДК 662.396.67:621.314.6

Передача энергии микроволновым лучом при несоосном расположении передающей и приемной апертур / В. М. Шокало, А. М. Рыбалко, А. А. Коновальцев, С. В. Севский // Радиотехника. Всеукр. межвед. научн.-техн. Сб. – 2000. – Вып. 115. – С. 3-6.

В работе получена общая математическая модель системы передачи энергии микроволновым лучом, учитывающая не только размеры антенн, расстояние между ними и длину волны, но и отклонение антенн от соосного положения. Эта модель удобна для математических расчетов и позволяет проводить анализ и оптимизацию системы при различных значениях ее параметров. Полученная модель применена для исследования влияния несоосности расположения передающей и приемной апертур на эффективность перехвата энергии в системе.

Табл. 1. Ил. 3. Библиогр.: 3 назв.

УДК 662.396.67:621.314.6

Передача енергії мікрохвильовим променем при неспіввісному розташуванні передавальної і приймальної апертур / В. М. Шокало, О. М. Рибалко, А. О. Коновальцев, С. В. Севський // Радіотехніка. всеукр. міжвід. наук.-техн. Зб. – 2000. – Вип. 115. – С. 3-6.

У роботі отримана загальна математична модель системи передачі енергії мікрохвильовим променем, яка враховує не тільки розміри антен, відстань між ними і довжину хвилі, але й відхилення антен від співвісного розташування. Ця модель зручна для математичних розрахунків і дозволяє проводити аналіз і оптимізацію системи при різних значеннях її параметрів. Отримана модель застосована для дослідження впливу неспіввісності розташування передавальної і приймальної апертур на ефективність перехоплення енергії у системі.

Табл. 1. Іл. 3. Бібліогр.: 3 назви.

UDK 662.396.67:621.314.6

Power transmission by a microwave beam with uncoaxial arrangement of transmitting and receiving apertures / V. M. Shokalo, A. M. Rybalko, A. A. Konovaltsev, S. V. Sevsky // Radiotekhnika. All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. – 2000. – N. 115. P. 3-6.

The general mathematical model of the beamed power transmission system taking into account not only the antennas dimensions, the distance between them and the working wavelength, but also the deflection of the antennas from the coaxial arrangement is obtained. This model is convenient for numerical calculations and allows to analyze and optimize the system with different values of its parameters. The obtained model has been applied for investigation of an influence of the non-axial arrangement of the transmitting and the receiving antennas on the system power interception efficiency.

1 tab. 3 fig. Ref.: 3 items.

УДК 621.396.167

Методика оценки точности определения характеристик антенн при использовании сверхширокополосных сигналов / А. В. Нечеса // Радиотехника. Всеукр. межвед. научн.-техн. Сб. – 2000. – Вып. 115. – С. 7-11.

В статье рассматриваются возможности использования методов статистической теории антенн для оценки статистических характеристик амплитудно-фазового распределения по измерениям импульсного отклика в ближней зоне. Приводится методика выбора условий измерений и требований к точности регистрации отклика для восстановления диаграмм направленности антенн с определенной точностью.

Библиогр.: 11 назв.

УДК 621.396.167

Методика оцінки точності визначення характеристик антен при використанні надширокохвильових сигналів / А. В. Нечеса. // Радіотехніка. Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. – 2000. – Вип. 115. – С. 7-11.

В статті розглядаються можливості використання методів статистичної теорії антен для оцінки статистичних характеристик амплитудно-фазового розподілення за вимірами імпульсного відгуку в ближній зоні. Приводиться методика вибору умов вимірів та вимог до точності реєстрації відгуку що до відновлення діаграм спрямованості антен з певною точністю.

Бібліогр.: 11 назв.

UDC 621.396.167

Methods of estimating the antenna characteristics determination accuracy using super broadband signals / A. V. Nechosa // Radiotekhnika. All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. – 2000. – N. 115. P. 7-11.

Possibilities of using statistical antenna theory methods for estimating statistical characteristics of the amplitude and phase distribution by the pulse response measurements in the near zone are considered in these article. The methods of choosing measurements conditions and requirements to the accuracy of the response recording for the radiation pattern restoration with given accuracy are presented.

Ref.: 11 items.

УДК 621.396.67

Критерий минимума дисперсии угловой ошибки для синтеза антенно-фидерных устройств моноимпульсных РЛС / Н. В. Щербаков, И. В. Норинчак // Радиотехника. Всеукр. межвед. научн.-техн. сб. – 2000. – Вып. 115. – С.12-17.

Предложен критерий качества антенно-фидерных систем амплитудных моноимпульсных рлс с суммарно-разностным угловым дискриминатором, предполагающий минимизацию дисперсии ошибки измерения угловой координаты при неполных данных о сигнально-помеховой обстановке. Рассмотрен пример фазового синтеза линейной эквидистантной антенной решетки по предложенному критерию.

Табл. 2. Ил. 2. Библиогр.: 2 назв.

УДК 621.396.67

Критерій мінімуму дисперсії кутової помилки для синтезу антенно-фідерних пристроїв моноімпульсних рлс / м.в. щербаков, і.в. норинчак // Радіотехніка. Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. – 2000. – Вип. 115. – С. 12-17.

Запропоновано критерій якості антенно-фідерних систем амплітудних моноімпульсних рлс із сумарно-рзницевим кутовим дискриміратором, який мінімізує дисперсію помилки виміру кутової координати при неповних даних про сигнально-перешкодну обстановку. Розглянуто приклад фазового синтезу лінійної еквідистантної антенної решітки згідно із запропонованим критерієм.

Табл. 2. Лл. 2. Бібліогр.: 2 назви.

UDC 621.396.67

Angular error dispersion minimum criterion for monopulse radar antenna feeder systems synthesis / M. V. Scherbakov, I. V. Norinchak // Radiotekhnika. All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. – 2000. – N. 115. – P. 12-17.

A monopulse radar antenna feeder systems synthesis criteria is proposed which minimizes angular coordinate measurement error dispersion in incomplete data about signal-jamming situation. A linear equally spaced antenna array phase synthesis example by the offered criterion is considered.

2 tab. 2 fig. Ref.: 2 items.

УДК 621.371.34

Электродинамический анализ сверхширокополосных излучающих структур поверхностного типа / Г. В. Ермаков // Радиотехника. Всеукр. межвед. научн.-техн. сб. – 2000. – Вып. 115. – С. 18-21.

Рассмотрены принципы построения и расчета излучателей сверхширокополосных сигналов на основе метода интегральных уравнений. Проведен электродинамический анализ тем-роупора с экспоненциальным вертикальным и поперечным профилями. Сделаны выводы относительно его конструкции и параметров импульса тока, возбуждающего антенну

Ил. 1. Библиогр.: 9 назв.

УДК 621.371.34

Електродинамічний аналіз надширокополюсних структур поверхневого типу, що випромінюють / Г. В. Єрмаков // Радіотехніка. Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. – 2000. – Вип. 115. – С. 18-21.

Розглянуто принципи побудовання та розрахунку випромінювачів надширокополюсних сигналів. Проведено електродинамічний аналіз тем-роупору з експоненціальним вертикальним та поперечним профілем. Зроблено висновки щодо його конструкції та параметрів імпульсу струму, який збуджує антену.

Лл. 1. Бібліогр.: 9 назв.

UDC 621.371.34

Electrodynamic analysis of the ultrawide-band radiators structure of the surface type / G. V. Ermakov // Radiotekhnika. All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. – 2000. – N. 115. P. 18-21.

The principles of the construction and computations of the radiation ultrawide-band signals on the foundation of the integral equations method is examined. Led electrodynamic analysis of the tem-horn of the exponential vertical and cross-section profiles with. Made the conclusions relatively his constructions and parameters of the transient, which is exciting antenna.

Fig. 1. Ref.: 9 items.

УДК 621.396.96

Исследование особенностей динамики областей локализации поляризационных векторов рассеяния облака дипольных отражателей / Б. В. Храбростин, А. А. Мартыничук, В. В. Лукьянчук // Радиотехника. Всеукр. межвед. научн.-техн. сб. – 2000. – Вып. 115. – С. 22-27.

Анализируются параметры области локализации поляризационного вектора рассеяния облака дипольных отражателей в зависимости от скорости ветра, плотности диполей и с течением времени. Рассматриваются различные варианты представления поляризационного вектора рассеяния облака диполей и степень приближения их законов распределения к нормальному. Дается оценка времени корреляции сигнала, отраженного от облака дипольных отражателей.

Ил. 6. Библиогр.: 4 назв.

УДК 621.396.96

Дослідження особливостей динаміки областей локалізації поляризаційних векторів розсіювання хмари дипольних відбивачів / Б. В. Храбростін, О. О. Мартинчук, В. В. Лук'янчук // Радіотехніка. Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. – 2000. – Вып. 115. – С. 22-27.

Аналізуються параметри області локалізації поляризаційного вектора розсіювання хмари дипольних відбивачів у залежності від швидкості вітру, щільності диполей і з часом. Розглядаються різні варіанти формування поляризаційного вектора розсіювання хмари диполей та ступінь наближення їх законів розподілу до нормального. Дається оцінка часу кореляції сигналу, відбитого від хмари дипольних відбивачів.

Іл. 6. Бібліогр.: 4 назви.

UDC 621.396.96

Research into singularities of chaff cloud scattering polarization vectors localization regions dynamics / B. V. Khrabrostin, A. A. Martnchuk, V. V. Lukjanchuk // Radiotekhnika. All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. – 2000. – N. 115. – P. 22-27.

Parameters of chaff cloud scattering polarization vectors localization regions depending on wind velocity, dipole density and with the passage of time are analyzed. Various versions of the chaff cloud scattering polarization vector representation and degree of approximation of their distribution laws to the normal one are considered. Estimate of the correlation time of the signal reflected from the chaff cloud is given.

6 fig. Ref.: 4 items.

УДК 621.396.96

Анализ возможности повышения точности измерений высоты низколетящих целей в типовых обзорных трехкоординатных РЛС метрового диапазона волн / А. А. Малышев // Радиотехника. Всеукр. межвед. научн.-техн. сб. – 2000. – Вып. 115. – С. 28-31.

Анализируются возможные пути повышения точности измерений угла места низколетящих целей в типовых обзорных трехкоординатных РЛС метрового диапазона волн. Рассматриваются методы оценки высоты воздушных объектов в случаях наличия и отсутствия априорной информации о земной поверхности.

Ил. 4. Библиогр.: 3 назв.

УДК 621.396.96

Аналіз можливості підвищення точності вимірів висоти цілей, що низько літають, у типових оглядових трьохкоординатних рлс метрового діапазону хвиль / О. А. Малишев // Радіотехніка. Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. – 2000. – Вып. 115. – С. 28-31.

Аналізуються можливі шляхи підвищення точності вимірів висоти цілей, що низько літають, у типових оглядових трьохкоординатних РЛС метрового діапазону хвиль. Розглядаються методи оцінки висоти повітряних об'єктів у випадках наявності та відсутності априорної інформації про земну поверхню.

Іл. 4. Бібліогр.: 3 назви.

UDC 621.396.96

Analisis of the possibility to increase the low targets attitude measurement precision in the standard surveillance three-dimensional metre-band radars/ A. A. Malyshev // Radiotekhnika. All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. – 2000. – N. 115. – P. 28-31.

Possible methods to increase precision of measurement of the low targets angular altitude in the standard surveillance three-dimensional metre-band radars are analyzed. Methods for estimating the aerial objects attitude in the cases of the presence and absence of a priori information about the earth surface are considered.

4 fig. Ref.: 3 items.

УДК 621.396.96

Адаптивное траекторное разрешение целей / Н. И. Матюхин // Радиотехника. Всеукр. межвед. научн.-техн. сб. – 2000. – Вып. 115. – С. 32-35.

В статье рассматривается задача разрешения сигналов, находящихся в области неопределенности (в общем случае 4-мерной). Если сигналы ранее наблюдались раздельно (сходящиеся или расходящиеся траектории целей) или наблюдался один из сигналов, и от него стал отделяться второй сигнал в силу разделения целей (расходящиеся траектории), то представляется возможным построить траектории изменения амплитуд сигналов и относительного сдвига между ними, пролонгировать их в область неопределенности и решить задачу разрешения по оптимальной схеме с полностью известными параметрами сигналов. Система сама накапливает на предшествующих интервалах наблюдения сведения об обстановке и изменяет свое состояние, то есть является адаптивной.

Ил. 1. Библиогр. 3 назв.

УДК 621.396.96

Адаптивне траєкторне розрізнення цілей / М. И. Матюхін // Радіотехніка. Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. – 2000. – Вып. 115. – С. 32-35.

Розглядається задача розрізнення сигналів, що знаходяться в області непевності (у загальному випадку 4-мірній). Якщо сигнали раніше спостерігалися роздільно (збіжні або розбіжні траєкторії цілей) або спостерігався один із сигналів і від нього став відокремлюватися другий сигнал у силу поділу цілей (розбіжні траєкторії), то можливо побудувати траєкторії зміни амплітуд сигналів і відносного зсуву між ними, пролонгувати їх в область непевності і вирішити задачу розрізнення по оптимальній схемі з цілком відомими параметрами сигналів. Система сама накопичує на попередніх інтервалах спостереження зведення про обстановку і змінює свій стан, тобто є адаптивною.

Ил. 1. Библиогр.: 3 назви.

UDC 621.396.96

The adaptive trajectory resolution / N. I. Matuhin // Radiotekhnika. All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. – 2000. – N. 115. – P. 32-35.

The problem of the resolution of signals located in the field of uncertainty (generally 4-хмерной) is surveyed. If the signals were earlier watched separately (convergent or nonconvergent trajectory of the targets) or one of signals was watched and from him began to separate the second signal by virtue of separation of the purposes (missing pathways), it is obviously possible to construct trajectory of change of amplitudes of signals and relative shift between them, to prolong them in the field of uncertainty and to decide a problem of the sanction under the optimal scheme with completely known parameters of signals. The system itself stores on precursor intervals of observation of the item of information about a situation and changes the condition, that is is adaptive.

1 fig. Ref. : 3.

УДК 621.391.266

Сравнительный анализ вычислительных структур бортового спецвычислителя систем навигации летательных аппаратов / М. Г. Шокин // Радиотехника. Всеукр. межвед. научн.-техн. сб. – 2000. – Вып. 115. – С. 36-38.

В результате сравнительного анализа существующих подходов к построению вычислительных структур, сделан вывод о целесообразности создания спецвычислителя для корреляционно экстремальных систем навигации летательных аппаратов на основе матричной многопроцессорной структуры.

Библиогр.: 2 назв.

УДК 621.391.266

Порівняльний аналіз обчислювальних структур бортового спецвычислителя систем навігації літальних апаратів / М. Г. Шокин // Радіотехніка. Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. – 2000. – Вып. 115. – С. 36-38.

Внаслідок порівняльного аналізу існуючих підходів до побудови обчислювальних структур зроблений висновок про доцільність створення спецобчислювача для кореляційно екстремальних систем навігації літальних апаратів на основі матричної багато процесорної структури.

Бібліогр.: 2 назви.

UDC 621.391.266

Comparative analysis of computational structures for aircraft navigation system board specialized computers / M. G. Shokin // Radiotekhnika. All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. – 2000. – N. 115. – P. 36-38.

The expediency to create a specialized computer for the aircraft navigation correlation-extreme systems based on a matrix multiprocessor structure was concluded as a result of the comparative analysis of existing approaches to computing structures building.

Ref.: 2 items.

УДК 621.396.9:551.508.859

Оценка параметров турбулентности атмосферы по характеристикам огибающей сигнала радиоакустических систем / В. М. Карташов, В. А. Петров, Е. Г. Прошкин, Г. И. Сидоров // Радиотехника. Всеукр. межвед. научн.-техн. сб. – 2000. – Вып. 115. – С. 39-43.

По измеренным значениям средней интенсивности рассеянного сигнала и интенсивности среднего значения огибающей определяются структурная характеристика поля показателя преломления звуковых волн и связанные с ней структурные характеристики динамической и температурной турбулентности.

Библиогр.: 4 назв.

УДК 621.396.9:551.508.859

Оцінка параметрів турбулентності атмосфери за характеристиками обвідної сигналу радіоакустичних систем / В. М. Карташов, В. А. Петров, Е. Г. Прошкін, Г. І. Сидоров // Радіотехніка. Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. – 2000. – Вип. 115. – С. 39-43.

За даними вимірювань середньої інтенсивності розсіяного сигналу та інтенсивності середнього значення обвідної визначаються структурна характеристика поля показника заломлення акустичних хвиль та пов'язані з нею структурні характеристики динамічної та температурної турбулентності.

Бібліогр.: 4 назви.

UDC 621.396.9:551.508.859

The atmosphere turbulence parameters estimate by the characteristics of the radio acoustic signal envelope / V. M. Kartashov, V.A. Petrov, E. G. Proshkin, G.I. Sidirov // Radiotekhnika. All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. – 2000. – N. 115. – P. 39-43.

The structural characteristic of the field of sound wave refraction index and structural characteristics of dynamics and temperature turbulence related to it are defined by the measured values of the mean intensity of the scattered signal and intensity of the envelope mean value.

Ref.: 4 items.

УДК 550.388.

К вопросу об определении частот столкновений электронов с нейтралами в D-области ионосферы методом частичных отражений / А. М. Гоков // Радиотехника. Всеукр. межвед. научн.-техн. сб. – 2000. – Вып. 115. – С. 44-46.

Предложена методика определения регулярных высотных распределений частоты соударений электронов с нейтральными молекулами в нижней части D-области ионосферы на основе амплитудных измерений методом частичных отражений, учитывающая ошибки измерений. По экспериментальным данным, полученным в хну в различные сезоны года, проведен расчёт значений частот столкновений для высот 60-66 км, получены усредненные профили для лета и зимы, которые подтверждают наличие сезонных вариаций частот соударений в D-области ионосферы.

Табл. 1.. Библиогр.: 11 назв.

УДК 550.388.

До питання про визначення частот зіткнень електронів з нейтралами в D-шарі іоносфери методом часткових відбитків / О. М. Гоков // Радіотехніка. Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. – 2000. – Вип. 115. – С. 44-46.

Запропонована методика визначення частот зіткнень електронів з нейтралами в нижній частині D-шару іоносфери на підставі амплітудних вимірювань методом часткових відбитків з урахуванням помилок вимірювань. На підставі експериментальних даних, отриманих в хну в різні сезони року, проведено розрахунок частот зіткнень для висот 60-66 км, отримано середні профілі для літа і зими, які підтверджують наявність сезонних змін частот зіткнень в D-шарі іоносфери.

Табл. 1. Бібліогр.: 11 назв.

UDC 550.388.

To a question on determining the electron-neutral collision frequency in the ionospheric D-region by partial reflection technique / A. M. Gokov // Radiotekhnika. All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. – 2000. – N. 115. – P. 44-46/

The methods, taking measurement errors into account, for determining regular height-distributions of the electron molecule collision frequency in the lower ionospheres D-region using amplitude measurements obtained by the partial reflection technique are proposed. From the experimental data obtained at Kharkov national university for different seasons, there were calculated collision frequencies for heights within 60-66 km, there were obtained averaged profiles for summer and winter which show confirm the presence of seasonal variations of the D-region collision frequencies.

1 tab. Ref.: 11 items.

Удк 621.391 : 519.2

Способы численного решения систем уравнений максимизации полинома при неодинаково распределенных выборочных значениях / А. С. Гавриш // Радиотехника. Всеукр. межвед. научн.-техн. Сб. – 2000. – Вып. 115. – С. 47-50.

Рассмотрены различные методы численного решения систем нелинейных уравнений максимизации полинома. Показано, что при использовании всей совокупности выборочных значений целесообразно использовать итеративную процедуру накопления, аналогичную процедуре Фишера. Для уменьшения вычислительных затрат можно воспользоваться рекуррентной процедурой, аналогичной процедуре Сакрисона.

Библиогр.: 8 назв.

УДК 621.391:519.2

Способи чисельного розв'язання систем рівнянь максимізації полінома при неоднаково розподілених вибіркових значеннях / О. С. Гавриш // Радіотехніка. Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. – 2000. – Вип. 115. – С. 47-50.

Розглянуто різні методи чисельного розв'язання систем нелінійних рівнянь максимізації полінома. Показано, що при використанні всієї сукупності вибіркових значень доцільно використовувати ітеративну процедуру накопичення, аналогічну процедурі Фішера. Для зменшення обчислювальних витрат можна скористатися рекуррентною процедурою, що аналогічна процедурі Сакрісона.

Бібліогр.: 8 назв.

UDC 621.391:519.2

Methods of polynomial maximization equation set solution involving unequally distributed sample values / A. S. Gavrish // Radiotekhnika. All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. – 2000. – N. 115. – P. 47-50.

The various methods of polynomial maximization nonlinear equations sets numerical solution are considered. It is shown that using the whole totality of sample values it is expedient to utilize an iterated procedure of accumulation similar to Fisher procedure. To reduce computing costs it is possible to take advantage of a recurrent procedure similar to Sakrison procedure.

Ref.: 8 items.

УДК 621.391.01

Решение нелинейного сингулярного интегрального уравнения, определяющего амплитудно-фазовое соотношение в теории сигналов / О. В. Гунько // Радиотехника. Всеукр. межвед. научн.-техн. сб. – 2000. – Вып. 115. – Р. 51-54.

В пространстве U всех сигналов $u = u(t)$ с финитным спектром получено интегральное представление для минимально фазовых решений нелинейного сингулярного интегрального уравнения $u^2 + (H[u])^2 = A^2$, где H – оператор преобразования Гильберта, описывающего все сигналы вида $u(t) = A(t) \cos(\omega_0 t + \Phi(t)) \in U$, отвечающие заданной гильбертовой амплитуде $A = A(t)$. Указанное представление получено с помощью основной леммы Привалова для круга и доказательства интегрируемости с весом функции $\ln A^2(t)$.

Библиогр.: 8 назв.

УДК 621.391.01

Рішення нелінійного сингулярного інтегрального рівняння, яке визначає амплітудно-фазові співвідношення в теорії сигналів / О. В. Гунько // Радіотехніка. Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. – 2000. – Вип. 115. – С. 51-54.

В просторі U всіх сигналів $u = u(t)$ з фінітним спектром дано інтегральний вираз для мінімально фазових рішень нелінійного сингулярного інтегрального рівняння $u^2 + (H[u])^2 = A^2$, де H – оператор перетворення Гільберта, який описує усі сигнали типу $u(t) = a(t) \cos(\omega_0 t + \Phi(t)) \in U$, які відповідають заданій гільбертовій амплітуді $A = A(t)$. Вказаний вираз отриманий за допомогою основної леми привалова для кола і доказу інтегровуваності з вагою функції $\ln A^2(t)$.

Бібліогр.: 8 назв.

UDC 621.391.01

Solution of the non-linear singular integral equation, which defining the amplitude-phase relation in the signals theory / O. V. Gunko // Radiotekhnika. All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. – 2000. – N. 115. – P. 51-54.

Integral representation for the minimal phase solutions of the non-linear singular integral equation $u^2 + (H[u])^2 = A^2$ is received in the space U of all signals $u = u(t)$ with finite spectrum, where H is an operator of gilbert transformation describing all the signals of the type $u(t) = a(t) \cos(\omega_0 t + \Phi(t)) \in U$ responding to the given gilbert amplitude $a = a(t)$. The indicated representation is received with the help of the main privalov's lemma for the circle and the proof of integrability with the weight of the function $\ln A^2(t)$.

Ref.: 8 items.

УДК.621.372.061

Связь параметров временных характеристик с коэффициентами операторной функции цепи. 2. Определение постоянных интегрирования / Л. В. Гринченко, И. А. Милютченко // Радиотехника. Всеукр. межвед. научн.-техн. сб. – 2000. – Вып. 115. – С. 55-60.

Получены расчетные соотношения для определения аналитических выражений временных характеристик звеньев второго порядка по известной операторной функции как для комплексно-сопряженных, так и для вещественных корней. Приведены примеры расчета временных характеристик активных фильтров второго порядка.

Табл. 3. Ил. 4. Библиогр.: 3 назв.

УДК.621.372.061

Зв'язок параметрів часових характеристик з коефіцієнтами операторної функції кола. 2. Визначення сталих інтегрування / Л. В. Гринченко, І. О. Мільотченко // Радіотехніка. Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. – 2000. – Вип. 115. – С. 55-60.

Отримані розрахункові співвідношення для визначення аналітичних виразів часових характеристик ланок другого порядку за відомою операторною функцією як для комплексно-спряжених, так і для дійсних коренів. Наведені приклади розрахунку часових характеристик активних фільтрів другого порядку.

Табл. 3. Іл. 4. Бібліогр.: 3 назв.

UDC.621.372.061

The connection of time characteristics parameters with operational function coefficients of circuit. 2.Determination of the integration constants / L. V. Grinchenko, I. A. Milutchenko // Radiotekhnika. All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. – 2000. – N. 115. – P. 55-60.

The calculation formulas for determining analytic expressions of time characteristics for the second order links are obtained on the basis of the known operational function both for the complex and the real roots. The examples of calculation of time characteristics for the second order active filters are presented.

3 tab. 4 fig. Ref.: 3 items.

УДК 621.396

Оценка чувствительности систем фАП с дифференциальной связью по задающему воздействию / Б. Я. Костик, А. А. Гринь // Радиотехника. Всеукр. межвед. научн.-техн. сб. – 2000. – Вып. 115. – С. 61-65.

Решается задача оценки чувствительности систем ФАП с дифференциальной связью, оператор которой синтезирован из условия компенсации начальных значений медленно затухающих компонент переходной составляющей ошибки при учете условий физической реализуемости.

Ил. 1. Библиогр.: 2 назв.

УДК 621.396

Оцінка чутливості систем ФАП з диференційним зв'язком за задавальним впливом / Б. Я.Костік, О. О. Гринь // Радіотехніка. Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. – 2000. – Вип. 115. – С. 61-65.

Розв'язується задача оцінки чутливості систем ФАП з диференційним зв'язком, оператор якої синтезований з умов компенсації початкових значень повільно затухаючих компонент перехідної складової помилки з урахуванням умов фізичної реалізованості.

Іл. 1. Бібліогр.: 2 назви

UDC 621.396

Estimation of sensitivity of the PAT system with differential connection by the setting action / B. J. Kostik, A. A. Grin // Radiotekhnika. All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. – 2000. – N. 115. – P. 61-65.

The problem of estimating the sensitizing of the phase autotuning (PAT) systems with the differential connection is solved; the system's operator is synthesized from the condition of compensation of the slowly decaying components of the error transient component with allowance for the physical realizability.

Ref.: 2 items.

УДК 537.228.1:621.371.5

Моделирование акустически нагруженного пьезопреобразователя акустооптической ячейки. / В. В. Данилов, С. В. Иванов. // Радиотехника. Всеукр. межвед. научн.-техн. сб. – 2000. – Вып. 115. – С. 66-70.

Предлагается методика инженерного расчета частотной зависимости входного электрического импеданса пьезопреобразователя, обобщенная на случай комплексной частотно-зависимой акустической нагрузки в виде связующих слоев и верхнего электрода. На основе коэффициента отражения электрической волны представлен общий вид коэффициента передачи акустической энергии от электроакустического преобразователя к светозвукопроводу.

Ил. 8. Библиогр.: 7 назв.

УДК 537.228.1:621.371.5

Моделивання акустично навантаженого п'єзоперетворювача акустооптичної чарунки. / В. В. Данилов, С. В. Иванов // Радіотехніка. Всеукр. межвід. научн.-техн. сб. – 2000. – Вип. 151 – С. 66-70.

Запропоновано методику інженерного розрахунку частотної залежності вхідного електричного імпедансу п'єзоперетворювача, що узагальнена на випадок комплексного частотно-залежного акустичного навантаження у вигляді зв'язуючих шарів та верхнього електрода. За основою коефіцієнта відбиття електричної хвилі показаний загальний вигляд коефіцієнта передачі акустичної енергії від електроакустичного перетворювача до світлозвукопроводу.

Іл. 8. Бібліогр.: 7 назв.

UDC 537.228.1 : 621.371.5

Modeling of acoustooptic cell's acoustic loaded piezotransducer. / V. V. Danilov, S. V. Ivanov. // Radiotekhnika. All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. – 2000. – N. 115. – P. 66-70.

Technique for engineering calculation of input electric impedance frequency dependence of piezotransducer is offered and generalized in the case of complex frequency-dependent load both as coupling layers and upper electrode. Based on refractive coefficient of electric wave the common expression for a coefficient of acoustic energy transmission from the electroacoustic converter to waveguide (has been) presented.

8 fig. Refs.: 7 items.

УДК 537.871:621.372

Энергетическая трактовка затухания в направляющих системах с фрактальными свойствами границ / В. М. Онуфриенко, П. А. Самолчев // Радиотехника. Всеукр. межвед. научн.-техн. сб. – 2000. – Вып. 115. – С. 71-74.

Интегродифференциальная модель электромагнитного поля применяется для решения задач о передаче и затухании энергии в направляющих системах с фрактальными свойствами границ. Определен поток среднего вектора Пойнтинга через поперечное фрактальное сечение направляющей системы с использованием α -характеристик. Найдена энергетическая трактовка затухания в направляющих системах. Рассмотрен случай распространения электромагнитной энергии по направляющей системе "диэлектрический волновод над дифракционной решеткой". Скейлинговый показатель α позволяет в данной постановке учесть фрактальные свойства неоднородностей границ.

Ил. 1. Библиогр.: 12 назв.

УДК 537.871:621.372

Енергетична трактовка затухання, що направляють системах з фрактальними властивостями меж / В. М. Онуфрієнко, П. О. Самолчев // Радіотехніка. Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. – 2000. – Вип. 115. – С. 71-74.

Інтегродиференціальна модель електромагнітного поля застосовується для розв'язування задач про передачу та затухання енергії в системах з фрактальними властивостями меж, що направляють. Визначено потік середнього вектора Пойнтинга через поперечний фрактальний переріз системи з використанням α -характеристик. Знайдено енергетичне тлумачення затухання в системах, що направляють. Розглянуто випадок розповсюдження електромагнітної енергії по системі "діелектричний хвилевод над дифракційними ґратками". Скейлінговий показник α дозволяє у даній постановці врахувати фрактальні властивості неоднорідностей меж.

Іл. 1. Бібліогр.: 12 назв.

UDC 537.871:621.372

Power treatment of attenuation in directing systems with fractal properties of borders / V. M. Onufrienko, P. A. Samolchev // Radiotekhnika. All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. – 2000. – N. 115. – P. 71-74.

The integrodifferential model of an electromagnetic field is applied to the decision of the problem on transfer and attenuation of energy in directing systems with fractal properties of borders. The flow of the average pointing's vector through cross fractal section of the directing system with use of the α -characteristics is determined. The power treatment of attenuation in directing systems is found. The case of propagation of electromagnetic energy on the directing system "dielectric waveguide above by a diffractive lattice" is considered. The scaling index α allows to take into account fractal properties of borders heterogeneity in the given setting.

1 fig. Ref.: 12 items.

УДК 621.396.67

Собственные и взаимные проводимости щелевых излучателей на идеально проводящей сфере

Ю. М. Пенкин, Р. Н. Климович // Радиотехника. Всеукр. межвед. научн.-техн. сб. – 2000. – Вып. 115. – С. 75-80.

С помощью тензорной функции Грина магнитного типа получены выражения для проводимостей щелевых излучателей конечных размеров, расположенных на идеально проводящей сферической поверхности. Выражения получены как для собственных, так и для взаимных проводимостей коротких (по сравнению с рабочей длиной волны λ) щелей с параллельными линии экватора продольными осями в случае аппроксимации распределения их магнитных токов одной гармоникой косинусоиды. Численно исследованы значения проводимостей в зависимости от длины щелей, размеров сферы и расстояния между излучателями. Для сфер с диаметрами $0,5\lambda \dots 5\lambda$ определены значения резонансных длин щелевых излучателей.

Ил. 1. Библиогр. 6 назв.

УДК 621.396.67

Властиві та взаємні провідності щілинних випромінювачів на ідеально провідній сфері / Ю. М. Пенкин, Р. І. Климович // Радиотехніка. Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. – 2000. – Вип. 115. – С. 75-80.

За допомогою тензорної функції Гріна магнітного типу здобуті вирази для провідностей щілинних випромінювачів скінченних розмірів, розташованих на ідеально провідній сферичній поверхні. Вирази здобуті як для властивих, так і для взаємних провідностей коротких (у порівнянні з робочою довжиною хвилі λ) щілин з параллельними лінії екватора поздовжніми осями у випадку апроксимації розподілу їх магнітних струмів однією гармонікою косінусоїди. Кількісно досліджені значення провідностей в залежності від довжини щілин, розмірів сфери та відстані поміж випромінювачами. Для сфер з діаметрами $0,5\lambda \dots 5\lambda$ визначені резонансні довжини щілинних випромінювачів.

Іл. 1. Бібліогр.: 6 назв.

UDC 621.396.67

Intrinsic and mutual conduction of slot radiators on the perfectly conducting sphere / Yu. M. Penkin, R. I. Klimovich // Radiotekhnika. All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. – 2000. – N. 115. – P. 75-80.

Expression for the finite dimension slot radiators situated on the perfectly conducting spherical surfaces were obtained using Green function of magnetic type. The expression were obtained both for intrinsic and mutual conduction of slot (when compared with the working wavelength λ) slots with longitudinal axes parallel to equator in the case of their magnetic current distribution approximation with one cosine curve harmonic. Conductions values depending on the slots length, sphere size and distance between the radiators were investigated numerically. The slot radiators resonance lengths values were defined for the spheres, their diameters being equal to $0,5\lambda \dots 5\lambda$.

1 fig. Ref.: 6 items.

УДК 681.3

Резонансные явления при возбуждении нормальных мод в системе связанных линейных осцилляторов / Е. Е. Гетманова, Д. Б. Костарев // Радиотехника. Всеукр. межвед. научн.-техн. сб. – 2000. – Вып. 115. – С. 81-85.

Работа посвящена изучению условий возбуждения нормальных мод в системе связанных линейных осцилляторов с конечным числом элементов. Исследованы цепочки с конечным числом элементов. Показано, что порядок соединения осцилляторов изменяет характер возбуждения нормальных мод, а частоты нормальных мод испытывают значительные изменения. Численные результаты получены в условиях математического пакета Mathcad 7.0, позволившего изучить резонансные явления в изучаемых объектах.

Ил. 5. Библиогр.: 3 назв.

УДК. 681.3

Резонансні явища при збудженні нормальних мод у системі зв'язаних лінійних осциляторів / Є. Є. Гетманова, Д. Б. Костарев // Радиотехніка. Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. – 2000. – Вип. 115. – С. 81-85.

Робота присвячена вивченню умов збудження нормальних мод у системі зв'язаних лінійних осциляторів із кінцевим числом елементів. Досліджувані ланцюжки з кінцевим числом елементів. Показано, що порядок з'єднання осциляторів змінює характер збудження нормальних мод, а частоти нормальних мод відчують значні зміни. Чисельні результати отримані в умовах математичного пакета Mathcad 7.0, що дозволив вивчити резонансні явища в об'єктах, що були досліджені.

Іл. 5. Бібліогр.: 3 назв.

UDC 681.3

Resonance phenomenal under excitation of normal modes in the connected linear oscillators system / E. E. Getmanova, D. B. Kostarev // Radiotekhnika. All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. – 2000. – N. 115. – P. 81-85.

The work is devoted to investigating into the normal modes excitation conditions in the system of connected linear oscillators with a finite number of elements. The finite number elements chains are investigated. It is shown that the order of junction of oscillators changes the normal modes axcitation nature and the normal modes frequencies undergo significant changes. The numerical results are obtained in the framework of Mathcad 7.0 mathematical package permitting to stdy resonance phenomenal in the investigated objects.

5 fig. Ref.: 3 items.

УДК 621.317.7; 621.372.

Температурное поле квазиточечного датчика проходящей мощности свч на основе поглощающей стенки / В. М. Волков // Радиотехника. Всеукр. межвед. научн.-техн. сб. – 2000. – Вып. 115. – P. 86-89.

Приведена методика и результат решения численным методом задачи о температурном поле датчика проходящей мощности СВЧ нового типа, разработанного автором. Полученные результаты позволяют рассчитать коэффициент преобразования датчиков для использования их в ваттметрах проходящей мощности и многозондовых микроволновых мультиметрах.

Ил. 2. Библиогр.: 4 назв.

УДК 621.317.7; 621.372.

Температурне поле квазікрапкового датчика прохідної потужності нвч на основі поглинаючої стінки / В. М. Волков // Радіотехніка. Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. – 2000. – Вип. 115. – С. 86-89.

Наведена методика і результат вирішення чисельним методом задачі про температурне поле датчика прохідної потужності НВЧ нового типу, розробленого автором. Одержані результати дозволяють розраховувати коефіцієнт перетворення датчиків для використання їх в ваттметрах прохідної потужності та багатозондових мікрохвильових мультиметрах.

Ил. 2. Библиогр.: 4 назв.

UDC 621.317.7; 621.372.

The quadratic passing power sensor, that is based on an absorbing wall, temperature fill / V. M. Volkov // Radiotekhnika. All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. – 2000. – N. 115. – P. 86-89.

The new quadratic passing power sensor that is based on absorbing wall, temperature fill problem solution results and methodics was worked out by author. This results permit to calculate the transformation coefficient for use in the passing powermeter and the multiprobe microwave multimeters.

2 fig. Ref.: 4 items.

УДК 621.382.002

Высокоэффективные солнечные элементы на основе жидкорастворной технологии / В. А. Антонова, А. М. Листратенко, Н. И. Слипченко // Радиотехника. Всеукр. межвед. научн.-техн. сб. – 2000. – Вып. 115. – С. 90-94.

Разработана технология, обеспечивающая значительное снижение стоимости сэ при сохранении их высоких фотоэлектрических характеристик.

Ил. 3. Табл 3. Библиогр.: 11 назв.

УДК 621.382.002

Високоєфективні сонячні елементи на основі рідиннорозчинної технології / В. А. Антонова, О. М. Листратенко, М. І. Слипченко // Радіотехніка. Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. – 2000. – Вип. 115. – С. 90-94.

Розроблена технологія, що забезпечує значне зниження вартості се при збереженні їх високих фотоелектричних характеристик.

Ил. 3. Табл. 3. Библиогр. 11 назв.

UDC 621.382.002

Higt-efficiency solar elements based on liquid technology / V. A. Antonova, A.M. Listratenko, N.I. Slipchenko // Radiotekhnika. All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. – 2000. – N. 115. – P. 90-94.

The technology, ensuring significant decrease in the solar elements cost preserving their higt photoelectric characteristics, was developed.

3 tab. 3 fig. Ref.: 11 items.

УДК 621.372

Теоретическое исследование взаимодействия полупроводниковых структур с полем свч резонатора / Л. И. Сви́дерская // Радиотехника. Всеукр. межвед. научн.-техн. сб. – 2000. – Вып. 115. С. 95-99.

В статье разработана математическая модель воздействия неоднородно легированных полупроводниковых структур на электромагнитное поле свч резонаторных измерительных преобразователей с учетом влияния потерь в образце на возмущение поля. Разработанные алгоритмы представленных математических моделей позволяют исследовать изменение характеристических параметров измерительного резонатора практически при любом законе распределения примеси по толщине образца.

Табл.1. Ил.2. Библиогр.: 7 назв.

УДК 621.372

Теоретичне дослідження взаємодії напівпровідникових структур з полем СВЧ резонатора / Л. І. Сви́дерская // Радіотехніка. Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. – 2000. – Вип. 115. – С. 95-99.

Розроблена математична модель впливу неоднорідно легірованих напівпровідникових структур на електромагнітне поле СВЧ резонаторних вимірювальних перетворювачів з урахуванням впливу втрат в зразку на обурення поля. Розроблені алгоритми наведених математичних моделей дозволяють досліджувати зміну характеристичних параметрів вимірювального резонатора практично при будь-якому законі розподілу домішки по товщині зразка.

Табл 1. Іл. 2. Бібліогр.: 7 назв.

UDC 621.372

Theoretical reseach on interaction of semiconducting structures with the microwave resonator field / L. I. Sviderskaya // Radiotekhnika. All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. – 2000. – № 115. – P. 95-99.

Mathemetical model of inhomogeneously alloyed semiconductor structures action on the electromagnetic field microwawe resonant measuring converters, with allowance for the influence of losses in a sample on the field perturbation, was developed. The developed algorithms of the presented mathematical models allow to study variations of the characteristic parameters of the measuring resonator practically with any law of an admixture distribution over the sample thokness.

1 tab, 2fig. Ref.: 7 items.

УДК 621.373.5

Волноводные головки для полупроводниковых СВЧ генераторов / И.Н. Бондаренко // Радиотехника. Всеукр. межвед. научн.-техн. Сб. – 2000. – Вып. 115. – С. 100-103.

Предложены практические конструкции волноводных диодных головок для полупроводниковых СВЧ генераторов. При использовании диодов Ганна типа АА703Б и варакторных диодов типа ГА402Г в трехсантиметровом диапазоне обеспечивается механическая перестройка частоты в пределах 1,5 ГГц и электрическая – 300 МГц. Исследована возможность двойной электрической перестройки частоты.

Ил. 3. Библиогр.: 4 назв.

УДК 621.373.5

Хвилеводні головки для напівпровідникових СВЧ генераторів / І.М. Бондаренко // Радіотехніка. Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. – 2000. – Вип. 115. – С.100–103.

Запропоновані практичні конструкції хвилеводних діодних головок для напівпровідникових СВЧ генераторів. При використанні діодів Ганна типу АА703Б і варакторних діодів типу ГА402Г в трисантиметровому діапазоні забезпечується механічне перестроювання частоти в межах 1,5 ГГц та електрична – 300 МГц. Досліджена можливість подвійного електричного перестроювання частоти.

Іл. 3. Бібліогр.: 4 назви.

UDC 621.373.5

The wavequid mounts for the semiconductor microwave oscillators / I.N. Bondarenko // Radiotekhnika. All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. – 2000. – № 115. – P.100–103.

The practical constructions of the wavequid mounts for the semiconductor microwave oscillators are offered. 1,5 GHz mechanical and 300 MHz electric frequency tuning are supplied by utilizing of the АА703Б gunn and ГА402Г varactor diods at these circuits. A double electric frequency tuning possibility is investigated.

3 fig. Ref.: 4 items.

УДК 621.384

Индуктивный генератор мощных микросекундных импульсов / Ю.С. Коляда, В.А. Кияшко, И.Н. Онищенко, Е.А. Корнилов, В.И. Федун // Радиотехника. Всеукр. межвед. научн.-техн. сб. – 2000. – Вып. 115. – С. 104-105.

Предложен генератор мощных (более 10^9 Вт) импульсов микросекундной длительности, использующий одновитковый импульсный трансформатор, выполненный из собранных в колонну ферромагнитных сердечников. Экспериментально исследован состоящий из 60 сердечников генератор, формирующий на нагрузке 200 Ом импульс напряжением 500 кВ, током 2 кА и длительностью 1,5 мкс.

Ил. 2. Библиогр. 5 назв.

УДК 621.384

Индуктивний генератор потужних мікросекундних імпульсів / Ю. С. Коляда, В. А. Кияшко, І. М. Онищенко, Є. О. Корнилов, В. І. Федун // Радіотехніка. Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. – 2000. – Вип. 115. – С. 104-105.

Запропонований генератор потужних (більше 10^9 Вт) імпульсів мікросекундної тривалості, що використовує одновитковий імпульсний трансформатор, виконаний із зібраних в колону феромагнітних сердечників. Експериментально досліджений генератор із 60 сердечників, що формує на навантаженні 200 Ом імпульс напругою 500 кВ, струмом 2 кА і тривалістю 1,5 мкс.

Ил. 2. Бібліогр.: 5 назв.

UDC 621.384

Inductive generator of high power microsecond pulses / Yu. E. Kolyada, V. A. Kiyashko, I. N. Onishchenko, E. A. Kornilov, V.I. Fedun // Radiotekhnika. All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. – 2000. – N. 115. – P. 104-105.

Generator of powerful (more than 10^9 w) pulses of microsecond duration, using one-winding pulse transformer and manufactured of ferromagnetic cores gathered into one column has been offered. The generator consisting of 60 cores, formed the pulse of voltage 500 kV, current 2 kA and time duration of 1,5 μ sec on the load of 200 Ω , was experimentally investigated.

2 fig. Ref.: 5 items.

УДК 533.9

Экспериментальные исследования сильноточного разряда магнитоплазменного компрессора в атмосфере / В. И. Чумаков, М. А. Острижной, Ю. Я. Волколупов, В. М. Ванцан, В. Г. Нестеренко, О. И. Харченко // Радиотехника. Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2000. – Вып. 115. – С. 106-110.

Приведены результаты экспериментальных исследований источника широкополосного оптического излучения плазмы при сильноточном разряде в атмосфере, который позволяет получать импульсы мощностью до 55 МВт. Эффективность источника составляет величину равную 17 % энергии, вкладываемой в разряд. Применение безшинной схемы соединения электродов МПК с конденсаторами накопителя позволило реализовать короткие импульсы тока $\tau \sim 20$ мкс и повысить мощность излучения. Получены результаты фотографических исследований излучения сильноточного разряда в различных областях спектра оптического диапазона, что позволяет проводить анализ пространственного распределения областей разряда и оценить распределение температуры.

Табл. 1. Ил. 5. Библиогр.: 4 назв.

УДК 533.9

Експериментальні дослідження сильнострумового розряду магнітоплазмового компресора в атмосфері / В. І. Чумаков, М. А. Острижний, Ю. Я. Волколупов, В. М. Ванцан, В. Г. Нестеренко, О. І. Харченко // Радіотехніка. Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. – 2000. – Вип. 115. – С. 106-110.

Наведені результати експериментальних досліджень джерела широкосмугового оптичного випромінювання плазми при сильнострумовому розряді в атмосфері, який дозволяє отримувати імпульси потужністю до 55 МВт. Ефективність джерела складає величину, рівну 17% енергії, що вкладається у розряд. Використання безшинної схеми з'єднання електродів МПК з конденсаторами накопичувача дозволило реалізувати короткі імпульси струму $\tau \approx 20$ мкс та підвистити потужність випромінювання. Отримані результати фотографічних досліджень випромінювання сильнострумового розряду в різних областях спектра оптичного діапазону, що дозволяє проводити аналіз просторового розподілення області розряду та оцінювати розподіл температури.

Табл. 1. Ил. 5. Библиогр.: 5 назв.

Experimental investigations of the high-current discharge of the magnetoplasmatic compressor in atmosphere / V. I. Chumakov, M. A. Ostryzhnoy, Yu. Ya. Volkolupov, V. M. Vantsan, V. G. Nesterenko, O. I. Kharchenko // Radiotekhnika. All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. – 2000. – N. 115. – P. 106-110.

The experimental results of the wide-band optic radiation source of plasma in atmosphere under high-current discharge are given: which this discharge allows to get impulses of 55 MW. The source efficiency is near 17% of energy of applied to discharge. Using the scheme of connecting the electrodes of MPC with capacitors without buses allows realize the pulses of current of $\tau \sim 20 \mu\text{s}$ and raise power of optical radiation. The results of photographic investigations of radiation of high-current discharge in different areas of optical range allow to analyze the spatial distribution of discharge areas and temperature adistribution.

1 tab., 5 fig. Ref.: 5 items.

УДК 621.385

Распределение электростатического потенциала в цилиндрическом магнетроне обращенной конструкции / А. Н. Никитенко // Радиотехника. Всеукр. межвед. научн.-техн. сб. – 2000. – Вып. 115. – С. 116.

Одним из главных вопросов, представляющих практический интерес для специалистов в области электроники и электродинамики СВЧ, является вопрос об адекватном описании процессов, протекающих в системах со скрещенными полями. Камнем преткновения для систем со сложными граничными условиями является решение уравнений Лапласа для таких систем.

Описан процесс нахождения решений уравнений Лапласа для определения распределения электростатического потенциала в системах со сложной геометрической формой.

Табл. 1. Ил. 2.. Библиогр.: 2 назв.

УДК 621.385

Розподілення електростатичного потенціалу в циліндричному магнетроні оберненої конструкції / О. М. Нікітенко // Радіотехніка. Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. – 2000. – Вип. 115. – С. 111-116.

Одним з головних питань, що викликає практичну зацікавленість для фахівців у галузі електроніки та електродинаміки НВЧ, є питання про адекватний опис фізичних процесів, що відбуваються у системах зі скрещеними полями. Камнем спотикання для систем зі складними межовими умовами є розв'язування рівнянь Лапласа для таких систем.

Поданий опис процесу знаходження розв'язків рівнянь Лапласа для визначення розподілення електростатичного потенціалу у системах зі складною геометричною формою.

Табл. 1. Іл. 2. Бібліогр.: 2 назв.

UDC 621.385

Distribution of electrostatic potential in inverted cylindrical magnetron / O. M. Nikitenko // Radiotekhnika. All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. – 2000. – N. 115. – P. 111-116.

One of the primary problems being of interest to specialist in microwave electronics and electronics and electrodyamics is the problem on the adequate description of the processes taking place in the crossed field systems.

The stumbling stone for the systems with complex boundary conditions is the Laplace equations solution for defining electrostatic potential in the complex geometry systems is described in this paper/

Ref.: 2 items.

УДК 621.373.826

Определение коэффициентов оптического усиления материалов iii-iv группы для моделирования динамических характеристик лазеров в широком диапазоне изменения частоты излучения / В. В. Лысак, И. А. Сухоиванов // Радиотехника. Всеукр. межвед. научн.-техн. сб. – 2000. – Вып. 115. – С. 117-121.

Проведен анализ поведения оптического усиления от изменения концентрации электронов, толщины и материала активной области в квантоворазмерных структурах. Получено приближенное выражение, которое с большей точностью описывает усиление при различных значениях толщины активного слоя. Получены численные значения выражения для различных бинарных материалов. Правильность результатов подтверждено сравнением с ранее полученными данными.

Табл. 2. Ил. 3. Библиогр.: 9 назв.

УДК 621.373.826

Визначення коефіцієнтів оптичного підсилення матеріалів ііі-в групи для моделювання динамічних характеристик лазерів в широкому діапазоні зміни частоти випромінювання / В. В. Лисак, І. О. Сухоіванов // Радіотехніка. Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. – 2000. – Вип. 115. – С. 117-121.

Проведений аналіз поведінки оптичного підсилення від зміни концентрації електронів, товщини та матеріалу активної області в квантоворозмірних структурах. Отриманий наближений вираз, який з більшою точністю описує підсилення при різних значеннях товщини активного шару. Отримані чисельні значення для різних бінарних матеріалів. Коректність результатів підтверджена порівнянням з раніш отриманими даними.

Табл. 2. Іл. 3. Бібліогр.: 9 назв.

UDC 621.373.826

Determination of the optical gain coefficients for iii-v group for modeling of laser dynamical characteristics in wide range of radiation frequency/ V. V. Lysak, I. A. Sukhoivanov // Radiotekhnika. All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. – 2000. – N. 115. – P. 117-121.

The analysis of optical amplification behaviour from a change of electron concentration, thickness and material of active layer in quantum - well structures is carried out. The approximate expression is obtained which with the greater exactitude describes amplification at various values of a active layer thickness. The numerical values of expression for various binary materials are obtained. The regularity of calculation results is confirmed by a comparison with earlier obtained dates.

2 tab. 3 fig. Ref.: 9 items.

УДК 621.373.5

Высокоэффективные непрерывные GaInSbAs/GaSb лазеры второго типа / Д. А. Яреха, А. Н. Баранов, И. Руйард, К. Алиберт, М.М. Быков // Радиотехника. Всеукр. межвед. научн.-техн. сб. – 2000. – Вип. 115. – С. 122-127.

Приведены результаты исследований узких полосковых GaInSbAs/GaSb лазеров второго типа. Измерение характеристик лазеров проводилось в непрерывном режиме при комнатной температуре. Выходная оптическая мощность достигала 20 мВт с одной грани резонатора. Внутренняя квантовая эффективность лазеров составила 89 % и электрический КПД достигал 20 %. Лазер работал на основной пространственной моде и генерировал в одночастотном режиме в широком диапазоне токов и температур. Подавление боковых мод достигало 30 дБ. Длина волны излучения лазеров могла непрерывно перестраиваться током в диапазоне 0,7-1,2 нм. Свойство лазера работать на одной продольной моде было объяснено фоторефрактивным эффектом из-за присутствия DX центров в ЭС, легированных Те, действующих как насыщающийся поглотитель.

Ил. 8. Библиогр. 14 назв.

Удк 621.373.5

Високоєфективні безперервні GaInSbAs/GaSb лазери другого типу / Д.А. Яреха, А. Н. Баранов, І. Руйард, К. Аліберт, М.М. Быков // Радіотехніка. Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. – 2000. – Вип. 115. – С. 122-127.

Приведені результати досліджень вузьких полоскових GaInSbAs/GaSb лазерів другого типу. Вимірювання характеристик лазерів проводилося в безперервному режимі при кімнатній температурі. Вихідна оптична потужність досягала 20 мВт з однієї грані резонатора. Внутрішня квантова ефективність лазерів становила 89 % і електричний ККД досягав 20 %. Лазер працював на основній просторовій моді і генерував в одночастотному режимі в широкому діапазоні струмів і температур. Придушення бічних мод досягало 30 дБ. Довжина хвилі випромінювання лазерів могла безперервно перебудовуватися струмом в діапазоні 0,7-1,2 нм. Властивість лазера працювати на одній подовжній моді було пояснено фоторефрактивним ефектом через присутність DX центрів в ЕС, легованих Ті, що діють, як поглинач, який насичується.

Іл. 8. Бібліогр.: 14 назв.

UDC 621.373.5

High-effective continuous GaInSbAs/GaSb lasers of second type /D. A. Yareha, A. N. Baranov, I. Royard, K. Alybert, M. M. Bykov // Radiotekhnika. All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. – 2000. – N. 115. – P.122-127.

Narrow ridge GaInSbAs/GaSb type-II QW lasers emitting at 2,37-2,4 μm have been fabricated. The lasers operated in cw regime at room temperature with the output optical power up to 20 mW/facet. The internal quantum efficiency of the lasers was found to be 89 % and the power efficiency reached 20 %. The lasers emitted in the fundamental spatial mode and exhibited single frequency operation in a large range of currents and temperatures. The side longitudinal mode suppression reached 30 dB. The emission wavelength could be continuously tuned by current over 0,7-1,2 nm. The single longitudinal mode behavior was explained by the photorefractive effect due to DX centers in the Te-doped GaInSbAs cladding layer acting as a saturable absorber.

8 fig. Ref.: 14 items.

УДК 389.90.27.31

Высокоточный акустический измеритель влажности воздуха / Г. И. Сидоров О. В. Зубков, // Радиотехника. Всеукр. межвед. научн.-техн. сб. – 2000. – Вып. 115. – С. 128-132.

Оценены потенциальные возможности измерения влажности воздуха фазовым методом в диапазоне акустических длин волн. Изучено влияние шумов квантования, внешних шумов и методической погрешности на суммарную среднеквадратическую погрешность измерений. Рассчитанная абсолютная среднеквадратическая погрешность измерений относительной влажности находится в пределах 0,5-1 %, в диапазоне температур 0-40°C, при времени усреднения 1 с. Предложена структурная схема измерителя, реализующего данный метод измерений, с компенсацией движения воздуха в исследуемом объеме в результате распространения звуковой волны в прямом и обратном направлении.

Табл. 1. Ил. 3. Библиогр.: 3 назв.

УДК 389.90.27.31

Високоточний акустичний вимірювач вологості повітря / Г. І. Сидоров, О. В. Зубков // Радіотехніка. Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. – 2000. – Вип. 115. – С. 128-132.

Оцінені потенційні можливості вимірювання вологості повітря фазовим методом в діапазоні акустичних довжин хвиль. Вивчені вплив шумів квантування, зовнішніх шумів і методичної похибки на сумарну середньоквадратичну похибку вимірювань. Розрахована абсолютна середньоквадратична похибка вимірювань відносної вологості знаходиться у межах 0,5-1 % в діапазоні температур 0-40°C при часі усереднення 1 хв. Запропонована структурна схема вимірювача, який реалізує цей метод вимірювань з компенсацією руху повітря в об'ємі, що досліджується завдяки розповсюдженню звукової хвилі в прямому та зворотному напрямках.

Табл. 1. Іл. 3. Бібліогр.: 3 назв.

UBC 389.90.27.31

High-accuracy acoustic measuring device of air moisture / G. I. Sidorov, O. V. Zubkov // Radiotekhnika. All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. – 2000. – N. 115. – P. 128-132.

The potentialities of measuring the air moisture in the acoustic wave band with the phase method have been estimated. The influence of quantization noise, external noise and truncation error on the total root-mean-square error of measurement are studied. The absolute root-mean-square error of measuring within the limits of 0,5-1 % is intended for the temperature span of 0-40°C and with the averaging time of 1 s. The structure chart of measurement device realizing this method of measuring with a compensation of air motion by the sound-wave forward and reverse direction propagation is proposed.

1 tab. 3 fig. Ref.: 3 items.

УДК 621.3.029.6

Технологии и универсальная конструкция СВЧ установки для получения гипсового вяжущего, казеина, сушеных фруктов, овощей и других пищевых продуктов / А. И. Дохов, В. В. Жирнов, Н. Е. Лукьяненко, И. Е. Андрус // Радиотехника. Всеукр. межвед. научн.-техн. сб. – 2000. – Вып. 115. – С. 133-137.

Приведены описания экономных технологий и универсальной конструкции СВЧ установки для получения высококачественного казеина, мела и других сыпучих строительных материалов, а также для сушки зерна, фруктов, овощей и других сельскохозяйственных и пищевых продуктов. Термическая обработка строительных материалов и сушка сельскохозяйственных продуктов осуществляется под воздействием СВЧ энергии в камере волноводного типа, отличающейся от систем, применяемых в известных аналогичных разработках, и обеспечивающей максимизацию производительности предлагаемых технологий при минимуме энергозатрат.

Табл. 2. Ил. 1. Библиогр.: 7 назв.

УДК 621.3.029.6

Технології та універсальна конструкція нвч установки для отримання гіпсового в'язкого, казеїну, сушених фруктів, овочів та інших харчових продуктів / О. І. Дохов, В. В. Жирнов, М. Ю. Лук'яненко, І. О. Андрус // Радіотехніка. Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. – 2000. – Вип. 115. – С. 133-137.

Приведені описи економних технологій та універсальної конструкції НВЧ установки для отримання високоякісного казеїну, крейди та інших сипучих будівельних матеріалів, а також для сушіння зерна, фруктів, овочів та інших сільськогосподарських і харчових продуктів. Термічна обробка будівельних матеріалів і сушіння сільськогосподарських продуктів здійснюється під впливом НВЧ енергії в камері хвилеводного типу, що відрізняється від систем, які застосовані у відомих аналогічних розробках, та забезпечує максимізацію продуктивності запропонованих технологій при мінімумі енерговитрат.

Табл. 2. Іл. 1. Бібліогр. :7 назв.

Technologies and universal construction the a microwave installation for obtaining gypsum binder, casein dried fruits, vegetables and other agricultural products and food-stuff / A. I. Dohov, V. V. Jernov, N. E. Lukianenko, I. E. Andrus // Radiotekhnika. All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. – 2000. – N. 115. – P. 133-137.

The descriptions of economical technologies and universal construction of the microwave of installation for obtaining high-quality casein, chalk and other loose building materials, and also for drying a grain, fruit, vegetables both others agricultural and foodstuff are given. The thermal processing of building materials and drying of agricultural products is carried out under effect of MICROWAVE energy in the waveguide type production chambers different from the systems, used in the known similar developments, and productivity and providing maximization the of offered technologies at a minimum expenses of energy.

2 tab. 1 fig. Ref.: 7 items.