

621.396(06)  
P15  
МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ УКРАИНЫ

ХАРЬКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ ТЕХНИЧЕСКИЙ  
УНИВЕРСИТЕТ РАДИОЭЛЕКТРОНИКИ

# РАДИОТЕХНИКА

Всеукраинский межведомственный  
научно-технический сборник

Основан в 1965 г.

ВЫПУСК 105

Радиотехника

621.396(06)

P 15



849349

НБ ХНУРЕ

1998

Харків

Харківський державний технічний  
університет радіоелектроніки

1998

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

В сборнике рассмотрены проблемы обработки радиосигналов широкого спектра в условиях действия помех. Описаны алгоритмы радиолокационного распознавания, предложены пути совершенствования систем навигации летательных аппаратов. Изложены теоретические и прикладные вопросы применения лазеров.

Для преподавателей вузов, научных работников и специалистов.

У збірнику розглянуто проблеми обробки радіосигналів широкого спектра в умовах дії завад. Описано алгоритми радіолокаційного розпізнавання, запропоновано шляхи вдосконалення систем навігації літальних апаратів. Викладено теоретичні та практичні питання застосування лазерів.

Для викладачів вищих закладів освіти, науковців і фахівців.

Редакционная коллегия: гл. ред., д-р техн. наук проф. *А.И. Терещенко*, зам. гл. ред., канд. техн. наук проф. *В.И. Алехин*, отв. секретарь, канд. техн. наук доц. *Ж.Ф. Пащенко*, д-р физ.-мат. наук проф. *Б.М. Булгаков*, д-р техн. наук проф. *И.Д. Горбенко*, д-р техн. наук проф. *Б.Л. Кащеев*, д-р техн. наук проф. *Н.И. Кравченко*, д-р физ.-мат. наук проф. *В.М. Кузьмичев*, акад. НАН Украины *Л.Н. Литвиненко*, д-р техн. наук проф. *А.А. Молчанов*, д-р физ.-мат. наук проф. *В.А. Омельченко*, д-р техн. наук проф. *В.В. Поповский*, 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 техн. наук проф. *И.Д. Горбенко*

Адрес редакционной коллегии: Украина, 310726 Харьков-726, просп. Ленина, 14, Харьковский государственный технический университет радиозлектроники (ХТУРЭ), тел. 40-93-97

## РЕЗОНАНСНОЕ ВОЗБУЖДЕНИЕ СВЯЗАННОГО ИМПЕДАНСНОГО ВИБРАТОРА РАДИАЛЬНОЙ ОРИЕНТАЦИИ

Одной из ключевых задач электродинамики является задача рассеяния электромагнитных волн на линейном вибраторе. Вибратор в свободном пространстве изучен достаточно полно, поведение же вибратора в волноводе нуждается в дополнительных исследованиях. Основополагающие результаты для идеально проводящего линейного вибратора в прямоугольном волноводе приведены в [1]. Импедансный линейный вибратор в прямоугольном волноводе описан в [2]. Поведение импедансного вибратора в круглом волноводе рассмотрено в [3—5].

В настоящей публикации результаты, ранее полученные нами, обобщаются и используются для анализа связанного импедансного вибратора в круглом волноводе.

### Вывод аналитических соотношений

Рассмотрим рассеяние электромагнитной волны на импедансном вибраторе в круглом волноводе. На внутренней поверхности волновода касательная составляющая напряженности электрического поля равна нулю. Импедансный вибратор представляет собой тело с регулярной поверхностью, на которой заданы импедансные граничные условия [6]. Уравнения для напряженности электрического поля в данной системе записываются в виде [1]

$$\vec{E}(\vec{r}) = \vec{E}_0(\vec{r}) + \frac{(-1)}{i\omega\epsilon\epsilon_0} (\text{grad div} + k^2) \int_V \hat{G}_E(k; \vec{r}, \vec{r}') \vec{j}(\vec{r}') d\vec{r}', \quad (1)$$

где  $\vec{E}(\vec{r})$  — результирующая напряженность электрического поля в точке  $\vec{r}$ ;  $\vec{E}_0(\vec{r})$  — напряженность стороннего электрического поля;  $k = \omega\sqrt{\epsilon\epsilon_0\mu\mu_0}$  — волновое число среды, заполняющей волновод;  $\hat{G}_E(k; \vec{r}, \vec{r}')$  — электрическая тензорная функция Грина для векторного потенциала круглого волновода;  $\vec{j}(\vec{r}')$  — объемная плотность электрического тока, наводимого в вибраторе.

В системе координат, связанной с поверхностью вибратора, допускаем следующее представление для  $\vec{j}(\vec{r}')$ :

$$\vec{j}(\vec{r}') = \vec{j}(\vec{r}'_s(x^2, x^3)) \alpha(\xi), \quad (2)$$

~~Однородные координаты поверхности;  $\xi$  – координата, направленная по нормали к поверхности;  $\vec{r}_s(x^2, x^3)$  – радиус-вектор, определяющий текущую точку;  $\vec{j}(\vec{r}_s(x^2, x^3))$  – вектор, лежащий в плоскости, касательной к поверхности в точке  $\vec{r}_s'$ .~~

С учетом (2) записываем (1) в виде

$$\vec{E}(\vec{r}) = \vec{E}_0(\vec{r}) + \frac{(-1)}{i\omega\epsilon\epsilon_0} (\text{grad div} + k^2) \int_V \hat{G}_E(k; \vec{r}, \vec{r}_s') \vec{j}(\vec{r}_s') d\vec{r}_s', \quad (3)$$

где  $\int_0^{-\Xi} \vec{j}(\vec{r}') d\xi$ , а  $\Xi$  определяется формой вибратора и в общем случае зависит от  $\vec{r}_s'$ .

Функцию  $\hat{G}_E(k; \vec{r}, \vec{r}')$  можем записать в виде [7; 8]

$$\hat{G}_E(k; \vec{r}, \vec{r}') = \frac{1}{4\pi} \hat{I} \frac{e^{ik|\vec{r}-\vec{r}'|}}{|\vec{r}-\vec{r}'|} + \hat{G}_E^R(k; \vec{r}, \vec{r}'), \quad (4)$$

где  $\hat{I}$  – единичный тензор;  $\hat{G}_E^R(k; \vec{r}, \vec{r}')$  – регулярная тензорная функция.

Подставим (4) в (3) и разобьем интеграл, включающий функцию Грина неограниченного пространства, на два интеграла: интеграл по поверхности  $S_0$  и интеграл по поверхности  $S - S_0$  ( $S_0$  – участок поверхности в окрестности точки  $\vec{r}_s$ ). Область  $S_0$  выбираем столь малой, чтобы ее можно было заменить соответствующей областью касательной (в точке  $\vec{r}_s$ ) плоскости. Обозначим через  $\vec{n}(\vec{r}_s)$  нормаль к  $S_0$  в точке  $\vec{r}_s$  и введем единичный вектор  $\vec{n}(\vec{r}_s) = \vec{n}(\vec{r}_s, \Delta)$ , который совпадает по направлению с  $\vec{n}(\vec{r}_s)$  и получается из него смещением на расстояние  $\Delta$  от  $S_0$  по нормали  $\vec{n}(\vec{r}_s)$  ( $\Delta$  намного меньше размеров рассеивающего тела и длины волны).

Умножим векторно (3) на  $\vec{n}(\vec{r})$  и перейдем к пределу при  $\vec{r} \rightarrow \vec{r}_s$ , т.е.  $\Delta \rightarrow 0$  и  $S_0 \rightarrow 0$ :

$$\vec{n}(\vec{r}_s) \times \vec{E}(\vec{r}_s) = \vec{n}(\vec{r}_s) \times \vec{E}_0(\vec{r}_s) + \frac{(-1)}{i\omega\epsilon\epsilon_0} \frac{1}{4\pi} \vec{n}(\vec{r}_s) \times \text{grad}_s(\vec{r}_s) \int_S \frac{\partial}{\partial n(\vec{r}_s)} \frac{e^{ik|\vec{r}_s-\vec{r}_s'|}}{|\vec{r}_s-\vec{r}_s'|} (\vec{n}(\vec{r}_s) \cdot \vec{j}(\vec{r}_s')) d\vec{r}_s' + \frac{(-1)}{i\omega\epsilon\epsilon_0} \frac{1}{4\pi} \vec{n}(\vec{r}_s) \times$$

$$\begin{aligned}
& \times \operatorname{grad}_s(\vec{r}_s) \operatorname{div}(\vec{r}_s) \int_S \frac{e^{ik|\vec{r}_s - \vec{r}'_s|}}{|\vec{r}_s - \vec{r}'_s|} \hat{I}_s \vec{j}(\vec{r}'_s) d\vec{r}'_s + \\
& + \frac{(-i)}{i\omega\epsilon\epsilon_0} \frac{1}{4\pi} k^2 \vec{n}(\vec{r}_s) \times \int_S \frac{e^{ik|\vec{r}_s - \vec{r}'_s|}}{|\vec{r}_s - \vec{r}'_s|} \hat{I}_s \vec{j}(\vec{r}'_s) d\vec{r}'_s + \frac{(-1)}{i\omega\epsilon\epsilon_0} \frac{1}{4\pi} \vec{n}(\vec{r}_s) \times \\
& \times \int_S (\operatorname{grad}_s(\vec{r}_s) \operatorname{div}(\vec{r}_s) + k^2) \hat{G}_E^R(k; \vec{r}_s, \vec{r}'_s) \vec{j}(\vec{r}'_s) d\vec{r}'_s.
\end{aligned} \tag{5}$$

Здесь  $\operatorname{grad}_s, \operatorname{div}_s$  – операторы  $\operatorname{grad}$  и  $\operatorname{div}$ , действующие на поверхностные координаты;  $\int_S$  – символ двумерного поверхностного интеграла в смысле главного значения;  $\hat{I}_s$  – единичный тензор в поверхностных координатах.

Используя импедансные граничные условия [6]

$$\vec{n}(\vec{r}_s) \times \vec{E}(\vec{r}_s) = \vec{n}(\vec{r}_s) \times \hat{Z}(\vec{r}_s) \vec{j}(\vec{r}_s), \tag{6}$$

где

$$\hat{Z}(\vec{r}_s) = \begin{bmatrix} Z^{22}(\vec{r}_s) & Z^{23}(\vec{r}_s) \\ Z^{32}(\vec{r}_s) & Z^{33}(\vec{r}_s) \end{bmatrix}, \tag{7}$$

получаем в тензорных обозначениях:

$$\begin{aligned}
& g^{\bar{\alpha}\alpha} \sqrt{|g|} e_{\alpha\tau} n^\tau Z^{\bar{\alpha}\bar{\delta}} g_{\bar{\alpha}\bar{\delta}} j^{\bar{\epsilon}\delta} = g^{\bar{\epsilon}\alpha} \sqrt{|g|} e_{\alpha\tau} n^\tau E_0^{\bar{\delta}} + \frac{(-1)}{i\omega\epsilon\epsilon_0} \frac{1}{4\pi} g^{\bar{\epsilon}\tau} \times \\
& \times \sqrt{|g|} e_{\tau\zeta} n^\zeta g^{\bar{\xi}\bar{\beta}} \frac{\partial}{\partial x^{\bar{\beta}}} \int_S \frac{\partial}{\partial x^{\bar{\alpha}}} \frac{e^{ik|\vec{r}_s - \vec{r}'_s|}}{|\vec{r}_s - \vec{r}'_s|} n^{\bar{\chi}'} g_{\bar{\chi}'\bar{\xi}'} j^{\bar{\zeta}\xi'} \times \\
& \times \sqrt{g_{2'2'} g_{3'3'} - g_{2'3'}^2} dx^{2'} dx^{3'} + \frac{(-1)}{i\omega\epsilon\epsilon_0} \frac{1}{4\pi} g^{\bar{\epsilon}\tau} \sqrt{|g|} e_{\tau\zeta} n^\zeta g^{\bar{\zeta}\bar{\beta}} \times \\
& \times \frac{\partial^2}{\partial x^{\bar{\beta}} \partial x^{\bar{\alpha}}} \int_S \frac{e^{ik|\vec{r}_s - \vec{r}'_s|}}{|\vec{r}_s - \vec{r}'_s|} I^{\bar{\chi}'\bar{\alpha}'} g_{\bar{\chi}'\bar{\xi}'} j^{\bar{\zeta}\xi'} \sqrt{g_{2'2'} g_{3'3'} - g_{2'3'}^2} dx^{2'} dx^{3'} + \\
& + \frac{(-1)}{i\omega\epsilon\epsilon_0} \frac{1}{4\pi} g^{\bar{\epsilon}\tau} \sqrt{|g|} e_{\tau\zeta} n^\zeta g^{\bar{\zeta}\bar{\beta}} \left[ \frac{\partial \Gamma_{\bar{\alpha}\bar{\beta}}^{\bar{\tau}}}{\partial x^{\bar{\beta}}} + \Gamma_{\bar{\alpha}\bar{\beta}}^{\bar{\tau}} \frac{\partial}{\partial x^{\bar{\beta}}} \right] \int_S \frac{e^{ik|\vec{r}_s - \vec{r}'_s|}}{|\vec{r}_s - \vec{r}'_s|} \times \\
& \times I^{\bar{\chi}'\bar{\alpha}'} g_{\bar{\chi}'\bar{\xi}'} j^{\bar{\zeta}\xi'} \sqrt{g_{2'2'} g_{3'3'} - g_{2'3'}^2} dx^{2'} dx^{3'} + \frac{(-1)}{i\omega\epsilon\epsilon_0} k^2 g^{\bar{\epsilon}\tau} \sqrt{|g|} \times \\
& \times e_{\tau\zeta} n^\zeta \int_S \frac{1}{4\pi} \frac{e^{ik|\vec{r}_s - \vec{r}'_s|}}{|\vec{r}_s - \vec{r}'_s|} I^{\bar{\chi}'\bar{\alpha}'} + G_E^{R\bar{\zeta}\bar{\chi}'} \left] g_{\bar{\chi}'\bar{\xi}'} j^{\bar{\zeta}\xi'} \sqrt{g_{2'2'} g_{3'3'} - g_{2'3'}^2} dx^{2'} dx^{3'} +
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& + \frac{(-1)}{i\omega\epsilon\epsilon_0} g^{\bar{\epsilon}\tau} \sqrt{|g|} e_{\tau 1 \zeta} n^1 g^{\zeta \bar{\beta}} \oint_S \frac{\partial^2}{\partial x^{\bar{\beta}} \partial x^j} G_E^{Ri\chi'} g_{\chi' \bar{\xi}'} j^{\bar{\xi}'} \times \\
& \times \sqrt{g_{2'2'} g_{3'3'} - g_{2'3'}^2} dx^{2'} dx^{3'} + \frac{(-1)}{i\omega\epsilon\epsilon_0} g^{\bar{\epsilon}\tau} \sqrt{|g|} e_{\tau 1 \zeta} n^1 g^{\zeta \bar{\beta}} \times \\
& \times \oint_S \left[ \frac{\partial \Gamma_{k\bar{\alpha}}^i}{\partial x^{\bar{\beta}}} + \Gamma_{k\bar{\alpha}}^i \frac{\partial}{\partial x^{\bar{\beta}}} \right] G_E^{Ri\chi'} g_{\chi' \bar{\xi}'} j^{\bar{\xi}'} \sqrt{g_{2'2'} g_{3'3'} - g_{2'3'}^2} dx^{2'} dx^{3'}.
\end{aligned} \tag{8}$$

В приведенном соотношении индексы вида  $\bar{\epsilon}$  относятся к точке  $\bar{r}_s$ ,  $\bar{\epsilon} = 2, 3$ ;  $\bar{\xi}'$  относятся к  $\bar{r}_s'$ ,  $\bar{\xi}' = 2', 3'$ ; индексы вида  $\chi$  могут принимать значения от 1 до 3 и относятся к точке  $\bar{r}_s$ ;  $\chi'$  изменяются от 1 до 3 и относятся к точке  $\bar{r}_s'$ ;  $n^{\chi'}$  — компоненты единичного вектора  $\bar{n}(\bar{r}_s')$  в базисе  $\bar{e}_{2'}$ ,  $\bar{e}_{3'}$ , который связан с  $\bar{r}_s'$ ;  $g_{ik}$  — компоненты метрического тензора Леви—Чивита;  $\Gamma_{ik}^i$  — символы Кристоффеля второго рода.

Согласно (8) импедансный вибратор в круглом волноводе описывается системой двух скалярных интегральных уравнений Фредгольма второго рода, в отличие от идеально проводящего вибратора, которому соответствует система скалярных интегральных уравнений Фредгольма первого рода [9].

Рассмотрим первое уравнение полученной системы ( $\bar{\epsilon} = 2$ ) в случае анализа импедансного криволинейного вибратора круглого сечения. Поверхность  $S$  разбиваем на боковую и торцевую поверхности. Боковая поверхность представляет собой трубчатую поверхность [10], которая образована движением круга постоянного радиуса вдоль оси криволинейного вибратора, когда центр круга совмещен с осью. В отношении торцевой поверхности полагаем, что торцы имеют плоскую форму и кромки у торцов скруглены. Считаем, что радиус вибратора намного меньше длины волны:

$$a/\lambda \ll 1, \tag{9}$$

а ось вибратора изгибается достаточно плавно:

$$a/\rho_k \ll 1, \tag{10}$$

где  $\rho_k$  — радиус кривизны оси.

В силу условий (9) и (10), пренебрегая вкладом в результирующее поле в точке  $\bar{r}_s$  торцевых токов по сравнению с аксиальным током и учитывая соотношение

$$j^2(\bar{r}_s') \ll j^3(\bar{r}_s'), \tag{11}$$

можем первое уравнение системы (8) записать в виде

$$Z_f^{33}(x^3)j(x^2, x^3) = E_{0f}^3(x^2, x^3) + \frac{(-1)}{i\omega\epsilon\epsilon_0} \left[ g^{33} \frac{\partial^2}{\partial(x^3)^2} + \right. \\ \left. + k^2 \int_{-L}^{+L} dx^{3'} \sqrt{g_{3'3'}} \int_0^{2\pi} adx^{2'} G_{E_f}^{33'}(x^2, x^3; x^{2'}, x^{3'}) j_f^{3'}(x^{2'}, x^{3'}) \right]; \quad (12)$$

$$G_{E_f}^{33'}(x^2, x^3; x^{2'}, x^{3'}) = \frac{1}{4\pi} \frac{e^{ik|\vec{r}_s(x^2, x^3) - \vec{r}_s'(x^{2'}, x^{3'})|}}{|\vec{r}_s - \vec{r}_s'|} \times \\ \times I_f^{33'}(x^2, x^3; x^{2'}, x^{3'}) + G_{E_f}^{R33'}(x^2, x^3; x^{2'}, x^{3'});$$

$L' = \frac{L}{\sqrt{g_{3'3'}}$ , а  $j_f^i$ ,  $I_f^{ij}$  – физические компоненты вектора и тензора.

Благодаря (9)–(11) импедансные граничные условия (6) для тонкого вибратора переходят в независимые граничные условия [2] и в (12) используется только компонента  $Z_f^{33}(x^3)$  тензора  $\hat{Z}(x^2, x^3)$ .

Считая  $j^3(\vec{r}_s)$ ,  $E_0^3(\vec{r}_s)$  величинами неизменными в азимутальном направлении и аппроксимируя силу поверхностного аксиального тока силой линейного тока на оси, приходим к уравнению импедансного криволинейного вибратора в круглом волноводе

$$Z(l)J_i(l) = E_{oi}(l) + \frac{(-1)}{i\omega\epsilon\epsilon_0} \left[ \frac{\partial^2}{\partial l^2} + k^2 \right] \int_{-L}^L dl' G_{E_{II'}}(l; l') J_{i'}(l'), \quad (13)$$

где

$$G_{E_{II'}}(k; l, l') = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} dx^{2'} \left[ \frac{1}{4\pi} \frac{e^{ik|\vec{r}_s(0, l) - \vec{r}_s'(x^{2'}, l')|}}{|\vec{r}_s(0, l) - \vec{r}_s'(x^{2'}, l')|} I_{II'}(l, l') + G_{E_{II'}}^R(k; l, l') \right]; \quad (14)$$

$$J_i(l) = 2\pi a j_i(l); \quad (15)$$

$$Z(l) = \frac{Z_{II}(l)}{2\pi a}, \quad (16)$$

а  $J_l(l')$ ,  $G_{EIl}(l, l')$  — аксиальные физические компоненты вектора и тензора, в которых в качестве аргумента используется натуральный параметр осевой линии вибратора  $l$ .

Для линейного импедансного вибратора уравнение (13) переходит в интегральное уравнение вида

$$Z(l)J_l(l) = E_{0l}(l) + \frac{(-1)}{i\omega\epsilon\epsilon_0} \left[ \frac{\partial^2}{\partial l^2} + k^2 \right] \int_{-L}^{+L} dl' G_{EIl}(l, l') J_l(l'), \quad (17)$$

где

$$G_{EIl}(l, l') = \frac{1}{4\pi} \frac{e^{ikR(l, l')}}{R(l, l')} I_{11} + G_{EIl}^R(l, l'); \quad (18)$$

$$R(l, l') = \sqrt{(l-l')^2 + a^2}.$$

Регулярное слагаемое  $\frac{(-1)}{i\omega\epsilon\epsilon_0} \left[ \frac{\partial^2}{\partial l^2} + k^2 \right] \int_{-L}^{+L} dl' G_{EIl}^R(l, l') J_l(l')$  в (17)

учитывает влияние стенок круглого волновода. При  $G_{EIl}(l, l') = 0$  и  $Z(l) = 0$  (17) преобразуется в известное уравнение Поплингтона для линейного идеально проводящего вибратора в неограниченном пространстве.

Для вибратора, у которого поверхностный импеданс не зависит от  $l$ ,

$$Z(l) = Z. \quad (19)$$

Обозначим

$$G_{EIl}(l, l') = \frac{1}{4\pi} \frac{e^{ikR(l, l')}}{R(l, l')} I_{11}; \quad (20)$$

$$E_{0l}(e) = E_0(l);$$

$$J_l(l) = J(l).$$

Перепишем (17) с учетом (18)–(20) и вновь введенных обозначений:

$$\left[ \frac{\partial^2}{\partial l^2} + k^2 \right] \int_{-L}^{+L} dl' G_{EIl}(l, l') J_l(l') = i\omega\epsilon\epsilon_0 E_0(l) + F'[l|J] - i\omega\epsilon\epsilon_0 ZJ(l), \quad (21)$$

где функционал

$$F[l|J] = \left[ \frac{\partial^2}{\partial l^2} + k^2 \right] \int_{-L}^{+L} dl' G_{EII} J_i(l'). \quad (22)$$

Рассмотрим линейный импедансный вибратор, один конец которого касается стенки волновода и который далее называется несимметричным связанным вибратором. На поверхности такого вибратора особенность ядра интегрального уравнения (21) носит квазистационарный характер. Выделим ее, используя малость поперечных размеров вибратора по сравнению с его длиной и длиной волны. В результате интегральное уравнение (21) преобразуется в интегродифференциальное уравнение с малым параметром [11]:

$$\frac{\partial^2 J(l)}{\partial l^2} + k^2 J(l) = \alpha \{ i\omega\epsilon\epsilon_0 E_0(l) + F_0[l|J] + \tilde{F}_0[l|J] + F[l|J] - i\omega\epsilon\epsilon_0 J(l) \}. \quad (23)$$

Оно удовлетворяет граничным условиям

$$J(-L) = 0; \quad (24)$$

$$\frac{\partial J(+L)}{\partial l} = 0. \quad (25)$$

Функционалы в (23) описываются выражениями

$$F_0[l|J] = \frac{1}{4\pi} \int_{-L}^{+L} \left[ \frac{\partial^2 J(l')}{\partial l'^2} + k^2 J(l') \right] \frac{1}{R(l, l')} dl' + \frac{(-1)}{2\pi} \frac{\partial J(l)}{\partial l} \times \\ \times \frac{1}{R(l, l')} \Big|_{l'=-L}^{l'=+L} + \frac{(-1)}{4\pi} J(l) \frac{\partial}{\partial l} \frac{1}{R(l, l')} \Big|_{l'=-L}^{l'=+L}; \quad (26)$$

$$\tilde{F}_0[l|J] = \frac{(-1)}{4\pi} \int_{-L}^{+L} \left[ \frac{\partial^2 J(l')}{\partial l'^2} + k^2 J(l') \right] \frac{e^{ikR(l, l')}}{R(l, l')} dl' + \frac{(-1)}{4\pi} \frac{\partial J(l')}{\partial l'} \times \\ \times \frac{e^{ikR(l, l')}}{R(l, l')} \Big|_{l'=-L}^{l'=+L} + \frac{(-1)}{4\pi} J(l') \frac{\partial}{\partial l'} \frac{e^{ikR(l, l')}}{R(l, l')} \Big|_{l'=-L}^{l'=+L}; \quad (27)$$

$$F[l|J] = (-1) J(l') \frac{\partial}{\partial l'} G_{EII}^R(l', l) \Big|_{l'=-L}^{l'=+L} + (-1) \frac{\partial J(l')}{\partial l'} \times$$

$$(28) \quad \times G_{El}^R(l', l) \Big|_{l'=-L}^{+L} + (-1) \int_{-L}^{+L} \left[ \frac{\partial^2 J(l')}{\partial l'^2} + k^2 J(l') \right] G_{El}^R dl', \quad (28)$$

Параметр  $\alpha = \frac{1}{2} \left[ \ln \left( \frac{2L}{a} \right) \right]^{-1}$  - малый параметр,  $\alpha \ll 1$ .

Функционалы (26)–(28) зависят от переменной  $l$ . Функционал  $F_0[l|J]$  определяется функцией Грина уравнения Лапласа

$\frac{1}{4\pi R(l, l')}$ ;  $\tilde{F}_0[l|J]$  определяется функцией Грина уравнения Гельмгольца

$\frac{e^{ikR(l, l')}}{4\pi R(l, l')}$ . Функционалы  $F_0[l|J]$  и  $\tilde{F}_0[l|J]$  описывают касательную составляющую напряженности внутреннего электрического поля вибратора в неограниченном пространстве. Функционал  $F[l|J]$  описывает касательную составляющую напряженности электрического поля вибратора, многократно отраженного от стенок волновода (определяется регулярной функцией Грина).

Используя метод усреднения, получаем из уравнения (23) в первом приближении по  $\alpha$  для связанного импедансного вибратора выражение для силы тока

$$J(l) = \frac{(-1)\alpha i \omega \epsilon \epsilon_0 / k}{\cos 2\tilde{k}L - \alpha W(ka, 2\tilde{k}L)} \left\{ \sin \tilde{k}(L+l) \int_{-L}^{+L} E_0(l') \cos \tilde{k}(L-l') dl' + \right. \\ \left. + (-1) \cos 2\tilde{k}L \int_{-L}^{+L} E_0(l') \sin \tilde{k}(L-l') dl' \right\} \quad (29)$$

и дисперсионное уравнение

$$\cos \left( 2L \left( k - \frac{\alpha \omega \epsilon \epsilon_0}{2k} \operatorname{Im} Z(k) \right) \right) \operatorname{ch} \left( \frac{\alpha \omega \epsilon \epsilon_0 Z}{k} L \right) - \alpha \operatorname{Re} W(ka, 2\tilde{k}L) = 0. \quad (30)$$

В выражениях (29), (30) имеем

$$W(ka, 2\tilde{k}L) = \int_{-L}^{+L} G_{El}(k; L, l') \cos \tilde{k}(L-l') dl'; \quad (31)$$

$$\tilde{k} = k + \frac{i\alpha \omega \epsilon \epsilon_0}{2k} Z. \quad (32)$$

Напряженность электрического поля, рассеянного вибратором, выражается соотношением

$$\vec{E}_{ref}(\vec{r}) = \left( \text{grad div} + k^2 \right) \int_{-L}^{+L} \hat{G}_E(k; \vec{r}; \vec{r}'(l')) \vec{J}^*(l') dl', \quad (33)$$

где  $\vec{J}(l)$  – сила тока, возбуждаемая в импедансной антенне и определяемая (29).

### Численные результаты

Вычислялись сила тока, возбуждаемая волной  $H_{11}$  в импедансном связанном вибраторе, и его резонансная частота. Вибратор ориентирован вдоль радиуса волновода и одним концом касается стенки волновода. Расчет выполнялся для идеально проводящего и импедансного вибраторов. Импедансный вибратор имеет форму ребристого цилиндра. Диаметр идеально проводящего вибратора 0,5 мм; для импедансного вибратора внутренний диаметр равен 0,5 мм, внешний диаметр — 2,5 мм; диаметр волновода  $D = 151$  мм.

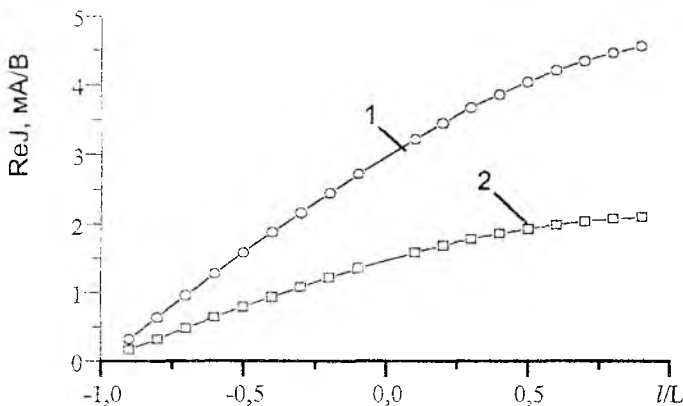


Рис. 1

Сила тока рассчитывалась согласно (29) для случая резонансного рассеяния бегущей волны  $H_{11}$  при  $f_r = 1,3274$  ГГц. Вектор напряженности электрического поля  $\vec{E}(\rho(l))$  волны  $H_{11}$  ориентирован вдоль вибратора и описывается выражением

$$|\vec{E}(\rho(l))| = E_0 \frac{1}{\rho(l)} J_1\left(\frac{2\mu_{11}}{D} \rho(l)\right), \quad (34)$$

где  $E_0$  — произвольная постоянная;  $J_1$  — функция Бесселя;  $\mu_{11}$  — корень производной  $J_1'$ . Распределение  $| \operatorname{Re} J |$  вдоль вибратора как функция относительной длины  $l/L$  изображено на рис. 1, где 1, 2 — импедансный и идеально проводящий вибраторы. Заметим, что  $\frac{\operatorname{Re} J_r(l)}{\operatorname{Re} J(l)} = \frac{1}{\alpha}$ , где  $J(l)$ ,  $J_r(l)$  — силы токов для нерезонансного и резонансного случаев.

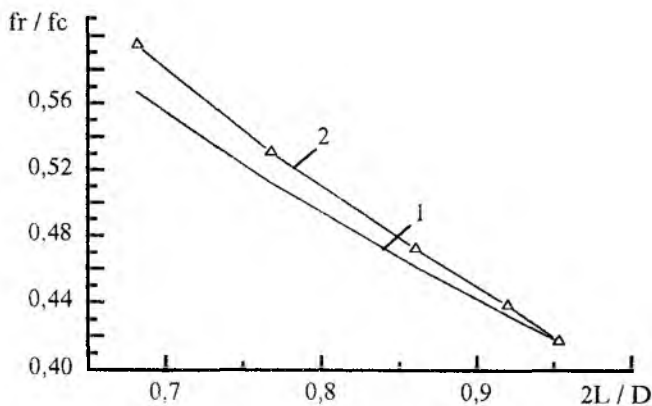


Рис. 2

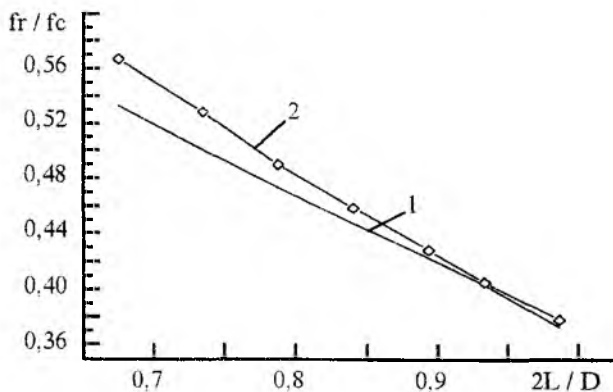


Рис. 3

Результаты расчета резонансной частоты связанного вибратора в запердедном волноводе сопоставлены с экспериментальными данными. Приведенное значение резонансной частоты  $f_r/f_c$  ( $f_c$  – критическая частота) рассчитывалось согласно (30) как функция приведенной длины  $2L/D$ . Результаты (1 – расчет; 2 – эксперимент) для идеально проводящего вибратора отражены на рис. 2, а для импедансного вибратора — на рис. 3. Различие между расчетными и экспериментальными результатами для идеально проводящего и импедансного вибраторов не превышает 5 %. Снижение точности расчетов с уменьшением длины вибраторов, по-видимому, вызвано увеличением параметра малости.

**Список литературы:** 1. Хижняк Н.А. Интегральные уравнения макроскопической электродинамики. К.: Наук. думка, 1986. 280 с. 2. Нестеренко М.В. Рассеяние электромагнитных волн тонкими импедансными вибраторами в прямоугельном волноводе: Дис... канд. физ.-мат. наук. Х., 1986. 112 с. Машинопись. 3. Приймченко С.Д., Хижняк Н.А. Импедансный линейный вибратор при наличии кругового цилиндрического экрана. Х., 1992. 15 с. (Препр. Харьк. физ.-техн. ин-та (ХФТИ), 92—48). 4. Priymchenko S.D., Khizhnyak N.A. Excitation of the impedance antenna in the circular waveguide // Proc. of the Intern. conf. of the math. methods in electromagnetic theory. Kharkov, 1994. P. 342—345. 5. Priymchenko S.D., Khizhnyak N.A. Scattering of  $H_{11}$  wave by the impedance antenna in a circular waveguide // Proc. of the Intern. symp. on antenna. Nice, 1996. P. 44—47. 6. Миллер М.А., Таланов В.И. Использование понятия поверхностного импеданса в теории поверхностных электромагнитных волн // Изв. вузов. Радиофизика. 1961. Т. 4, № 5. С. 795—830. 7. Priymchenko S.D., Khizhnyak N.A. Green function of the source region // Proc. of China-Jap. joint meeting on microwaves. Dalian, 1994. P. 222—225. 8. Priymchenko S.D., Khizhnyak N.A. The effective algorithm to calculate the Green function and its derivatives in the circular waveguide // Proc. of the 6-th Intern. conf. on math. methods in electromagnetic theory. Lviv, 1996. P. 132—135. 9. Приймченко С.Д., Папкович В.Г., Хижняк Н.А. Линейная антенна произвольной ориентации и положения в цилиндрическом экране. Х., 1991. 5 с. (Препр. ХФТИ; 91—29). 10. Казан В.Ф. Основы теории поверхностей в тензорном изложении. М., Л.: Гостехиздат, 1947. Ч. 1. 512 с. 11. Priymchenko S.D., Khizhnyak N.A. Characteristic resistance of the coupled impedance antenna in the circular cylindrical screen. Kharkov, 1993. 6 p. (Препр. KhFTI; 93—22).

Национальный научный центр  
«Харьковский физико-технический  
институт»

Поступила в редколлегию 22.12.97

## ПРИБЛИЖЕННЫЙ РАСЧЕТ ПОЛЯРИЗАЦИОННЫХ СОПРОТИВЛЕНИЙ ИЗЛУЧЕНИЯ ВИБРАТОРОВ

В последнее время при решении задач электромагнитной совместимости (ЭМС) радиосистем к характеристикам используемых антенн предъявляются все более жесткие требования. Особое внимание уделяется вопросам снижения уровня паразитного излучения, в том числе на волнах кроссполяризации. Это, в свою очередь, вызывает необходимость развития и совершенствования методов анализа и оптимизации поляризационных характеристик антенн, ориентированных на широкое использование современной вычислительной техники. Один из таких методов предложен в работе [1]. Он позволяет эффективно выполнять расчеты поляризационных потерь антенн и антенных решеток в различных ортогональных базисах – линейном, круговом и эллиптическом. Метод базируется на импедансном подходе, при котором мощностям, излученным антенной на волнах основной и паразитной поляризации, ставятся в соответствие свои сопротивления излучения (так называемые поляризационные сопротивления излучения). Определение этих сопротивлений дано в [1], и там же приведены соотношения для расчета поляризационных сопротивлений излучения элементарных электрических излучателей (диполей Герца). Следующий шаг в данном направлении делается в настоящей работе, где предлагается методика приближенного расчета поляризационных сопротивлений излучения вибраторов с синусоидальным распределением силы тока. Решение такой задачи представляется важным, поскольку вибраторные антенны и решетки широко и успешно применяются на практике. Кроме того, знание этих сопротивлений полезно при анализе сложных проволочных антенн с помощью хорошо зарекомендовавшего себя обобщенного метода наведенных ЭДС [2, 3], основанного на представлении излучающей структуры совокупностью независимых вибраторов с синусоидальным распределением силы тока.

Взаимное сопротивление двух любых излучателей (например,  $m$ -го и  $n$ -го) складывается, в общем случае, из сопротивления потерь и сопротивления излучения:  $R_{mn} = R_{dmm} + R_{\Sigma mn}$  [4]. Последнее из них определяется как мера неортогональности диаграмм направленности (ДН) этих излучателей и может быть выражено в следующем виде:

$$R_{\Sigma mn} = \frac{Z_0}{4} \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi} \bar{f}_m^*(\theta, \varphi) \bar{f}_n(\theta, \varphi) \sin \theta \, d\theta \, d\varphi, \quad (1)$$

где  $\vec{f}_{m,n}(\theta, \varphi) = \frac{l_{дm,n}}{\lambda} \vec{F}_{m,n}(\theta, \varphi)$ ;  $\vec{F}_{m,n}(\theta, \varphi)$  – нормированные (относительно главного максимума) векторные диаграммы направленности  $m$ -го и  $n$ -го излучателей,  $l_{дm,n}$  – их действующие длины;  $Z_0 = 120\pi$  – характеристическое сопротивление свободного пространства, Ом;  $\lambda$  – длина волны в свободном пространстве,  $\tau$  – предел интегрирования, причем  $\tau = \pi$ , если излучатели находятся в свободном пространстве, и  $\tau = \pi/2$ , если излучатели расположены в верхнем полупространстве над бесконечным плоским экраном. В [1] показано, что при известном разложении векторных ДН излучателей по ортам ортогональной системы координат

$$\vec{f}_n(\theta, \varphi) = \vec{\theta}^0 f_{n\theta}(\theta, \varphi) + \vec{\varphi}^0 f_{n\varphi}(\theta, \varphi) \quad (2)$$

взаимное сопротивление (1) может быть представлено в виде суммы

$$R_{\Sigma mn} = R_{mn}^{\theta\theta} + R_{mn}^{\varphi\varphi}, \quad (3)$$

где слагаемыми служат поляризационные сопротивления излучения

$$R_{mn}^{\theta\theta} = \frac{Z_0}{4} \int_0^{2\pi} \int_0^{\tau} f_{m\theta}^*(\theta, \varphi) f_{n\theta}(\theta, \varphi) \sin \theta \, d\theta \, d\varphi; \quad (4)$$

$$R_{mn}^{\varphi\varphi} = \frac{Z_0}{4} \int_0^{2\pi} \int_0^{\tau} f_{m\varphi}^*(\theta, \varphi) f_{n\varphi}(\theta, \varphi) \sin \theta \, d\theta \, d\varphi. \quad (5)$$

Соотношение между этими слагаемыми определяет соотношение между мощностями, излучаемыми антенной на волнах вертикальной ( $\theta$ -й) и горизонтальной ( $\varphi$ -й) поляризаций. По аналогии с (4)–(5) записывается и выражение для расчета перекрестного поляризационного сопротивления

$$R_{mn}^{\theta\varphi} = \frac{Z_0}{4} \int_0^{2\pi} \int_0^{\tau} f_{m\varphi}^*(\theta, \varphi) f_{n\theta}(\theta, \varphi) \sin \theta \, d\theta \, d\varphi, \quad (6)$$

которое необходимо знать при переходе от одного поляризационного базиса к другому.

Для определения взаимных поляризационных сопротивлений  $R_{mn}^{\theta\theta}$ ,  $R_{mn}^{\varphi\varphi}$  и  $R_{mn}^{\theta\varphi}$  вибраторов с синусоидальным распределением сил токов требуется найти соответствующие составляющие их ДН. Для этого рассмотрим излучатель в виде отрезка  $l = \xi_2 - \xi_1$  прямолинейного провода (рис. 1) с пренебрежимо малыми поперечными размерами, вдоль оси которого течет ток силой

$$\vec{I}(\xi) = \xi^0 I_0 \sin \beta (L - \xi) / \sin \beta L,$$

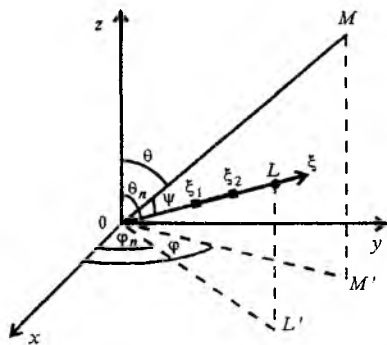


Рис. 1

где  $I_0$  – амплитуда силы тока, приведенная к началу координат;  $\xi^0$  – единичный вектор, задающий направление тока ( $\theta_n$ ,  $\varphi_n$ );  $\beta = 2\pi/\lambda$ . Нетрудно показать, что ДН данного излучателя можно записать в виде произведения

$$\vec{f}(\psi) = \vec{p}^o(\psi) j \frac{I_0}{\lambda} \sin(\psi) \chi(\psi), \quad (7)$$

где  $\vec{p}^o(\psi)$  – вектор поляризации:

$$\vec{p}^o(\psi) = - \left\{ \vec{\theta}^o (\vec{\xi}^o \vec{\theta}^o) + \vec{\varphi}^o (\vec{\xi}^o \vec{\varphi}^o) \right\} / \sin \psi;$$

$$l_d = 2 \sin \beta (L - \bar{l}) \sin \frac{\beta l}{2} / \beta \sin \beta L; \quad \bar{l} = (\xi_1 + \xi_2) / 2;$$

$$\chi(\psi) = \frac{1}{\left[ \cos \beta (L - \xi_2) - \cos \beta (L - \xi_1) \right] \sin^2 \psi} \left\{ e^{j\beta \frac{l}{2} \cos \psi} \left[ \cos \beta (L - \xi_2) + j \sin \beta (L - \xi_2) \cos \psi \right] - e^{-j\beta \frac{l}{2} \cos \psi} \left[ \cos \beta (L - \xi_1) + j \sin \beta (L - \xi_1) \cos \psi \right] \right\}; \quad (8)$$

$\cos \psi = \cos \theta_n \cos \theta + \sin \theta_n \sin \theta \cos(\varphi - \varphi_n)$ ;  $\psi$  – угол между осью провода  $\xi^0$  и направлением  $\vec{R}^o$  на точку наблюдения  $M(R, \theta, \varphi)$ .

Если представить множитель  $\chi(\psi)$  в виде

$$\chi(\psi) = e^{j[\beta l_0 \cos \psi + \delta(\psi)]} [1 + \Delta(\psi)],$$

где  $l_0$  – расстояние от фазового центра излучателя до начала координат,

$$l_0 = \bar{l} - \left( \operatorname{tg} \frac{\beta l}{2} - \frac{\beta l}{2} \right) / \beta \operatorname{tg} \frac{\beta l}{2} \operatorname{tg} \beta (L - \bar{l}),$$

то выражению (7) можно придать следующую форму:

$$\vec{f}(\psi) = \vec{\Phi}(\psi) [1 + \Delta(\psi)] e^{j\delta(\psi)}, \quad (9)$$

где  $\vec{\Phi}(\psi)$  – векторная ДН диполя Герца:

$$\bar{\Phi}(\psi) = \bar{\theta}^o \Phi_{\theta}(\psi) + \bar{\varphi}^o \Phi_{\varphi}(\psi) = \bar{p}^o(\psi) j \frac{l_{\pi}}{\lambda} \sin \psi e^{j\beta l_0 \cos \psi}; \quad (10)$$

$$\Phi_{\theta}(\theta, \varphi) = j \frac{l_{\pi}}{\lambda} \left[ \cos \theta_n \sin \theta - \sin \theta_n \cos \theta \cos(\varphi - \varphi_n) \right] e^{j\beta l_0 \cos \psi};$$

$$\Phi_{\varphi}(\theta, \varphi) = j \frac{l_{\pi}}{\lambda} \sin \theta_n \sin(\varphi - \varphi_n) e^{j\beta l_0 \cos \psi},$$

$\Delta(\psi)$ ,  $\delta(\psi)$  – функции, указывающие на отличия его амплитудной и фазовой ДН от аналогичных для диполя Герца. Если излучатель имеет малую длину ( $\beta l \ll 1$ ), то формулы для  $l_{\pi}$  и  $l_0$  заметно упрощаются:

$$l_{\pi} = l \sin \beta(L - \bar{l}) / \sin \beta L; \quad l_0 = \bar{l} - \beta l^2 / 12 \operatorname{tg} \beta(L - \bar{l}).$$

Теперь для нахождения  $R_{mn}^{\theta\theta}$ ,  $R_{mn}^{\varphi\varphi}$  и  $R_{mn}^{\theta\varphi}$  необходимо подставить выражения для составляющих ДН из (7)–(10) в формулы (4)–(6) и выполнить интегрирование. Однако получаемые интегралы трудно взять аналитически, особенно в случае, когда плечи вибраторов расположены под углом друг к другу. Поэтому нами избран приближенный метод решения задачи, основанный на сходстве свойств взаимных сопротивлений полуволновых вибраторов и диполей Герца [5]. Для реализации метода сперва проанализируем поведение функций  $\Delta(\psi)$  и  $\delta(\psi)$ , а затем оценим их влияние на значения взаимных сопротивлений.

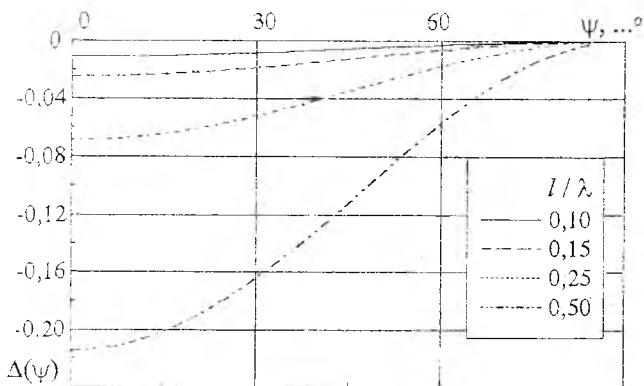
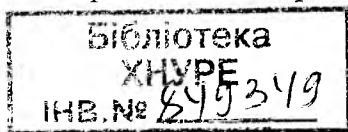


Рис. 2

На рис. 2 представлены графики функции  $\Delta(\psi)$  для излучателей с размерами  $l = L = (0,1; 0,15; 0,25; 0,5) \lambda$ . Из расположения кривых



следует, что наибольшее отклонение  $|\Delta(\psi)|$  от нуля наблюдается в направлении вдоль оси излучателя; оно быстро уменьшается с укорочением последнего. Так, для четвертьволнового излучателя значение  $|\Delta(0)|$  составляет лишь около 0,06, а для излучателя с  $l \leq 0,15\lambda$  – около 0,03. Еще менее заметны различия фазовых ДН сравниваемых излучателей. Зависимость  $\delta(\psi)$  имеет примерно такой же вид, как и  $\Delta(\psi)$ , причем наибольшее отклонение кривой от нуля  $\delta(0) \approx -0,22^\circ$  наблюдается у четвертьволнового излучателя. С удлинением и укорочением последнего  $\delta(\psi)$  все более приближается к нулю, принимая это значение при  $l = 0$  и  $l = 0,5\lambda$ . Если еще учесть, что максимум функции  $\delta(\psi)$  совпадает с нулем ДН диполя Герца, то влиянием функции  $\delta(\psi)$  на результирующую ДН (9) можно пренебречь. Теперь оценим влияние функции  $\Delta(\psi)$  на собственное сопротивление излучения  $R_{\Sigma nn}$  отрезка провода, исследовав разность  $\Delta R = R_{\Sigma nn}^H - R_{\Sigma nn}$ , где  $R_{\Sigma nn}^H$  – сопротивление излучения диполя Герца

$$R_{\Sigma nn}^H = 20(\beta l)^2. \quad (11)$$

Чтобы упростить расчеты, аппроксимируем функцию  $\Delta(\psi)$  усеченным гармоническим рядом:

$$\Delta(\psi) \approx \tilde{\Delta}(\psi) = b_0 + b_2 \cos 2\psi + b_4 \cos 4\psi, \quad (12)$$

где  $b_0 = 0,25\Delta(0) + 0,5\Delta(\pi/4)$ ;  $b_2 = 0,5\Delta(0)$ ;  $b_4 = 0,25\Delta(\theta) - 0,5\Delta(\pi/4)$ . Отметим, что при  $l \leq 0,5\lambda$  погрешность такой аппроксимации не превышает 0,004 %. Для излучателя, расположенного вдоль оси  $z$  ( $\theta_n = \varphi_n = 0$ ), выражение (9) с учетом (12) приобретает следующий вид:

$$f(\theta) \approx \tilde{f}(\theta) = j \frac{l}{\lambda} \sin \theta \left[ 1 + 2(b_2 - 4b_4) \cos^2 \theta + 8b_4 \cos^4 \theta \right] e^{j\beta l_0 \cos \theta}. \quad (13)$$

Теперь, подставив (13) в (1), выполнив интегрирование и отбросив пренебрежимо малые слагаемые, получим:

$$R_{\Sigma nn} = 20(\beta l)^2 + \Delta R, \quad \text{где } \Delta R \approx 16b_2(\beta l)^2. \quad (14)$$

Точность расчета по формуле (14) собственного сопротивления излучателя длиной  $l \leq 0,5\lambda$  достаточно высока и примерно совпадает с точностью аппроксимации  $\Delta(\psi)$  гармоническим рядом (12). На рис. 3 представлена зависимость величины  $\delta R = \Delta R/R_{\Sigma mn}$  от длины излучателя  $l/\lambda$ . Анализ показывает, что погрешность расчета собственных сопротивлений коротких излучателей с синусоидальным распределением силы тока по формуле (11), предназначенной для вычисления  $R_{\Sigma mn}$  диполей Герца, не очень велика:  $\delta R < 2,7\%$  при  $l/\lambda \leq 0,25$ ,  $\delta R < 1\%$  при  $l/\lambda \leq 0,15$  и  $\delta R < 0,11\%$  при  $l/\lambda \leq 0,05$ .

В случаях, когда вибраторы нельзя считать короткими или замена их диполями Герца не дает требуемой точности расчетов, имеет смысл поступить следующим образом. Разобьем  $m$ -й и  $n$ -й вибраторы на  $N_m$  и  $N_n$  отрезков соответственно. Длина последних должна быть такой, чтобы

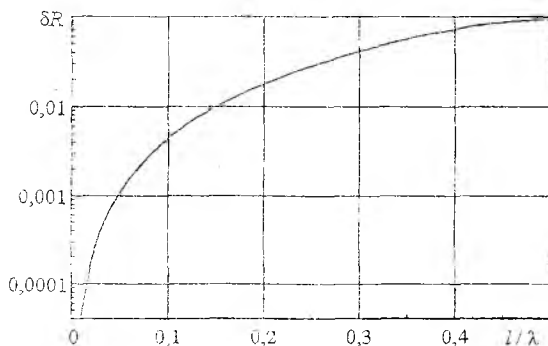


Рис. 3

точность расчетов их собственных сопротивлений  $R_{\Sigma mn}$  по формуле (11) согласно рис. 3 удовлетворяла поставленным требованиям. Приведем действующие длины всех отрезков ко входным клеммам своих вибраторов и запишем излучаемую мощность двумя способами:

а) через сопротивления излучения вибраторов  $R_{\Sigma mn}$ :

$$P_{\Sigma} = I_m^* I_m R_{\Sigma mm} + I_n^* I_n R_{\Sigma nn} + I_m^* I_n R_{\Sigma mn} + I_n^* I_m R_{\Sigma nm}; \quad (15)$$

б) через сопротивления излучения отрезков  $\hat{R}_{\Sigma ik}$ :

$$P_{\Sigma} = I_m^* I_m \sum_{i=1}^{N_m} \sum_{k=1}^{N_m} \hat{R}_{\Sigma ik} + I_n^* I_n \sum_{i=1}^{N_n} \sum_{k=1}^{N_n} \hat{R}_{\Sigma i+N_m, k+N_m} + I_m^* I_n \sum_{i=1}^{N_m} \sum_{k=1}^{N_n} \hat{R}_{\Sigma i, k+N_m} + I_n^* I_m \sum_{i=1}^{N_n} \sum_{k=1}^{N_m} \hat{R}_{\Sigma i+N_m, k}; \quad (16)$$

Приравнивая в равенствах (15) и (16) коэффициенты при одинаковых комбинациях сил токов, приходим к соотношениям

$$R_{\Sigma mm} = \sum_{i=1}^{N_m} \sum_{k=1}^{N_m} \hat{R}_{\Sigma ik}; \quad R_{\Sigma nm} = \sum_{i=1}^{N_n} \sum_{k=1}^{N_m} \hat{R}_{\Sigma i+N_m, k+N_m}; \quad (17)$$

$$R_{\Sigma mn} = \sum_{i=1}^{N_m} \sum_{k=1}^{N_n} \hat{R}_{\Sigma i, k+N_m}; \quad R_{\Sigma nm} = \sum_{i=1}^{N_n} \sum_{k=1}^{N_m} \hat{R}_{\Sigma i+N_m, k}.$$

Эти равенства определяют собственные и взаимные сопротивления двух взаимодействующих вибраторов через сопротивления излучения отрезков, на которые вибраторы разбиты. Если размеры отрезков выбраны правильно, то их сопротивления излучения, в том числе поляризационные, можно с заданной точностью определять по формулам, полученным для диполей Герца. Такие формулы даны в работе [1], однако, к сожалению, при их публикации допущены опечатки, что в определенной мере затрудняет их использование. Поэтому приведем их здесь в исправленном виде.

Нормированное взаимное сопротивление  $z_{mn} = r_{\Sigma mn} + jx_{mn}$  между двумя диполями Герца выражается формулой

$$z_{mn} = \frac{Z_{mn}}{\sqrt{R_{\Sigma mm} R_{\Sigma nn}}} = \frac{3}{2} A (\sin \alpha_{mn} \sin \alpha_{nm} - \sin \gamma_{mn} \sin \gamma_{nm}) + \frac{3}{2} B \cos \beta_{mn} \cos \beta_{nm}, \quad (18)$$

$$\text{где } A = -\left(1 + \frac{1}{ju} - \frac{1}{u^2}\right) \frac{\exp\{-ju\}}{ju}; \quad B = 2\left(1 + \frac{1}{ju}\right) \frac{\exp\{-ju\}}{u^2};$$

$$\sin \alpha_{mn} = \sin \theta_{nm} \cos \theta_m - \cos \theta_{mn} \sin \theta_m \cos \varphi'_m;$$

$$\cos \beta_{mn} = \cos \theta_{mn} \cos \theta_m + \sin \theta_{mn} \sin \theta_m \cos \varphi'_m;$$

$$\sin \gamma_{mn} = \sin \theta_m \sin \varphi'_m; \quad u = \beta \rho_{mn};$$

$$\varphi'_m = \varphi_m - \varphi_{mn}; \quad \rho_{mn} = \sqrt{(x_n - x_m)^2 + (y_n - y_m)^2 + (z_n - z_m)^2};$$

$$\theta_{mn} = \arctg \frac{\sqrt{(x_n - x_m)^2 + (y_n - y_m)^2}}{z_n - z_m}; \quad \varphi_{mn} = \arctg \frac{y_n - y_m}{x_n - x_m},$$

где  $x_n, y_n, z_n$  – координаты фазового центра  $n$ -го диполя;  $\theta_n, \varphi_n$  – углы его ориентации (см. рис.1).

Нормированные взаимные поляризационные сопротивления излучения диполей Герца, расположенных в свободном пространстве, можно найти из соотношений

$$r_{mn}^{\varphi\varphi} = \frac{3}{2} \sin \theta_m \sin \theta_n \left( \text{sinc } u \sin \varphi'_m \sin \varphi'_n + \frac{1}{2} \text{sinc } v \text{sinc } w \cos(\varphi'_m + \varphi'_n) \right); \quad (19)$$

$$r_{mn}^{\theta\theta} = \frac{3}{2} \sin \theta_m \{ K \cos \theta_n \sin \varphi'_m + \\ + \sin \theta_n [L \sin \varphi'_m \cos \varphi'_n - M \sin(\varphi'_m + \varphi'_n)] \}; \quad (20)$$

$$r_{mn}^{\theta\theta} = r_{\Sigma mn} - r_{mn}^{\varphi\varphi}; \quad r_{mn}^{\theta\varphi} = r_{mn}^{\varphi\theta}.$$

Здесь  $v = u \cos^2(\theta_{mn}/2)$ ;  $w = u \sin^2(\theta_{mn}/2)$ ;  $\text{sinc } x = \sin x/x$ ;

$K = -jS \sin \theta_{mn}$ ;  $L = jS \cos \theta_{mn}$ ;  $S = (\text{sinc } u - \cos u)/u$ ;

$M = -j \cos \theta_{mn} [\sin u - \sin c(u \cos \theta_{mn})] / (u \sin^2 \theta_{mn})$ .

В случае, когда диполи расположены в верхнем полупространстве над плоским проводящим экраном, установленным в плоскости  $z = 0$ , расчет всех взаимных сопротивлений согласно методу зеркальных изображений следует выполнять по такому общему правилу:

$$r_{mn\Omega} = r_{mn} - r_{m'n}, \quad (21)$$

где первое слагаемое — взаимное сопротивление между  $n$ -м и  $m$ -м диполями в свободном пространстве, а второе — между  $n$ -м реальным диполем и зеркальным изображением  $m$ -го. Оба слагаемых определяются по тем же формулам (10)—(12), что и в случае свободного пространства, только при расчете второго из них надо использовать соотношения

$$\rho_{m'n} = \sqrt{(x_n - x_m)^2 + (y_n - y_m)^2 + (z_n + z_m)^2};$$

$$\theta_{m'n} = \text{arctg} \frac{\sqrt{(x_n - x_m)^2 + (y_n - y_m)^2}}{z_n + z_m}.$$

Кроме того, при расчете обоих слагаемых (21) сопротивления  $r_{mn\Omega}^{\varphi\theta}$  с использованием формулы (20) коэффициенты  $M$ ,  $N$  и  $L$  следует рассчитывать по формулам

$$K = \int_0^{\pi/2} \sin^2 \theta \sin(q \cos \theta) J_1(p \sin \theta) d\theta;$$

$$L = \int_0^{\pi/2} \sin \theta \cos \theta \cos(q \cos \theta) J_0(p \sin \theta) d\theta;$$

$$M = \int_0^{\pi/2} \cos \theta \cos(q \cos \theta) J_1(p \sin \theta) d\theta,$$

где  $q = u \cos \theta_{mn}$ ;  $p = u \sin \theta_{mn}$ ;  $J_\nu(x)$  — функция Бесселя 1-го рода  $\nu$ -го порядка.

В заключение покажем эффективность использования данной методики на классическом примере расчета взаимного сопротивления симметричных полуволновых вибраторов с синусоидальным распределением силы тока, расположенных в свободном пространстве параллельно друг другу без осевого смещения.

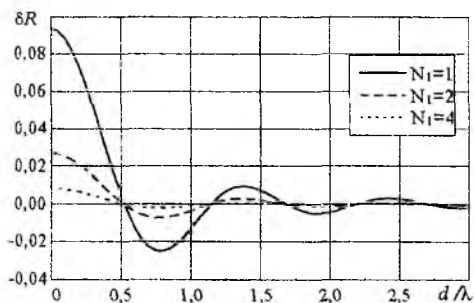


Рис. 4

При этом остановимся не на результатах расчета сопротивлений, значения которых хорошо известны, а на погрешностях, которые возникают при моделировании вибраторов диполями Герца. На рис. 4 показана зависимость погрешности  $\delta R$  расчета взаимного сопротивления полуволновых вибраторов для трех вариантов их моделирования, где каждый из вибраторов заменялся одним ( $N_1 = N_2 = 1$ ), двумя ( $N_1 = N_2 = 2$ ) или четырьмя ( $N_1 = N_2 = 4$ ) диполями Герца. Погрешность рассчитывалась как отношение  $\delta R = (\tilde{R}_{\Sigma 12} - R_{\Sigma 12}) / R_{\Sigma 11}$ , где  $R_{\Sigma 11}$ ,  $R_{\Sigma 12}$  — сопротивления, найденные по точным формулам

[3], а  $\bar{R}_{\Sigma 12}$  – с помощью моделирования. Из графиков следует, что максимальная погрешность расчетов наблюдается при исчезающе малом расстоянии между вибраторами (т.е. при расчете собственного сопротивления излучения); она достаточно быстро убывает при их удалении друг от друга. Так, в примере, когда каждое плечо вибратора заменяется одним диполем Герца, погрешность  $\delta R$  заметно сказывается лишь на собственных сопротивлениях ( $\delta R = 2,68\%$ ), а при расчете взаимных сопротивлений ею можно пренебречь, поскольку она не превосходит 0,75% при  $d > 0,4\lambda$  и 0,3% при  $d > 1,02\lambda$ .

По той же методике с использованием соотношений (19)–(21) можно определять поляризационные сопротивления излучения  $R_{\Sigma mn}^{\varphi\varphi}$ ,  $R_{\Sigma mn}^{\theta\theta}$  и  $R_{\Sigma mn}^{\theta\varphi}$  вибраторов. При этом погрешности их расчета не будут превышать  $R_{\Sigma mn}$ , поскольку функция  $\chi(\psi)$  одинаковым образом входит и в (1), и в (4)–(6), а сами поляризационные сопротивления входят в  $R_{\Sigma mn}$  как аддитивные слагаемые. Это подтверждается многими численными экспериментами, выполненными нами для различных вариантов взаимного расположения линейных и изогнутых вибраторов. Простота предлагаемой методики в сочетании с весьма высокой точностью расчета поляризационных сопротивлений излучения позволяют рекомендовать ее для использования при машинном анализе поляризационных потерь вибраторных антенн.

**Список литературы:** 1. Токарский П.Л. Импедансный подход к анализу поляризационных потерь в антенных решетках // Радиотехника и электрон. 1992. Т. 37, № 8. С. 1388–1395. 2. Вычислительные методы в электродинамике: Пер. с англ. / Под ред. Р. Мигры. М.: Мир, 1973. 485 с. 3. Коротковолновые антенны / Г.З. Айзенберг, С.П. Белоусов, Э.М. Журбенко и др.; Под ред. Г.З. Айзенберга. М.: Радио и связь, 1985. 536 с. 4. Токарский П.Л. Взаимные связи в системе излучателей с джоулевыми потерями // Радиотехника и электрон. 1986. Т. 31, № 9. С. 1717–1723. 5. Сканирующие антенные системы СВЧ: В 3 т. / Пер. с англ. под ред. Г.Т. Маркова, А.Ф. Чаплина. М.: Сов. радио, 1969. Т. 2. 496 с.

*Харьковский государственный технический университет радиозлектроники*

*Поступила в редколлегию 25.02 98*

*Ю.Е. ГОРДИЕНКО, д-р физ.-мат. наук, Р.С. ФАР*

## **РАДИОФИЗИЧЕСКИЕ АСПЕКТЫ ИССЛЕДОВАНИЯ СТРУКТУРНО УПОРЯДОЧЕННЫХ ОБЛАСТЕЙ В АМОРФНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКАХ**

СВЧ-техника находит широкое применение в исследовании аморфных и поликристаллических полупроводников [1; 2]. Такие полупроводники в настоящее время представляют не только научный, но и практический интерес. Они широко применяются в различных оптоэлектронных системах [3]. Особенно следует выделить ксерографию, преобразователи солнечной энергии и преобразователи изображения в коротковолновой части оптического спектра с переходом в рентгеновский диапазон. В связи с этим возрастает интерес к исследованию ряда прикладных проблем. Одной из них является спонтанное или стимулированное различными факторами упорядочивание структуры и его влияние на эксплуатационные характеристики систем.

СВЧ-метод исследования аморфных полупроводников в основном базируется на существенном различии электрических свойств аморфного и кристаллического состояний таких материалов. Как правило, при этом объект исследования представляется гетерогенной системой — аморфной матрицей с кристаллическими включениями. Выбор СВЧ-диапазона обусловлен целесообразностью исключения влияния переходных барьеров на эффективные электрические параметры системы.

Для решения отдельных задач указанной выше проблемы важными представляются количественные исследования процессов частичной кристаллизации, а также влияния фотоэлектрических свойств упорядоченных областей на фоточувствительность рассматриваемых материалов. В реальных оптоэлектронных устройствах, как правило, применяются вакуумные конденсаты аморфных полупроводников.

В работах [4; 5] приведены основные положения СВЧ-метода применительно к исследованию частичной кристаллизации аморфного селена (Se). Однако существенный прогресс в области СВЧ-диагностики полупроводников предопределяет необходимость пересмотра некоторых положений и развития других.

Начнем с характеристик гетерогенных систем на СВЧ. В первую очередь следует отметить, что для них характерна специфическая область дисперсии. Ее положение по оси частот зависит от размера и полупроводниковых свойств упорядоченных структурообразований. Подробный анализ этого аспекта можно провести, руководствуясь

положениями работ [6; 7]. Обычно диэлектрические проницаемости матрицы и упорядоченных структурообразований различаются незначительно. В то же время удельная электропроводность структурообразований существенно выше, чем у матрицы. Выполненные нами исследования показывают, что для структурообразований со средним размером более 0,05 мкм и электропроводностью менее 0,5 (Ом·см)<sup>-1</sup> область дисперсии гетерогенной системы расположена ниже частот 0,1 ГГц. Теоретическое описание системы в области дисперсии имеет весьма сложный характер. Ниже области дисперсии непрогнозируемые переходные барьеры вносят существенный вклад в эффективные электрические параметры системы, что также значительно усложняет ее математическое описание. Поэтому рабочую частоту целесообразно выбирать выше области дисперсии.

Теоретический анализ показывает, что на частотах  $f \gg f_{\text{дисп}}$  эффективная электропроводность гетерогенной среды с беспорядочно распределенными эллипсоидальными включениями определяется выражением

$$\sigma_{\text{эф}} = \sigma_2 + \frac{(1-N)(\sigma_1 - \sigma_2)}{1 + \frac{N}{3} \sum_{i=1}^3 \frac{\varepsilon_1 - \varepsilon_2}{\varepsilon_2 + x_i \varepsilon_1}} + \frac{\frac{N}{3}(1-N)(\sigma_2 \varepsilon_1 - \sigma_1 \varepsilon_2)}{\left(1 + \frac{N}{3} \sum_{i=1}^3 \frac{\varepsilon_1 - \varepsilon_2}{\varepsilon_2 + x_i \varepsilon_1}\right)^2} \times \times \sum_{i=1}^3 \frac{(x_i + 1)(\varepsilon_1 - \varepsilon_2)}{(\varepsilon_2 + x_i \varepsilon_1)^2}, \quad (1)$$

где  $\sigma_1, \sigma_2$  — удельные электропроводности на СВЧ матрицы и включений;  $\varepsilon_1, \varepsilon_2$  — относительные диэлектрические проницаемости матрицы и включений на СВЧ;  $N$  — удельное объемное содержание включений;  $x_i$  — фактор формы, учитывающий соотношение осей эллипсоидов и их ориентацию относительно вектора электрического поля.

При сферoidalных включениях  $x_1 = x_2 = x_3 = 2$ . Для широкого класса полупроводников, используемых в аморфном состоянии,  $\varepsilon_1 \approx \varepsilon_2$  и  $\sigma_1 \gg \sigma_2$ . При  $N < 0,3$  и таких условиях из (1) нетрудно получить

$$N = \frac{\sigma_{\text{эф}} - \sigma_1}{\frac{9\sigma_2 \varepsilon_1^2}{(\varepsilon_2 + 2\varepsilon_1)^2} - \sigma_1}. \quad (2)$$

Это выражение позволяет определять объемное содержание структурно упорядоченных областей в аморфных полупроводниках по

измеренному на СВЧ ( $f \gg f_{\text{дисп}}$ ) значению удельной электропроводности при известных  $\epsilon_1$ ,  $\epsilon_2$ ,  $\sigma_1$ ,  $\sigma_2$ . Для селена, кремния, некоторых халькогенидных стекол получение этих сведений не представляет трудностей, поскольку они могут существовать как в аморфном, так и в полностью кристаллическом состоянии. Однако возможная зависимость  $\sigma_2$  от концентрации примеси и степени совершенства структуры значительно усложняет реальную постановку исследований. Поэтому одной из важных задач современного развития СВЧ-метода является осуществление двухпараметрового контроля  $N$  и  $\sigma_2$ .

С этой целью можно, например, одновременно с измерением  $\sigma_{\text{эф}}$  осуществлять измерение эффективной диэлектрической проницаемости образцов. При указанных выше приближениях

$$\epsilon_{\text{эф}} = \epsilon_2 + \frac{(1 - N)(\epsilon_1 - \epsilon_2)}{1 + N \frac{\epsilon_1 - \epsilon_2}{\epsilon_2 + 2\epsilon_1}}. \quad (3)$$

Параметры  $\epsilon_1$  и  $\epsilon_2$  можно считать практически не зависящими от степени легирования областей по сравнению с  $\sigma_2$ .

Для реализации СВЧ-метода удобны вакуумные конденсаты полупроводников на диэлектрических подложках. Такие образцы обычно помещают в максимум электрической компоненты СВЧ-поля резонаторного измерительного преобразователя (ИП).

В работе [5] приведены типичные изотермы кинетики кристаллизации аморфных конденсатов Se при температурах 70—90 °С, построенные на основе экспериментальных данных изотермического изменения  $\sigma_{\text{эф}}$  на частоте 9,37 ГГц.

Анализ результатов дополнительных исследований показывает, что более подходящим является переход на рабочие частоты около 35 ГГц. При этом возможно использование резонаторного ИП с  $H_{012}$ -видом колебаний, состоящего из двух соосных частей. Образец располагается между ними с высокой фиксацией положения. Применяя настроечные поршни в обеих частях, можно оптимизировать положение образца в СВЧ-поле ИП по требуемым метрологическим показателям. В частности, изменяя положение образца относительно одного из поршней и подстраивая ИП в резонанс другим поршнем, можно увеличивать или уменьшать степень включения.

Если кинетика кристаллизации оценивается по соотношению (2), то регистрация данных осуществляется по изменению коэффициента передачи СВЧ-мощности через ИП:

$$\sqrt{\frac{P_0}{P_1(t)}} - 1 = \frac{\frac{\Delta Q_1(t)}{Q_1}}{1 + 2\xi_0 \left[ 1 + \frac{\Delta Q_1(t)}{Q_1} \right]}, \quad (4)$$

где

$$\frac{\Delta Q_1(t)}{Q_1} \approx \left[ \frac{2}{Q_0 \Delta \sigma_{\text{эф}}(t) \eta} + 1 \right]^{-1}; \quad (5)$$

$\Delta Q_1(t)/Q_1$  — относительное изменение добротности ИП;  $Q_0$  — добротность ИП без образца;  $\xi_0$  — коэффициент связи ИП с волноводным трактом;  $\eta$  — коэффициент включения образца в поле ИП.

При оценивании кинетики по соотношению (3) регистрация данных осуществляется по изменению резонансной частоты ИП

$$\frac{\Delta f}{f_0} = \eta(\epsilon_{\text{эф}} - 1). \quad (6)$$

Обычно в обоих вариантах образец располагается в пучности СВЧ-электрического поля ИП. Из анализа приближенных выражений (5) и (6) следует новый важный вывод о том, что в качестве непосредственно измеряемой величины целесообразно использовать фазовый сдвиг  $\varphi$  СВЧ-волны, прошедшей через ИП с образцом:

$$\text{tg } \varphi = 2Q_1(t) \frac{\Delta f(t)}{f_0} = \frac{2\omega_0 \epsilon_0 (\epsilon_{\text{эф}} - 1)}{\sigma_{\text{эф}}}, \quad (7)$$

где  $\omega_0 = 2\pi f_0$ ;  $\epsilon_0$  — абсолютная диэлектрическая проницаемость вакуума.

Результат этих измерений практически не зависит от геометрии образца и отклонений его расположения в поле от номинала. Кроме того, на результат таких измерений не влияют неидеальность характеристики СВЧ-детектора и нестабильность мощности СВЧ-генератора.

Более точный анализ данного аспекта можно произвести путем численного исследования дисперсионного уравнения, описывающего Н<sub>012</sub>-ИП с образцом в одномодовом приближении [8],

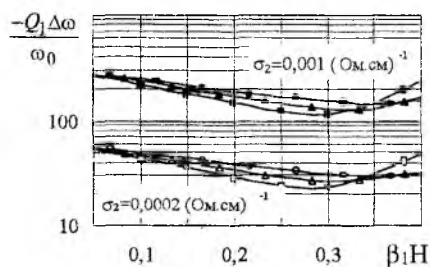
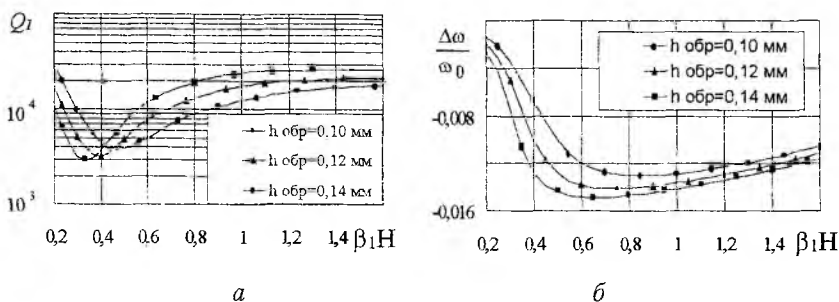
$$\operatorname{tg} \gamma_1 z_1 = -\frac{\gamma_1}{\gamma_2} \frac{\operatorname{tg} \gamma_2 h_2 + \frac{\gamma_1}{\gamma_2} \operatorname{tg} \gamma_1 H}{1 + \frac{\gamma_1}{\gamma_2} \operatorname{tg} \gamma_1 H \operatorname{tg} \gamma_2 h_2}, \quad (8)$$

где  $\gamma_1, \gamma_2$  — комплексные постоянные распространения СВЧ-волны в свободной части резонатора и образце,

$$\gamma_i = \alpha_i + j\beta_i = \omega_0 \sqrt{\varepsilon_0 \mu_0} \left(1 - j \frac{1}{2Q_1}\right) \left(1 + \frac{\Delta\omega}{\omega_0}\right) \left[\varepsilon_i \left(1 - j \frac{\sigma_i}{\omega \varepsilon_0 \varepsilon_i}\right) - \Theta\right]^{1/2}; \quad (9)$$

$h_2$  — толщина образца;  $H$  — расстояние от образца до настроечного поршня.

На рис. 1 представлены зависимости  $Q_1, \Delta\omega/\omega_0$ , и их произведения от степени включения образца в поле ИП. В данном случае степень включения характеризуется параметром  $\beta_1 H$ . Обращает на себя внимание наличие в области  $\beta_1 H = 0,3$  участка с сильным влиянием образца на параметры ИП.



6  
Рис. 1

В предшествующих работах это обстоятельство не отмечено. Между тем из него вытекает, что существует более сильное, чем влучности, включение образца в поле ИП. Теоретические оценки получили экспериментальное подтверждение. Связан этот факт со специфичным "четвертьволновым" включением образца, перераспределяющим поле между образцом и свободной частью ИП. Целесообразность его использования для сильного включения образца должна отдельно рассматриваться в каждом случае. Здесь же отметим, что вывод о метрологической эффективности соотношения (7) получил и более строгое теоретическое обоснование, и экспериментальное подтверждение. На рис. 2 представлены изотермы кинетики кристаллизации вакуумных конденсатов Se при температурах 90 °С (кривые 1, 2), 80 °С (кривая 3) и 70 °С (кривая 4), рассчитанные по результатам измерения  $\sigma_{эф}$  на частоте 35 ГГц описанным выше фазовым методом. Исследуемые образцы, отвечающие кривым 1 и 2, различались аморфными модификациями. Процедура измерений в этом случае существенно проще, чем описанная в предшествующих работах, а точность оценок значительно выше. При расчетах использовались:  $\sigma_1 = 2,3 \cdot 10^5$  (Ом·см)<sup>-1</sup>;  $\sigma_2 = 0,42 \cdot 10^2$  (Ом·см)<sup>-1</sup>;  $\epsilon_1 = 6,24$ ;  $\epsilon_2 = 8,5$ .

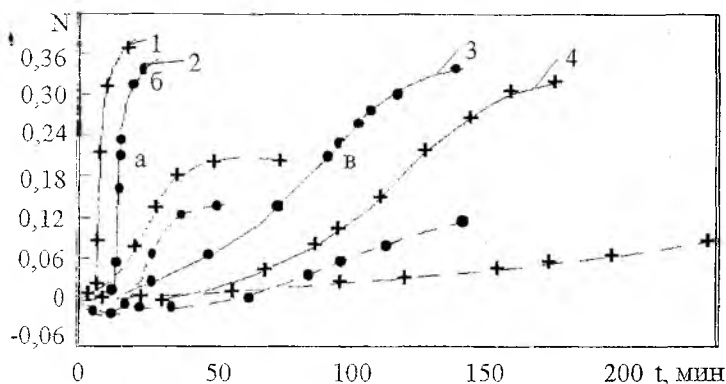


Рис. 2

Характер изотерм, значения максимальных скоростей кристаллизации соответствуют данным работы [5]. В некоторых точках (а, б, в) для сравнения степень кристаллизации оценивалась по измерениям  $\sigma_{эф}$  обычным методом передачи [4].

На рис. 2 пунктиром изображены изотермы, вычисленные по параллельным измерениям  $\epsilon_{эф}$  на одних и тех же образцах и в том же процессе.

Очевидно, что на начальной стадии имеются существенные различия. Однако нельзя однозначно объяснять их вкладом в (2) степени легирования структурно упорядоченных областей через  $\sigma_2$ . Более детальные исследования показали, что скорее всего вклад влаги в  $\varepsilon_{эф}$  делает результаты, полученные по формулам (3) и (6), сомнительными.

Кроме того, чувствительность  $\varepsilon_{эф}$  к  $N$  существенно меньше по сравнению с  $\sigma_{эф}$  из-за малой разницы  $\varepsilon_2$  и  $\varepsilon_1$ . Поэтому влияние смещения положения образца и неточности фиксирования других параметров геометрии ИП более значительны при определении  $N$  из (3) и (6).

Другое, также весьма важное применение техники СВЧ для изучения аморфных полупроводников, связано с исследованием их фотопроводимости при СВЧ-смещении [9]. Освещение образца в СВЧ-ИП излучением из области его фоточувствительности приводит к модуляции добротности ИП и соответствующей модуляции выходного напряжения СВЧ-детектора, регистрирующего прошедшую через ИП СВЧ-мощность. Такой сигнал от освещения принято называть сигналом фотопроводимости образца при СВЧ-смещении.

Так как для поликристаллических и аморфных фотопроводников  $\sigma_2 \gg \sigma_1$ , на СВЧ сигнал фотопроводимости практически полностью определяется фотопроводимостью структурно упорядоченных областей  $\Delta\sigma_{эф}$ . Обычно в комплексных исследованиях таких материалов на постоянном токе и СВЧ это обстоятельство используется для оценки вклада упорядоченной фазы в фоточувствительность материала.

Ниже рассматривается возможность исследования кинетики частичной кристаллизации аморфных фотопроводников по изменению сигнала фотопроводимости на СВЧ.

Анализируя теоретические соотношения для сигнала фотопроводимости в виде модуляции напряжения на выходе СВЧ-детектора освещением образца в ИП, приходим к следующим выражениям:

$$\frac{\Delta U_{\Phi}}{U_1} = \frac{2\xi_0}{(1+2\xi_0)^2} \frac{\Delta Q_{\Phi}(t)}{Q_1(t)} = \frac{2\xi_0}{1+2\xi_0} Q_1(t) \eta \Delta\sigma_{эф}(t); \quad (10)$$

$$Q_1(t) = \frac{Q_0}{1 + Q_0 \eta \frac{\sigma_{эф}}{\omega_0 \varepsilon_0}}. \quad (11)$$

Если  $Q_0 \eta \frac{\sigma_{эф}}{\omega_0 \varepsilon_0} \gg 1$  (сильное включение образца в поле ИП), то

$$\begin{aligned} \frac{\Delta U_{\phi}}{U_1} &\approx \frac{2\xi_0}{(1+2\xi_0)^2} \frac{\Delta\sigma_{\text{эф.}\phi}}{\sigma_{\text{эф}}} = \\ &= \frac{2\xi_0}{1+2\xi_0} \frac{N(k+1)\Delta\sigma_{2\phi}}{N(k+1)\sigma_2 + (1-N)\sigma_1} \approx \frac{2\xi_0}{1+2\xi_0} \frac{\Delta\sigma_{2\phi}}{\sigma_2}. \end{aligned} \quad (12)$$

При  $Q_0\eta \frac{\sigma_{\text{эф}}}{\omega_0\varepsilon_0} \ll 1$  (слабое включение)

$$\frac{\Delta U_{\phi}^*}{U_1^*} \approx \frac{2\xi_0^*}{(1+2\xi_0^*)^2} \frac{Q_0\eta}{\omega\varepsilon_0} \frac{N\Delta\sigma_{2\phi}(1+k)}{1+Nk}, \quad (13)$$

где  $k = \frac{\varepsilon_1 - \varepsilon_2}{\varepsilon_2 + 2\varepsilon_1}$ .

Обычно при выделении сигнала фотопроводимости на СВЧ коэффициент связи устанавливают оптимальным:  $\xi_{\text{опт}} = 0,5$ . Тогда при низких значениях  $N$

$$\frac{\Delta U_{\phi}^*}{U_1^*} \approx \frac{Q_0\eta^* N\Delta\sigma_{2\phi}(1+k)}{2\omega_0\varepsilon_0}$$

Отношение сигналов

$$M \equiv \frac{\frac{\Delta U_{\phi}^*}{U_1^*}}{\frac{\Delta U_{\phi}}{U_1}} = \frac{Q_0\eta^*}{\omega_0\varepsilon_0} \frac{N\sigma_2}{1+Nk}. \quad (14)$$

Используя (1) и (14), получаем

$$\sigma_{\text{эф}} = \frac{\sigma_2 N(1+k)}{1+Nk} + \frac{(1-N)\sigma_1}{1+Nk} = \frac{M \cdot \omega_0\varepsilon_0}{Q_0\eta^*} (1+k) + \frac{1-N}{1+Nk} \sigma_1. \quad (15)$$

Следовательно, по двум независимым измерениям  $\text{tg}\phi$  и  $M$  с помощью уравнений (7), (14) и (15) можно отдельно определять концентрацию  $N$  и удельную электропроводность  $\sigma$  упорядоченных областей.

С использованием такого подхода экспериментально найдено значение удельной электропроводности гексагонального селена:

$\sigma_2 = (0,44 \pm 0,08) \cdot 10^{-2}$  (Ом·см)<sup>-1</sup>. Оценки этого параметра производились в диапазоне значений  $N$  от 0,01 до 0,05. Отклонение  $\pm 0,08$  (Ом·см)<sup>-1</sup> в первую очередь связано со случайной погрешностью измерений этим способом. Обсуждать вопрос о зависимости  $\sigma_2$  от  $N$  или размера упорядоченных областей исходя лишь из таких данных не представляется возможным.

Кинетика кристаллизации образцов селена оценивалась параллельно по измерению  $\sigma_{эф}$  и  $\Delta U_{\Phi}^*/U_1^*$  (формулы (2) и (13) соответственно). Результаты отражены на рис. 2 точками на сплошных линиях. Систематического различия, как видно из положения экспериментальных точек, не отмечается. Следовательно, анализ кинетики по изменению сигнала фотопроводимости при СВЧ-смещении дает такие же результаты, как и основной вариант СВЧ-метода.

Преимущество его может проявиться в линейности характеристики преобразования и незначительности влияния отклонений параметров СВЧ-детектора от номинальных, если поддерживать значения  $U_1^*$  и  $\xi_0$  на заданном уровне. Для этого целесообразно использовать установку, выполненную по отражательной схеме. В ней легко поддерживать в процессе кристаллизации образца  $\xi_{опт} = 1$ . При этом вместо  $U_1$  в (13) будет фигурировать напряжение на СВЧ-детекторе  $U_0$ , характеризующее уровень СВЧ-мощности, падающей на резонатор.

Рассмотренные аспекты существенно уточняют реализацию СВЧ-метода исследования упорядоченных структурообразований в аморфных полупроводниках.

**Список литературы:** 1. *Физика и применение аморфных полупроводников*: Пер. с яп. / Под ред. И. Хамаковы. М.: Мир, 1991. 67 с. 2. Голованов Б.И., Тихонина Н.А., Новиков Г.Ф. Изучение электронно-дырочной рекомбинации в хлориде серебра методом микроволновой фотопроводимости // Журн. науч. и прикл. фот. 1996. Т. 41, № 6. С. 48—52. 3. *Аморфные полупроводники и приборы на их основе*: Пер. с яп. / Под ред. И. Хамаковы. М.: Металлургия, 1986. 375 с. 4. Гордиенко Ю.Е. Применение техники СВЧ для неразрушающего контроля селеновых электрофотографических пластин и мишеней рентгеновидиконов // Электрон. техника. Сер. 8. 1973. Вып. 5. С. 70—76. 5. Гордиенко Ю.Е., Костенко В.Л. Кинетика кристаллизации аморфных конденсатов селена // Кристаллография. 1976. № 2. С. 352—355. 6. Macdonald I.R. Theory of ac space charge polarization effects in photoconductors, semiconductors and electrolytes // Phys. rev. 1983. Vol. 92, N 1. P. 4—17. 7. Трухан Э.М. Дисперсия диэлектрической проницаемости гетерогенных систем // Физика твердого тела. 1962. Т. 4, вып. 12. С. 3496—3511. 8. Гордиенко Ю.Е. Резонаторные измерительные преобразователи в диагностике микрослоистых структур // Радиотехника. 1996. Вып. 100. С. 253—260. 9. Захарова Н.Б., Черкасов Ю.А. Аморфные аналоги кристаллических структур селена и их спектральные и фотозлектрические свойства // Физика твердого тела. 1970. Т. 12, вып. 7. С. 1978—1980.

Харьковский государственный технический  
университет радиозлектроники

Поступила в редколлегию 11.03.98

## ВОЗБУЖДЕНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН В СЕКЦИЯХ ПРЯМОУГОЛЬНЫХ ВОЛНОВОДОВ С ПРОДОЛЬНО-НЕОДНОРОДНЫМ ЗАПОЛНЕНИЕМ

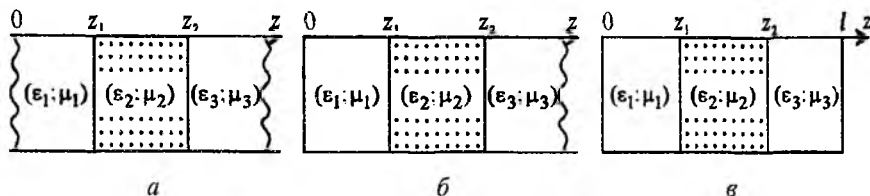
Диэлектрические элементы и структуры различной геометрии, размещенные внутри секций прямоугольных волноводов, широко используются в технике СВЧ как управляющие, ограничивающие и стабилизирующие устройства. К одному из конструктивно простых типов таких неоднородностей относятся диэлектрические "вкладыши" с плоскими границами, полностью заполняющие поперечное сечение волноводных трактов. Это могут быть функциональные элементы фазовращателей и фильтров, пластины для герметизации волноводов (диэлектрические окна), слои поглощающих покрытий и т.д. При электродинамическом анализе характеристик большинства подобных неоднородностей необходимо рассматривать задачу возбуждения трехслойных диэлектрических структур, расположенных внутри волноводных секций. Ориентация границ между слоями (поперек продольной оси волновода) определяет такое заполнение как продольно-неоднородное. Следует отметить, что данная постановка задачи возбуждения позволяет моделировать и ряд ферритовых устройств, и процесс волноводных измерений параметров различных веществ на СВЧ (включая жидкие и газообразные), помещенных в параллелепипедальные кюветы с радиопрозрачными стенками, размеры оснований которых совпадают с размерами поперечного сечения волновода. Таким образом, решение задачи возбуждения электромагнитных волн в секциях прямоугольных волноводов с трехслойным продольно-неоднородным заполнением имеет большой практический интерес.

Известно, что точное аналитическое исследование полей в плавнонерегулярной в продольном направлении структуре удобно проводить методом поперечных сечений [1; 2]. Последний основан на разложении поля в каждом поперечном сечении волновода по собственным волнам некоторого эталонного волновода с параметрами, совпадающими в этом сечении с параметрами нерегулярного волновода. Этот же, в сущности, метод используется при рассмотрении резких нерегулярностей типа скачка сечения волновода или, иначе говоря, сочленения двух волноводов [1; 3], когда в результате сшивания на стыке полей в виде разложений по собственным волнам каждого из полубесконечных волноводов приходят к системе уравнений относительно коэффициентов данных разложений. Получаемые системы уравнений являются бесконечными. Их аналитическое решение можно

найти лишь приближенно, используя малость какого-либо параметра, описывающего те или иные характеристики возмущения (плавность перехода, величину скачка материальных параметров на стыке и т.п.). Численное исследование полей в рассматриваемых волноводных диэлектрических структурах можно эффективно реализовать, применив методы интегральных уравнений [4], сингулярных интегральных уравнений [5] или частичных областей [6].

Однако задачу возбуждения электромагнитных волн в объемах с координатными границами удобнее всего решать с помощью тензорных функций Грина для векторных потенциалов Герпа. Например, в работе [7] они построены для однородно заполненных волноводов и резонаторов, а также для других областей, границы которых частично или полностью совпадают с координатными поверхностями ортогональных цилиндрических систем координат (в том числе прямоугольных). Здесь решения векторных уравнений для функций Грина строились в виде разложения в ряды по системе трех (одной продольной и двух поперечных) векторных функций, выраженных через скалярные собственные функции. Оказывается, что аналогичным образом, не прибегая к более сложному аппарату полевых функций Грина [8], можно решить задачу возбуждения рассматриваемой волноводно-диэлектрической структуры для продольных (расположенных вдоль оси волновода) сторонних токов. Построению функций Грина электрического и магнитного типов для секций прямоугольных волноводов с трехслойным продольно-неоднородным заполнением в случаях их возбуждения сторонними токами указанной ориентации и посвящено данное сообщение.

Рассмотрим три типа волноводных секций: бесконечный волновод (рисунок, позиция *a*), полубесконечный волновод (рисунок, позиция *b*) и прямоугольный резонатор (рисунок, позиция *в*). Введем декартову систему координат, ось  $z$  которой направлена вдоль оси прямоугольного волновода, а оси  $x, y$  — вдоль контура его поперечного сечения по широкой и узкой стенкам с размерами  $a$  и  $b$  соответственно. На рисунке представлены продольные сечения секций с указанием координатных границ диэлектрических слоев и торцевых стенок (все стенки волноводных конструкций считаются идеально проводящими).



В качестве ключевых используем выражения для соответствующих случаю продольных сторонних токов компонент тензорных функций Грина прямоугольного волновода из работы [7]:

$$G^{\ominus} = \sum_{m,n=0}^{\infty} \frac{(2 - \delta_{0m})(2 - \delta_{0n})}{ab} \sin \frac{m\pi x}{a} \sin \frac{m\pi x'}{a} \sin \frac{n\pi y}{b} \sin \frac{n\pi y'}{b} h_{mn}^{\ominus}(z, z'); \quad (1)$$

$$G^{\text{M}} = \sum_{m,n=0}^{\infty} \frac{(2 - \delta_{0m})(2 - \delta_{0n})}{ab} \cos \frac{m\pi x}{a} \cos \frac{m\pi x'}{a} \cos \frac{n\pi y}{b} \cos \frac{n\pi y'}{b} h_{mn}^{\text{M}}(z, z'),$$

где  $\delta_{0m}, \delta_{0n}$  — символы Кронекера;  $(x, y, z)$  — координаты точки наблюдения;  $(x', y', z')$  — координаты точки источника. Функции  $G^{\ominus}, h_{mn}^{\ominus}(z, z')$  представляют собой функции электрического типа, а  $G^{\text{M}}, h_{mn}^{\text{M}}(z, z')$  — магнитного.

Универсальность выражений (1) заключается в том, что они содержат зависимости от продольной координаты  $z$  в неявном виде, определяемые функциональными коэффициентами  $h_{mn}^{\ominus(\text{M})}(z, z') = h^{\ominus(\text{M})}$ , которые следует находить из неоднородных уравнений Гельмгольца методом вариации произвольных постоянных в слое, где располагаются источники сторонних токов, и из однородных в остальных слоях диэлектрической структуры. Такой подход оказывается правомерным, поскольку для волновода с поперечными слоями диэлектрика, возбуждаемого продольными токами, структура волноводных мод сохраняется неизменной. Это определяет возможность построения полной системы независимых поперечных и продольных собственных векторных функций, аналогичных описанным в работе [7].

Неизвестные коэффициенты в представлениях функций  $h_s^{\ominus(\text{M})}$  ( $s$  — номер диэлектрического слоя) находим из систем уравнений, полученных на основании требований выполнения условий для  $h_s^{\ominus(\text{M})}$  на граничных поверхностях между диэлектрическими слоями. Они формулируются в соответствии с поведением на границах слоев нормальных и тангенциальных компонент искомых векторных полей:

$$h_s^{\ominus(\text{M})} = h_{s+1}^{\ominus(\text{M})}, \quad a_s^{\ominus(\text{M})} \frac{\partial h_s^{\ominus(\text{M})}}{\partial z} = a_{s+1}^{\ominus(\text{M})} \frac{\partial h_{s+1}^{\ominus(\text{M})}}{\partial z}, \quad (2)$$

где  $a_s^{\ominus} = 1/\epsilon_s$  для функций  $h_s^{\ominus}$  и  $a_s^{\text{M}} = 1/\mu_s$  для функций  $h_s^{\text{M}}$  ( $\epsilon_s$  и  $\mu_s$  — диэлектрическая и магнитная проницаемости среды в слое с номером  $s$ ). При построении электрической функции Грина на торцевых стенках

конструкций функции  $h_s^3$  должны удовлетворять однородному граничному условию Неймана, а в случае построения магнитной функции Грина  $h_s^M$  должны удовлетворять однородному граничному условию Дирихле. Для полубесконечных крайних слоев на функции  $h_s^{\text{э(М)}}$  накладывается требование выполнения условия излучения на бесконечности.

Полученные выражения для функций  $h_{mn}^{\text{э(М)}}(z, z')$  приведем в явном виде при расположении сторонних источников в слое с параметрами  $(\varepsilon_1; \mu_1)$ :

$$h_{mn}^{\text{э(М)}}(z, z') = \begin{cases} F^{\text{э(М)}}(z, z'), & z < z'; \\ F^{\text{э(М)}}(z, z') - \frac{4\pi}{\gamma_1} \sin \gamma_1(z - z'), & z' < z < z_1; \\ \Phi^{\text{э(М)}}(z') \cdot \Phi_1^{\text{э(М)}}(z), & z_1 < z < z_2; \\ \Phi^{\text{э(М)}}(z') \cdot \Phi_2^{\text{э(М)}}(z), & z > z_2. \end{cases} \quad (3)$$

Функции варьируются в зависимости от типов волноводных секций. Рассмотрим три случая.

1. Для бесконечного волновода (см. рисунок, позицию а):

$$\begin{aligned} \Phi_1^{\text{э(М)}}(z) &= -4\pi \left[ \cos \gamma_2(z_2 - z) + \frac{\dot{\gamma}_3 a_3^{\text{э(М)}}}{\gamma_2 a_2^{\text{э(М)}}} \sin \gamma_2(z_2 - z) \right]; \\ \Phi_2^{\text{э(М)}}(z) &= -4\pi e^{-\dot{\gamma}_3(z - z_2)}; \\ \Phi_1^{\text{э(М)}} &= \gamma_2 \frac{a_2^{\text{э(М)}}}{a_1^{\text{э(М)}}} \sin \gamma_2(z_2 - z_1) - \dot{\gamma}_3 \frac{a_3^{\text{э(М)}}}{a_1^{\text{э(М)}}} \cos \gamma_2(z_2 - z_1); \\ \Phi_2^{\text{э(М)}} &= -\frac{\gamma_1}{4\pi} \Phi_1^{\text{э(М)}}(z_1); \\ \Phi^{\text{э(М)}}(z') &= e^{-\dot{\gamma}_1(z_1 - z')} / \left[ \Phi_1^{\text{э(М)}} - i \Phi_2^{\text{э(М)}} \right]; \\ F^{\text{э(М)}}(z, z') &= \frac{2\pi}{\dot{\gamma}_1} \left( e^{\dot{\gamma}_1(z - z')} - e^{-\dot{\gamma}_1(z_1 - z)} \Phi^{\text{э(М)}}(z') \left[ \Phi_1^{\text{э(М)}} + i \cdot \Phi_2^{\text{э(М)}} \right] \right). \end{aligned} \quad (4)$$

2. Для полубесконечного волновода (см. рисунок, позицию б):

$$\begin{aligned} \Phi^{\text{Э}}(z') &= \cos \gamma_1 z' / (\Phi_1^{\text{Э}} \cos \gamma_1 z_1 + \Phi_2^{\text{Э}} \sin \gamma_1 z_1); \\ \Phi^{\text{М}}(z') &= \sin \gamma_1 z' / (\Phi_1^{\text{М}} \sin \gamma_1 z_1 - \Phi_2^{\text{М}} \cos \gamma_1 z_1); \\ F^{\text{Э}}(z, z') &= -\frac{4\pi}{\gamma_1} \cos \gamma_1 z \left( \sin \gamma_1 z' - \text{tg} \gamma_1 z_1 \cos \gamma_1 z' + \Phi^{\text{Э}}(z') \Phi_2^{\text{Э}} / \cos \gamma_1 z_1 \right); \quad (5) \\ F^{\text{М}}(z, z') &= \frac{4\pi}{\gamma_1} \sin \gamma_1 z \left( \cos \gamma_1 z' + \text{tg} \gamma_1 z_1 \sin \gamma_1 z' - \Phi^{\text{М}}(z') \Phi_1^{\text{М}} / \cos \gamma_1 z_1 \right). \end{aligned}$$

Функции  $\Phi_1^{\text{Э}(\text{М})}(z)$ ,  $\Phi_2^{\text{Э}(\text{М})}(z)$ , а также вспомогательные коэффициенты  $\Phi_1^{\text{Э}(\text{М})}$ ,  $\Phi_2^{\text{Э}(\text{М})}$  аналогичны соответствующим функциям и коэффициентам (4).

3. Для прямоугольного резонатора (см. рисунок, позицию в):

$$\begin{aligned} \Phi_1^{\text{Э}}(z) &= 4\pi \left[ \cos \gamma_2(z_2 - z) \cos \gamma_3(z_2 - l) + \frac{\gamma_3 \varepsilon_2}{\gamma_2 \varepsilon_3} \sin \gamma_2(z_2 - z) \sin \gamma_3(z_2 - l) \right]; \\ \Phi_1^{\text{М}}(z) &= -4\pi \left[ \cos \gamma_2(z_2 - z) \sin \gamma_3(z_2 - l) - \frac{\gamma_3 \mu_2}{\gamma_2 \mu_3} \sin \gamma_2(z_2 - z) \cos \gamma_3(z_2 - l) \right]; \\ \Phi_2^{\text{Э}}(z) &= 4\pi \cos \gamma_3(z - l); \\ \Phi_2^{\text{М}}(z) &= -4\pi \sin \gamma_3(z - l); \\ \Phi_1^{\text{Э}} &= \gamma_3 \frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_3} \cos \gamma_2(z_2 - z_1) \sin \gamma_3(z_2 - l) - \gamma_2 \frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2} \sin \gamma_2(z_2 - z_1) \cos \gamma_3(z_2 - l); \\ \Phi_1^{\text{М}} &= \gamma_3 \frac{\mu_1}{\mu_3} \cos \gamma_2(z_2 - z_1) \cos \gamma_3(z_2 - l) + \gamma_2 \frac{\mu_1}{\mu_2} \cos \gamma_2(z_2 - z_1) \sin \gamma_3(z_2 - l). \end{aligned} \quad (6)$$

Вспомогательные коэффициенты  $\Phi_2^{\text{Э}(\text{М})}$  аналогичны коэффициентам (4), а функции  $\Phi^{\text{Э}(\text{М})}(z')$ ,  $F^{\text{Э}(\text{М})}(z, z')$  — функциям (5).

Таким же образом могут быть получены функции  $h_{mn}^{\text{Э}(\text{М})}(z, z')$  и при расположении сторонних источников в других слоях диэлектрических структур. Здесь в явном виде приведем выражения для  $h_{mn}^{\text{Э}(\text{М})}(z, z')$  в случае расположения источников в среднем слое с параметрами  $(\varepsilon_2; \mu_2)$  бесконечного волновода, поскольку данный случай наиболее интересен с точки зрения практических приложений:

$$h_{mn}^{\vartheta(M)}(z, z') = \begin{cases} (K_1 e^{-i\gamma_2 z_1} - K_2 e^{i\gamma_2 z_2}) e^{-i\gamma_1 z} Q(z') / D, & z < z_1; \\ P(z, z'), & z_1 < z < z'; \\ P(z, z') + \frac{4\pi}{\gamma_2} \sin \gamma_2 (z' - z), & z' < z < z_2; \\ (K_1 e^{i\gamma_2 z_1} - K_2 e^{i3\gamma_2 z_2}) e^{-i\gamma_3 z} Q(z') / D + \\ + \frac{4\pi}{\gamma_2} \sin \gamma_2 (z' - z_2) e^{i\gamma_2 z_2} e^{-i\gamma_3 z}, & z > z_2. \end{cases} \quad (7)$$

$$\text{Здесь } K_1 = 1 - \frac{a_2^{\vartheta(M)} \gamma_2}{a_1^{\vartheta(M)} \gamma_1}; \quad K_2 = 1 + \frac{a_2^{\vartheta(M)} \gamma_2}{a_1^{\vartheta(M)} \gamma_1};$$

$$Q(z') = -\frac{4\pi}{\gamma_2} \left[ \sin \gamma_2 (z' - z_2) + \frac{i\gamma_2 a_2^{\vartheta(M)}}{\gamma_3 a_3^{\vartheta(M)}} \cos \gamma_2 (z' - z_2) \right];$$

$$D = K_1 \left( 1 - \frac{a_2^{\vartheta(M)} \gamma_2}{a_3^{\vartheta(M)} \gamma_3} \right) e^{-i\gamma_2 (z_2 - z_1)} - K_2 \left( 1 + \frac{a_2^{\vartheta(M)} \gamma_2}{a_3^{\vartheta(M)} \gamma_3} \right) e^{i\gamma_2 (z_2 - z_1)};$$

$$P(z, z') = (K_1 e^{-i\gamma_2 (z - z_1)} - K_2 e^{i\gamma_2 (z + z_2)}) Q(z') / D.$$

В выражениях (4)—(7)  $\gamma_s^2 = k_s^2 - (m\pi/a)^2 - (n\pi/b)^2$ , где  $k_s = w\sqrt{\epsilon_s \mu_s}$  — волновое число;  $w$  — круговая частота.

Построенные таким образом функции Грина позволяют определить продольные компоненты электрического вектора Герца  $\Pi_z^{\vartheta}(x, y, z)$  или магнитного  $\Pi_z^M(x, y, z)$  в любой области рассмотренных волноводно-диэлектрических структур в виде объемного интеграла:

$$\Pi_z^{\vartheta(M)}(x, y, z) = \frac{1}{4\pi i w \epsilon_s(\mu_s)} \int_V j_z^{\vartheta(M)}(x', y', z') G^{\vartheta(M)} dV. \quad (8)$$

Здесь  $(\epsilon_s; \mu_s)$  — параметры диэлектрического слоя, в котором находят  $\Pi_z^{\vartheta(M)}$ ;  $V$  — электродинамический объем, в котором распределены сторонние продольные электрические токи  $j_z^{\vartheta}(x', y', z')$  или магнитные  $j_z^M(x', y', z')$ . Форма выражения для  $G^{\vartheta(M)}$  определяется формулой (1) и конкретным видом функций  $h_{mn}^{\vartheta(M)}(z, z')$ , зависящим от взаимного рас-

положения точек источника и наблюдения. По известным соотношениям с помощью  $\Pi_z^{(M)}$  находятся искомые электромагнитные поля.

Очевидно, что использованная в работе методика построения функций Грина позволяет рассматривать задачи возбуждения поперечных волноводно-диэлектрических структур и с большим количеством слоев. При этом источники могут быть расположены в любом из них. Однако громоздкость получаемых выражений при аналитическом определении неизвестных коэффициентов представлений  $\tilde{h}_z^{(M)}$  может существенно ограничить эти возможности.

Таким образом, построенные функции Грина секций прямоугольных волноводов с трехслойным продольно-неоднородным заполнением в случае их возбуждения продольными сторонними токами позволяют расширить возможности математического моделирования при решении различных электродинамических задач, в том числе задач дифракции на неоднородностях, расположенных внутри рассмотренных волноводно-диэлектрических структур.

**Список литературы:** 1. Шееченко В.В. Плавные переходы в открытых волноводах. М.: Наука, 1969. 191 с. 2. Каценеленбаум Б.З. Теория нерегулярных волноводов с медленно меняющимися параметрами. М.: Изд-во АН СССР, 1961. 216 с. 3. Введение в интегральную оптику: Пер. с англ. / Под ред. М. Варноски. М.: Мир, 1977. 368 с. 4. Вычислительные методы в электродинамике: Пер. с англ. / Под ред. Р. Митры. М.: Мир, 1977. 487 с. 5. Левин Л. Теория волноводов: Пер. с англ. М.: Радио и связь, 1981. 312 с. 6. Никольский В.В. Вариационные методы для внутренних задач электродинамики. М.: Наука, 1967. 460 с. 7. Панченко Б.А. Тензорные функции Грина уравнений Максвелла для цилиндрических областей // Радиотехника. 1979. Вып. 15. С. 82—91. 8. Жук Н.П., Третьяков О.А. Функции Грина уравнений Максвелла для плоско-слоистой среды // Радиотехника и электрон. 1985. Т. 33, № 5. С. 869—875.

Харьковский государственный университет

Поступила в редколлегию 14.01.98

А.В. КРАПИВНОЙ

## ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ ДИСКРЕТНОГО СПЕКТРА СОБСТВЕННЫХ ЧАСТОТ ОТКРЫТОЙ ДВУЩЕЛЕВОЙ ЛИНИИ

В современной технике СВЧ прочное место занимают такие линии передачи, в которых направленное распространение электромагнитного поля достигается за счет совместного использования диэлектрического заполнения и металлических проводников. Из линий этого типа наиболее известны полосковые и щелевые [1—4], однако существуют и другие, например желобковая [5]. Общее для них заключается в том, что металлические проводники концентрируют поле в малом объеме, а диэлектрик замедляет его, формируя волну поверхностного типа.

Исследование полосковых и щелевых линий передачи до сих пор было сосредоточено в основном на структурах планарного типа, что отражает их высокую технологичность. В тех случаях, когда такие линии относятся к открытым, возникают значительные трудности при анализе их характеристик. Во-первых, полная постановка задачи приводит к семейству из двух уравнений Гельмгольца, связанных условиями сопряжения, в которые спектральный параметр входит уже нелинейным образом. Во-вторых, краевые условия в общем случае необходимо дополнить условием на ребре. В-третьих, в модель, адекватную исследуемой структуре, должно входить условие излучения на бесконечности в поперечном сечении.

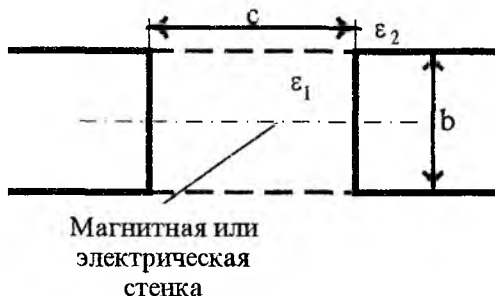


Рис. 1

Одной из линий передачи, перспективных в миллиметровом диапазоне, является открытая двущелевая линия, представляющая собой диэлектрический стержень, зажатый с двух сторон металлическими проводниками. В связи с этим возникла необходимость в построении для такой линии строгой спектральной теории [6].

На основе положений работы [6] проведем чис-

ленное исследование дисперсионных свойств дискретного спектра собственных волн данной линии передачи.

### Постановка задачи и построение дисперсионных уравнений

Исследуемая линия передачи представляет собой прямоугольный диэлектрический стержень, экранированный с двух боковых сторон идеальными проводниками. Ее поперечное сечение показано на рис. 1. Анализ электродинамических характеристик регулярной линии передачи основывается на том, что электромагнитное поле имеет вид бегущей волны, т.е. зависит от продольной координаты  $z$  и времени как  $\exp(-i(hz - \omega t))$ , где  $h$  — постоянная распространения;  $\omega$  — круговая частота. Спектральная задача состоит в нахождении множества таких значений параметра  $h$ , для которых существует нетривиальное решение

$$\{E_z^i, H_z^i\} = \{U_i, V_i\} e^{-i(hz - \omega t)}$$

системы уравнений Гельмгольца

$$(\Delta + \chi_i^2) \{U_i, V_i\} = 0, \quad \chi_i^2 = k^2 \varepsilon_i - h^2, \quad k = \frac{\omega}{c}, \quad i = 1, 2, \quad (1)$$

удовлетворяющее следующим условиям на границе раздела сред ( $y = \pm b$ ):

$$\begin{aligned} U_1 = 0, \quad \left. \frac{\partial V_1}{\partial y_1} \right|_{y_1=0} = 0; \quad U_2 = 0; \quad \frac{\partial V_2}{\partial y_1} = 0; \quad y_1 = 0, \quad |x_1| > f_1; \\ \alpha_2 \frac{\partial V_2}{\partial y} - \alpha_1 \frac{\partial V_1}{\partial y} = \frac{\partial U_2}{\partial x}; \quad v_2 \frac{\partial U_2}{\partial y} - v_1 \frac{\partial U_1}{\partial y} = \frac{\partial U_2}{\partial x}; \\ U_1 = U_2, \quad V_1 = V_2, \quad y_1 = 0, \quad |x_1| < f_1, \end{aligned} \quad (2)$$

где  $\alpha_i = \frac{\mu_i \mu_0 \omega}{\chi_i^2}$ ;  $v_i = \frac{\varepsilon_i \varepsilon_0 \omega}{\chi_i^2}$ ;  $\beta = h \left( \frac{1}{\chi_2^2} - \frac{1}{\chi_1^2} \right)$ ;  $i = 1, 2$ ,

а также условию ограниченности энергии в произвольной ограниченной области  $D$ , в том числе в окрестности ребер экрана

$$\iint_D (|\vec{E}|^2 + |\vec{H}|^2) dx dy < \infty, \quad (3)$$

и обобщенному условию излучения при  $|y| > b$ .

Следуя [6], зададим на каждом звене контура поперечного сечения структуры локальные прямоугольные и эллиптические системы

координат и представим функции  $U_i, V_i, i = 1, 2$  в виде разложений по звеньям в ряды по функциям Матье [7]:

$$\begin{aligned}
 U_1 &= \sum_{j=1}^N U_1^j; \quad V_1 = \sum_{j=1}^N V_1^j; \\
 U_1^1 &= \sum_{n=1}^{\infty} {}^1 A_n^1 \frac{Ne_n^{(2)}(\xi_1, q_1^1)}{Ne_n^{(2)}(0, q_1^1)} se_n(\eta_1, q_1^1); \\
 U_1^j &= \sum_{n=1}^{\infty} {}^1 A_n^1 \frac{Me_{n-1}^{(2)}(\xi_j, q_j^1)}{Me_{n-1}^{(2)}(0, q_j^1)} ce_{n-1}(\eta_j, q_j^1), \quad j = \overline{2, N}; \\
 V_1^j &= \sum_{n=1}^{\infty} {}^1 B_n^1 \frac{Me_{n-1}^{(2)}(\xi_j, q_j^1)}{Me_{n-1}^{(2)}(0, q_j^1)} ce_{n-1}(\eta_j, q_j^1), \quad j = \overline{1, N}; \quad (4) \\
 V_2 &= \sum_{n=1}^{\infty} {}^2 B_n^1 \frac{Mc_{n-1}^{(3)}(\xi_1, q_1^1)}{Mc_{n-1}^{(3)}(0, q_1^2)} ce_{n-1}(\eta_1, q_1^2); \\
 U_2 &= \sum_{n=1}^{\infty} {}^2 A_n^1 \frac{Ms_n^{(3)}(\xi_1, q_1^2)}{Ms_n^{(3)}(0, q_1^2)} se_n(\eta_1, q_1^2).
 \end{aligned}$$

Здесь  $Me_n^{(2)}(\xi, \theta)$ ,  $Ne_n^{(2)}(\xi, \theta)$ ,  $Mc_n^{(3)}(\xi, \theta)$ ,  $Ms_n^{(3)}(\xi, \theta)$ , — радиальные функции Матье;  $ce_n(\eta, \theta)$ ,  $se_n(\eta, \theta)$  — угловые функции Матье;  $q_j^i = (f_j^2 \chi_j^2) / 2$ ,  $(\xi_j, \eta_j)$  — эллиптические координаты  $j$ -го звена;  $N$  — число звеньев контура;  $\{ {}^1 A_n^j, {}^1 B_n^j, {}^2 A_n^1, {}^2 B_n^1 | n = \overline{1, \infty}, j = \overline{1, N} \}$  — коэффициенты разложений, подлежащие определению. Затем, подчинив поля граничным условиям (2) и осуществив некоторые эквивалентные преобразования, на основе метода произведения областей получим бесконечную систему линейных алгебраических уравнений (СЛАУ) для коэффициентов разложений (4). Оценки матричных элементов СЛАУ и результаты [6; 8] позволяют сделать вывод о том, что исход-

ная СЛАУ разрешима методом редукции, а последовательность корней конечномерного уравнения

$$\det(A_M(h)) = 0, \quad (5)$$

где  $A_M(h)$  — редуцированная матрица СЛАУ;  $M$  — порядок редукции, стремится при  $M \rightarrow \infty$  к спектральным значениям исходной задачи.

### Дисперсионные характеристики двулучевой линии передачи

Из симметрии рассматриваемой структуры ясно, что должны существовать два семейства ортогональных гибридных волн: одно типа  $E_z$  симметрично —  $H_z$  антисимметрично, другое типа  $E_z$  антисимметрично —  $H_z$  симметрично (имеется в виду четность относительно плоскости симметрии на рис. 1). В дальнейшем будем их обозначать  $E_z^+ H_z^-$  и  $E_z^- H_z^+$  соответственно. Ниже рассмотрены дисперсионные характеристики основной волны и двух первых высших мод. По структуре поля основная волна и вторая высшая мода принадлежат семейству  $E_z^- H_z^+$ , а первая высшая мода — семейству  $E_z^+ H_z^-$ .

На рис. 2—4 приведены рассчитанные на ЭВМ зависимости значений эффективной проницаемости  $\epsilon_{eff} = (h/k)^2$ , т.е. дисперсионные кривые, для первых трех типов волн: 1 отвечает  $E^- H_{00}^+$ ; 2 —  $E^+ H_{00}^-$ ; 3 —  $E^- H_{01}^+$  от частотного параметра  $ka$  при различных значениях ширины щели  $c/b$ . Видно, что основная волна  $E^- H_{00}^+$  не имеет частоты отсечки. Ширина одномодового интервала незначительно зависит от ширины щели. Если поперечный размер структуры  $b = 1$  мм, то одномодовый интервал имеет ширину около 70 МГц.

Следует отметить, что вторая волна соответствует случаю, когда в плоскости симметрии расположена “электрическая стенка” в плоскости симметрии (см. рис. 1). Таким образом, волна  $E^+ H_{00}^-$  является основной волной желобковой линии передачи.

На рис. 3, 5, 6 изображены дисперсионные кривые для тех же типов волн при различных значениях диэлектрической проницаемости  $\epsilon$  заполнения. Видно, что изменение диэлектрической проницаемости существенно влияет на ширину одномодового интервала: увеличение  $\epsilon$  от 2,25 до 6,0 сужает одномодовый интервал почти вдвое.

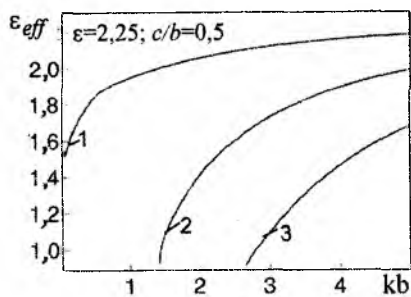


Рис. 2

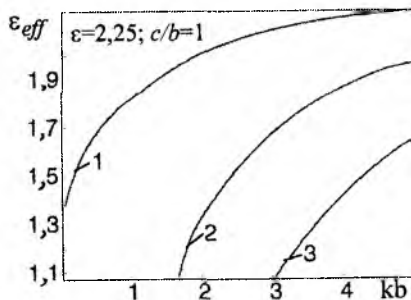


Рис. 3

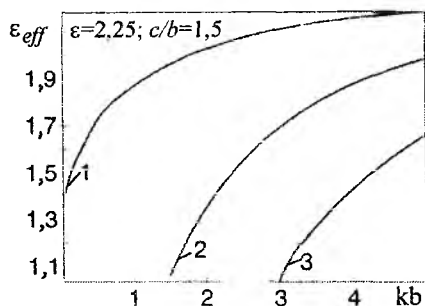


Рис. 4

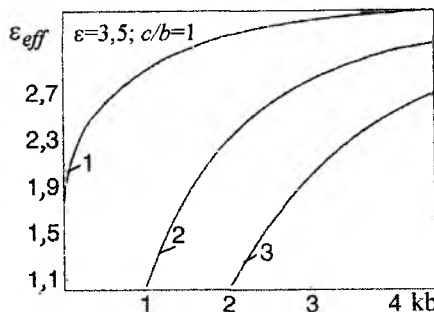


Рис. 5

Были также исследованы зависимости  $\epsilon_{eff}$  от ширины щели и диэлектрической проницаемости заполнения при строго заданном значении частотного параметра  $ka = 3,0$  (рис. 7, 8). Наблюдалась практически одинаковая линейная зависимость постоянной распространения от диэлектрических свойств среды для всех исследованных типов волн. Можно утверждать, что при заданном значении параметра  $ka$  постоянная распространения  $h$  всех типов волн практически не зависит от размера щели, начиная со значения  $c \approx (0,5..0,6)b$ .

В заключение на рис. 9 представлены дисперсионные кривые для основной волны двухщелевой линии: 1 соответствует  $c/b = 0,5$ ; 2 — 1; 3 — 1,5. Отметим интересную особенность основной волны двухщелевой линии: при значении частотного параметра  $ka = 5,32$  и сравнимых размерах щели и толщины линии передачи постоянная распространения не зависит от размера щели.

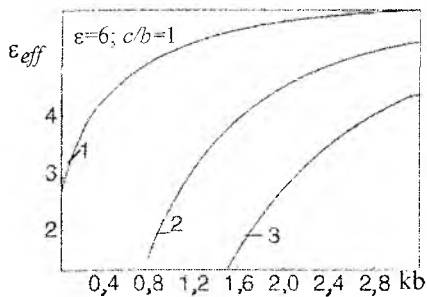


Рис. 6

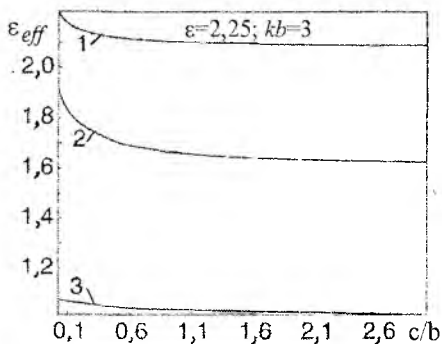


Рис. 7

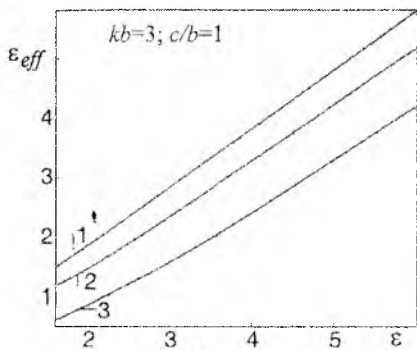


Рис. 8

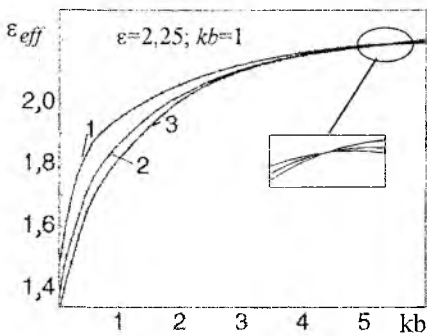


Рис. 9

Таким образом, на основе строгого решения спектральной задачи (1)—(3) проведено численное исследование волн в широком диапазоне изменения параметров двушелевой волны. В частности, изучено изменение ширины одномодового интервала. Исследована зависимость постоянной распространения от геометрических размеров структуры и диэлектрических свойств заполнения.

Следует отметить, что здесь отражены результаты исследования только дисперсионных характеристик волн. Результаты, касающиеся структуры полей собственных волн, будут представлены позднее.

**Список литературы:** 1. Нефедов Е.И., Филалковский А.Т. Полосковые линии передачи. Теория и расчет неоднородностей. М.: Наука, 1974. 240 с. 2. Cohn S.B. Slotline on a dielectric substrate // IEEE microwave theory technology. 1969. Vol. 17, N 10. P. 768—778. 3. Nosich A.I., Svezhentsev A. Ye. Principal and higher order modes of microstrip and slot lines on a cylindrical substrate // Electromagnetics. 1993. Vol. 13, N 1. P. 85—94. 4. Ramakrishna J. Even-mode characteristics of the bilateral slotline // IEEE microwave theory technology. 1990.

Vol. 38, N 6. P. 760—765. 5. *Взятышев В.Ф.* Диэлектрические волноводы. М.: Сов. радио, 1970. 176 с. 6. *Chumachenko V.P., Kravynny O.V., Zsovenko V.G.* Solution method of the eigenmodes problem for a generalized slot line by the domain product technique // *Microwave and optical technology letters*. 1982. Vol. 16, N 4. P. 236—241. 7. *Справочник по специальным функциям, с формулами, графиками и математическими таблицами: Пер. с англ. / Под ред. М. Абрамовица, И. Стиган.* М.: Наука, 1979. 830 с. 8. *Чумаченко В.П.* Модифицированный метод расчета E-плоскостного волновода, имеющего многоугольную границу // *Радиотехника и электрон.* 1989. Т. 34, № 7. С. 1581—1587.

*Запорожский государственный  
технический университет*

*Поступила в редколлегию 13.02.98*

С.А. БОРТНИК, В.М. ВОЛКОВ

## ПОЛЯ И ТЕПЛОВЫЕ ПОТЕРИ В ТОНКОСТЕННОЙ КОАКСИАЛЬНОЙ ЛИНИИ

При разработке и создании коаксиальных измерительных преобразователей проходящей мощности большого уровня на основе поглощающей стенки (ПС) возникает задача уменьшения частотной зависимости их коэффициента преобразования в рабочем диапазоне частот коаксиальной линии. Использование двухслойной поглощающей стенки, предложенной в [1] в качестве широкополосного частотонезависимого датчика проходящей мощности, представляется затруднительным из-за незначительного различия электродинамических характеристик металлов, составляющих ПС, и сильного теплового влияния первого слоя ПС на второй.

Вместо этого предлагается использовать ПС толщиной меньше глубины скин-слоя; тогда мощность, проникающая через тонкую стенку, будет незначительной по сравнению с мощностью, распространяющейся в линии. Причина такого явления – большой коэффициент отражения энергии СВЧ на границе раздела металл–воздух. Согласно формуле Хагена-Рубенса [2] от границы раздела константан – воздух на частоте 1000 МГц отражается 0,9995 энергии нормально падающей плоской волны, а на частоте 100 МГц доля отраженной энергии увеличивается до 0,9999.

Геометрия задачи сходна с той, что использовалась при рассмотрении электромагнитных полей в обычной коаксиальной линии [1], однако отличается тем, что толщину внешней стенки коаксиальной линии нельзя считать бесконечной, поскольку она меньше глубины скин-слоя. Кроме того, в рассмотрение входит воздушная среда, окружающая внешнюю стенку линии. При этом в решении волнового уравнения для полей в стенке коаксиальной линии ни одна из модифицированных функций Бесселя не стремится к бесконечности в силу указанных выше причин. Решение волнового уравнения для воздушной среды, окружающей линию, удобно представить в виде комбинации функций Ханкеля первого и второго рода. При этом считаем, что воздушная среда распространяется до бесконечности. Выражения для магнитной ( $E_{z_{cm}}$ ) и электрической ( $H_{\varphi_{cm}}$ ) составляющих поля в тонком внешнем проводнике коаксиальной линии и аналогичных составляющих ( $E_{z_e}, H_{z_e}$ ) в окружающей его воздушной среде имеют вид

$$\begin{aligned}
 E_{z_{cm}} &= -\frac{I\sqrt{i} \cdot q}{2\pi\sigma\sqrt{br}} \cdot \frac{F_e(r) + F_r(r)}{F}; \\
 H_{\varphi_{cm}} &= \frac{I}{2\pi\sqrt{br}} \cdot \frac{F_e(r) - F_r(r)}{F}; \\
 E_{z_e} &= -\frac{I\sqrt{i} \cdot q}{\pi\sigma\sqrt{bc}} \cdot \frac{H_0^{(2)}(\beta r)}{F}; \\
 H_{\varphi_e} &= \frac{I}{\pi\sqrt{bc}} \cdot \frac{\beta}{\sqrt{i} \cdot q} \cdot \frac{H_1^{(2)}(\beta r)}{F}.
 \end{aligned} \tag{1}$$

Здесь  $I$  – сила тока, протекающего по внутреннему проводнику коаксиальной линии;  $\sigma$  – удельная проводимость проводника;  $r$  – радиус;  $b, c$  – внутренний и внешний радиусы внешнего проводника;  $H_0^{(2)}, H_1^{(2)}$  – функции Ханкеля второго рода нулевого и первого порядков;  $q = \sqrt{\omega\mu_0\sigma}$ , где  $\omega$  – циклическая частота;  $\mu_0$  – магнитная проницаемость свободного пространства;  $\beta$  – волновое число;

$$\begin{aligned}
 F_e(r) &= \left[ H_0^{(2)}(\beta c) + \frac{\beta}{\sqrt{i}q} H_1^{(2)}(\beta c) \right] e^{\sqrt{i}q(c-r)}; \\
 F_r(r) &= \left[ H_0^{(2)}(\beta c) - \frac{\beta}{\sqrt{i}q} H_1^{(2)}(\beta c) \right] e^{-\sqrt{i}q(c-r)}; \\
 F &= F_e(b) - F_r(b).
 \end{aligned} \tag{2}$$

Из выражений (1) и (2) видно, что в стенке линии существуют падающая и отраженная от внешней границы волны, убывающие по экспоненциальному закону. Во внешнем пространстве существует только падающая переизлученная волна, убывающая по закону, близкому к  $1/r$ .

Рассмотрим рассчитанные по формулам (1) и (2) распределения электрического (рис. 1, а) и магнитного (рис. 1, б) полей в константной поглощающей стенке, являющейся внешним проводником коаксиальной линии сечением 16/4,6 мм, при ее различных толщинах  $\delta$ . Для расчета брались  $I = 1$  А,  $f = 500$  МГц. Амплитуды составляющих электромагнитного поля при  $r = b$  приняты за единицу, и от этой точки отсчитывается координата  $x$ .

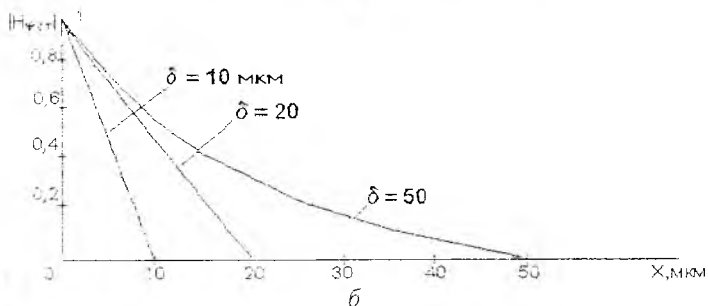
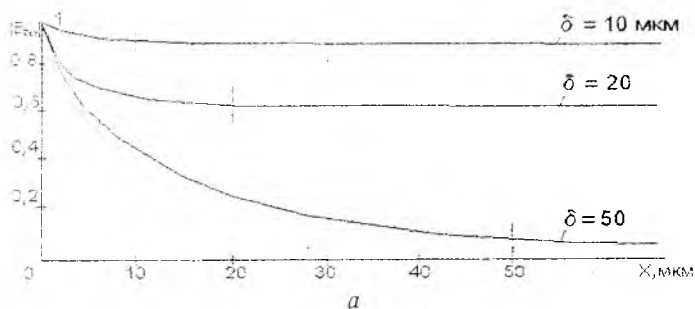


Рис. 1

Из рис. 1, б понятно, что вектор Умова–Пойнтинга, пропорциональный произведению электрической и магнитной составляющих поля, на границе раздела сред скачком уменьшается практически до нуля, что объясняется большим коэффициентом отражения волны от границы раздела металл–воздух. Таким образом, через внешнюю стенку коаксиальной линии, даже если ее толщина меньше глубины скин-слоя, проходит незначительная часть энергии.

На рис. 2 показана зависимость интенсивности (вектора Умова–Пойнтинга)  $S_e$  волны, прошедшей через металлическую стенку, от толщины последней на трех частотах диапазона. По оси ординат отложено отношение этой величины к мощности  $P$ , передаваемой по линии, что позволяет оценить интенсивность электромагнитного излучения (коэффициент пропускания) в непосредственной близости от тонкой стенки коаксиальной линии. Например, при мощности в линии 10 кВт на частоте 500 МГц через стенку толщиной 10 мкм и площадью 10 см<sup>2</sup> проникнет 800 мкВт, или плотность потока мощности в непосредственной близости от стенки составит 80 мкВт/см<sup>2</sup>.

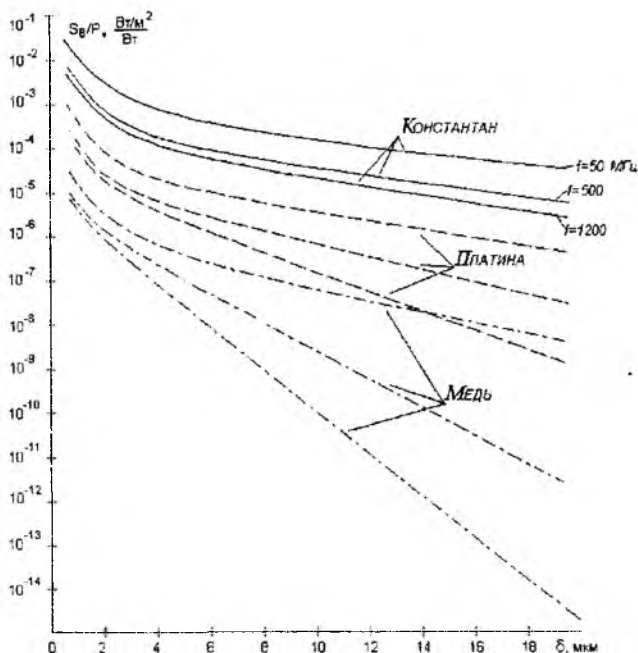
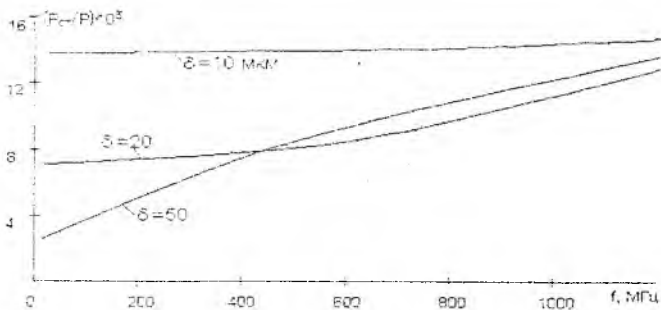


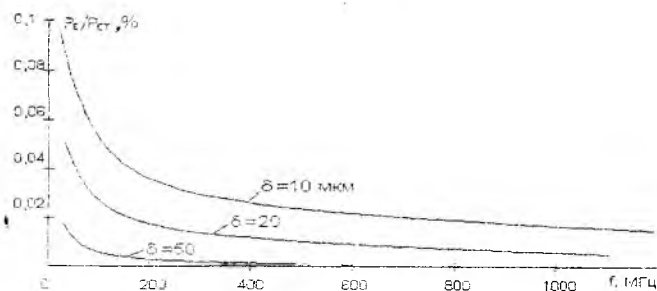
Рис. 2

На рис. 3, а показана частотная зависимость отношения мощности, поглощенной в константановой стенке, к мощности, передаваемой по линии ( $P_{cm}/P$ ), при различных толщинах стенки  $\delta$ ; размер линии тот же — 16/4,6 мм. Видно, что по мере уменьшения толщины стенки частотная зависимость ослабевает. Так, при  $\delta = 10$  мкм изменение  $P_{cm}/P$  в диапазоне 50...1200 МГц не превышает 8 %.

На рис. 3, б показана частотная зависимость отношения мощности, прошедшей сквозь стенку, к поглотившейся в ней ( $P_b / P_{cm}$ ). Видно, что эта величина составляет сотые доли процента. Такая мощность не может сильно исказить результаты измерения температуры стенки. При расчете теплового режима ПС мощностью, проникшей через стенку, можно пренебречь. Для большей защиты термопары от прошедшей через стенку мощности можно использовать дополнительный слой металла толщиной, не превышающей глубины скин-слоя, и термопару расположить на внешней стороне второго слоя. Необходимо только обеспечить достаточный тепловой контакт между слоями.



а



б

Рис. 3

Полученные результаты являются весьма важными для создания широкополосных, частотонезависимых коаксиальных измерительных преобразователей проходящей мощности большого уровня на основе поглощающей стенки. Доказана возможность использования очень тонких ПС без опасности прохождения значительной мощности в окружающую среду.

**Список литературы:** 1. Волков В.М., Бортник С.А. Затухание в коаксиальной двухслойной поглощающей стенке // Радиотехника. 1997. Вып. 104. С. 21–27. 2. Борн М., Вольф Э. Основы оптики: Пер. с нем. М.: Наука, 1970. 855 с. 3. Никольский В.В., Никольская Т.И. Электродинамика и распространение радиоволн. М.: Наука, 1989. 544 с.

Харьковский государственный технический университет радиэлектроники

Поступила в редакцию 14.09.97

*О.В. ЛАЗОРЕНКО, Л.Ф. ЧЕРНОГОР, д-р физ.-мат. наук*

## ДИСПЕРСИОННЫЕ ИСКАЖЕНИЯ ВЫСОКОЧАСТОТНЫХ СВЕРХШИРОКОПОЛОСНЫХ РАДИОСИГНАЛОВ В МЕЖПЛАНЕТНОЙ ПЛАЗМЕ

Сверхширокополосные (СШП) сигналы уже используются для дистанционного радиозондирования различных сред и объектов [1; 2]. Представляется целесообразным применение СШП-сигналов для радиозондирования планет Солнечной системы. При этом вопрос о дисперсионных искажениях зондирующих сигналов может оказаться решающим. Подобные эффекты для высокочастотных сигналов в ионосфере Земли описаны в работе [3], а вид уравнения радиолокации в случае использования СШП-сигналов обсужден в [4]. Необходимо получить оценку дисперсионных искажений высокочастотных СШП-сигналов при распространении в межпланетной плазме на пути от Земли до планет Солнечной системы.

### Результаты аналитических расчетов

Под высокочастотным СШП-сигналом будем понимать сигнал, у которого  $f_{\min} > f_p$ , где  $f_{\min}$  — минимальная частота функции спектральной плотности сигнала;  $f_p$  — плазменная частота среды.

Пусть закон дисперсии имеет вид  $n^2(f) = 1 - f_p^2 / f^2$ .

Используя метод решения, подробно изложенный в [3], получаем, что напряженность электрического поля СШП-сигнала, прошедшего в однородной плазменной среде расстояние  $z$ ,

$$E_{\text{hom}}(T, Z) = 2^{1/4} A^{1/4} T^{-3/4} S(F_s) \cos(2\sqrt{2}\pi A^{1/2} T^{1/2} + \pi/4), \quad (1)$$

где  $F = f\tau$ ,  $T = t / \tau$ ,  $Z = z / c\tau$  — безразмерные частота, время и расстояние соответственно;  $\dot{S}(F) = S(F) \exp(ik_s(F))$  — функция спектральной плотности сигнала;  $\tau$  — длительность сигнала;  $A = ZF_p^2$ ;  $F_s \approx (A / 2T)^{1/2}$ ;  $F_p = f_p\tau = f_p / (\mu f_0)$ ;  $\mu$ ,  $f_0$  — показатель широкополосности и центральная частота функции спектральной плотности сигнала соответственно.

Для конкретной модели финитного СШП-сигнала, например

$$E_0(T) = (-1)^n (1 - |2T - 1|) \sin(2\pi n T) \Theta(T),$$

где  $\Theta(T) = \eta(T - 1) - \eta(T)$ ;  $\eta(T)$  — функция Хевисайда, выражение (1) принимает вид

$$E_{\text{ном}}(T, Z) = 2^{-1/4} \pi^{-2} n A^{3/4} T^{-5/4} \frac{1 - (-1)^n \cos \pi F}{(A / 2T - n^2)^2} \times \quad (2)$$

$$\times \cos(2\sqrt{2}\pi A^{1/2} T^{1/2} + \pi/4).$$

Условие применимости (2) сводится к неравенству

$$2^{3/2} \pi T^{3/2} \tan(2^{3/2} \pi A^{3/2} T^{1/2}) \gg A^{1/2}.$$

Установлено, что дисперсионные эффекты мало зависят от выбора модели сигнала, но существенно зависят от  $\mu$  и  $f_0$ . В межпланетной плазме, где концентрация электронов значительно меньше, чем в ионосфере или магнитосфере Земли, соответственно меньше и плазменная частота ( $f_p \sim 10$  кГц). В то же время характерные проходимые

расстояния ( $z \sim 10^8$  км) существенно превышают размеры ионосферы и магнитосферы вместе взятых. Поэтому при распространении высокочастотных СШП-сигналов в межпланетной плазме могут возникать существенные дисперсионные искажения, несмотря на низкие значения концентрации и плазменной частоты электронов.

Ожидаемый характер дисперсионных эффектов остается подобным тому, что ожидается в ионосферной плазме [3]. По мере проникновения сигнала в среду увеличивается его относительная длительность  $\tau / \tau_0$ , уменьшается относительная амплитуда огибающей  $E_{\text{max}} / E_{\text{max}0}$ , появляется запаздывание переднего фронта сигнала  $T_f$  и максимума его огибающей  $T_m$  в системе координат, движущейся в ту же сторону, что и сигнал, со скоростью света. Возникающие эффекты пропорциональны проходимому расстоянию.

### Результаты численных расчетов

Путем аппроксимации полученных результатов численных расчетов удалось установить, что для приближенной оценки эффектов, возникающих при распространении высокочастотных СШП-сигналов в межпланетной среде, удобно использовать такие выражения:

$$\frac{\tau}{\tau_0} \approx \frac{3zf_p^2}{2c\mu f_0}; \quad T_f \approx \frac{zf_p^2}{5c\mu f_0}; \quad T_m \approx \frac{2zf_p^2}{5c\mu f_0}; \quad \frac{E_{\text{max}}}{E_{\text{max}0}} \approx \sqrt{\frac{2c\mu f_0}{3zf_p^2}}.$$

Сравнение значений величин  $\tau / \tau_0$ ,  $T_f$ ,  $T_m$ ,  $E_{\max} / E_{\max 0}$ , полученных с помощью обычных численных расчетов (в скобках) и по данным упрощенным формулам (при  $\mu = 1,52$ ) приведено в табл. 1.

Т а б л и ц а 1

Величины	Значения величин при А, равном				
	13	27	40	53	67
$\tau/\tau_0$	20(20)	41(50)	60(71)	80(88)	101(100)
$T_f$	3(2)	5(5)	8(8)	11(12)	13(14)
$T_m$	6(6)	10(14)	16(18)	22(22)	26(26)
$E_{\max}/E_{\max 0}$	0,23(0,21)	0,16(0,15)	0,13(0,11)	0,11(0,10)	0,10(0,10)

Таким образом, для высокочастотных СШП-сигналов, имеющих  $\mu f_0 \sim 3(10^{10} \dots 10^4)$  Гц и прошедших в межпланетной среде расстояние  $z \approx 10^8$  км, получено:  $\tau / \tau_0 \approx 1,5(1 \dots 10^6)$ ;  $T_f \approx 2(10^{-1} \dots 10^5)$ ;  $T_m \approx 4(10^{-1} \dots 10^5)$ ;  $E_{\max} / E_{\max 0} \approx 8,2(10^{-1} \dots 10^{-4})$  соответственно.

Т а б л и ц а 2

Планеты	Значения величин				
	$\tau/\tau_0$	$T_m$	$T_f$	$E_{\max}/E_{\max 0}$	$q_0/q$
Меркурий	45	6	12	0,15	45
Венера	20	3	6	0,22	20
Марс	40	5	10	0,16	40
Юпитер	320	42	84	0,056	320
Сатурн	720	96	190	0,037	710
Уран	1400	180	360	0,027	1400
Нептун	2200	290	580	0,021	2300
Плутон	2900	390	770	0,019	3300

В табл. 2 приведены значения данных величин, а также отношения  $q_0/q$  при дистанционном радиозондировании планет Солнечной системы с помощью радиотехнической системы, находящейся вне земной ионосферы (например, на поверхности Луны). Здесь  $q_0$ ,  $q$  — отношения мощностей сигнала и шума на входе приемника в случаях наличия и отсутствия дисперсионных искажений соответственно.

Установлено также, что учет дисперсии поглощения и дифракции электромагнитных волн на случайных неоднородностях среды выявляет сходные эффекты: подавление хвоста сигнала, которое вызывает уменьшение его относительных длительности  $\tau / \tau_0$  и амплитуды  $E_{\max} / E_{\max 0}$ , а также времен запаздывания переднего фронта  $T_f$  и максимума огибающей  $T_m$ .

Однако для высокочастотных СШП-сигналов с  $\mu f_0 \geq 10$  кГц, прошедших расстояние  $z \approx 10^8$  км от источника в реальной межпланетной среде, описанные выше дисперсионные эффекты несущественны.

### Выводы

1. Приведены расчеты дисперсионных искажений высокочастотных СШП-сигналов в межпланетной среде, которая моделируется при использовании закона дисперсии  $n^2(f) = 1 - f_p^2 / f^2$ .

2. Оценено влияние дисперсии поглощения и дисперсии рассеяния, возникающей из-за дифракции электромагнитных волн на случайных неоднородностях электронной концентрации в среде.

3. Установлено, что при использовании высокочастотных СШП-сигналов с  $\mu f_0 \geq 10$  кГц для дистанционного радиозондирования планет Солнечной системы возникают существенные искажения их формы и спектрального состава из-за дисперсии фазовой скорости в межпланетной среде. Влиянием же дисперсий поглощения и рассеяния для таких сигналов в данном случае можно пренебречь.

**Список литературы:** 1. Хармут Х.Ф. Несинусоидальные волны в радиолокации и радиосвязи. М.: Радио и связь, 1985. 376 с. 2. Астахин Л.Ю., Костылев А.А. Основы сверхширокополосных радиолокационных измерений. М.: Радио и связь, 1989. 192 с. 3. Лазоренко О.В., Черногор Л.Ф. Дисперсионные искажения высокочастотных сверхширокополосных радиосигналов в ионосфере // Геомагнетизм и аэронавигация. 1997. Т. 37, № 6. С. 80—90. 4. Лазоренко О.В., Черногор Л.Ф. Особенности уравнения радиолокации распределенных целей при использовании сверхширокополосных сигналов // Радиотехника. 1997. Вып. 103. С. 131—136.

Харьковский государственный университет

Поступила в редколлегию 08.01.98

## МОДЕЛИРОВАНИЕ ПАССИВНЫХ ПОМЕХ С РЕГУЛЯРНЫМ ДОПЛЕРОВСКИМ СМЕЩЕНИЕМ ЧАСТОТЫ ВЕКТОРНЫМИ ПРОЦЕССАМИ АВТОРЕГРЕССИИ

Основными требованиями к математической модели сигнала являются адекватность исследуемым объектам, точность воспроизведения исследуемых процессов и простота изменения ее характеристик.

Реальные аэродинамические объекты представляют собой тела неправильной формы и содержат множество блестящих точек. Вследствие этого при изменении ориентации объектов относительно РЛС результирующий отраженный сигнал флуктуирует, что необходимо учитывать при моделировании. Отраженные от движущихся объектов сигналы имеют как случайное, так и регулярное доплеровское смещение частоты (РДСЧ). Последнее из них далее учитывается при выборе модели.

Пассивные помехи, под которыми понимают отражения зондирующих сигналов от объектов, не являющихся радиолокационными целями, относятся к коррелированным помехам, что обусловлено схожестью отражений, наблюдаемых в соседних периодах повторения при импульсном режиме работы РЛС. Именно по этой причине пассивные помехи целесообразно моделировать процессами авторегрессии (АР) [1].

Выходное напряжение фазового детектора при детектировании пассивной помехи от местных предметов, когда РДСЧ отсутствует, выражается соотношением  $X_n = E_n \cos \varphi_n$ , где  $E_n$  — амплитуда огибающей помехи рассматриваемого разрешаемого элемента в  $n$ -м периоде повторения;  $\varphi_n$  — разность фаз помехи и опорного колебания. Если регулярная радиальная скорость отражателей, создающих пассивную помеху, относительно РЛС равна  $v_r$ , то выходное напряжение фазового детектора имеет доплеровский набег фазы за период повторения сигнала, равный  $\Omega_d T$ . При этом выходные напряжения косинусного и синусного квадратурных каналов для  $n$ -го и  $(n-1)$ -го периодов повторения при РДСЧ можно представить следующим образом:

$$\begin{aligned} X_{c(n)} &= E_n \cos(n\Omega_d T + \varphi_n); \quad X_{s(n)} = E_n \sin(n\Omega_d T + \varphi_n); \\ X_{c(n-1)} &= E_{n-1} \cos((n-1)\Omega_d T + \varphi_{n-1}); \quad X_{s(n-1)} = E_{n-1} \sin((n-1)\Omega_d T + \varphi_{n-1}). \end{aligned} \quad (1)$$

Такую помеху  $X_n$  с ортогональными составляющими  $X_{c(n)}$  и  $X_{s(n)}$  можно моделировать дискретным двумерным векторным процессом авторегрессии (ВПАР) [2]

$$X_n = \begin{bmatrix} X_{c(n)} \\ X_{s(n)} \end{bmatrix} = \sum_{i=1}^p \Phi_i X_{n-i} + a_n, \quad (2)$$

где  $\Phi_i = \begin{bmatrix} \Phi_{11(i)} & \Phi_{12(i)} \\ \Phi_{21(i)} & \Phi_{22(i)} \end{bmatrix}$ ,  $i = 1 \dots p$  — двумерная матрица коэффициентов

ВПАР порядка  $p$ :  $a_n = \begin{bmatrix} a_{c(n)} \\ a_{s(n)} \end{bmatrix}$  — вектор-столбец независимых

случайных отсчетов, для которого  $M[a_n] = 0$ ;  $M[a_n a_n^T] = \begin{bmatrix} \sigma_a^2 & 0 \\ 0 & \sigma_a^2 \end{bmatrix}$ .

Связь корреляционной функции дискретного случайного процесса с коэффициентами ВПАР можно установить из решения системы уравнений Юла—Уолкера [1]. Для случая  $p = 1$ , опустив индекс  $i = 1 = p$  в обозначении  $\Phi_{kl(i)}$ ,  $k = 1, 2$ ;  $l = 1, 2$ , запишем

$$X_n = \begin{bmatrix} X_{c(n)} \\ X_{s(n)} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \Phi_{11} & \Phi_{12} \\ \Phi_{21} & \Phi_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} X_{c(n-1)} \\ X_{s(n-1)} \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} a_{c(n)} \\ a_{s(n)} \end{bmatrix}. \quad (3)$$

Умножив левую и правую части (3) на  $X_{n-1}^T$  и усреднив, имеем

$$\overline{X_n X_{n-1}^T} = \begin{bmatrix} X_{c(n)} \\ X_{s(n)} \end{bmatrix} \overline{\begin{bmatrix} X_{c(n-1)} & X_{s(n-1)} \end{bmatrix}} = \begin{bmatrix} R_{cc(1)} & R_{cs(1)} \\ R_{sc(1)} & R_{ss(1)} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \Phi_{11} R_{cc(0)} & \Phi_{12} R_{ss(0)} \\ \Phi_{21} R_{cc(0)} & \Phi_{22} R_{ss(0)} \end{bmatrix}. \quad (4)$$

Здесь  $R_{cc(0)} = \overline{X_{c(n-1)}^2} = R_{ss(0)} = \overline{X_{s(n-1)}^2} = \sigma_x^2$ ;

$R_{cc(1)} = \overline{X_{c(n)} X_{c(n-1)}} = \langle E_n E_{n-1} \cos \varphi_n \cos \varphi_{n-1} \rangle \cos \alpha = \sigma_x^2 r_1 \cos \alpha$ ;

$R_{cs(1)} = \overline{X_{c(n)} X_{s(n-1)}} = -\sigma_x^2 r_1 \sin \alpha$ ;  $R_{sc(1)} = \overline{X_{s(n)} X_{c(n-1)}} = \sigma_x^2 r_1 \sin \alpha$ ;

$R_{ss(1)} = \overline{X_{s(n)} X_{s(n-1)}} = \sigma_x^2 r_1 \cos \alpha$ ;  $\alpha = \Omega_d T$ ;

$$\frac{R_{ss(1)}}{R_{ss(0)}} = \frac{R_{cc(1)}}{R_{cc(0)}} = r_1 \cos \alpha,$$

где  $r_1$  — коэффициент корреляции.

Тогда из (4) следует, что

$$\begin{aligned}\Phi_{11} &= R_{cc(1)} / R_{cc(0)} = r_1 \cos \alpha = \Phi_1 \cos \alpha; \\ \Phi_{12} &= R_{cs(1)} / R_{cc(0)} = -r_1 \sin \alpha = -\Phi_1 \sin \alpha; \\ \Phi_{21} &= R_{sc(1)} / R_{cc(0)} = r_1 \sin \alpha = \Phi_1 \sin \alpha; \\ \Phi_{22} &= R_{ss(1)} / R_{cc(0)} = r_1 \cos \alpha = \Phi_1 \cos \alpha.\end{aligned}\quad (5)$$

Подставив (5) в (3), получим модель

$$X_n = \begin{bmatrix} X_{c(n)} \\ X_{s(n)} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \Phi_1 X_{c(n-1)} \cos \alpha - \Phi_1 X_{s(n-1)} \sin \alpha + a_{c(n)} \\ \Phi_1 X_{c(n-1)} \sin \alpha + \Phi_1 X_{s(n-1)} \cos \alpha + a_{s(n)} \end{bmatrix}, \quad (6)$$

в соответствии с которой приходим к структурной схеме генератора ВПАР первого порядка (рис. 1). Если независимые случайные величины  $a_{c(n)}$  и  $a_{s(n)}$  распределены по нормальному закону, то, очевидно, формируемый ВПАР также будет нормально распределенным.

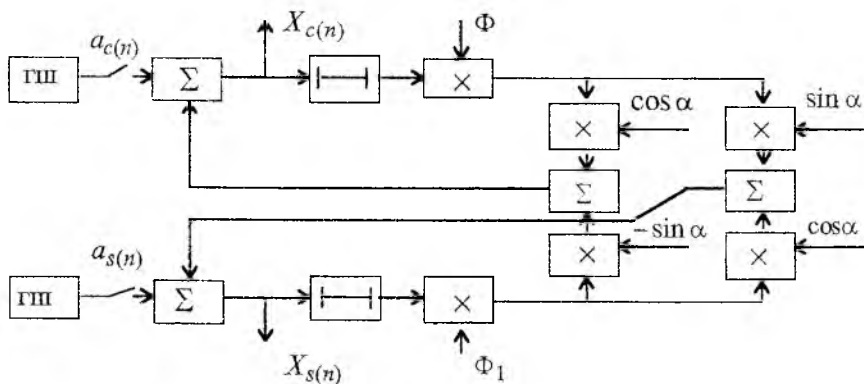


Рис. 1

Далее найдем коэффициенты ВПАР второго порядка и соответствующую структурную схему генератора. Из (2) получим

$$X_n = \begin{bmatrix} X_{c(n)} \\ X_{s(n)} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \Phi_{11(1)} & \Phi_{12(1)} \\ \Phi_{21(1)} & \Phi_{22(1)} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} X_{c(n-1)} \\ X_{s(n-1)} \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} \Phi_{11(2)} & \Phi_{12(2)} \\ \Phi_{21(2)} & \Phi_{22(2)} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} X_{c(n-2)} \\ X_{s(n-2)} \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} a_{c(n)} \\ a_{s(n)} \end{bmatrix}. \quad (7)$$

Осуществив аналогичные (4) операции умножения на  $X_{n-1}^T$  и усреднения, а затем умножения на  $X_{n-2}^T$  и усреднения, приходим к следующему решению:

$$\begin{aligned} \Phi_{11(1)} &= \Phi_{22(1)} = \left[ r_1(1-r_2)/(1-r_1^2) \right] \cos \alpha = \Phi_1 \cos \alpha; \\ \Phi_{12(1)} &= -\Phi_{21(1)} = -\left[ r_1(1-r_2)/(1-r_1^2) \right] \sin \alpha = -\Phi_1 \sin \alpha; \\ \Phi_{11(2)} &= \Phi_{22(2)} = \left[ (r_2-r_1^2)/(1-r_1^2) \right] \cos 2\alpha = \Phi_2 \cos 2\alpha; \\ \Phi_{12(2)} &= -\Phi_{21(2)} = -\left[ (r_2-r_1^2)/(1-r_1^2) \right] \sin 2\alpha = -\Phi_2 \sin 2\alpha. \end{aligned} \quad (8)$$

Подставив (8) в (7), получим модель

$$\begin{aligned} X_n = \begin{pmatrix} X_{c(n)} \\ X_{s(n)} \end{pmatrix} &= \Phi_1 \begin{pmatrix} \cos \alpha & -\sin \alpha \\ \sin \alpha & \cos \alpha \end{pmatrix} \begin{pmatrix} X_{c(n-1)} \\ X_{s(n-1)} \end{pmatrix} + \\ &+ \Phi_2 \begin{pmatrix} \cos 2\alpha & -\sin 2\alpha \\ \sin 2\alpha & \cos 2\alpha \end{pmatrix} \begin{pmatrix} X_{c(n-2)} \\ X_{s(n-2)} \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} a_{c(n)} \\ a_{s(n)} \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (9)$$

Структурная схема генератора ВПАР второго порядка в соответствии с моделью (9) изображена на рис. 2.

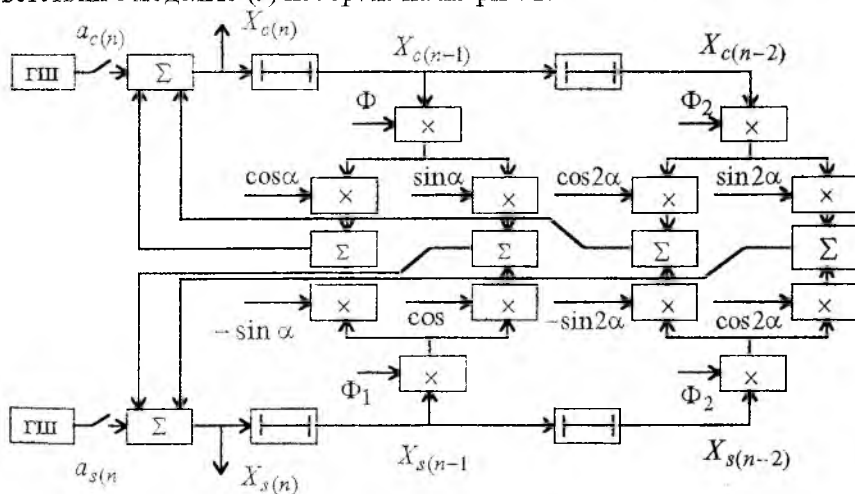


Рис. 2

Модель ВПАР произвольного порядка  $p$  с учетом изложенного можно записать следующим образом:

$$X_n = \begin{bmatrix} X_{c(n)} \\ X_{s(n)} \end{bmatrix} = \sum_{i=1}^p \Phi_i \begin{bmatrix} \cos i\alpha & -\sin i\alpha \\ \sin i\alpha & \cos i\alpha \end{bmatrix} \begin{bmatrix} X_{c(n-i)} \\ X_{s(n-i)} \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} a_{c(n)} \\ a_{s(n)} \end{bmatrix}. \quad (10)$$

При этом структурная схема соответствующего генератора содержала бы  $i$  последовательно соединенных звеньев (аналогично схемам на рисунках), в которых на умножители нужно было бы подавать соответственно  $\Phi_i, \cos i\alpha, \pm \sin i\alpha$ .

Иногда двумерный ВПАР называют комплексным процессом АР. Обозначив  $\Phi_i = \Phi_i \cos i\alpha + j\Phi_i \sin i\alpha$ ;  $\dot{X}_{n-i} = X_{c(n-i)} + jX_{s(n-i)}$ ;  $\dot{a}_n = a_{c(n)} + ja_{s(n)}$ , выражение (10) можно записать как комплексный процесс АР  $\dot{X}_n = \sum_{i=1}^p \Phi_i \dot{X}_{n-i} + \dot{a}_n$ .

С помощью машинного эксперимента проверялась эффективность модели. В частности, для модели первого порядка оценивался коэффициент корреляции. При проверке были выбраны значения  $r_1 = 0,9$  и  $\alpha = \pi/6$ . Для выборки ВПАР объемом  $n=100$  путем статистической обработки были найдены оценочные значения  $\hat{r}_1 = 0,893$  и  $\hat{\alpha} = 0,165\pi$ . Как показано в [3], при большом объеме выборки среднеквадратическое отклонение оценочного коэффициента корреляции от его истинного значения  $\sigma_r = (1 - r^2) / \sqrt{N}$ . В рассматриваемом случае получено  $\sigma_r = 0,02$ , что можно считать приемлемым результатом.

Таким образом, модель двумерного дискретного ВПАР можно использовать при машинном моделировании сигналов с заданными корреляционными свойствами и регулярным доплеровским смещением частоты при построении цифровых имитаторов пассивных помех или метеосигналов для существующих и проектируемых доплеровских РЛС, а также при исследованиях эффективности различных методов измерения доплеровских частот, систем селекции движущихся целей, систем распознавания.

**Список литературы:** 1. Бокс Дж., Дженкинс Г. Анализ временных рядов: Прогноз и управление: В 2 вып. / Пер. с англ. под ред. В.Ф. Писаренко. М.: Мир, 1974. 226 с.  
2. Марпл С.Л. Цифровой спектральный анализ и его приложения: Пер. с англ. М.: Мир, 1990. 648 с.  
3. Бендат Дж., Пирсол А. Прикладной анализ случайных данных: Пер. с англ. М.: Мир, 1989. 540 с.

Харьковский государственный технический университет радиотехники

Поступила в редакцию 05.02.98

*Н.Н. МИНЕРВИН, д-р техн. наук, К.С. ВАСЮТА*

## **ОПТИМАЛЬНОЕ ОЦЕНИВАНИЕ УГЛА ПРИХОДА ВОЛНЫ ПРИ НАЛИЧИИ СЛУЧАЙНЫХ ИСКАЖЕНИЙ ЕЕ ФРОНТА И АДДИТИВНЫХ ПОМЕХ**

При приеме сигналов широко используются алгоритмы оценивания угла прихода пространственно когерентных сигналов на фоне случайных помеховых колебаний [1]. Менее разработаны и реже применяются алгоритмы оценивания угла прихода частично когерентных сигналов по их фазовому фронту при пренебрежении аддитивными помехами [2; 3]. Оба эти подхода связаны с существенной идеализацией реальных условий измерений. В работе [4] изложены основы теории измерений для общего случая совместного действия аддитивной и мультипликативной помех, однако требуется получить соотношения, в явном виде определяющие особенности алгоритмов измерений для различных условий, и соответствующие численные оценки.

На примере линейной эквидистантной антенной решетки с симметричным амплитудным распределением и некоррелированным шумом в ее каналах нами получен и проанализирован алгоритм измерения угла, учитывающий как случайные искажения фронта волны, так и аддитивный шум. Численно определены границы применимости двух указанных выше упрощенных подходов.

**Фиксированное отношение правдоподобия для линейной эквидистантной антенной решетки при некоррелированном аддитивном шуме в ее элементах и флуктуациях фронта принимаемой волны**

При приеме когерентного сигнала со случайной равномерно распределенной начальной фазой и случайной распределенной по закону Релея амплитудой на фоне некоррелированного шума отношение правдоподобия определяется [1] соотношением

$$l = \frac{1}{1 + q^2 / 2} \exp \frac{q^4 / 4}{1 + q^2 / 2} \rho^2,$$

где  $q^2$  — отношение сигнал-шум по мощности;  $\rho$  — нормированная функция рассогласования (автокорреляционная функция). В дальнейшем всегда  $q^2 \gg 1$  и поэтому

$$l \approx \frac{2}{q^2} \exp \frac{q^2 \rho^2}{2}. \quad (1)$$

Для линейной эквидистантной антенной решетки (рис.1)

$$\rho^2(\theta) = \left[ \sum_{i=1}^n \zeta_i \exp \left[ j \left( \Phi_i + \pi \frac{2i - n - 1}{\lambda} d \sin(\theta) \right) \right] \right]^2. \quad (2)$$

Здесь  $n$  — число элементов решетки;  $\zeta_i = Z_i / Z_\Sigma$ , где

$Z_i = \frac{1}{2} \left| \int_{-\infty}^{\infty} \dot{Y}_i(t) \dot{X}_i^*(t) dt \right|$  — модуль сигнальной части комплексного

корреляционного интеграла  $i$ -го канала решетки (результат времен-

ной обработки в этом канале);  $Z_\Sigma = \sum_{i=1}^n Z_i$ ;  $\dot{Y}_i(t)$  — комплексная огибающая принимаемого сигнала;

$\dot{X}_i^*(t)$  — комплексно сопряженная огибающая временного множителя опорного напряжения в  $i$ -м канале;  $\Phi_i$  — наблюдаемое значение начальной фазы в  $i$ -м канале;

$\frac{-2i + n + 1}{\lambda} d \sin(\theta)$  — ожидаемое значение начальной фазы в  $i$ -м канале;  $d$  — расстояние между соседними элементами решетки;  $\lambda$  — длина волны;  $\theta$  — ожидаемый угол прихода волн.



Рис. 1

Выражение (2) можно записать в форме

$$\rho^2(\theta) = \sum_{i=1}^n \sum_{j=1}^n \zeta_i \zeta_j \cos \left[ \Phi_i - \Phi_j + (i - j) \frac{2\pi d}{\lambda} \sin(\theta) \right],$$

где  $\Phi_i - \Phi_j$ ,  $(i - j) \frac{2\pi d}{\lambda} \sin(\theta)$  — наблюдаемые и ожидаемые разности фаз  $i$ -го и  $j$ -го каналов решетки. При малых различиях значений этих величин

$$\rho^2(\theta) \approx 1 - \frac{1}{2} \sum_{i=1}^n \sum_{j=1}^n \zeta_i \zeta_j \left[ \Phi_i - \Phi_j + (i - j) \frac{2\pi d}{\lambda} \sin(\theta) \right]^2. \quad (3)$$

В дальнейшем, чтобы избежать громоздких выражений, ограничимся рассмотрением решеток с наиболее распространенным симметричным амплитудным распределением. Путем рациональной группировки входящих в соотношение (3) слагаемых оно преобразуется в более удобный вид:

$$\rho^2(\theta) \approx 1 - \frac{1}{2} \sum_{k=1}^m \zeta_k \left[ \Delta\Phi_k + \Delta\varphi_k - (2k - 1) \frac{2\pi d}{\lambda} \sin(\theta) \right]^2 - \sum_{k=1}^m \sum_{l=1}^m \zeta_k \zeta_l (\sum \varphi_k - \sum \varphi_l)^2, \quad (4)$$

где  $\Delta\Phi_k = \Phi_{m+1-k} - \Phi_{m+k}$  — среднее значение разности фаз симметричных каналов решетки;  $\Delta\varphi_k = \varphi_{m+1-k} - \varphi_{m+k}$ ;  $\sum \varphi_k = \varphi_{m+1-k} + \varphi_{m+k}$  — разность и сумма флуктуационных составляющих этих каналов. Нумерация симметричных пар элементов антенной решетки производится от 1 в ее центре до  $m = n / 2$  на ее краях. Последнее вычитаемое в выражении (4) не зависит от измеряемого параметра  $\theta$  и для последующего несущественно. Полная информация об угле прихода волны содержится в разностях фаз симметричных каналов антенной решетки.

### Логарифм усредненного отношения правдоподобия. Частные случаи

Наличие случайных составляющих фаз, обусловленных флуктуациями фронта волны, приводит к необходимости перехода к усредненному отношению правдоподобия [1]

$$l(\theta) = \int_{(\Delta\vec{\varphi})} l(\theta, \Delta\vec{\varphi}) p(\Delta\vec{\varphi}) d\Delta\vec{\varphi}, \quad (5)$$

где  $\Delta\vec{\varphi} = \|\Delta\varphi_k\|$  — вектор-столбец значений случайных составляющих разностей фаз симметричных каналов антенной решетки;  $p(\Delta\vec{\varphi})$  — закон распределения их плотности вероятности,  $d\Delta\vec{\varphi} = d\varphi_1 d\varphi_2 \dots d\varphi_m$ .

Если в пределах пика  $p(\Delta\vec{\varphi})$  частное отношение правдоподобия  $l(\theta, \Delta\vec{\varphi})$  меняется незначительно, то его можно вынести за знак интеграла (5) при значениях  $\Delta\varphi = 0$ , соответствующих максимуму  $p(\Delta\vec{\varphi})$ .

Достаточной статистикой в этом случае является зависящее от  $\theta$  слагаемое логарифма частного (фиксированного) отношения правдоподобия

$$S_1(\theta) = \frac{q^2}{2} \left\{ 1 - \frac{1}{2} \sum_{k=1}^m \zeta_k \left[ \Delta\Phi_k - (2k-1) \frac{2\pi d}{\lambda} \sin(\theta) \right]^2 \right\}. \quad (6)$$

Если, наоборот, в пределах пика  $l(\theta, \Delta\bar{\varphi})$  значение  $p(\Delta\bar{\varphi})$  меняется незначительно, то за знак интеграла (5) можно вынести  $p(\Delta\bar{\varphi})$  при значениях  $\Delta\varphi = -\Delta\Phi_k + (2k-1) \frac{2\pi d}{\lambda} \sin(\theta)$ , соответствующих максимуму  $l(\theta, \Delta\bar{\varphi})$ . Достаточной статистикой в этом случае является зависящее от  $\theta$  слагаемое логарифма закона распределения фазовых флуктуаций

$$S_2(\theta) = \frac{q^2}{2} + \ln p \left( \left| -\Delta\Phi_k + (2k-1) \frac{2\pi d}{\lambda} \sin(\theta) \right| \right). \quad (7)$$

Для конкретизации последнего соотношения рассмотрим фазовые флуктуации с нормальным законом распределения и с корреляционной матрицей  $K = \sigma_\varphi^2 \| a^{|i-j|} \|$ , где  $\sigma_\varphi^2$  — дисперсия флуктуаций фазы;  $a$  — коэффициент корреляции флуктуаций в соседних элементах антенной решетки;  $i, j$  — номера элементов. При  $a > 0$  с увеличением расстояния между элементами корреляция убывает по экспоненциальному закону (рис. 2, а), а при  $a < 0$  — по знакопеременному закону (рис. 2, б).

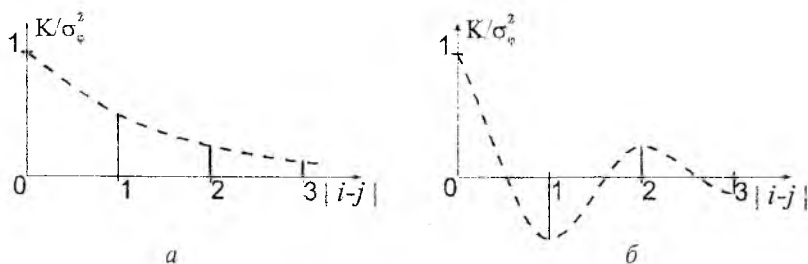


Рис. 2

Используя принятые допущения, для случайных составляющих разностей фаз симметричных элементов можно получить путем стандартных преобразований законы их плотности вероятности: при  $m \geq 2$

$$p(\Delta\bar{\Phi}) = \frac{\sqrt{1+a}}{(2\sqrt{\pi}\sigma_{\Phi})^m (1-a^2)^{m/2}} \exp \left\{ -\frac{1}{4\sigma_{\Phi}^2(1-a^2)} \left[ \Delta\Phi_m^2 + (1+a+a^2)\Delta\Phi_1^2 + (1+a^2) \sum_{k=2}^{m-1} \Delta\Phi_k^2 - 2a \sum_{k=1}^{m-1} \Delta\Phi_k \Delta\Phi_{k+1} \right] \right\},$$

при  $m = 1$

$$p(\Delta\Phi) = \frac{1}{2\sqrt{\pi}\sigma_{\Phi}\sqrt{1-a}} \exp \left\{ -\frac{\Delta\Phi^2}{4\sigma_{\Phi}^2(1-a)} \right\}.$$

Последнее выражение справедливо для произвольной корреляционной функции.

С учетом этих законов распределения достаточная статистика (7) записывается так: при  $m \geq 2$

$$S_2(\theta) = \frac{q^2}{2} - \frac{1}{4\sigma_{\Phi}^2(1-a^2)} \left\{ \left[ \Delta\Phi_m - (2k-1) \frac{2\pi d}{\lambda} \sin(\theta) \right]^2 + (1+a+a^2) \times \right. \\ \times \left[ \Delta\Phi_1 - \frac{2d\pi}{\lambda} \sin(\theta) \right]^2 + (1+a^2) \sum_{k=2}^{m-1} \left[ \Delta\Phi_k - (2k-1) \frac{2\pi d}{\lambda} \sin(\theta) \right]^2 - \\ \left. - 2a \sum_{k=1}^{m-1} \left[ \Delta\Phi_k - (2k-1) \frac{2\pi d}{\lambda} \sin(\theta) \right] \left[ \Delta\Phi_{k+1} - (2k+1) \frac{2\pi d}{\lambda} \sin(\theta) \right] \right\},$$

при  $m = 1$

$$S_2(\theta) = \frac{q^2}{2} - \frac{1}{4\sigma_{\Phi}^2(1-a)} \left( \Delta\Phi - \frac{2\pi d}{\lambda} \sin(\theta) \right)^2.$$

В общем случае равноценного влияния аддитивного шума и флуктуаций фронта волны усреднение отношения правдоподобия по случайным составляющим разностей фаз симметричных каналов антенны при большом числе ее элементов приводит к громоздким выражениям. Поэтому здесь ограничимся случаем  $n = 4$ , для которого после интегрирования (5) с использованием (1), (4) и (8) получим достаточную статистику (зависящее от угла  $\theta$  слагаемое логарифма усредненного отношения правдоподобия):

$$S_3(\theta) = \frac{q^2}{2} \left\{ 1 - \right.$$

$$\left. \frac{[1+a+a^2+(\zeta_2\gamma)^{-1}]\delta\Phi_{23} + [1+(\zeta_2\gamma)^{-1}]\delta\Phi_{14} - 2a\delta\Phi_{23}\delta\Phi_{14}}{2\sigma_{\Phi}^2(1-a^2)[1+(\zeta_2\gamma)^{-1}+(\zeta_1\gamma)^{-1}(1+a+a^2)+(\zeta_1\zeta_2)^{-1}\gamma(1+a)^{-1}] \right\}, \quad (9)$$

где  $\gamma = q^2 \sigma_\Phi^2 (1 - a)$  — параметр, определяющий относительное влияние аддитивных шумов и флуктуаций фронта волны;  $\delta \Phi_{ij} = \Delta \Phi_{ij} - (i - j) \frac{2\pi d}{\lambda} \sin(\theta)$  — отличие измеряемой разности фаз симметричных каналов от ее ожидаемого значения.

При  $\gamma \ll 1$  преобладает влияние аддитивных шумов и соотношение (9) переходит в соотношение (6) для  $m = 2$ . При  $\gamma \gg 1$  преобладает влияние флуктуаций фронта волны и соотношение (9) переходит в соотношение (8) для  $m = 2$ .

При  $\gamma \gg 1$  и нормальном законе распределения фазовых флуктуаций достаточная статистика — зависящая от угла  $\theta$  часть  $\ln p$  в соотношении (7) — может быть записана в виде

$$\ln l(\theta) = \bar{y}^T \bar{K}^{-1} \bar{x} - \frac{1}{2} \bar{x}^T \bar{K}^{-1} \bar{x}, \quad (10)$$

где  $\bar{y}^T = \|\Delta \Phi_k\|$  — вектор-строка наблюдаемых разностей фаз напряжений симметричных элементов антенны;  $\bar{x} = \frac{2\pi d}{\lambda} \sin(\theta) \|2k - 1\|$  — вектор-столбец их ожидаемых значений;  $\bar{K}^{-1}$  — обратная корреляционная матрица случайных флуктуаций этих разностей фаз. Соотношение (10) соответствует использованному в работе [2], что является обоснованием оптимальности приведенных в ней алгоритмов измерения угла прихода волны при выполнении условия  $\gamma \gg 1$ .

### Алгоритмы угловых измерений

Алгоритмы оптимального оценивания угла прихода волны находятся из уравнения правдоподобия [1]

$$\frac{\partial \ln l(\theta)}{\partial \theta} = 0, \quad \theta = \hat{\theta} \quad (11)$$

и описываются соотношением

$$\sin(\hat{\theta}) = \frac{\lambda}{2\pi d} \sum_{k=1}^m g_k \frac{\Delta \Phi_k}{2k - 1},$$

из которого видно, что оптимальное оценивание угла прихода волны сводится к измерениям разностей фаз в симметричных каналах антенны с последующим суммированием с весовыми множителями  $g_k$ .

При выполнении условия  $\gamma = q^2 \sigma_\varphi^2 (1-a) \ll 1$  из соотношений (6) и (11) вытекает, что

$$\sin(\hat{\theta}) = \frac{\lambda}{2\pi d} \frac{\sum_{k=1}^m \zeta_k (2k-1) \Delta\Phi_k}{\sum_{k=1}^m \zeta_k (2k-1)^2}. \quad (12)$$

В этом случае весовые множители пропорциональны расстоянию между симметричными элементами антенны и их амплитудному весу  $\zeta_k$ .

При выполнении условия  $\gamma = q^2 \sigma_\varphi^2 (1-a) \gg 1$  из соотношений (8) и (11) имеем

$$\sin(\hat{\theta}) = \frac{\lambda}{2\pi d} \frac{\sum_{k=1}^m (2k-1) \Delta\Phi_k + [2m-1 - (2m-3)a] \Delta\Phi_m / (1-a)^2}{\sum_{k=1}^m (2k-1)^2 + (2m-1)[2m-1 - (2m-3)a] / (1-a)^2}. \quad (13)$$

В этом случае весовые множители не зависят от амплитудного веса  $\zeta_k$  симметричных каналов, а крайние каналы имеют особый вес.

При произвольном значении параметра  $\gamma$  для четырехэлементной антенной решетки из соотношений (9) и (11) получаем

$$\sin(\hat{\theta}) = \frac{\lambda}{2\pi d} (g_1 \Delta\Phi_{23} + g_2 \Delta\Phi_{14}),$$

где

$$g_1 = 1 - g_2 = \frac{(1-a)^2 + (\zeta_1 \gamma)^{-1}}{(1-a)^2 + (\zeta_2 \gamma)^{-1} + 9[1-a/3 + (\zeta_1 \gamma)^{-1}]}$$

При  $\gamma \ll 1$  и  $\gamma \gg 1$  эти соотношения переходят соответственно в (12) и (13) для  $m = 2$ . На рис. 3 и 4 показаны зависимости весовых множителей  $g_1$  и  $g_2$  от параметра  $\gamma$  при различных соотношениях амплитуд сигнала в крайних и центральных каналах  $\zeta_2 / \zeta_1$  и коэффициентах корреляции  $a$ . Видно, что при малых значениях параметра  $\gamma$  на алгоритм измерений существенно влияет амплитудное распределение и не влияет корреляция фазовых флуктуаций, а при больших значениях

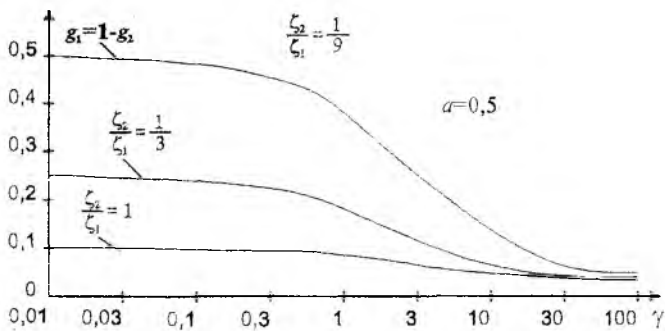


Рис. 3

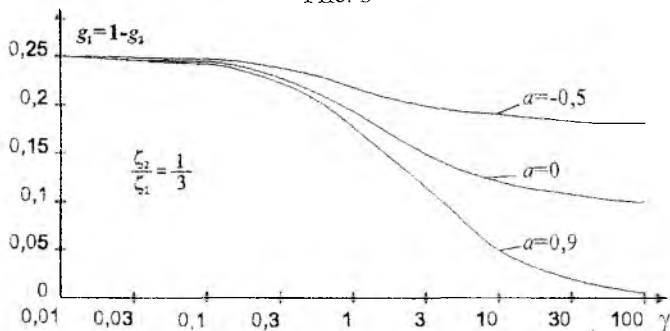


Рис. 4

параметра  $\gamma$ , наоборот, существенно влияет корреляция фазовых флуктуаций и не влияет амплитудное распределение.

**Список литературы:** 1. Ширман Я.Д., Манжос В. Н. Теория и техника обработки радиолокационной информации на фоне помех. М.: Сов. радио, 1981. 416 с. 2. Бакут П.А., Логинов В.А., Троицкий И. Н. Измерение угловых координат источников когерентного светового излучения по фазовому фронту принимаемой волны // Радиотехника и электрон. 1977. Т. 22, № 2. С. 286. 3. Кравцов Ю.А., Фейзулин З.И., Виноградцев А.Г. Прохождение радиоволн через атмосферу Земли. М.: Радио и связь, 1983. 223 с. 4. Фальковский С.Е., Пономарев В.И., Шкварко Ю.В. Оптимальный прием пространственно-временных сигналов в радиоканалах с рассеянием. М.: Радио и связь, 1989. 295 с

Харьковский институт летчиков ВВС

Поступила в редколлегию 27.02.98

Н.Н. МИНЕРВИН, д-р техн. наук, К.С. ВАСЮТА

## МЕРА УГЛОВОЙ РАЗРЕШАЮЩЕЙ СПОСОБНОСТИ И ТОЧНОСТЬ ИЗМЕРЕНИЯ УГЛА ПРИХОДА ВОЛНЫ ПРИ НАЛИЧИИ СЛУЧАЙНЫХ ИСКАЖЕНИЙ ЕЕ ФРОНТА И АДДИТИВНОГО ШУМА

При оценке угловой разрешающей способности и точности угловых измерений необходимо учитывать совместное влияние случайных флуктуаций фронта принимаемой волны (мультипликативной помехи) и аддитивных шумовых колебаний. Общие положения теории этих вопросов разработаны (например, см. [1]), однако имеется потребность в получении формул, в явном виде определяющих показатели качества углового разрешения и измерения при различных условиях. Желательно сформулировать численный критерий, устанавливающий, при каких условиях эти показатели качества могут оцениваться по хорошо известным соотношениям, учитывающим только аддитивный шум [2], или по соотношениям, учитывающим только мультипликативную помеху [3; 4]. В последнем, менее изученном случае необходимы дальнейшие аналитические и численные оценки.

На примере широко используемой линейной эквидистантной антенной решетки с симметричным амплитудным распределением оценим влияние ряда факторов на меру угловой разрешающей способности и потенциальные погрешности угловых измерений. Наряду с электрическим размером антенны, ее амплитудным распределением и отношением сигнал-шум учтем и влияние статистических характеристик флуктуаций фронта принимаемой волны. При этом используем достаточные статистики, приведенные в [5].

При дисперсии  $\sigma^2$  потенциальной погрешности измерения угла прихода волны справедливо соотношение [2]

$$\frac{1}{\sigma^2} = - \left. \frac{\partial^2 \ln l(\theta)}{\partial \theta^2} \right|_{\theta = \hat{\theta}} \quad (1)$$

Здесь  $\ln l(\theta)$  — зависящая от измеряемого угла  $\theta$  часть логарифма отношения правдоподобия;  $\hat{\theta}$  — оптимальная оценка измеряемого угла.

Для меры разрешающей способности  $\Delta\theta$ , определяемой шириной нормированной функции рассогласования [2], справедливо соотношение

$$\Delta\theta = q\sigma, \quad (2)$$

где  $q$  — отношение сигнал-шум по напряжению на выходе устройства согласованной обработки принятой реализации.

При значениях параметра  $\gamma = q^2\sigma_\Phi^2(1-a) \ll 1$ , где  $\sigma_\Phi^2$  — дисперсия фазовых флуктуаций на элементах антенной решетки, обусловленных флуктуациями фронта волны,  $a$  — коэффициент их корреляции для соседних элементов, в [5] получено:

$$\ln l(\theta) = \frac{q^2}{2} \left\{ 1 - \frac{1}{2} \sum_{k=1}^m \zeta_k \left[ \Delta\Phi_k - (2k-1) \frac{2\pi d}{\lambda} \sin\theta \right]^2 \right\}. \quad (3)$$

Здесь  $k$  — номер симметричной пары элементов антенны, отсчитываемый от центра антенны;  $m$  — число таких пар;  $\zeta_k = Z_k / Z_\Sigma$  — параметр, характеризующий амплитудное распределение по элементам антенны;  $Z_k = \frac{1}{2} \left| \int_{-\infty}^{\infty} \dot{Y}_k(t) \dot{X}_k^*(t) dt \right|$  — модуль комплексного корреляционного интеграла (результат временной обработки) в каналах  $k$ -й пары;  $\dot{Y}_k(t)$  — комплексная огибающая принятой реализации;  $\dot{X}_k^*(t)$  — комплексно сопряженная огибающая ожидаемого сигнала в каналах  $k$ -й пары;  $Z_\Sigma = \sum_{k=1}^m Z_k$ ;  $\Delta\Phi_k$  — разность фаз напряжений каналов

$k$ -й пары, возникающих при приеме волны;  $d$  — расстояние между соседними элементами антенной решетки;  $\lambda$  — длина волны.

После двукратного дифференцирования (3) с учетом (1) и (2) имеем

$$\frac{1}{\sigma^2} = \frac{q^2}{\Delta\theta^2} = 2q^2 \left( \frac{\pi d \cos\theta}{\lambda} \right)^2 \sum_{k=1}^m \zeta_k (2k-1). \quad (4)$$

Для значений параметра  $\gamma = q^2\sigma_\Phi^2(1-a) \gg 1$  в [5] приведено: при  $m \geq 2$

$$\ln l(\theta) = \frac{q^2}{2} - \frac{1}{4\sigma_\Phi^2(1-a^2)} \left\{ \left[ \Delta\Phi_m - (2m-1) \frac{2\pi d}{\lambda} \sin(\theta) \right]^2 + (1+a+a^2) \times \right.$$

$$\times \left( \Delta\Phi_1 - \frac{2\pi d}{\lambda} \sin \theta \right)^2 + (1 + a^2) \sum_{k=2}^{m-1} \left[ \Delta\Phi_k - (2k-1) \frac{2\pi d}{\lambda} \sin(\theta) \right]^2 - \\ - 2a \sum_{k=1}^{m-1} \left[ \Delta\Phi_k - (2k-1) \frac{2\pi d}{\lambda} \sin(\theta) \right] \left[ \Delta\Phi_{k+1} - (2k+1) \frac{2\pi d}{\lambda} \sin(\theta) \right] \Bigg\}, \quad (5)$$

при  $m = 1$

$$\ln I(\theta) = \frac{q^2}{2} - \frac{1}{4\sigma_\Phi^2(1-a)} \left( \Delta\Phi - \frac{2\pi d}{\lambda} \sin \theta \right)^2. \quad (6)$$

Используя (1), (2), (5) и (6), записываем: при  $m \geq 2$

$$\frac{1}{\sigma^2} = \frac{q^2}{\Delta\theta^2} = 2 \left( \frac{\pi d \cos \theta}{\lambda} \right)^2 \frac{1-a}{\sigma_\Phi^2(1+a)} \times \\ \times \left\{ \sum_{k=1}^{m-1} (2k-1)^2 + \frac{(2m-1)[2m-1-(2m-3)a]}{(1-a)^2} \right\}, \quad (7)$$

при  $m = 1$

$$\frac{1}{\sigma^2} = \frac{q^2}{\Delta\theta^2} = 2 \left( \frac{\pi d \cos \theta}{\lambda} \right)^2 / \sigma_\Phi^2(1-a). \quad (8)$$

Для произвольного значения параметра  $\gamma$  и четырехэлементной антенной решетки

$$\ln I(\theta) = \frac{q^2}{2} \left\{ 1 - \frac{[1 + a + a^2 + (\zeta_2\gamma)^{-1}] \delta\Phi_{23}^2 +}{2[(1+a)\gamma + \zeta_2^{-1} + (1+a+a^2)\zeta_1^{-1} + (\zeta_1\zeta_2\gamma)^{-1}]} + \right. \\ \left. + \frac{[1 + (\zeta_2\gamma)^{-1}] \delta\Phi_{14}^2 - 2a\delta\Phi_{23}\delta\Phi_{14}}{2[(1+a)\gamma + \zeta_2^{-1} + (1+a+a^2)\zeta_1^{-1} + (\zeta_1\zeta_2\gamma)^{-1}]} \right\}, \quad (9)$$

где  $\delta\Phi_{ij} = \Delta\Phi_{ij} - (j-i) \frac{2\pi d}{\lambda} \sin \theta$  — отличие измеряемой разности фаз симметричных каналов  $\Delta\Phi_{ij}$  от ее ожидаемого значения [5].

Используя (1), (2) и (9), находим:

$$\frac{1}{\sigma^2} = \frac{q^2}{\Delta\theta^2} = \frac{q^2}{2} \left( \frac{2\pi d}{\lambda} \cos\theta \right)^2 \times \quad (10)$$

$$\times \frac{10 - 5a + a^2 + \gamma^{-1}(\zeta_2^{-1} + 9\zeta_1^{-1})}{(1+a)\gamma + \zeta_2^{-1} + (1+a+a^2)\zeta_1^{-1} + (\zeta_1\zeta_2\gamma)^{-1}}$$

При  $\gamma \ll 1$  или  $\gamma \gg 1$  эти соотношения переходят соответственно в (4) и (7) для  $m = 2$ .

На рис. 1—4 представлены рассчитанные с использованием (10) зависимости среднеквадратичной погрешности  $\sigma$  измерения угла прихода волны и меры угловой разрешающей способности  $\Delta\theta$  от отношения сигнал-шум по мощности  $q^2$ , характеризующего амплитудное распределение отношения  $\zeta = \zeta_1/\zeta_2$ , дисперсии  $\sigma_\phi^2$  фазовых флуктуаций и коэффициента их корреляции  $a$  в смежных элементах антенны. Величины  $\sigma$  и  $\Delta\theta$  выражены в единицах, обратных электрической длине антенны  $l_e = 3d/\lambda$  (примерно совпадают с шириной диаграммы направленности антенны). На рис. 1 и 2 на горизонтальные оси нанесены также значения параметров  $\gamma$  и  $\gamma/\sigma_\phi^2$ . Изменение их значений приводит к качественному изменению закономерностей измерения и разрешения.

Из рисунков и соотношения (4) видно, что при  $\gamma \ll 1$  справедливы известные соотношения для точности измерения угла прихода и меры разрешающей способности пространственно когерентных сигналов: мера угловой разрешающей способности обратно пропорциональна электрическому размеру антенны и зависит от распределения амплитуд вдоль нее, а потенциальная среднеквадратичная угловая погрешность, кроме этого, еще и обратно пропорциональна отношению сигнал-шум по напряжению на выходе устройства согласованной обработки.

Из рисунков и соотношений (7) и (8) видно, что при  $\gamma \gg 1$  действуют другие закономерности: не влияет амплитудное распределение вдоль антенны; на среднеквадратичную погрешность измерения не влияет отношение сигнал-шум, а мера разрешающей способности пропорциональна ему; определяющее влияние оказывают статистические характеристики фазовых флуктуаций.

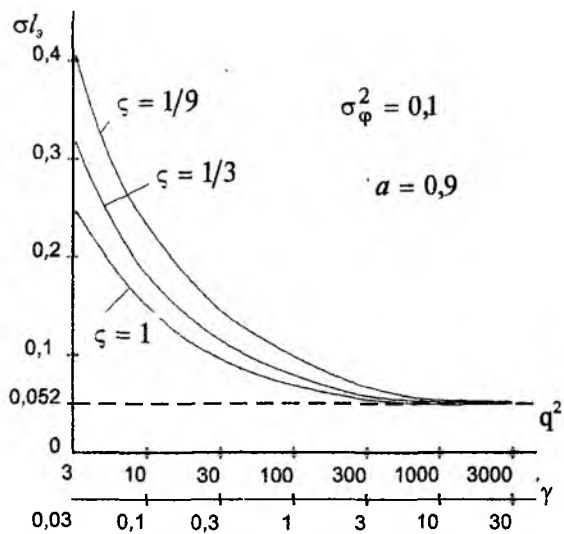


Рис. 1

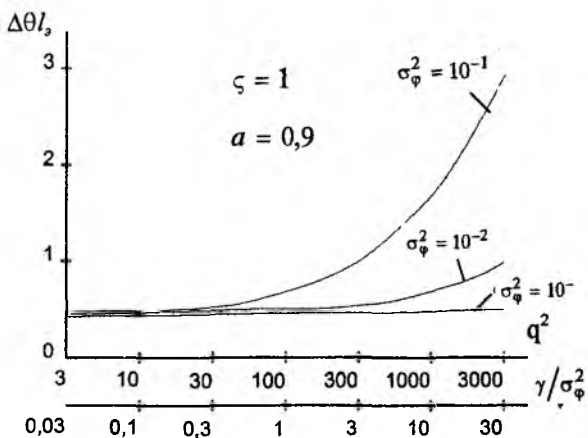


Рис. 2

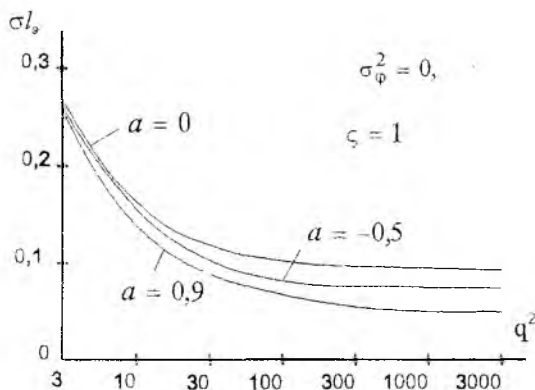


Рис. 3

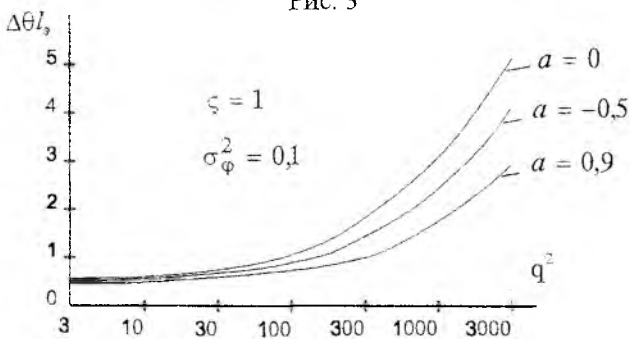


Рис. 4

Из рассмотренного выявляется неочевидное свойство: мера близости оптимальной обработки частично когерентного и полностью когерентного пространственных сигналов определяется не только статистическими характеристиками флуктуаций фронта волны, но и отношением сигнал-шум на выходе устройства обработки. Это означает, например, что алгоритмы оптимальной пространственной обработки [5] и потенциальные показатели ее качества могут существенно различаться для слабого полезного и сильного помехового сигналов.

**Список литературы:** 1. Фалькович С.Е., Почомаев В.И., Шкварко Ю.В. Оптимальный прием пространственно-временных сигналов в радиоканалах с рассеянием. М.: Радио и связь, 1989. 295 с. 2. Ширман Я.Д., Манжос В.Н. Теория и техника обработки радиолокационной информации на фоне помех. М.: Сов. радио, 1981. 416 с. 3. Бакут П.А., Логинов В.А., Троицкий И.Н. Измерение угловых координат источников когерентного светового излучения по фазовому фронту принимаемой волны // Радиотехника и электрон. 1977. Т. 22, № 2. С. 286. 4. Крайнев Ю.А., Фейзулин З.И., Виноградцев А.Г. Прохождение радиоволн через атмосферу Земли. М.: Радио и связь, 1983. 223 с. 5. Минервин Н.Н., Васота К.С. Оптимальное оценивание угла прихода волны при наличии случайных искажений ее фронта и аддитивных помех. — См. статью в настоящем сборнике.

Харьковский институт летчиков ВВС

Поступила в редколлегию 27.02.98

*В. М. КАРТАШОВ, канд. техн. наук*

## **ОСОБЕННОСТИ ОБРАБОТКИ РАДИОСИГНАЛА, РАССЕЯННОГО АКУСТИЧЕСКИМ ВОЛНОВЫМ ПАКЕТОМ**

Рассеяние радиоволн акустическим волновым пакетом используется при определении характеристик атмосферы методом радиоакустического зондирования. В радиоакустических системах температурного ветрового зондирования атмосферы целесообразно использование приемной дискретной антенны достаточно больших размеров, позволяющей принимать отраженный радиосигнал при сносе акустического пакета ветром. При этом увеличивается дальность действия системы, а дискретный характер антенны позволяет отслеживать движение пятна отраженного сигнала в горизонтальной плоскости вблизи поверхности земли (в плоскости приемной антенны), что позволяет определять составляющие вектора скорости горизонтального ветра [1].

Обработка принимаемого радиосигнала в таких системах в целях обнаружения и измерения координат центра пятна относится к задачам пространственно-временной обработки. Для решения указанных задач целесообразно использовать «видеокогерентную» пространственно-временную обработку, которая организуется в предположении пространственной некогерентности полезных сигналов на входах приемных элементов антенной решетки. Решение в этом случае принимается по результатам обработки видеосигналов, полученных с выходов элементарных каналов.

«Видеокогерентные» системы значительно проще в реализации, чем когерентные, а по эффективности решений они для ряда задач при достаточно большом отношении сигнал-шум не уступают когерентным [2]. «Видеокогерентная» пространственно-временная обработка находит применение прежде всего при построении многопозиционных радиолокационных систем.

Для выполнения поставленных задач указанными методами необходимы: обнаружение сигнала в каждом элементарном канале антенной решетки; выделение пространственной огибающей; обнаружение пятна в целом; оценка координат центра пятна.

Пространственной огибающей будем называть распределение амплитуд сигнала по пространственным координатам  $X$ ,  $Y$ . Указанные операции проводятся через определенные промежутки времени. В результате выполнения нескольких операций по обнаружению и оценке координат центра пятна будет получена траектория перемещения пятна в плоскости приемной антенны.

Рассмотрим математическую постановку задачи. Будем считать, что приемная антенна представляет собой плоскую эквидистантную антенную решетку (АР), которая содержит в горизонтальной плоскости  $XOY$   $L$  одинаковых приемных элементов без взаимной связи. Фазовые центры элементов АР расположены в узлах прямоугольной сетки с координатами

$$\begin{aligned} x_{mn} &= x_0 + d(m-1), & m &= \overline{1, M}; \\ y_{mn} &= y_0 + d(n-1), & n &= \overline{1, N}; & MN &= L, \end{aligned}$$

где  $d$  — расстояние между соседними элементами АР вдоль осей  $X$  и  $Y$ .

Сигнал на входе приемной АР представим в виде аддитивной смеси пространственно-временного сигнала и помехи:

$$\|U_{ij}(t)\| = \|S_{ij}(t, \vec{g}, \vec{v})\| + \|n_{ij}(t)\|, \quad (1)$$

где  $\vec{g}, \vec{v}$  — векторы существенных и несущественных параметров сигнала.

Для аналитического решения задачи синтеза алгоритмов обработки необходимо выбрать модели полезного сигнала и помех. Системы радиоакустического зондирования (РАЗ) малочувствительны к действию внешних помех. Поэтому шумовое поле помех представим в виде пространственно-временного белого шума многоканального приемного устройства и окружающего пространства, который приведен ко входам приемника. Статистические характеристики помеховых составляющих имеют вид

$$\begin{aligned} &< \|n_{mn}\| > 0; \\ \|K_{mnkl}(t_1, t_2)\| &= < \|n_{mn}(t_1) n_{kl}(t_2)\| > = \\ &= \left\| \frac{N_0}{2} \delta(t_1 - t_2) \delta_{mk} \delta_{nl} \right\| \quad \left( \begin{array}{l} m, k = \overline{1, M} \\ n, l = \overline{1, N} \end{array} \right), \end{aligned}$$

где  $N_{0mn}/2$  — двухсторонняя спектральная плотность шума на входе  $mn$  элемента АР;  $\delta_{mk}, \delta_{nl}$  — символы Кронекера;  $\langle \cdot \rangle$  — знак математического ожидания.

В приемной АР предполагается использование одинаковых элементов, т.е.  $N_{0mn} = N_0$ , тогда корреляционную матрицу пространственно-временных шумов запишем в следующем виде:

$$\|K_{mnkl}(t_1, t_2)\| = \frac{N_0}{2} \delta(t_1 - t_2) J,$$

где  $J$  — блочная матрица, в которой элементы  $m = kl$  равны единице, все остальные — нулю. Одномерный закон распределения мгновенных значений такого шума является нормальным.

Особенность подхода к анализу свойств отраженного сигнала в РАЗ и выбору его модели состоит в возможности строгого математического решения задачи дифракции радиоволн на звуке и получении выражения для отраженного сигнала. Это связано с тем, что для цели, используемой в РАЗ, удастся записать аналитическое выражение для поля неоднородности диэлектрической проницаемости в пространстве как функцию трех пространственных координат и времени. Выражение, полученное в результате решения задачи дифракции, может использоваться для анализа энергетических и различных неэнергетических свойств сигнала. Такой подход позволяет достаточно полно исследовать свойства отраженного сигнала.

Основываясь на обзоре [1] результатов работ, посвященных дифракции радиоволн на звуке, выражение для распределения напряженности поля в пятне представим в виде

$$E(\rho) = E_0 \exp\left[-\frac{\rho^2}{2\rho_n^2}\right],$$

где  $E_0$  — максимум напряженности в центре пятна;  $\rho_n$  — характерный размер пятна рассеянного излучения, определяемый через параметры передающих акустической и радиоантенн.

Учитывая свойства отраженного радиосигнала, выявленные в теоретических и практических работах [1], и многоканальность приемной аппаратуры, в качестве модели сигнала, принимаемого по элементарному каналу, примем сигнал с неизвестной неслучайной амплитудой и случайной начальной фазой. Начальные фазы сигналов в элементарных каналах представим в виде взаимно независимых случайных величин с равномерным распределением на интервале  $[0, 2\pi]$ . Плотность совместного распределения начальных фаз

$$p(\varphi_{11}, \varphi_{12}, \dots, \varphi_{MN}) = \prod_i \prod_j p(\varphi_{ij}) = (1/(2\pi))^{MN}.$$

Заметим, что оптимальные алгоритмы видеокогерентной обработки не критичны к виду принятой модели распределения начальных фаз сигналов и принятие такой модели, не меняя существа результатов, позволяет упростить проводимые математические преобразования. В [3] показано, что если начальная фаза является неинформативным параметром, то получающиеся при этом оптимальные для равномерного априорного распределения начальной фазы на интервале  $[0, 2\pi]$  алгоритмы обработки

являются оптимальными и в случае произвольно априорного распределения начальной фазы.

При выбранных моделях сигналов и помех решение задачи обнаружения в элементарных каналах известно [3]. Для этого необходимо в каждом канале формировать величину  $z$  и сравнивать ее с порогом. Величина  $z$  может быть сформирована с помощью корреляционной схемы с квадратурными каналами или с использованием согласованного оптимального фильтра. Для выделения пространственной огибающей следует формировать матрицу  $\|z_{ij}\|$ .

Далее необходимо определить по имеющейся выборке, принадлежит ли она полезному сигналу или лежит в области помехи, т.е. решить задачу обнаружения для пятна в целом. Сигнал на входе обнаружителя пятна представим в виде смеси полезного сигнала и помехи:

$$\|z_{ij}\| = \|r_{ij}\| + \|n_{ij}\|. \quad (2)$$

Значения  $\|z_{ij}\|$  в каждом канале распределены при наличии сигнала по обобщенному релеевскому закону, при отсутствии сигнала — по релеевскому закону.

При разработке алгоритмов обработки сигнала на каждом шаге измерений будем подвергать анализу только те приемные элементы, которые попадают в строб. Положение строга определяется по результатам предшествующих измерений координат центра пятна в данном цикле зондирования. Размеры строга будем выбирать, исходя из случайных и динамических ошибок измерений, а также размеров пятна. Область изменения значений индексов  $i, j$  в (2) определяется размерами строга.

Приняв во внимание, что входной шум решетки является гауссовым изотропным полем, дельта-коррелированным по пространству и по времени, отношение правдоподобия запишем в виде

$$\Lambda[\|z_{ij}\|] = \prod_{i_{\min}}^{i_{\max}} \prod_{j_{\min}}^{j_{\max}} \exp\left(-\frac{r_{ij}}{2\sigma^2}\right) I_0\left(\frac{z_{ij} r_{ij}}{\sigma^2}\right), \quad (3)$$

где  $I_0(\bullet)$  — модифицированная функция Бесселя первого рода нулевого порядка.

Область изменения значений индексов  $i, j$  в (3) определяется характерным размером пятна  $\rho_n$ . Использование аналитической модели пространственной огибающей позволит с погрешностью до постоянного

множителя представить все составляющие матричного параметра  $\|r_{ij}\|$ , входящего в (3).

Представим модель, не ограничивая общности рассуждений, в общем виде:

$$r_{ij} = r_0 \gamma(x_i, x_n) \Phi(y_i, y_n), \quad (4)$$

где  $r_0$  — значение амплитуды сигнала в центре пятна;  $x_i, y_j$  — координаты  $i, j$  элемента антенной решетки.

Далее, подставив (4) в (3) и прологарифмировав последнее с учетом аппроксимации логарифма функции Бесселя в области достаточно сильных сигналов значениями аргумента, оптимальный алгоритм обнаружения сигнала представим в виде

$$\sum_{i_{\min}}^{i_{\max}} \sum_{j_{\min}}^{j_{\max}} z_{ij} \gamma(x_i, x_n) \Phi(y_j, y_n) \geq B_0. \quad (5)$$

Оптимальный алгоритм обнаружения пятна состоит в суммировании элементов  $\|z_{ij}\|$  с весами, определяемыми значениями модельной пространственной огибающей в узлах приемной решетки, и сравнении полученной суммы с порогом  $B_0$ .

Для обнаружения пятна необходимо выполнить последовательное перемещение модельной пространственной огибающей в пределах строба (в области возможных положений пятна) до превышения порога.

Можно использовать также более простой в реализации квазиоптимальный алгоритм, в котором элементы выборки входят в сумму с одинаковым единичным весом.

Анализ качественных показателей обоих алгоритмов производится методом статистического моделирования на ЭВМ. Выяснено, что отношение потерь квазиоптимального алгоритма обнаружения пятна к потерям при оптимальном алгоритме составляет примерно 1,2. Следовательно, оба алгоритма могут быть использованы в системах радиоакустического зондирования атмосферы.

**Список литературы:** 1. *Каллистратова М.А., Кон А.И.* Радиоакустическое зондирование атмосферы. М.: Наука, 1985. 200 с. 2. *Пространственно-временная обработка сигналов* / Под ред. И.Я. Кремера. М.: Радио и связь, 1984. 224 с. 3. *Ширман Я.Д., Манжос В.Н.* Теория и техника обработки радиолокационной информации на фоне помех. М.: Радио и связь, 1981. 416 с.

Харьковский государственный технический университет радиозлектроники

Поступила в редколлегию 21.01.98

## ЧАСТОТНАЯ АДАПТАЦИЯ АКУСТИЧЕСКИХ ЛОКАТОРОВ К ПОМЕХОВЫМ УСЛОВИЯМ

Задача защиты акустических локаторов (содаров) от помех является актуальной, так как даже при расположении акустических локаторов в наименее зашумленных местах внешний шумовой фон оказывает наибольшее негативное влияние на их работу [1].

Внешние акустические шумы принято подразделять на шумы естественного и искусственного происхождения. Источники естественных шумов также делят на две группы: контактные и удаленные. К шумам от контактных источников относят шумы, возникающие при непосредственном контакте осадков (капель дождя, града) с приемной антенной, при обдувании ветром антенны, а также шум, обусловленный воздействием флуктуационного движения молекул воздуха на мембрану электроакустического преобразователя. Шумы от удаленных источников — это шумы, производимые животными, птицами, насекомыми, и шумы атмосферного происхождения, порождаемые турбулентностью приземного слоя, грозowymi разрядами.

Значительное влияние на работу акустических локаторов для зондирования атмосферы оказывают шумы искусственного происхождения, обусловленные деятельностью человека. Их основные источники — транспорт и промышленность. Как показывают проведенные исследования [1], средний уровень шума сильно изменяется для различных районов и зависит от частоты приема. Уровень внешнего шума зависит также от времени суток, прежде всего за счет изменения активности деятельности человека.

Наблюдается значительная изменчивость уровня внешних помех и их частотной зависимости, порождаемая главным образом изменениями в доминирующих источниках шумов и условиями распространения звуковых волн. Неопределенность (изменчивость) как разность между средней оценкой и уровнем шума, получаемым при кратковременных измерениях на конкретной частоте, составляет 8 ... 15 дБ. При этом непостоянство условий распространения звуковых волн в атмосфере сказывается при наличии вклада шума от удаленных источников.

Образующийся вследствие изменчивости акустических помех частотно-временной резерв может быть использован для повышения возможностей акустических локаторов и приближения их характеристик к потенциальным путем размещения энергии зондирующего сигнала на участках спектра с наименьшим уровнем помех. Это может

быть достигнуто путем частотной адаптации, включающей текущий анализ частотного диапазона, определение каналов с минимальным уровнем помех и соответствующую перестройку акустического лока-тора.

Эффективность введения частотной адаптации может оцени-ваться по изменению вероятности удовлетворительной (по помеховым условиям) работы акустического локатора либо с позиций улучшения его реальной чувствительности.

Если известна ширина спектра зондирующих сигналов  $\Delta f$ , то по-лосу частот, в которой работает акустический локатор, можно пред-ставить в виде множества независимых каналов. Независимыми будем считать каналы, разнесенные на ширину полосы  $\Delta f$ . Тогда вероят-ность удовлетворительной по помеховым условиям работы акустиче-ского локатора определяется вероятностью наличия в множестве  $n$  независимых частотных каналов хотя бы одного канала с требуемыми характеристиками

$$B = 1 - (1 - P)^n, \quad (1)$$

где  $P$  — вероятность того, что один произвольно взятый  $i$ -й канал окажется свободным от помех;  $(1 - P)$  — вероятность того, что канал будет «занят» помехами.

Для выполнения качественных изменений необходимо, чтобы уровень помех в рабочих каналах не превышал некоторого порогово-го значения  $U$ , а время использования рабочих частот было не менее длительности обработки сигналов  $T$ . Совокупность частотных кана-лов может быть представлена в виде множества элементов с дискрет-ным переходом из одного состояния в другое. Тогда вероятность на-личия канала, пригодного для измерений, определяется как произве-дение безусловной вероятности  $P_U(u \leq U)$  наличия канала с уровнем помех ниже порогового значения  $U$  и условной вероятности  $P_T(\tau \geq T)$  того, что время существования канала с уровнем помех ниже порогового значения  $U$  будет не менее минимального времени обработки сигналов  $T$ :

$$P = P_U P_T. \quad (2)$$

Вероятность  $P_U$  определяется соответствующим значением функции распределения вероятностей для уровней помех в конкретном частотном канале. Значение условной вероятности  $P_T(\tau \geq T)$  при  $u \leq U$  равно соответствующему значению функции  $P(\tau)$ , которая ха-рактеризует распределение времени жизни каналов при выбранном

пороге  $U$ . Вероятность  $P_T$  определяет надежность использования канала на интервале времени  $T$  для заданного порога  $U$ .

Как следует из теории массового обслуживания [2], поток пересечений пороговых уровней при кратковременном использовании каналов можно считать пуассоновским, т. е. вероятность появления на интервале  $[0, t]$  ровно  $k$  свободных каналов определяется законом Пуассона

$$P_k(t) = \frac{(\lambda t)^k}{k!} \exp(-\lambda t),$$

где  $\lambda$  — параметр потока, равный среднему числу каналов, появляющихся в единицу времени. Для описания временных характеристик каналов при пуассоновском потоке можно использовать показательный закон распределения

$$p(\tau) = \frac{1}{\tau_0} \exp\left\{-\frac{\tau}{\tau_0}\right\}. \quad (3)$$

Параметр распределения  $\tau_0$  численно равен математическому ожиданию и среднеквадратическому отклонению показательного распределения; он зависит от значения порога  $U$ . Для нахождения значения  $\tau_0$  может быть использована формула [3]

$$\tau_0 = \frac{P_U \overline{\tau_0}}{1 - P_U}, \quad (4)$$

где  $P_U$  — значение функции распределения уровней помех для заданного порога  $U$ ;  $\overline{\tau_0}$  — среднее время неперевышения медианного уровня помех.

Вероятность того, что случайная величина  $\tau$  будет не менее выбранного значения  $T$ , определяется соотношением

$$P_T(\tau \geq T) = \int_T^{\infty} p(\tau) d\tau = \exp\left[-\frac{T}{\tau_0}\right]. \quad (5)$$

Выражения (2)—(5) позволяют, учитывая реальные распределения помех  $P(u)$ , определить вероятность  $B$  обеспечения удовлетворительной работы акустического локатора в конкретных реальных помеховых условиях при наличии частотной адаптации.

Более наглядной представляется оценка эффективности частотной адаптации с точки зрения улучшения реальной чувствительности систе-

мы. Основная идея такого подхода состоит в том, что при заданном распределении помех в каналах введение частотной адаптации позволит уменьшить уровень помех от значения  $U_1$ , соответствующего вероятности  $P$ , до значения  $U_2$ , соответствующего вероятности  $B$ . Тогда ожидаемый выигрыш реальной чувствительности, измеренный в децибелах, оценивается по формуле

$$\Delta U = 20 \lg \frac{U_1}{U_2}. \quad (6)$$

Закон распределения уровней акустических помех для любой случайно выбранной частоты представляет собой логарифмически нормальное распределение [1].

Поскольку в данной задаче требуется определять значение уровня помех по заданной вероятности, то значительное упрощение может быть достигнуто, если модель распределения помех представить в квантильном виде. Достаточно точной аппроксимацией логарифмически нормального закона, особенно в области малых сигналов, является экспоненциально-гиперболическое распределение Фреше [4]

$$P(u) = P_0 \left\{ \frac{u_0}{u} \right\}^\alpha, \quad (7)$$

где  $u_0$ ,  $P_0 = P(u_0)$  — значения аргумента и функции, определяющие ход зависимости;  $\alpha$  — параметр распределения, который определяет разброс значений случайной величины. Чем меньше значение  $\alpha$ , тем больше флуктуации (изменчивость) помех в каналах.

Выразив величины  $U_1, U_2$  через соответствующие вероятности и подставив результаты в (6), получим формулу для оценки выигрыша в реальной чувствительности:

$$\Delta U = \frac{20}{\alpha} \lg \frac{\lg P}{\lg [1 - (1 - P)^n]}. \quad (8)$$

Как видно из (8), эффективность частотной адаптации возрастает с уменьшением параметра  $\alpha$ , т.е. с увеличением степени разброса уровней помех, а также с увеличением числа каналов, используемых при адаптации.

Так, для значения  $\alpha = 2$ , соответствующего средней изменчивости акустических помех,  $P = 0,1$ , числа каналов  $n = 10$  ожидаемый

выигрыш составляет  $\Delta U = 7$  дБ. При  $n = 20$  выигрыш  $\Delta U = 12,5$  дБ, при  $n = 50$  выигрыш  $\Delta U = 26$  дБ.

Следовательно, адаптивный выбор несущих частот акустических локаторов в соответствии с имеющимся помеховыми условиями позволит значительно повысить возможности акустического зондирования атмосферы.

**Список литературы:** 1. Красенко Н.П. Акустическое зондирование атмосферы. Новосибирск: Наука, 1986. 168 с. 2. Кузьмин С.З. Основы теории цифровой обработки радиолокационной информации. М.: Радио и связь, 1974. 432 с. 3. Основы загоризонтной радиолокации / Под ред. А. А. Колосова. М.: Радио и связь, 1984. 256 с. 4. Комарович В.Ф., Сосунов В. Н. Случайные радиопомехи и надежность КВ-связи. М.: Связь, 1977. 136 с.

Харьковский государственный технический  
университет радиозлектроники

Поступила в редколлегию 21.01.98

*В.Н. ФРАНКОВ, канд. техн. наук, Г.Ю. ОСОКИН,  
О.В. ГАВРЕНТЮК, А.И. САМОХВАЛОВ*

## **КОРРЕЛЯЦИОННАЯ СИСТЕМА ЦИФРОВОЙ ПЕРВИЧНОЙ ОБРАБОТКИ СИГНАЛОВ В СОВМЕЩЕННЫХ ЧАСТОТНЫХ ДИАПАЗОНАХ**

Многообразие различных средств электромагнитного излучения и всевозможных систем, работающих в совмещенных частотных диапазонах, выдвигает на первый план вопросы унификации аппаратуры обработки, в частности корреляционной системы первичной обработки, которую можно было бы использовать для обнаружения принимаемых многокомпонентных сигналов. К таким сигналам можно отнести как широкополосные, так и конечный ансамбль узкополосных сигналов.

Унификация становится возможной благодаря тому, что обрабатываемые сигналы обладают примерно одинаковой базой, т.е. произведением полосы частот  $\Delta F_c$  и времени накопления  $T_n$ .

Для обработки таких сигналов предложены системы корреляционной обработки на основе цифрового знакового коррелятора, который, как известно, характеризуется следующими основными параметрами: полосой частот обрабатываемого сигнала; временем накопления; частотой дискретизации [1—3].

Наиболее часто корреляторы формируют в виде устройства, в котором предусмотрена запись дискретизированных составляющих сигналов в оперативное запоминающее устройство (ОЗУ) и последующая их обработка. Если запись дискрет в ОЗУ произвести на низкой частоте, а при обработке использовать высокую тактовую частоту, то за счет полученной трансформации масштаба времени можно использовать для обработки различных сигналов один и тот же коррелятор. Кроме того, существенно повысится скорость обработки данных.

Предположим, что на входе системы имеются два аналоговых узкополосных сигнала, выделенных из входной смеси и прошедших определенную предварительную обработку. На рис. 1 представлена структурная схема одного из вариантов построения устройства цифровой корреляционной обработки. Сигналы подаются на фазовые детекторы (ФД), в которых происходит их разделение на квадратурные компоненты и последующее бинарное квантование. В фазовых детекторах можно варьировать время интегрирования, что обеспечивает обработку сигналов с различной полосой. Квадратурные компоненты сигналов поступают на квантователи (КВ), где осуществляется

временная дискретизация. Подключение к квантователям тактового сигнала нужной частоты  $F_T$  реализуется электронным коммутатором (ЭК1) при поступлении сигнала управления от синхронизатора (СХ).

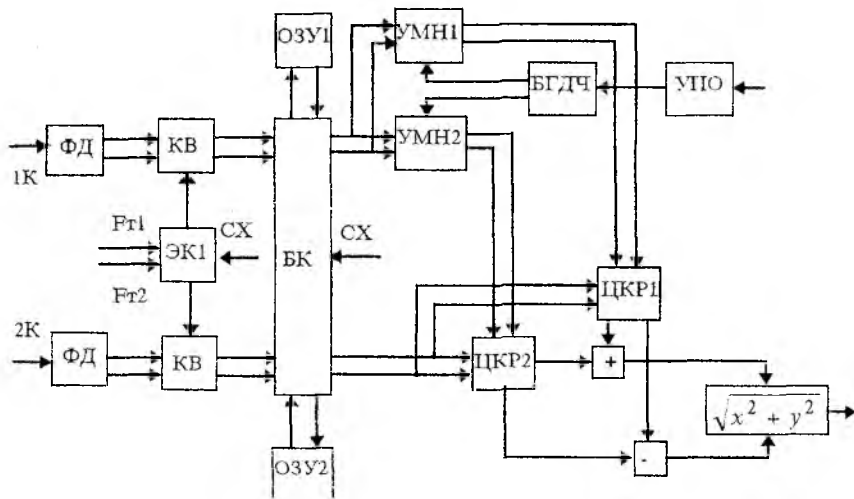


Рис. 1

Дискреты квадратурных составляющих опорного и сигнального каналов через блок коммутации (БК) попадают в ОЗУ, которое включает в себя два равноценных блока — ОЗУ-1 и ОЗУ-2. Они выполняют роль линии задержки для выравнивания времени запаздывания сигналов опорного и сигнального каналов, а также служат для хранения информации; блоки поочередно подключаются к выходам квантователей. Это позволяет снизить тактовую частоту ОЗУ в восемь раз. Считывание из ОЗУ производится с частотой, в десятки раз превышающей  $F_T$ , что обеспечивает преобразование масштаба времени в десятки—сотни раз.

После заполнения ОЗУ-1 начинается цикл обработки записанной информации, а аналогичное ОЗУ-2 подключается для записи следующих реализаций принимаемых сигналов, чем обеспечивается непрерывность обработки. В режиме считывания ОЗУ-1, при повышенной тактовой частоте, за время накопления обеспечит воспроизведение компонент одной и той же реализации сигнала требуемое количество раз. Это позволит, при необходимости, организовать последовательную во времени доплеровскую обработку сигналов.

Квадратурные компоненты сигналов одного канала поступают на обработку в цифровые корреляторы ЦКР-1 и ЦКР-2 непосредственно, а

компоненты сигнала другого канала — через блоки умножения (УМН-1, УМН-2), где домножаются на доплеровские добавки частоты. Последние формируются в блоке генерирования доплеровских частот (БГДЧ) в виде функций

$$\begin{aligned} U_{\partial}^c &= \operatorname{sgn}\{\cos \omega_{\partial} t\}; \\ U_{\partial}^s &= \operatorname{sgn}\{\sin \omega_{\partial} t\}, \end{aligned}$$

где  $\omega_{\partial}$  — значение доплеровской добавки частоты.

В БГДЧ формируется требуемое число пар синусных и косинусных добавок частот по количеству необходимых доплеровских каналов обработки. В результате обработки на выходах цифровых корреляторов для каждого значения задержки сигналов получаются квадратурные компоненты ВКФ: на выходе ЦКР-1  $\rho_1^c(\tau_k)$ ,  $\rho_1^s(\tau_k)$  и на выходе ЦКР-2  $\rho_2^c(\tau_k)$ ,  $\rho_2^s(\tau_k)$ . Квадратурные компоненты результирующей ВКФ определяются по следующим правилам:

$$\begin{cases} \rho^c = \rho_1^s + \rho_2^c \\ \rho^s = \rho_1^c - \rho_2^s \end{cases} \quad \text{при } \omega_{\partial} > 0; \quad (1)$$

$$\begin{cases} \rho^c = \rho_2^c - \rho_1^s \\ \rho^s = \rho_1^c + \rho_2^s \end{cases} \quad \text{при } \omega_{\partial} < 0. \quad (2)$$

Модульное значение ВКФ определяется в спецвычислителе по формуле

$$|\rho(\tau_k)| = \sqrt{[\rho^c(\tau_k)]^2 + [\rho^s(\tau_k)]^2}.$$

Компоненты сигнала, принятые обоими каналами, воспроизводятся столько раз подряд, сколько предусмотрено каналов частотной фильтрации. При этом каждый раз они домножаются на различные добавки. Таким образом, реализуется фильтрация принимаемых сигналов по всем частотным каналам.

Следовательно, для полной обработки сигналов достаточно удвоенного количества циклов воспроизведения. Более того, с учетом результатов обнаружения по одному из сигналов можно организовать программный просмотр только тех доплеровских каналов, на которых наблюдалось обнаружение. Управление БГДЧ осуществляется устройством программного обзора (УПО), на которое поступают данные от спецвычислителя. В связи с большим резервом времени, который обес-

печивает такая система, ее можно упростить, используя для обработки только один цифровой коррелятор (рис. 2). В нем домножение сигналов на синусную и косинусную доплеровские добавки осуществляется последовательно при двух смежных циклах воспроизведения. Добавки поступают на умножитель через второй электронный коммутатор (ЭК2). Результаты корреляционной обработки в первом цикле записываются в запоминающее устройство (ЗУ) и воспроизводятся после окончания второго цикла для вычисления квадратурных компонент результирующей ВКФ по выражениям (1) и (2).

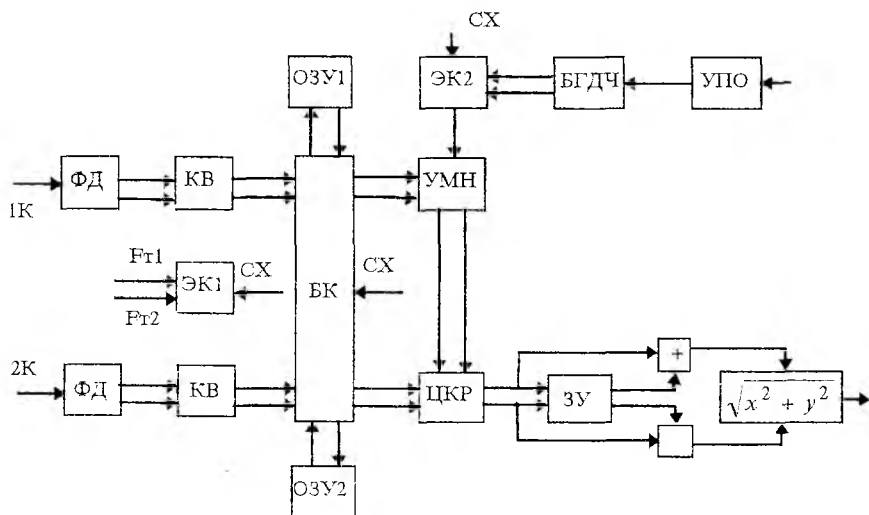


Рис. 2

Отсюда видно, что для обеспечения обработки сигналов понадобится учетверенное количество циклов воспроизведения.

Таким образом, предложенные варианты построения устройств корреляционной обработки можно использовать для создания универсальной системы цифровой первичной обработки различного рода многокомпонентных сигналов в совмещенных частотных диапазонах.

**Список литературы:** 1. Жовинский В.Н., Арзовский В.Ф. Корреляционные устройства. М.: Энергия, 1974. 248 с. 2. Макс Ж. Методы и техника обработки сигналов при физических измерениях: В 2 т.: Пер. с англ. М.: Мир, 1983. Т. 2. 224 с. 3. Мирский Г.Я. Характеристики стохастической взаимосвязи и их измерения. М.: Энергоиздат, 1982. 240 с.

Харьковский военный университет

Поступила в редакцию 21.01.98

## ПОВЫШЕНИЕ ТОЧНОСТИ ОПРЕДЕЛЕНИЯ КООРДИНАТ ИСТОЧНИКОВ ИЗЛУЧЕНИЙ В МНОГОПОЗИЦИОННЫХ ПОДВИЖНЫХ СИСТЕМАХ ПРИ ИСПОЛЬЗОВАНИИ ИЗБЫТОЧНОСТИ ИЗМЕРЕНИЙ

В последнее время возрастает интерес к подвижным многопозиционным системам, позволяющим измерять координаты источников излучений (ИИ). Подвижность позиций приводит к необходимости одновременно с измерением параметров сигналов ИИ производить измерения координат вынесенных позиций (ВП) относительно центральной позиции (ЦП). Известно [1; 2], что погрешности измерения координат ВП в многопозиционных системах приводят к снижению точности определения координат ИИ. В связи с этим необходим поиск новых путей повышения точности определения координат ИИ в подвижных многопозиционных системах.

Одним из перспективных способов повышения точности определения координат ИИ может стать использование избыточности измерений.<sup>1</sup>

Пусть подвижная измерительная система имеет вид, изображенный на рис. 1. На ЦП и ВП производятся оценки азимутов ИИ ( $\hat{\beta}_{ЦП_{ИИ}}, \hat{\beta}_{ВП_{ИИ}}$ ), разности хода сигналов между ИИ, ВП и ЦП ( $\Delta\hat{r}$ ), а также измеряются расстояние ( $\hat{d}_{ВП}$ ) и азимут ( $\hat{\beta}_{ВП}$ ) ВП. В этих условиях оценка вектора первичных измерений

$$\hat{\xi}^T = \left| \hat{\beta}_{ЦП_{ИИ}}, \hat{\beta}_{ВП_{ИИ}}, \Delta\hat{r}, \hat{d}_{ВП}, \hat{\beta}_{ВП} \right|.$$

Оценка азимута ИИ входит в состав оценки вектора  $\hat{\xi}$ , следовательно, для определения координат ИИ необходимо оценить только дальность  $\hat{r}$ . Размерность вектора  $\hat{\xi}$  позволяет одновременно сформировать три текущие оценки дальности  $\hat{r}_1, \hat{r}_2, \hat{r}_3$  на основании соответствующих оценок векторов первичных координат

$$\begin{aligned} \hat{\xi}_1^T &= \left| \hat{\beta}_{ЦП_{ИИ}}, \hat{\beta}_{ВП_{ИИ}}, \hat{d}_{ВП}, \hat{\beta}_{ВП} \right|; \quad \hat{\xi}_2^T = \left| \hat{\beta}_{ЦП_{ИИ}}, \Delta\hat{r}, \hat{d}_{ВП}, \hat{\beta}_{ВП} \right|; \\ \hat{\xi}_3^T &= \left| \hat{\beta}_{ВП_{ИИ}}, \Delta\hat{r}, \hat{d}_{ВП}, \hat{\beta}_{ВП} \right|, \end{aligned}$$

являющихся подмножествами вектора  $\hat{\xi}$ .

Текущая оценка дальности получается согласно выражению

$$\hat{r}_i = f_i\left(\hat{\xi}_i\right),$$

где  $f_i(\cdot)$  — соответствующие функциональные зависимости.

Задача нахождения результирующей оценки  $\hat{r}$  в данном случае сводится к объединению текущих коррелированных оценок. Чтобы получить алгоритм формирования результирующей оценки, используем методику, изложенную в [3].

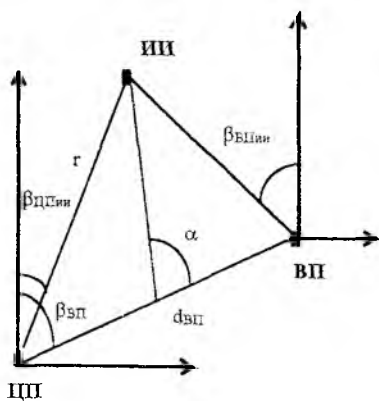


Рис. 1

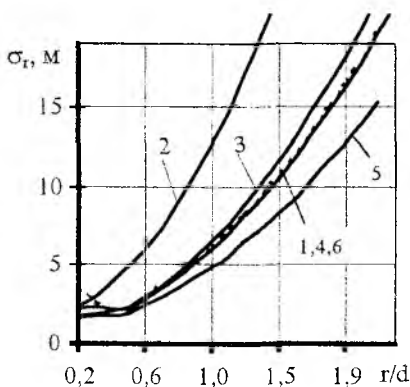


Рис. 2

В общем виде алгоритм формирования результирующей оценки можно записать так:

$$\hat{r} = A \cdot \bar{Y}.$$

Здесь  $\bar{Y}^T = \left[ \hat{\xi}_1, \hat{\xi}_2, \hat{\xi}_3 \right]$  — вектор текущих оценок дальности;  $A$  — матрица преобразования,

$$A = \left( R^T \cdot K_H \cdot R \right)^{-1} \cdot R^T \cdot K_H^{-1},$$

где  $K_H$  — корреляционная матрица погрешностей текущих оценок;  $R$  — матрица комплексирования.

В этом случае дисперсия погрешности результирующей оценки дальности

$$D_{\hat{r}} = Tr \left[ \left( R^T \cdot K_H \cdot R \right)^{-1} \right].$$

Предполагая независимость погрешностей первичных оценок, координаты  $h_{i,m}$  вектора  $\hat{H}_i$  погрешностей текущих оценок дальности  $\hat{r}_i$  можно представить в виде

$$h_{i,m} = \sum_{m=0}^N \left[ \frac{\partial f_i(\hat{\xi}_i)}{\partial \xi_{i,m}} \sigma_{\xi_{i,m}} \right],$$

где  $N$  — размерность вектора  $\hat{\xi}_i$ ;  $\sigma_{\xi_{i,m}}$  — погрешности оценки соответствующих координат вектора  $\hat{\xi}_i$ .

Проведем качественный анализ погрешностей оценки дальности ИИ при использовании различных алгоритмов их получения. Пусть погрешности оценки азимута ИИ на ЦП, ВП, разности хода сигналов и определения координат ВП соответственно составят:

$$\sigma_{\hat{\beta}_{ЦПИИ}} = 24'; \quad \sigma_{\hat{\beta}_{ВПИИ}} = 6'; \quad \sigma_{\Delta \hat{r}} = 1 \text{ м}; \quad \sigma_{\hat{d}_{ВП}} = 2 \text{ м}; \quad \sigma_{\hat{\beta}_{ВП}} = 3'.$$

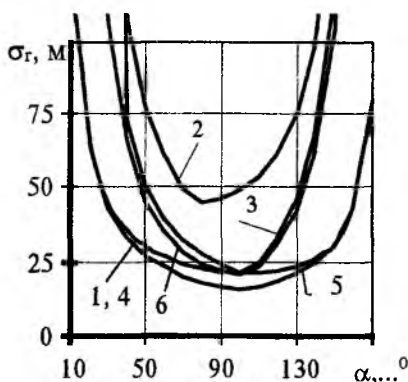


Рис. 3

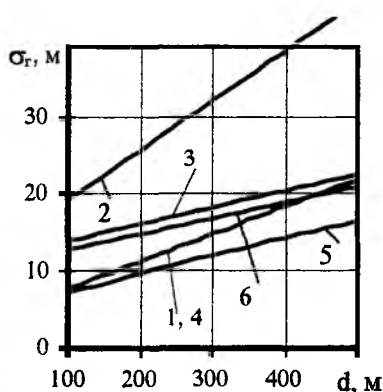


Рис. 4

Зависимости погрешностей определения дальности ИИ от отношения  $r/d$ , положения ИИ относительно линии базы (угла  $\alpha$ ) и удаления ВП от ЦП представлены на рис. 2—4. На рисунках цифрами обо-

значены кривые, соответствующие различным способам формирования оценки дальности: 1 —  $\hat{r}_1$ ; 2 —  $\hat{r}_2$ ; 3 —  $\hat{r}_3$ ; 4 — при объединении оценок  $\hat{r}_1$  и  $\hat{r}_2$ ; 5 — при объединении оценок  $\hat{r}_1$  и  $\hat{r}_3$ ; 6 — при объединении оценок  $\hat{r}_2$  и  $\hat{r}_3$ .

Из анализа зависимостей видно, что при заданных погрешностях оценок первичных координат формирование результирующей оценки дальности ИИ на основе объединения текущих позволяет повысить точность определения дальности ИИ.

Таким образом, использование избыточности измерений в многопозиционных системах даст возможность повысить точность определения координат. Это достигается за счет усложнения алгоритма обработки первичных измерений и не требует дополнительных аппаратных затрат. Использование таких алгоритмов в многопозиционных подвижных системах позволит в известной мере скомпенсировать снижение точности, обусловленное влиянием погрешностей измерения местоположений позиций, а также снизить требования к точности установления координат подвижных позиций. Это, в свою очередь, приведет к упрощению технической реализации устройств определения местоположения позиций.

**Список литературы:** 1. Черняк В.С. Многопозиционная радиолокация. М.: Радио и связь, 1993. 416 с. 2. Кондратьев В.С. Многопозиционные радиотехнические системы. М.: Радио и связь, 1986. 264 с. 3. Иванов Ю.П. Комплексование информационно-измерительных устройств летательных аппаратов. Л.: Машиностроение, 1984. 207 с.

*Харьковский военный университет*

*Поступила в редколлегию 17.11.97*

*В.Е. КУДРЯШЕВ, канд. техн. наук, В.С. НАКОНЕЧНЫЙ,  
А.А. ПОБЕРЕЖНЫЙ*

## ОЦЕНКА ВОЗМОЖНОСТИ ПРИМЕНЕНИЯ АДАПТИВНЫХ АЛГОРИТМОВ РАДИОЛОКАЦИОННОГО РАСПОЗНАВАНИЯ

Известно, что при одноэтапном принятии решения о классе радиолокационных целей (РЛЦ) алгоритмы их распознавания различаются степенью учета статистики измеряемых признаков и помех [1; 2]. Наибольшее значение вероятности правильного распознавания (ВПР) обеспечивают параметрические и непараметрические байесовские алгоритмы. При известной гауссовской статистике погрешностей измерения некоррелированных между собой признаков и помех к перечисленным оптимальным алгоритмам может быть отнесен и корреляционный алгоритм распознавания класса цели «К». Сложность технической реализации таких алгоритмов состоит в отсутствии сведений о законах распределения измеряемых признаков и помех, а также о параметрах этих законов. Возможности предварительного измерения указанных параметров на практике ограничены ввиду большого количества РЛЦ, одновременно находящихся в зоне наблюдения. Среди одноэтапных непараметрических алгоритмов наибольшую ВПР обеспечивают эвристические алгоритмы вычисления расстояний, в частности алгоритм махалонобисова расстояния

$$K = \arg \min_i (Y - Y_{\text{э}i}) * \Phi_i^{-1} (Y - Y_{\text{э}i}), \quad (1)$$

где  $Y, Y_{\text{э}i}$  — векторы измеряемых признаков и  $i$ -го эталона соответственно ( $i=1, \dots, M$ );  $\Phi_i = \left( (Y - Y_{\text{э}i})(Y - Y_{\text{э}i})^* + I_{\text{ш}} \right)$  — оценочная корреляционная матрица отклонений вектора измеряемых признаков от эталонного вектора  $i$ -го класса;  $I_{\text{ш}} = \left( \delta_{\text{ш}1}^2, \delta_{\text{ш}2}^2, \dots, \delta_{\text{ш}N}^2 \right) * I$  — диагональная матрица дисперсий собственных шумов  $N$ -каналов измерения признаков распознавания.

Недостатком данных алгоритмов является необходимость поиска минимума, при котором требуются высокая разрядность анализируемых чисел и снижение шумов округления, усечения. В этой связи представляют интерес также эвристические алгоритмы оценки суммарной мощности признаков РЛЦ, совпадающих с признаками эталона, в частности

$$K = \arg \max_i \frac{1}{Y_{zi}^* \Phi^{-1} Y_{zi}} \quad (2)$$

где  $\Phi = \overline{Y Y^*} + I_{\text{ш}}$  — оценочная корреляционная матрица измеряемых признаков размером  $N \times N$ .

Алгоритм (2) — это известный в цифровом спектральном анализе алгоритм Кейпона, эффективность которого зависит от отношения сигнал-шум, что предъявляет жесткие требования к приемопередающим трактам РЛС и, в общем случае, к точности измерений всех используемых при распознавании признаков. Достоинством алгоритма (2) по сравнению с (1) является также снижение вычислительных затрат при оценке одной обратной корреляционной матрицы  $\Phi^{-1}$  по сравнению с  $M$  матрицами  $\Phi_i^{-1}$ , что особенно важно при большой размерности вектора признаков  $Y$ .

Рассмотрим способ задания порога принятия решения о принадлежности РЛЦ к одному из  $M$  классов при использовании алгоритма Кейпона. Пороговый уровень для данного алгоритма может быть выбран как оценка мощности признаков цели, ближайшей по классу к заданному в данный момент эталону. Можно показать, что выражение (2) эквивалентно оценке мощности сигнала на выходе весового сумматора (рис. 1) измеряемых признаков  $Y_1, Y_2, \dots, Y_N$ .

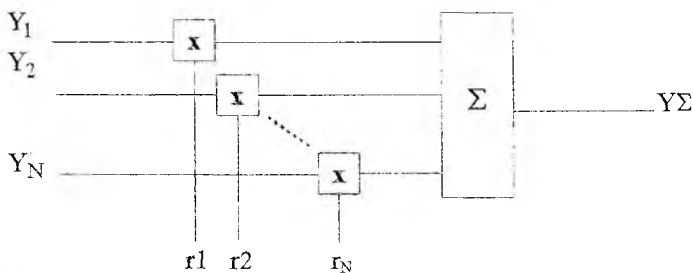


Рис. 1

Весовые коэффициенты  $r_1, r_2, \dots, r_N$  являются элементами весового вектора  $R_i$ , оптимизированного по методу максимального правдоподобия [3]. Вектор  $R_i = \frac{\Phi_{\delta}^{-1} Y_{zi}}{Y_{zi}^* \Phi_{\delta}^{-1} Y_{zi}}$ , где  $\Phi_{\delta}^{-1}$  — обратная корреляционная матрица признаков ближайшей по классу цели. Мощность выходного сигнала  $Y_{\Sigma}$  сумматора (см. рис. 1)

$$Y\Sigma = \overline{(Y^* R_i^*) (Y^* R_i)} = R_i^* \Phi R_i = \frac{Y_{\Sigma i}^* \Phi_{\delta}^{-1}}{Y_{\Sigma i}^* \Phi_{\delta}^{-1} Y_{\Sigma i}} \Phi \frac{\Phi_{\delta}^{-1} Y_{\Sigma i}}{Y_{\Sigma i}^* \Phi_{\delta}^{-1} Y_{\Sigma i}}. \quad (3)$$

Очевидно, что в случае  $\Phi_{\delta} = \Phi$  последнее выражение совпадает с кейпоновским алгоритмом и может быть представлено как мощность на выходе блока распознавания при подаче на его вход вектора признаков ближайшей по классу цели.

Для сравнительного анализа эффективности и достоверности различных алгоритмов распознавания РЛЦ было произведено математическое моделирование. Значения признаков  $Y$  (их количество  $N$  не превышало восьми) моделировались с помощью датчика случайных чисел с  $N$ -мерным нормальным законом распределения.

Информативность каждого из элементов вектора признаков  $Y$  задавалась соответствующим амплитудным множителем и при моделировании была примерно одинаковой. Количество распознаваемых целей также равнялось восьми. Корреляционный алгоритм распознавания был реализован в виде коэффициента корреляции отклонений генерируемых признаков и признаков каждого из  $M$  эталонов от своих средних значений.

Качество распознавания характеризовалось оценочным значением ВПР, определяемой в каждом испытании как  $l_i/L$ , где  $l_i$  — количество правильных решений,  $L$  — количество выборок вектора признаков; среднеквадратическим отклонением  $\sigma_B$  величины  $l_i/L$ , отражающим достоверность полученной ВПР. Значение  $L$  задавалось равным 10, такое же число испытаний производилось для расчета значения  $\sigma_B$ .

В результате моделирования были получены зависимости оценочных значений ВПР и соответствующей величины  $\sigma_B$  от следующих величин: размерности вектора признаков  $N$  (рис. 2, 3); отношения сигнал-шум, определяемого как отношение среднего значения  $m$  признака к его среднеквадратическому отклонению  $\sigma$  (рис. 4, 5); степени перекрытия  $\Delta m / \sigma$  функций плотности вероятности соответствующих признаков у различных объектов распознавания (рис. 6, 7); количества выборок признаков, используемых для вычисления одного значения ВПР (рис. 8, 9). На представленных графиках использованы следующие обозначения алгоритмов: Б — Байеса; КК — корреляционный; КП — Кейпона; М — махалонобисова расстояния.

Кривые на рис. 2, 3 получены при таких условиях: распознавание класса цели производилось по одному испытанию, точность измерения признаков  $m / \sigma$  находилась в пределах от 10 до 50, степень перекрытия функций плотности вероятности  $\Delta m / \sigma$  изменялась от 0,1 до 1.

Из рис. 2 следует, что при использовании любого из алгоритмов распознавания ВПР возрастает с увеличением числа измеряемых признаков.

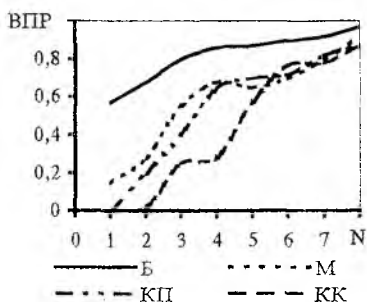


Рис. 2

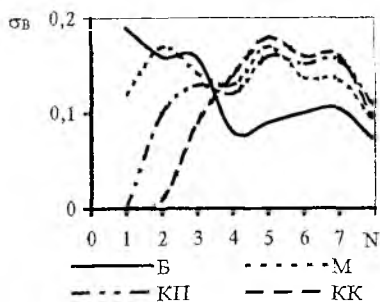


Рис. 3

Монотонность функции ВПР является следствием задаваемой примерно одинаковой информативности признаков. При малом количестве признаков (от двух до пяти) эвристические алгоритмы Махалобиса и Кейпона обеспечивают существенно большие значения ВПР по сравнению с широко применяемым корреляционным алгоритмом, не уступая последнему с возрастанием  $N$ . Из рис. 2 следует также, что даже при примерно 50 %-м перекрытии (наложении) функций плотности вероятности признаков ( $\Delta m/\sigma = 0,5$ ) увеличение числа признаков до шести и более не приводит к существенному возрастанию ВПР для всех моделируемых алгоритмов. Из рис. 3 вытекает, что среднеквадратические отклонения  $\sigma_v$  величины ВПР слабо зависят от числа признаков и для всех моделируемых алгоритмов примерно одинаковы.

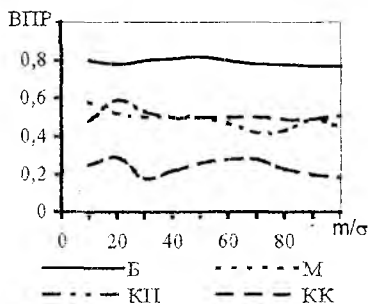


Рис. 4

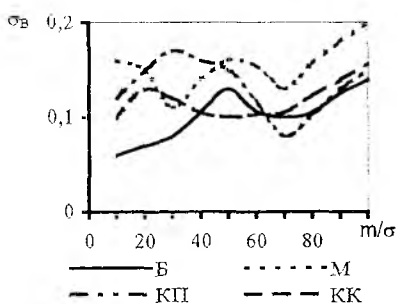


Рис. 5

Рис. 4, 5 характеризуют влияние точности измерения признаков на ВПР и среднеквадратическое отклонение  $\sigma_B$ . Количество признаков равнялось пяти, среднеквадратические погрешности  $\sigma$  их измерения полагались одинаковыми, степень перекрытия  $\Delta t/\sigma$  функций плотности вероятности различных признаков изменялась в пределах 0,1...0,5. Из графиков следует, что изменение степени перекрытия функций плотности вероятности признаков привело к еще более значительному различию в эффективности корреляционного алгоритма и алгоритмов Махаланобиса и Кейпона, учитывающих корреляцию между различными признаками. Малая зависимость ВПР и ее "достоверности"  $\sigma_B$  от точности измерения признаков  $\Delta t/\sigma$  объясняется для всех алгоритмов, по-видимому, тем, что при любых значениях  $t/\sigma$  уровни  $\Delta t/\sigma$  оставались одинаковыми, а именно последние определяют (как видно из рис. 6, 7) качество распознавания.

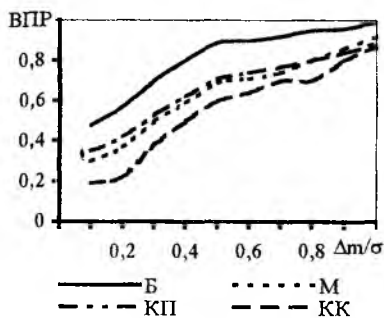


Рис. 6

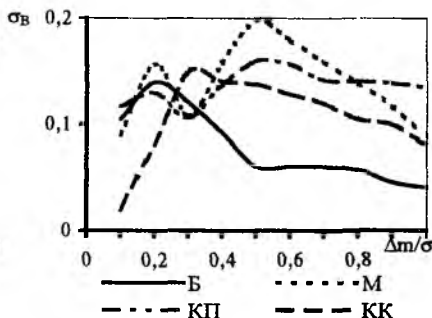


Рис. 7

Кривые на рис. 6, 7 получены при следующих условиях: количество признаков распознавания равнялось пяти, величина  $t/\sigma$  изменялась в зависимости от номера признака в диапазоне от 10 до 50. Из рис. 6 следует, что влияние величины  $\Delta t/\sigma$ , характеризующей информативность признаков, на ВПР для всех алгоритмов наиболее заметно при значениях  $\Delta t/\sigma$  меньше 0,5; при больших значениях  $\Delta t/\sigma$  рост кривой ВПР замедляется. Важно отметить, что при этом уровень ВПР для алгоритма Кейпона превышает ВПР для корреляционного алгоритма при любых значениях  $\Delta t/\sigma$ . При этом значения  $\sigma_B$  (см. рис. 7) для корреляционного и адаптивных алгоритмов распознавания примерно одинаковы.

Зависимости ВПР и  $\sigma_B$  от количества выборок  $L$  (см. рис. 8, 9) получены при следующих условиях: количество признаков равнялось

5, величина  $m_i/\sigma$  изменялась в зависимости от номера признака в диапазоне от 10 до 50, значение  $\Delta m/\sigma = 0,5$ . Из рис. 8 вытекает, что с ростом числа выборок, используемых для распознавания, ВПР в случае применения алгоритма Кейпона возрастает как и при других алгоритмах; ВПР для адаптивных алгоритмов превышает ВПР для корреляционного алгоритма при любых значениях  $L$ . Более интенсивный рост ВПР для корреляционного и адаптивного алгоритмов имеет место при малых количествах выборок  $L \leq 5$ . Последнее становится особенно важным, если необходимо распознавать цели в реальном масштабе времени.

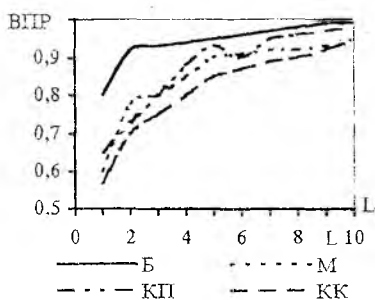


Рис. 8

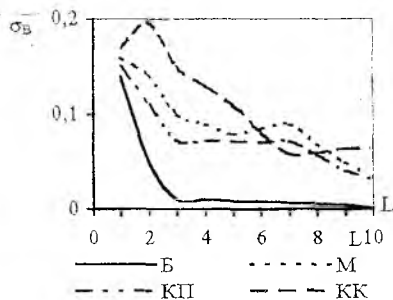


Рис. 9

Из рис. 9 следует, что величина  $\sigma_B$  примерно одинаково снижается с ростом числа выборок как для корреляционного, так и для адаптивных алгоритмов.

**Список литературы:** 1. *Радиолокационное распознавание* / Я.Д. Ширман, С.А. Горшков, С.П. Лешенко, Г.Д. Брагченко. Х.: Харьк. воен. ун-т, 1994. 122 с. 2. *Горелик А.Л., Скрипкин В.А. Методы распознавания*. М.: Высш. шк., 1989. 232 с. 3. *Монзинго Р.А., Миллер Т.У. Адаптивные антенные решетки*: Пер. с англ. М.: Радио и связь, 1986. 448 с.

Харьковский военный университет

Поступила в редколлегию 28.01.98

## ЕДИНОЕ КООРДИНАТНО-ВРЕМЕННОЕ ОБЕСПЕЧЕНИЕ КАК ОСНОВА ОРГАНИЗАЦИИ АДРЕСНОГО ЗАПРОСА В СИСТЕМАХ ВТОРИЧНОЙ ЛОКАЦИИ

Системы вторичной локации (ВРЛ) [1] находят широкое применение в системах управления воздушным движением (УВД) и системах радиолокационного опознавания (РЛО). Они являются основным источником получения полетной информации с борта летательного аппарата и информации о государственной принадлежности объектов, обнаруженных радиолокационными средствами. Построение существующих систем ВРЛ по принципу открытых систем массового обслуживания с отказами, наличие значительных внутрисистемных помех, а также возможность несанкционированного использования ответчиков системы противной стороной стимулируют поиск новых путей построения систем ВРЛ. Один из таких путей — создание адресных систем запроса [2]. При этом в системах ВРЛ гражданского назначения в качестве адреса выступает номер рейса [3], что в системах военного назначения невозможно.

В качестве перспективного варианта организации адресного запроса для систем ВРЛ в [4] предложен способ единого координатно-временного обеспечения. Адресом могут служить как координаты воздушного объекта, так и время. При этом известно, что точность вычисления координат воздушного объекта на его борту значительно выше, чем средствами наземной локации [3]. Представляет интерес сравнение точности оценки координат в существующих и предложенной в [4] системах ВРЛ.

Для выполнения сравнительной оценки точностей произведем сравнение площадей эллипсов погрешностей существующих и предложенной систем ВРЛ. Вначале выразим дисперсии измерения координат воздушных объектов  $\sigma_x^2, \sigma_y^2$  через дисперсии первичных измерений  $\sigma_r^2$  и  $\sigma_\beta^2$  при условиях единичности измерений, неинформативности предыдущих данных и независимости погрешностей измерений  $r$  и  $\beta$ .

Предположим, что существующая система ВРЛ находится в точке с координатами  $(0; 0)$ , а система навигации, которая осуществляет оценку координат летательного аппарата, — в точке  $(0; b)$ , где  $b$  — расстояние от системы ВРЛ до используемой системы навигации.

Как следует из [5], выражения, определяющие эллипс погрешностей, можно записать так:

$$\sigma_{xi}^2 = 1 / \{(1 - \rho_{xyi}^2)[(x^2 / r_i^2 \sigma_{ir}^2) + (y^2 / r_i^4 \sigma_{ip}^2)]\};$$

$$\sigma_{yi}^2 = 1 / \{(1 - \rho_{xyi}^2)[(x^2 / r_i^4 \sigma_{ip}^2) + (y^2 / r_i^2 \sigma_{ir}^2)]\};$$

$$\rho_{xyi} = \frac{xy[(1 / \sigma_{ir}^2) - (1 / r_i^2 \sigma_{ip}^2)]}{\sqrt{[(x^2 / \sigma_{ir}^2) + (y^2 / r_i^2 \sigma_{ip}^2)][(x^2 / r_i^2 \sigma_{ip}^2) + (y^2 / \sigma_{ir}^2)]}}$$

где  $r_1 = \sqrt{x^2 + y^2}$ , а  $r_2 = \sqrt{x^2 + (y - b)^2}$ .

Для сравнения точности измерений в существующей и предложенной системах ВРЛ рассмотрим вектор измерений  $Z$ . Входящая в него погрешность имеет нулевое среднее значение и матрицу ковариации

$$P = \begin{bmatrix} \sigma_x^2 & \sigma_{xy} \\ \sigma_{xy} & \sigma_y^2 \end{bmatrix}.$$

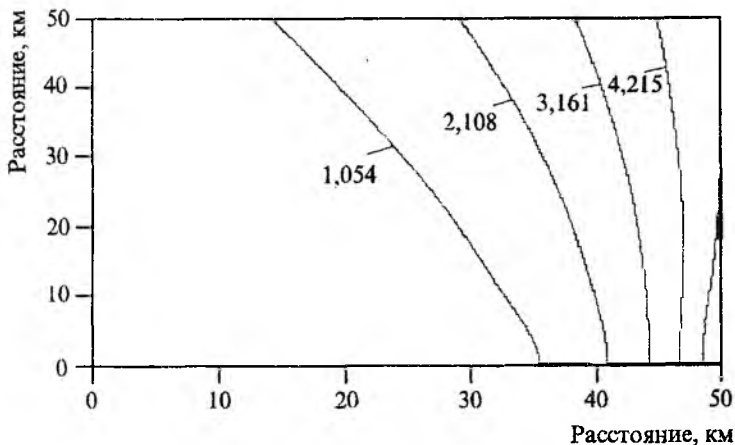
Для сравнения точностных характеристик существующей и предложенной систем ВРЛ вычислим квадратные корни из детерминантов ковариационных матриц, отображающих площадь погрешностей, т.е. вычислим

$$\mu = P_c / P_p.$$

С учетом изложенного

$$\mu = \sqrt{|\sigma_{xc}^2 \sigma_{yc}^2 - \sigma_{xyc}^2| / |\sigma_{xp}^2 \sigma_{yp}^2 - \sigma_{xyp}^2|}. \quad (1)$$

Результаты расчетов по выражению (1)  $\mu = f(x, y)$  при  $b = 100$  км и точностях оценки координат воздушного объекта для существующей запросной системы ВРЛ и радиотехнической системы ближней навигации представлены на рисунке. Как следует из него, предложенный вариант адресного запроса в системах ВРЛ характеризуется более высокой точностью измерения координат опознаваемых целей. Уже при дальности 30 км от существующей системы ВРЛ точность измерения координат предложенного варианта запросной системы выше.



Еще большее преимущество дает использование спутниковых систем навигации [6] в качестве навигационных систем летательных аппаратов.

При рассмотренном варианте организации адресных систем запроса в системах ВРЛ предполагается использование координат объекта в качестве адреса. Это приводит к возрастанию временной базы запросного кода, что не всегда приемлемо. Другим вариантом организации адресного запроса в системах ВРД с единым координатно-временным обеспечением является использование единого времени. Действительно, поскольку в каждом пункте системы ВРЛ формируется единое время  $T_i$ , его можно использовать в качестве адреса. Для пояснения работы системы проанализируем дуэльную (запросчик — ответчик) ситуацию. Предположим, что системой первичной локализации произведена оценка местоположения летательного аппарата, государственную принадлежность которого нужно установить. Воспользовавшись полученными данными, определим время смещения формирования адресного запроса  $i$ -го запросчика для  $j$ -го ответчика так, что

$$T_i(t) - t_c = T_j(t) - t_a,$$

где  $t_c = \sqrt{(x_i - x_j)^2 + (y_i - y_j)^2 + (z_i - z_j)^2} + t_a$ ;  $t_a$  — временной интервал приема адресного сигнала, который выбирается с учетом периода следования запросных сигналов.

Следовательно, управляя потоками запросных сигналов, можно организовать адресный запрос в системах ВРЛ, что позволит значи-

тельно снизить поток внутрисистемных помех и исключить несанкционированное использование ответчиков противной стороной.

Необходимо отметить, что переход на формирование адресных систем запроса, выполненных на основе единого координатно-временного обеспечения, приводит к переходу от открытых систем массового обслуживания с отказами, что характерно для существующих запросных систем ВРЛ, к закрытым системам массового обслуживания. Только это позволяет исключить основной недостаток существующих запросных систем ВРЛ: возможность несанкционированного запроса ответчиков системы ВРЛ противной стороной.

В качестве криптографической переменной в предложенных вариантах организации адресного запроса выступает единое координатно-временное обеспечение, основа которого может постоянно меняться, что делает бессмысленной разведки процесса кодирования адресного запроса.

Таким образом, благодаря формированию сигнала запросчика со смещением на время задержки сигнала на трассе распространения с учетом момента формирования временного строба приема сигналов адресного запроса, удастся организовать адресный запрос ответчиков системы ВРЛ, осуществить управление потоками запросных сигналов на основе единого времени.

**Список литературы:** 1. *Грачев В.В., Кейн В.М.* Радиотехнические средства управления воздушным движением. М.: Транспорт, 1975. 381 с. 2. *Давыдов П.С., Жаворонков В.П.* Радиолокационные системы летательных аппаратов. М.: Транспорт, 1977. 253 с. 3. *Бычков С.И., Пахолков Г.А.* Радиотехнические системы предупреждения столкновений самолетов. М.: Сов. радио, 1977. 181 с. 4. *Пат. UA 25198 А, МКП<sup>1</sup> G 01S 13/80.* Радиолокационный способ опознавания объектов / А.М. Обвинцев, И.И. Обод, О.К. Шкурупий // *Открытия. Изобретения.* 1997. № 4. С. 81. 5. *Ширман Я.Д., Манжос В.Н.* Теория и техника обработки радиолокационной информации на фоне помех. М.: Радио и связь, 1981. 432 с. 6. *Шебшаевич В.С., Дмитриев П.П.* Сетевые спутниковые радионавигационные системы. М.: Радио и связь, 1982. 272 с.

*Харьковский военный университет*

*Поступила в редколлегию 26.03.98*

В.В. БОРЦОВ

## СЕЛЕКЦИЯ КОСМИЧЕСКИХ ОБЪЕКТОВ ПРИ СОВМЕСТНОЙ ОБРАБОТКЕ ИЗОБРАЖЕНИЙ ОТ ДВУХ ТЕЛЕСКОПОВ

Дальнейшее интенсивное освоение космоса в научных, коммерческих и других целях и усложнение космической обстановки, связанное с ростом количества космических объектов на различных орбитах, расширением их маневровых возможностей, обуславливают необходимость повышения оперативности обзора космического пространства.

На практике при селекции космических объектов на фоне звезд используется такой отличительный признак, как неравенство векторов скоростей космического объекта и звезд. В этом случае имеется зависимость между временем, необходимым для обнаружения, и угловой скоростью космического объекта. При поиске в течение указанного выше времени телескоп отслеживает суточное вращение Земли. В результате этого звезды в его поле зрения остаются неподвижными, а спутники, перемещаясь, образуют в фокальной плоскости объектива "след". После превышения длиной "следа" заданного порога принимается решение об обнаружении космического объекта. После обнаружения в поле зрения всех космических объектов, удовлетворяющих условиям оптической видимости, телескоп направляется на соседний участок небосвода, поворачиваясь на угол, соответствующий полю зрения.

Время, необходимое для формирования "следа", —  $t_{\text{сл}}$  выбирается исходя из условий обнаружения самого "медленного" космического объекта. За время  $t_{\text{сл}}$  изображение космического объекта в фокальной плоскости "прочертит" "след" длиной

$$l_{\text{сл}} = \omega_{\min} f t_{\text{сл}},$$

где  $\omega_{\min}$  — угловая скорость самого "медленного" космического объекта;  $f$  — фокусное расстояние объектива.

Высокоорбитальные спутники, в частности геостационарные и спутники на высокоэллиптических орбитах в области апогея, отличаются низкой угловой скоростью относительно звезд. В этом случае  $t_{\text{сл}}$  может достигать нескольких секунд. Таким образом, с учетом малых размеров мгновенного поля зрения телескопа и обширности зоны поиска темпы обзора космического пространства являются довольно низкими.

Если при селекции космических объектов на фоне звезд использовать другой отличительный признак — конечность расстояния от космического объекта до точки наблюдения, то обнаружить высокоорбитальный космический объект при использовании телескопов, оснащенных телевизионными каналами, можно за время получения одного телевизионного кадра, что, в свою очередь, позволит повысить темпы обзора космического пространства. Реализация этого отличительного признака может быть осуществлена при совместной обработке изображений от двух разнесенных телескопов.

Сущность метода заключается в следующем. Имеются два оптических инструмента, разнесенные на расстояние  $B$  (рис. 1). Оптические оси инструментов параллельны и направлены на один и тот же участок звездного неба. При этом параллакс изображений звезд между левым и правым инструментами равен нулю, а параллакс изображений космического объекта не равен нулю, так как удаление спутника от места наблюдения конечное, а удаление звезд практически бесконечное.

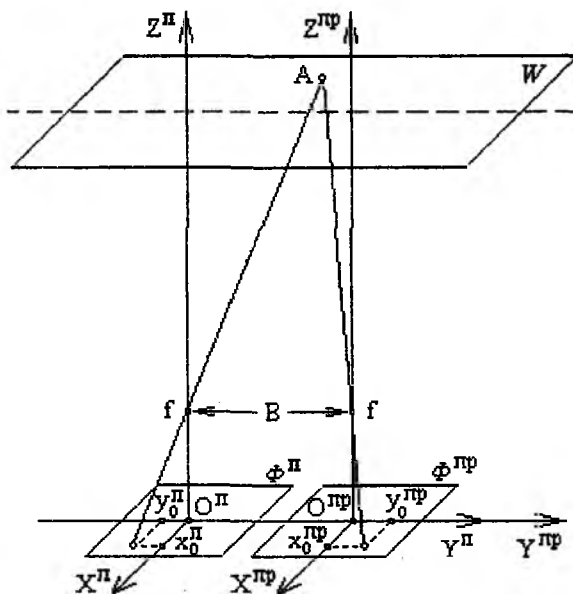


Рис. 1

Точки  $O^L$  и  $O^{пр}$  — места, где расположены объективы левого и правого оптических инструментов. Каждый объектив имеет одинаковое фокусное расстояние, равное  $f$ . Плоскости  $\Phi^L$  и  $\Phi^{пр}$  — фокальные для левого и правого оптических инструментов. Расстояние между  $O^L$  и  $O^{пр}$  равно длине базы  $B$ . Отметим, что координатные оси систем координат  $O^L X^L Y^L Z^L$  и  $O^{пр} X^{пр} Y^{пр} Z^{пр}$  параллельны и однонаправлены, причем  $O^L Y^L$  и  $O^{пр} Y^{пр}$  совпадают с базовой линией. Космический объект находится в произвольной точке  $A$  плоскости  $W$ , попадающей в поле зрения обоих объективов. Изображения космического объекта в фокальных плоскостях  $\Phi^L$  и  $\Phi^{пр}$  имеют координаты  $(x_0^L; y_0^L)$  и  $(x_0^{пр}; y_0^{пр})$ .

Параллакс изображений космического объекта по осям  $X$  и  $Y$  определяется следующими выражениями:

$$p_x = |x_0^{пр} - x_0^L| = 0; \quad p_y = |y_0^{пр} - y_0^L| = \frac{fB}{H},$$

где  $H$  — топоцентрическая высота.

В общем случае, когда оптические оси не перпендикулярны к базе, а отклонены на угол  $\theta$  от вертикали, имеем

$$p_x = \frac{fBx^{пр} \sin \theta}{H(H + B \sin \theta)} \approx 0; \quad p_y = \frac{fB(H \cos \theta - y^{пр} \sin \theta)}{H(H + B \sin \theta)}.$$

Таким образом, определив параллакс между соответствующими отметками в изображениях от двух разнесенных телескопов, можно установить наличие космического объекта в их поле зрения за время получения одного телевизионного кадра. Однако при практической реализации совместной обработки изображений от двух разнесенных телескопов возникает ряд специфических трудностей.

Изображения одного и того же участка небосвода в двух синхронных телевизионных кадрах должны быть совмещены с погрешностью до одного элемента разрешения передающей телевизионной трубки. Помимо мультипликативных и аддитивных помех, которые должны быть учтены в алгоритме совместной обработки, на формирование изображений в телевизионных кадрах влияют инструментальные ошибки, имеющие систематический характер. Они возникают вследствие геометрических искажений изображений по сложному

нелинейному закону оптическими системами и телевизионными каналами.

Оптические аберрации, различия параметров телескопов, нелинейности телевизионных разверток, их нестабильность, чувствительность параметров телевизионных каналов к питающим напряжениям, погрешности синхронизации и т.д. вносят заметные изменения в положение объектов в кадрах.

Необходимость совмещения двух изображений накладывает также очень жесткие требования на конструкции опорно-поворотных устройств используемых телескопов: должна быть обеспечена не только высокая точность ориентации оптических осей, но и стабильность угловых скоростей перемещения телескопов. Повышение чувствительности телескопов, как правило, влечет за собой увеличение их массы, что в свою очередь, накладывает существенные ограничения на точность ориентации их оптических осей. Ввиду значительных габаритных размеров и масс оптических систем погрешности ориентации оптического центра телевизионного кадра составляют в настоящее время  $0,5 \dots 5'$ . Поэтому, если систематические погрешности, вносимые в изображения оптическими системами и телевизионными трактами, могут быть сведены к минимуму путем тщательной юстировки оптических систем, настройки телевизионных каналов, приведением в соответствие их параметров, то систематические погрешности, вызванные нарушением параллельности оптических осей телескопов, скомпенсировать механическим путем практически невозможно.

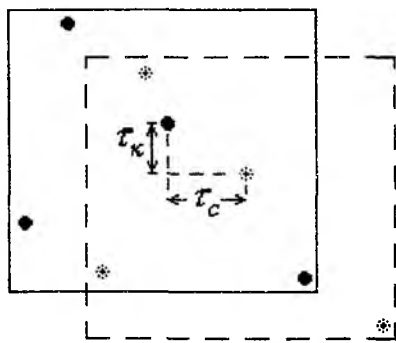


Рис. 2

Очевидно, что неточность ориентации оптической оси телескопа приведет к смещению изображений звезд и космических объектов в фокальной плоскости, а соответственно и в телевизионном кадре, на значения  $\tau_c$  и  $\tau_k$ , пропорциональные угловым погрешностям ориентации оптической оси (рис. 2).

В поисковом режиме, при направлении телескопа на соседний участок, это смещение меняется случайным образом, однако в пределах одного поля зрения (кадра) для всех изображений будет примерно одинаковым. Если осуществить электронную задержку телевизионного сигнала на величину  $\tau_c$  по строкам и  $\tau_k$  по кадрам (рис. 3), то

можно скомпенсировать смещение изображений, вызванное неточностью ориентации оптической оси телескопа.

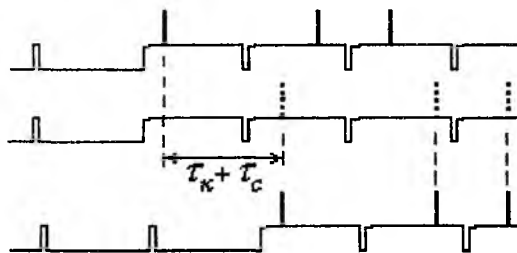


Рис. 3

Аналогично, при совместной обработке телевизионных изображений от двух разнесенных телескопов систематические погрешности, вызванные нарушением параллельности их оптических осей, можно скомпенсировать путем соответствующей задержки одного из телевизионных сигналов.

Таким образом, реализация совместной обработки изображений от двух разнесенных телескопов позволит в десятки раз сократить время, необходимое для обнаружения космического объекта в их поле зрения, что, в свою очередь, приведет к повышению темпов обзора космического пространства при поиске космических объектов.

Харьковский военный университет

Поступила в редколлегию 30.03.98

Р.З. ГРИНШПУН

## РАЗРАБОТКА И АНАЛИЗ МОДЕЛЕЙ СИГНАЛОВ, ОТРАЖЕННЫХ ОТ НЕНАСЫЩЕННЫХ МЕТЕОРНЫХ СЛЕДОВ

При изучении ионизированных метеорных следов методом радиолокации важнейшей характеристикой является амплитудно-временная характеристика (АВХ) рассеянных сигналов. По виду АВХ можно найти скорость метеорного тела, коэффициент амбиполярной диффузии следа и, значит, приближенно определить высоту, на которой образован метеорный след [1]. На практике обычно задача одностанционной метеорной РЛС этим и ограничивается. Однако в АВХ отраженного сигнала заложена косвенная информация о физических характеристиках метеороида, в частности о его структурной устойчивости. Использование этой информации позволяет не только оценить минералогическую плотность метеорного тела, но и, привлекая модели строения возможных родительских тел метеороидов (ядер комет или астероидов), сделать с определенной степенью достоверности вывод о происхождении метеорной частицы.

Накопленные данные наблюдений позволяют разделить АВХ сигналов, отраженных от ненасыщенных метеорных следов, на две группы.

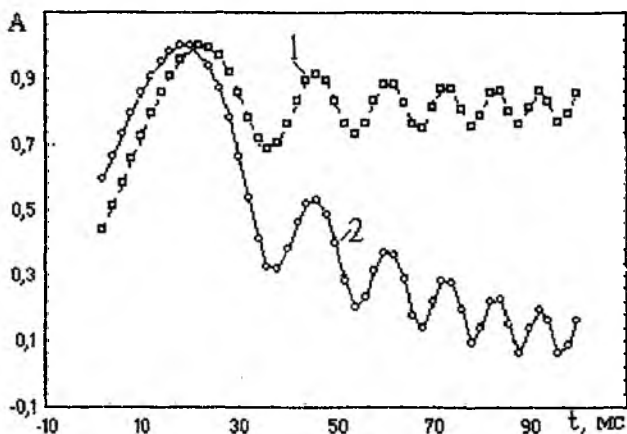


Рис. 1

К первой группе можно отнести АВХ, которые обладают регулярным характером отражений без каких-либо особенностей, достаточно адекватно описываются классической моделью отражения радиоволн от ионизированного метеорного следа, образовавшегося при входе в атмосферу Земли единого недробящегося тела (метеороида).

При расчете мощности сигнала, отраженного от ненасыщенного метеорного следа, без учета дробления метеороида, используется выражение [1]

$$P = \frac{P_t G_r G_f \lambda^3 \alpha^2}{32\pi^2 R_0^3} \left( \frac{e^2}{mc^2} \right) I(x_0). \quad (1)$$

Здесь  $P_t$  — мощность передатчика;  $G_r, G_f$  — коэффициенты направленного действия приемной и передающей антенн (по отношению к изотропному излучателю);  $\lambda$  — длина волны РЛС;  $\alpha$  — линейная электронная плотность следа;  $R_0$  — наклонная дальность от РЛС до точки зеркального отражения на следе;  $e, m$  — заряд и масса электрона;  $c$  — скорость света;  $I(x_0)$  — дифракционный интеграл, описываемый интегралом Френеля,

$$I(x_0) = \int_{-\infty}^{x_0} e^{i \frac{\pi}{2} x^2} e^{-\Delta(x-x_0)} dx,$$

где  $\Delta = \frac{8\pi^2 D \sqrt{R_0}}{V \lambda^{3/2}}$  — параметр затухания сигнала, связанный с процессом диффузии следа;  $D$  — коэффициент амбиполярной диффузии;  $V$  — скорость метеорного тела;

$x = \frac{2s}{\sqrt{R_0 \lambda}}, x_0 = \frac{2s_0}{\sqrt{R_0 \lambda}}$  — нормированные расстояния от точки зеркального отражения до текущего положения метеороида на следе и до головы следа.

На рис. 1 показаны АВХ, рассчитанные для двух параметров затухания сигнала:  $1 - \Delta = 0$ ;  $2 - \Delta = 0,5$ . По оси ординат отложена мощность сигнала, нормированная к значению в главном максимуме  $P_m$ :  $A = P/P_m$ . Такие АВХ имеют экспоненциальный спад и используются для определения скоростей метеоров, коэффициента амбиполярной диффузии метеорных следов. Однако, как показывают результаты наблюдений, только 30 % регистрируемых АВХ укладываются в

рамки классической модели. Вероятно, эта группа включает в себя лишь метеороиды астероидного происхождения. Таким образом, анализ АВХ метеорных сигналов, осуществляемый в рамках классической модели единого недробящегося тела, нельзя считать удовлетворительным.

Вторая группа АВХ носит нерегулярный характер и отличается большим количеством искажений на дифракционной картине отраженного сигнала, причину которых нельзя объяснить только влиянием помех в радиоканале. В этой группе наблюдаются следующие отличия от классического случая: нарушение закона экспоненциального спада; изменение глубины размаха; нарушение соотношений между максимумами и т.д. Примеры представлены на рис. 2, где АВХ 1 соответствует метеорному следу, находившемуся на расстоянии 170 км от главного пункта системы МАРС, АВХ 2 — 190 км.

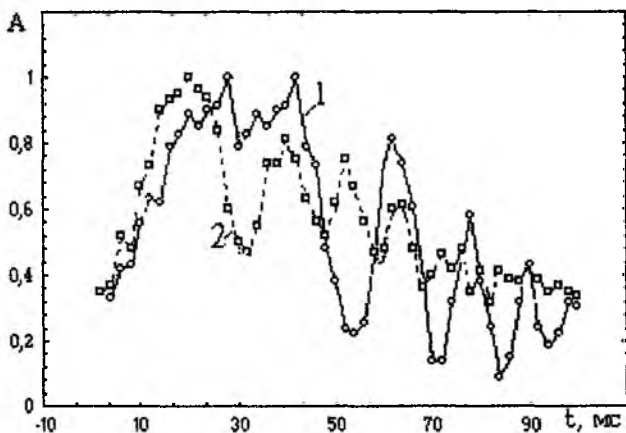


Рис. 2

Учет дробления метеороида в модели образования следа и отражения от него радиоволн позволяет объяснить многообразие форм АВХ таких сигналов, а также решить обратную задачу радиолокации метеоров, сводящуюся, в первом приближении, к выявлению различных типов дробления по виду сигнала, отраженного от метеорного следа.

## Физические аспекты дробления метеорных тел

Известно, что факт дробления метеорных тел в атмосфере Земли подтверждается не только результатами фотографических и телевизионных наблюдений, но и радиолокационными наблюдениями. В частности, ионизационные кривые оказываются значительно короче, чем это следовало бы из классической теории недробящихся метеорных тел [ 1 ]. Анализ участков ионизационных кривых, полученных радиолокационным методом, свидетельствует о том, что у радиометеоров существует четыре формы дробления (типа вспышки, осколочное, прогрессивное и квазинепрерывное). Исследование модели квазинепрерывного дробления из-за вычислительной сложности здесь не рассматривается.

Дробление типа вспышки проявляется в резком возрастании амплитуды отраженного сигнала на подлете к зеркальной точке либо после ее пролета. Решение задачи о влиянии дробления типа вспышки на АВХ отраженного сигнала дает следующее выражение дифракционного интеграла [2]:

$$I = \left\langle \begin{aligned} & \int_{-\infty}^{x_0} \alpha_p(x) e^{i \frac{\pi}{2} x^2 - \Delta(x_0 - x)} \theta(y_0 - x) dx + \\ & + \int_{y_0}^{x_0} \alpha_{pf}(x) e^{i \frac{\pi}{2} x^2 - \Delta(x_0 - x)} \theta(y_0 + z_0 - x) dx + \frac{n_0}{p} \times \\ & \times \int_{y_0}^{x_0} \alpha_k(x) e^{i \frac{\pi}{2} x^2 - \Delta(x_0 - x)} \sin p(x - y_0) \theta(z_k + y_0 - x) \frac{dx}{x - y_0} \end{aligned} \right\rangle. \quad (2)$$

Здесь  $\theta(x)$  — единичная функция Хевисайда;  $\alpha_p(x)$ ,  $\alpha_{pf}(x)$  — ионизация, произведенная родительским метеорным телом до и после дробления;  $\alpha_k(x)$  — ионизация, произведенная фрагментами дробления;  $y_0$  — нормированное расстояние от точки зеркального отражения до точки возникновения дробления;  $z_0 = 2V\tau_0/\sqrt{R_0\lambda}$  — нормированное расстояние от точки зеркального отражения до точки исчезновения родительского метеорного тела, где  $\tau_0$  — время жизни родительского метеорного тела;  $z_k = 2V\tau/\sqrt{R_0\lambda}$  — нормированное расстояние от точки зеркального отражения до точки исчезновения фрагментов, отделившихся во время вспышки, где  $\tau$  — время жизни фрагментов;

$p = 2\pi \frac{U}{V} \sqrt{\frac{R_0}{\lambda}}$  — относительная интенсивность вспышки, где  $U$  — скорость фрагментов.

Ожидаемая АВХ будет отлична от АВХ для случая (1) из-за наличия двух дополнительных слагаемых: второе слагаемое выражения (2) должно описывать отражение сигнала за счет ионизации, произведенной родительским метеорным телом, а третье — за счет ионизации, произведенной фрагментами вспышки.

Осколочное дробление наблюдается с помощью как фотографического метода, так и радиолокационного. В этом случае получается следующее выражение дифракционного интеграла [ 2 ]:

$$I = \left\langle \begin{array}{l} \int_{-\infty}^{x_0} \alpha_p(x) e^{i\frac{\pi}{2}x^2 - \Delta(x_0-x)} \theta(y_0 - x) dx + \\ + 2 \int_{y_0}^{x_0} \alpha_k(x) e^{i\frac{\pi}{2}x^2 - \Delta(x_0-x)} \cos p(x - y_0) \cdot \theta(y_0 + z_k - x) dx \end{array} \right\rangle \quad (3)$$

Здесь  $x_0 = 2Vt/\sqrt{R_0\lambda}$  — нормированное расстояние от точки зеркального отражения до родительского тела.

Видно, что выражение (3) отличается от выражения (1) для случая когда дробление отсутствует, наличием дополнительного слагаемого. Последнее описывает возникновение дополнительного источника электронов и изменение фазы отраженного сигнала за счет разлета осколков.

Некоторые метеоры, судя по монотонному уменьшению их объемной плотности, могут испытывать прогрессивное дробление, для которого выражение дифракционного интеграла отраженного сигнала имеет вид [ 2 ]

$$I = \left| \frac{1}{\sqrt{2}} \sum_{i=0}^n q_i \int_{-\infty}^{x_0} \alpha_i(x) e^{i\frac{\pi}{2}x^2 - \Delta(x_0-x)} \theta(x - x_{0i}) \theta(x_{0(i+1)} - x) dx \right|, \quad (4)$$

где  $x_{0i} = 2Vt_i/\sqrt{R_0\lambda}$ ,  $x_{0(i+1)} = 2Vt_{i+1}/\sqrt{R_0\lambda}$  — нормированные расстояния от головы следа до  $i$ -го и  $(i+1)$ -го актов дробления.

## Исследование моделей дробления метеорных тел

Результаты численного интегрирования дробления типа вспышки представлены на рис. 3. Показаны следующие АВХ сигналов, отраженных от ненасыщенных метеорных следов: 1 — базовая; 2, 3 — АВХ при дроблении в моменты  $t = 0$  и  $t = 40$  мс. На всех кривых значения дифракционного интеграла нормированы к значению главного максимума  $P_m$  в случае отсутствия дробления (базовая АВХ). Во всех случаях радиометеорное тело дробится на 200 осколков без остаточной массы, начальная скорость осколков при разлете  $U = 10$  м/с. Видно, что полученные АВХ лежат выше базовой и искажены: изменились глубина модуляции, закон изменения амплитуды во времени. Однако расстояние между максимумами и минимумами остается приблизительно таким же, как на кривой 1.

АВХ с учетом дробления на два осколка для случая  $U_0 = 100$  м/с изображены на рис. 4. Обозначения те же, что и на рис. 3. При проведении численных расчетов параметры выбирались следующими:  $V = 40$  км/с,  $M_0 = 1$  мг,  $\cos z = 0,6$ ,  $R = 150$  км,  $\lambda = 9$  м. В случае  $U_0 = 100$  м/с положение дифракционных максимумов и расстояние между ними резко изменяются по сравнению с параметрами базовой АВХ. Подобные АВХ с резкими изменениями амплитуды после образования главного дифракционного максимума часто наблюдаются при радиолокации следов ненасыщенного типа.

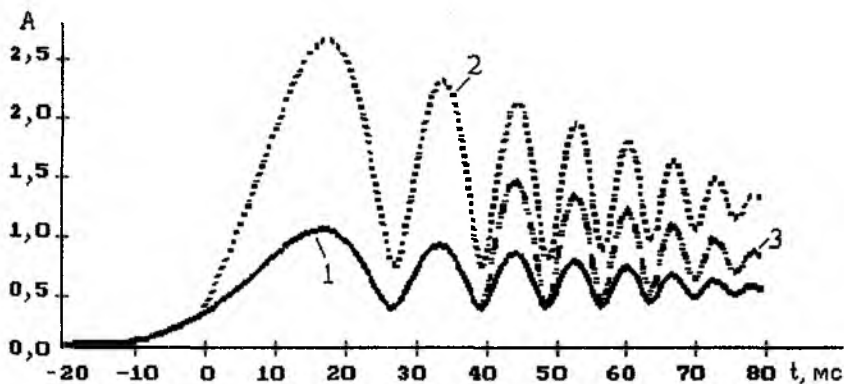


Рис. 3

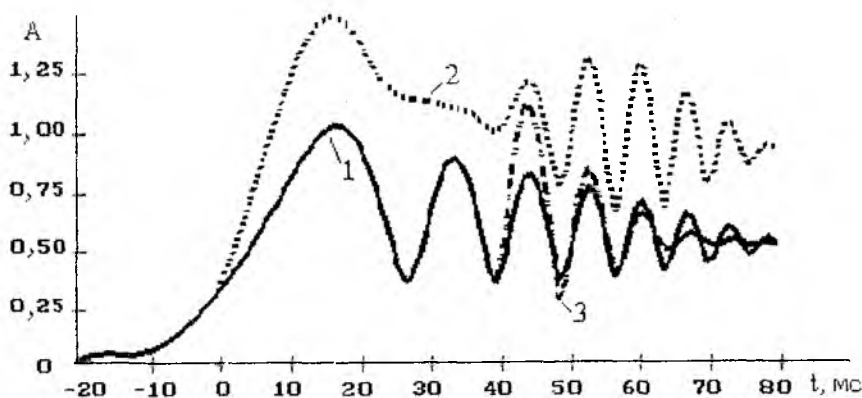


Рис. 4

На рис. 5 построены дифракционные картины для случаев отсутствия дробления (кривая 1) и прогрессивного дробления с различным временем  $t$  начала дробления. Число актов дробления выбиралось равным пяти: кривая 2 соответствует  $t$ , равному -10, -8, -6, -4, -2 мс; кривая 3 —  $t$ , равному 0, 2, 4, 6, 8 мс.

Видно, что теоретически рассчитанные АВХ не искажены, но лежат несколько выше базовой характеристики. Положение дифракционных максимумов и минимумов изменилось незначительно, и минимумы расположены практически так же, как при отсутствии дробления, но лежат выше базовых.

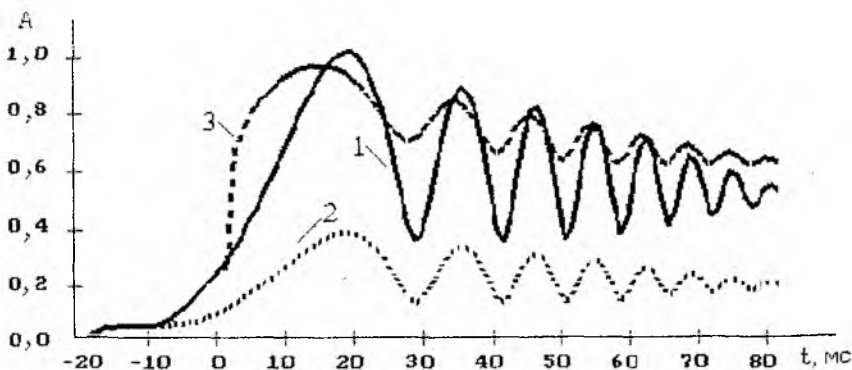


Рис. 5

## Результаты сравнения форм АВХ сигналов, полученных по моделям дробления и зарегистрированных метеорной РЛС

Метод подбора был применен к регистрациям системы МАРС. Эти регистрации являются заснятыми на фотопленку дискретными представлениями отраженных радиолокационных сигналов (расстояние между отсчетами сигналов равняется 2 мс). Чтобы обеспечить лучшее согласование теоретических и экспериментальных результатов, во всех предлагаемых моделях использовался множитель, учитывающий спад ионизационной кривой [3]. Множитель выражается зависимостью  $e^{-Mx}$ , где  $M$  — коэффициент демодуляции АВХ.

В качестве примеров приведены результаты подбора параметров моделей дробления метеороидов для метеоров, зарегистрированных в Харькове сотрудниками проблемной научно-исследовательской лаборатории Харьковского технического университета радиоэлектроники.

Первый пример относится к метеорному следу, зарегистрированному на расстоянии 170 км от главного пункта системы (см. кривую 1 на рис. 2). На рис. 6 показаны результаты подбора параметров модели АВХ для случая дробления типа вспышки. Для данного метеорного следа были получены следующие параметры: скорость метеороида  $v = 27$  км/с, начало вспышки  $X_0 = 1,5$ , коэффициент демодуляции  $M = 0,2$  !

Теоретическая (рис. 6, а) и экспериментальная (рис. 6, б) кривые достаточно похожи, что свидетельствует о близости значений их параметров. Вместе с тем имеются и различия. Они выражены в следующем:

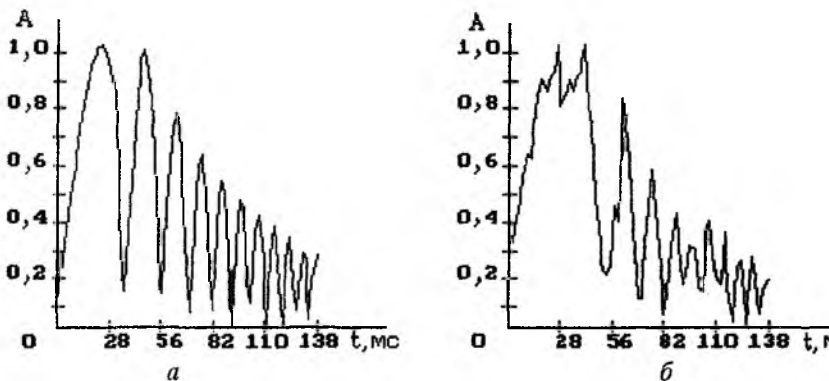
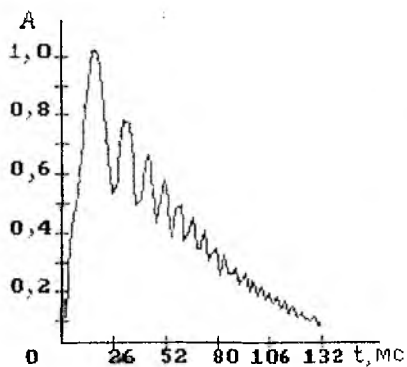
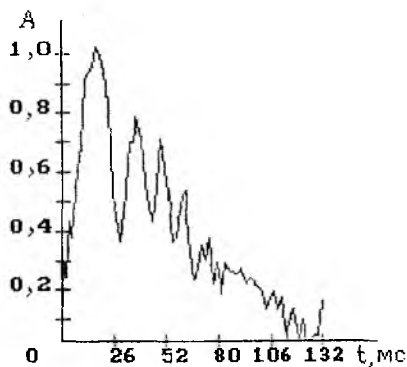


Рис. 6



*a*



*б*

Рис. 7

- 1) у реального сигнала более высокая интенсивность вблизи точки отражения и более быстрый спад по мере удаления от нее;
- 2) увеличена глубина модуляции отраженного сигнала;
- 3) имеется всплеск второго максимума, который сложно аппроксимировать моделью.

Это позволило отнести данную регистрацию к случаю дробления типа вспышки.

Второй пример относится к метеорному следу, зарегистрированному на расстоянии 190 км от главного пункта системы (см. кривую 2 на рис. 2). Рассматриваемый след отнесен к случаям прогрессивного дробления.

На рис. 7 показаны результаты подбора параметров модели АВХ для случая дробления типа вспышки. Для данного метеорного следа были получены следующие параметры: скорость метеороида  $v = 40$  км/с, начало вспышки  $X_0 = 1$ , коэффициент демодуляции  $M = 0,3$ . Теоретическая (рис. 7, *a*) и экспериментальная (рис. 7, *б*) кривые близки по форме.

### Выводы

Проведенные исследования позволяют дополнить алгоритм работа метеорной РЛС. Теперь могут определяться:

1. Высота отражающей точки следа, которая влияет на спад АВХ (увеличение высоты метеора приводит к более быстрому затуханию отраженного сигнала).
2. Положение отражающей точки и точки начала дробления тела на оси метеорного следа.
3. Скорость метеороида и характер его дробления в атмосфере.

Эта информация дает возможность классифицировать сигналы, регистрируемые на метеорных РЛС.

В течение второй половины XX в. была установлена прямая связь многих метеорных потоков с кометами, которые, распадаясь и рассеиваясь вдоль орбит, дали начало метеорным роям. Но сегодня предполагается, что не менее важным источником пополнения пылевой составляющей могут являться астероиды. По статистике результатов классификации метеоров можно будет сделать важный вывод о средней минералогической плотности метеорных роев и, таким образом, определить источники происхождения и пополнения пылевой составляющей Солнечной системы.

**Список литературы:** 1. *Кащеев Б.Л., Лебединец В.Н., Лагутин М.Ф.* Метеорные явления в атмосфере Земли. М.: Наука, 1967. 260 с. 2. *Новиков Г.Г.* Метеорные явления с учетом эффектов дробления и сложного ионного состава: Дис. ... д-ра физ.-мат. наук. Душанбе, 1989. 351 с. Машинопись. 3. *Костылев К.В.* Математическое моделирование метеорных явлений и метеорного распространения радиоволн: Дис. ... д-ра физ.-мат. наук. Казань, 1971. 290 с. Машинопись. 4. *Метеоры и метеорное вещество* / Ю.И. Волощук, Б.Л. Кащеев, В.Г. Кручиненко; АН УССР. Гл. астрон. обсерватория. К.: Наук. думка, 1989. 296 с.

*Харьковский государственный технический университет радиозлектроники*

*Поступила в редколлегию 30.12.97*

## ВЛИЯНИЕ ФАЗОВОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ПОЛЯ ВОЗБУЖДЕНИЯ РЕКТЕННЫ НА ЕЕ КПД ВЫПРЯМЛЕНИЯ

Беспроводная передача энергии (БПЭ) СВЧ-лучом положена в основу построения перспективных систем космической энергетики, выполненных по следующей схеме: первичный источник энергии – генератор СВЧ – передающая антенна – трасса распространения СВЧ-луча – ректенна (антенна-выпрямитель) – потребитель. Эффективность систем БПЭ оценивается результирующим КПД, который определяется как произведение парциальных КПД перехвата, выпрямления и сбора мощности постоянного тока [1]. Вопросам разработки методов расчета результирующего КПД посвящен целый ряд работ [1–3], однако данная задача до конца не решена, поскольку до сих пор не изучено влияние фазового распределения поля возбуждения ректенны на ее КПД выпрямления. Частичному устранению этого пробела и посвящена данная работа.

В известные из публикаций формулы расчета амплитудно-фазовых распределений (АФР) полей сфокусированных передающих антенн не входят геометрические размеры приемной апертуры, что не позволяет применить их в случае анализа систем БПЭ. По данной причине первый этап проведенных исследований состоял в выводе удобных для численных экспериментов формул, позволяющих определить АФР по апертуре ректенны. Для этого реальная система БПЭ была упрощена: рассматривались находящиеся в зоне Френеля на расстоянии  $D$  две круглые соосные и параллельные апертуры с радиусами  $R_1$  (передающая апертура) и  $R_2$  (апертура ректенны). В данном случае на основании результатов работы [3] можно записать следующее выражение для напряженности электрического поля в плоскости апертуры ректенны при оптимальном (в смысле максимального КПД перехвата [2]) гауссовском поле возбуждения системы БПЭ:

$$E(R, D) = \frac{iR_1}{pR_2} e^{-ikD} e^{-\frac{ikR^2}{D}} \sum_{n=0}^{\infty} A_n \left( \frac{R}{R_2} \right)^{2n}, \quad (1)$$

$$\text{где } A_n = \frac{\tau^n}{2^{n+1} n!} \left[ (-1)^n C_n e^{2p\tau} - \frac{1}{p^n} \right]; \quad C_n = \sum_{l=0}^n (-1)^l \frac{(2\tau)^{(n-l)}}{(n-l)! p^l}; \quad p = \alpha + i\beta;$$

$\alpha = -0,225\tau$ ;  $\beta = (D - D_0)R_1 / 2D_0R_2$ ;  $\tau = 2\pi R_1 R_2 / \lambda D$ ;  $k = 2\pi / \lambda$ ;  $R$  – расстояние от центра апертуры ректенны до точки наблюдения поля;  $D_0$  – расстояние фокусировки;  $\lambda$  – рабочая длина волны.

Полученное выражение (1) является корректным (что доказано путем расчета частных примеров, приведенных в [4]) и позволяет по заданному параметру  $\tau$  и известной геометрии системы БПЭ найти АФР по сечению падающего на ректенну СВЧ-пучка. В качестве примера на рис. 1 представлены данные расчетов амплитудного распределения  $F(R/R_2)$  и фазового  $\Phi(R/R_2)$  на апертуре ректенны, полученные при следующих исходных данных:  $R_1 = R_2 = 200\lambda$ ;  $\tau = 2$ ;  $D = D_0$ . Приведенные результаты вполне объяснимы: на апертуре ректенны амплитудное распределение такое же, как и на апертуре передающей антенны (гауссовское), а фазовое изменяется по квадратичному закону.

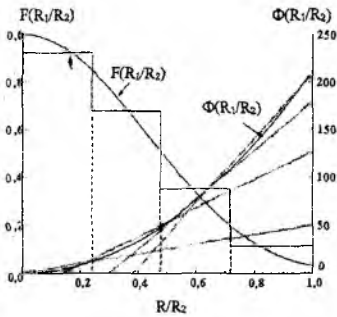


Рис. 1



Рис. 2

Второй этап исследований состоял в разработке подхода к анализу КПД выпрямления крупноапертурных ректенн, возбуждаемых падающим полем с неравномерным гауссовским амплитудным и квадратичным фазовым распределениями. Сложность анализа при таком возбуждении состоит в том, что из-за его неравномерности крупноапертурная ректенна не может быть описана моделью в виде бесконечной периодической решетки. Поэлементный подход также неприемлем в силу большой размерности задачи. Суть предлагаемого упрощения состоит в том, что гауссовское амплитудное распределение по раскрытию крупноапертурной ректенны представляет собой медленно-

меняющуюся функцию координат. В принятом приближении естественно предположить, что характеристики соседних приемно-выпрямительных элементов (ПВЭ) ректенны мало отличаются друг от друга в пределах их зоны взаимодействия. При регулярном расположении ПВЭ это позволяет представить апертуру ректенны в виде ряда секторных зон, в которых размещены равноамплитудно возбуждаемые ПВЭ с одинаковыми параметрами (рис. 2). Следовательно, можно заменить гауссовское амплитудное распределение ступенчатой функцией, а квадратичное фазовое распределение в пределах каждой зоны аппроксимировать линейной функцией (см. рис. 1). В конечном итоге это дает возможность рассматривать апертуру ректенны как совокупность не взаимодействующих периодических решеток ПВЭ, а каждую такую решетку, при определении режима ее работы, анализировать как фрагмент бесконечной периодической антенны с нелинейными элементами.

Изложенная методика была применена к расчету КПД выпрямления ряда ректенн, возбуждаемых неравномерно. Разбивка апертуры на зоны выполнялась таким образом, чтобы каждая из них могла быть описана моделью бесконечной решетки. При этом аппроксимация фазового распределения осуществлялась секущими, исходя из равенства погрешностей аппроксимации на всех участках апертуры (см. рис. 1). Значение линейного фазового сдвига в пределах каждого участка аппроксимации моделировалось при расчетах входных импедансов излучателей ПВЭ изменением угла прихода (см. рис. 2). При сферическом фронте волны взаимное влияние ПВЭ зависит и от азимутального угла. Приблизительно эта зависимость учитывалась путем разбиения апертуры КР на ряд равновеликих по площади секторов. Импеданс излучателей ПВЭ каждого сектора считался постоянным и вычислялся для среднего угла данного сектора. Определенные приближения использовались и при кусочно-постоянной аппроксимации амплитудного распределения. Здесь значение аппроксимирующей функции определялось из равенства перепадов значений квадрата амплитуд поля на левой и правой границах зоны относительно значения этой величины в точке аппроксимации.

Таким образом, в ходе расчетов апертура ректенны представлялась в виде  $M$  секторных зон, параметры каждой из которых рассчитывались в приближении бесконечной ректенной решетки по методике [1]. КПД выпрямления всей КР определялся из соотношения

$$\eta_e = \frac{\sum_{l=1}^M \sum_{i=1}^{N_l} P_{0il}}{\sum_{l=1}^M \sum_{i=1}^{N_l} P_{il}}, \quad (2)$$

где  $N_l$  – количество ПВЭ в  $l$ -й зоне;  $P_{0il}$  – мощность постоянного тока

на выходе  $i$ -го ПВЭ  $l$ -й зоны;  $P_{il}$  – максимальная СВЧ-мощность, извлекаемая ПВЭ с номером  $il$  из поля падающей волны.

Результаты проведенных расчетов показали существенную зависимость КПД выпрямления от степени неравномерности фазового распределения возбуждающего поля. Так, для одного из вариантов ректенны в результате расчета по методике [1] без учета квадратичного фазового распределения (предполагалось синфазное возбуждение апертуры) получено  $\eta_e = 88,9\%$ . При учете квадратичного фазового распределения  $\eta_e = 83,1\%$ . При этом моделировалась ректенна с  $R_2 = 200\lambda$  на частоте 2,45 ГГц, ПВЭ которой были нагружены по постоянному току на оптимальное сопротивление. В них также использовались диоды Шоттки с допустимой СВЧ-мощностью 1 Вт, однополупериодные схемы выпрямления с идеальными фильтрами (т.е. считалось, что излучение на частотах гармоник отсутствует). Таким образом, ПВЭ представляли собой расположенные над экраном в узлах квадратной сетки с шагом  $0,5\lambda$  резонансные полуволновые вибраторы. В случае наличия синфазной апертуры расчет проводился по методике, описанной в работе [1]; в случае учета влияния квадратичного фазового распределения – по изложенной выше методике. Результаты значительно различаются. Следовательно, подтверждается предположение о том, что для более точного прогнозирования КПД выпрямления крупноапертурных ректенн необходим учет влияния фазового распределения по их апертуре.

**Список литературы:** 1. *Large-aperture rectenna arrays. Theory and experiment* / A.A. Konovaltsev, A.I. Luchaninov, V.M. Shokalo, A.A. Shcherbina // *Space energy and transportation*. 1996. N 2–3. P. 66–72. 2. *Goubau G., Shwering F. On the guided propagation of electromagnetic wave beams* // *IRE trans. antennas propagation*. 1961. Vol. AP-9. P. 248–256. 3. *Shokalo V.M., Rybalko A.M. Optimization and analysis of efficiency of the system of power transmission through microwave beam* // *Space energy and transportation*. 1996. N 2–3. P. 58–67. 4. *Sherman J. Properties of focused apertures in the fresnel region* // *IRE trans. antennas propagation*. 1962. Vol. AP-10. P. 399–408.

Харьковский государственный технический  
университет радиозлектроники

Поступила в редколлегию 05.12.97

*В.Н. БЫКОВ, канд. техн. наук, А.М. ГРИЧАНЮК*

## **АНАЛИЗ ВЛИЯНИЯ РАЗМЕРОВ ЭТАЛОННОГО И ТЕКУЩЕГО ИЗОБРАЖЕНИЙ НА ФУНКЦИОНИРОВАНИЕ КОРРЕЛЯЦИОННО-ЭКСТРЕМАЛЬНЫХ СИСТЕМ НАВИГАЦИИ ЛЕТАТЕЛЬНЫХ АППАРАТОВ**

Одним из путей повышения точности автономных систем навигации летательных аппаратов (ЛА) является применение, наряду с основной инерциальной системой навигации (ИСН), вспомогательной радиотехнической (радиолокационной, радиометрической) или оптической корреляционно-экстремальной системы навигации (КЭСН) по наземным ориентирам. Это позволяет свести к минимуму погрешность в определении координат ЛА с помощью ИСН [1]. Принцип работы КЭСН состоит в том, что в заданной точке маршрута полета ЛА информационный датчик системы осуществляет обзор подстилающей земной поверхности, приемное устройство формирует текущее изображение (ТИ) визируемых объектов (ориентиров) навигации, вычислительное устройство осуществляет сравнение ТИ и эталонного изображения (ЭИ), хранящегося в памяти бортовой ЭВМ. В результате сравнения изображений (критерием сравнения служит значение взаимной корреляционной функции ТИ и ЭИ) вычисляются погрешности геодезической привязки ЛА по дальности и боковому отклонению.

Необходимым условием функционирования КЭСН является устойчивое визирование наземных ориентиров на площади, определяемой погрешностью ИСН [2]. Для его выполнения необходимо соблюдение строгого соответствия размеров ТИ (т.е. требуемой зоны обзора информационного датчика КЭСН), среднеквадратической ошибки (СКО) ориентации ИСН и размеров ЭИ.

На рис. 1 показана геометрия визирования КЭСН земной поверхности, удовлетворяющая условию высокой вероятности попадания наземного ориентира в зону обзора. Здесь 1 — зона обзора с радиусом  $R$ , соответствующая ТИ; 2 — точка геодезической привязки ИСН ЛА (наземный ориентир); 3 — область, вероятность нахождения ЛА над которой близка к единице, размеры этой области определяют СКО, накопленной ИСН в процессе полета ЛА; 4 — граница ЭИ.

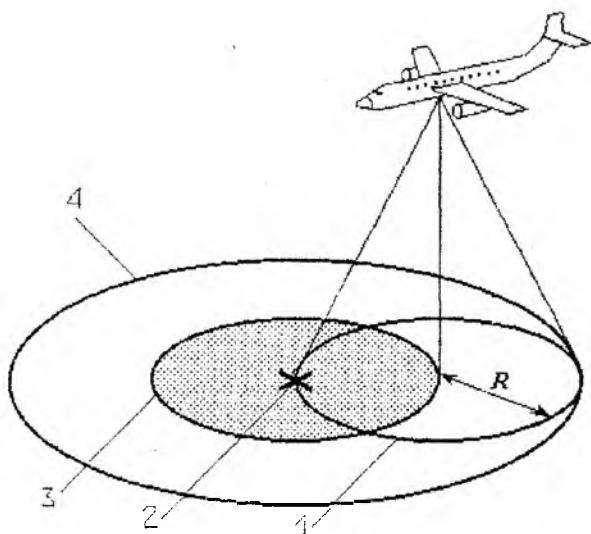


Рис. 1

В рассматриваемом случае, когда текущая погрешность ИСН максимальна, размеры ТИ (области 1) должны соответствовать размерам области 3. Для того чтобы ТИ полностью попало внутрь ЭИ, размеры эталона должны в 2 раза превосходить размеры текущего изображения. В противном случае возможно нарушение работы бортовой вычислительной машины ввиду отсутствия исходных данных для расчета максимума критериальной взаимно-корреляционной функции.

Оценим вероятность достоверной ориентации ЛА. Пусть событие  $A$  — вычисление истинных координат ЛА в результате успешного функционирования КЭСН, событие  $B$  — попадание эталонного участка местности в зону обзора КЭСН.  $P_B(A)$  — вероятность вычисления координат ЛА по данным КЭСН при условии попадания фрагмента ЭИ в зону обзора,  $P(B)$  — вероятность попадания эталонного участка местности в зону обзора.

Так как  $A$  и  $B$  являются совместимыми и независимыми событиями, то согласно второй теореме умножения вероятностей [3] вероятность того, что одновременно произошли события  $A$  и  $B$  (вероятность достоверной ориентации ЛА в результате последовательной успешной работы ИСН и КЭСН),

$$P(A \text{ и } B) = P(B) P_B(A). \quad (1)$$

Из соотношения (1) следует, что вероятность  $P(A \text{ и } B)$  не превосходит значений  $P(B)$  и  $P_B(A)$ . Оценка  $P_B(A)$  не является предметом рассмотрения в данной работе. Задавшись фиксированным значением  $P_B(A) \approx 1$ , оценим вероятность  $P(B)$  при следующих начальных условиях: погрешности ориентации инерциальной системы по боковому отклонению и дальности равны между собой и распределены по нормальному закону; зона обзора КЭСН — коническая, ось зоны обзора направлена по нормали к плоскости Земли, проекция зоны обзора на земную поверхность — круг с радиусом  $R$ .

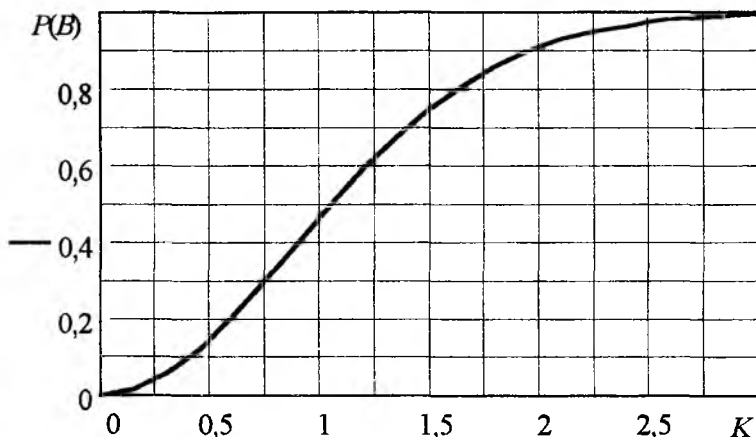


Рис. 2

Вероятность  $P(B)$  того, что погрешность ориентации инерциальной системы не превзойдет некоторого значения (в рассматриваемом случае — радиуса  $R$ ), определяется двухмерным интегральным законом распределения случайной величины [3]:

$$P(B) = \left[ \frac{1}{\sigma_x \sqrt{2\pi}} \int_{-R}^R \exp\left(-\frac{x^2}{2\sigma_x^2}\right) dx \right] \cdot \left[ \frac{1}{\sigma_y \sqrt{2\pi}} \int_{-R}^R \exp\left(-\frac{y^2}{2\sigma_y^2}\right) dy \right],$$

где  $\sigma_x, \sigma_y$  — СКО ИСН по боковому отклонению и дальности. При  $\sigma_x = \sigma_y = \sigma_{x,y}$  выражение (1) принимает вид

$$P(B) = \frac{1}{(\sigma_{x,y} \sqrt{2\pi})^2} \int_{-R}^R \int_{-R}^R \exp - \frac{1}{2\sigma_{x,y}^2} (x^2 + y^2) dx dy. \quad (2)$$

Результаты расчетов по формуле (2) представлены на рис. 2, где  $K = R/\sigma_{x,y}$  — параметр, характеризующий отношение радиуса зоны обзора КЭСН к СКО ИСН. Отдельные числовые значения  $P(B)$  приведены ниже:

$K$	0,5	1,0	1,5	2,0	2,5	3,0
$P(B)$	0,147	0,466	0,751	0,911	0,975	0,995

Таким образом, для обеспечения достаточно высокой вероятности  $P(B)$  попадания наземного ориентира в зону обзора КЭСН ее радиус должен в 2,5... 3 раза превосходить значение СКО ИСН  $\sigma_{x,y}$ .

Устойчивое функционирование КЭСН возможно при наличии достаточного объема априорной информации о навигационных ориентирах, что обеспечивается выбором соотношения размеров ЭИ и ТИ как 2 : 1.

**Список литературы:** 1. Ржевкин В.А. Автономная навигация по картам местности // Зарубеж. радиотехника. 1981. № 10. С. 3—28. 2. Moore R.P. Position updating with microwave radiometric sensors // Proc. IEEE Nat. aerospace and electronics conf. NAECON76, Dayton, 1976. New York, 1976. P. 13—19. 3. Заевдный А.М. Основы расчетов по статистической радиотехнике. М.: Связь, 1969. 447 с.

Харьковский военный университет

Поступила в редколлегию 29.01.98

## ПОВЫШЕНИЕ БЫСТРОДЕЙСТВИЯ КОРРЕЛЯЦИОННО-ЭКСТРЕМАЛЬНЫХ СИСТЕМ НАВИГАЦИИ ЛЕТАТЕЛЬНЫХ АППАРАТОВ

Одним из основных требований, предъявляемых к корреляционно-экстремальным системам навигации (КЭСН) летательных аппаратов (ЛА) по наземным ориентирам, является обеспечение высокой точности 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 сравнения принимается решение о принадлежности визируемого объекта к определенному классу объектов распознавания и системой управления формируется команда на коррекцию траектории полета ЛА.

Основной особенностью КЭСН ЛА является жесткое временное ограничение процесса визуализации объектов навигации в целом.

Системы навигации должны обладать: способностью выделять объекты ориентации на сложных фонах, в любое время суток и в любых климатических условиях; высокими точностью и помехозащищенностью. Выполнение комплекса сложных противоречивых требований, предъявляемых к КЭСН, становится возможным благодаря применению высокоинформативных инфракрасных (ИК), радиолокационных и радиометрических (РМ) миллиметрового диапазона (ММД) волн систем навигации, а также комбинированных систем на их основе. При этом возникает необходимость в выполнении операций над большими структурами данных с высокой скоростью.

Так, в радиометрической системе MICRAD для сличения ТИ с ЭИ применяется алгоритм вычисления взаимной корреляционной функции (ВКФ), представленный выражением \*

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

\* Ржевкин В.А. Автономная навигация по картам местности // Зарубеж. радиозлектроника. 1981. № 10. С. 21.

где  $N$  — число выборок информационного датчика, соответствующее числу элементов матрицы ТИ;  $S_{ij}, R_j$  — элементы матриц ТИ и ЭИ.

ВКФ достигает максимума при совпадении текущего и эталонного изображений.

Время выполнения алгоритма (1) при ТИ с размерами  $8 \times 8$ , ЭИ с размерами  $16 \times 16$ , числом градаций яркости 4, количеством циклов 81 на традиционном процессоре I-486 с тактовой частотой 75 МГц составляет 0,8 с. Такое быстроедействие СВ с учетом требуемого временного интервала, отводимого на операции перебора ЭИ, принятия решений и управления полетом ЛА, является предельно допустимым и в случае неизбежного роста объема обрабатываемой информации будет неприемлемым.

Необходимая вычислительная мощность СВ может быть достигнута благодаря применению многопроцессорных структур (МПС) с параллельной обработкой информации.

Рассмотрим примеры существующих технологий, применяемых в МПС.

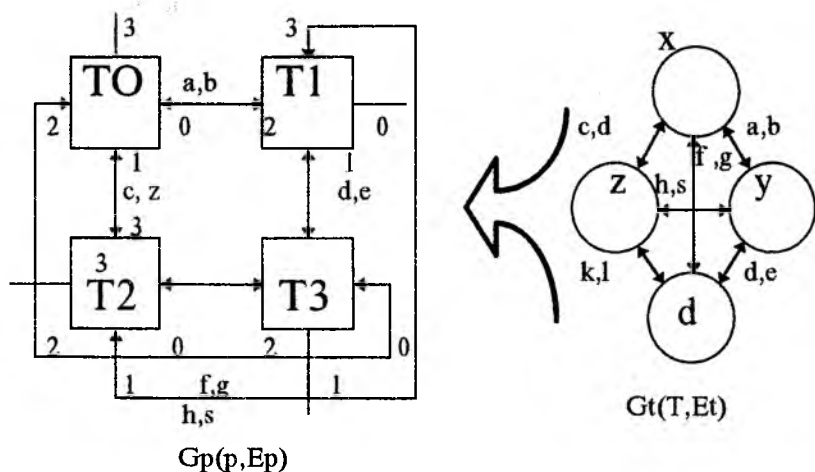
Транспьютер (Т) T-9000 — новый класс микропроцессоров, разработанных для построения высокопроизводительных параллельных вычислительных систем. Транспьютерная система строится не на основе традиционной шинной структуры, а использует для связи между процессорными элементами (ПЭ) двухточечные последовательные каналы связи, которые, по существу, аппаратно реализуют логические каналы, определяемые в языке программирования ОККАМ.

T-9000 является процессором с RISC-архитектурой, выполняет одну команду в среднем за  $1,8 \dots 2$  такта. При частоте 50 МГц обеспечивается производительность 25 МФлопс и 240 Мипс (I-386 с тактовой частотой 33 МГц обеспечивает производительность  $8 \dots 10$  Мипс). Для организации МПС можно объединить практически любое количество транспьютеров.

Решение задачи оптимального использования аппаратных средств связано, в первую очередь, с выявлением параллелизма в обработке изображения, причем в том виде, который в наибольшей степени согласуется со структурными особенностями используемых аппаратных средств. Следующим этапом создания параллельных структур является планирование и рациональное размещение в аппаратуре выявленных параллельных работ, направленное на максимальную загрузку машинных ресурсов.

Наибольшую трудность представляет собой отображение параллельной программы на транспьютерную матрицу. Представим (рисунок) алгоритм (ВКФ) сравнения ТИ с ЭИ в виде параллельной программы  $G(t)$ , состоящей из четырех процессов ( $x, y, z, d$ ). Процесс — вы-

полнение совокупности операций по обработке изображения транспьютерной матрицей с размерами  $2 \times 2$ . Исходное изображение — ТИ, имеющее размеры  $8 \times 8$  (64-канальная КЭСН), разбивается на 4 подизображения. Далее последние передаются в массив  $2 \times 2$  транспьютеров.



В транспьютерной матрице  $G(P)$   $2 \times 2$ , построенной по топологии “плоская сетка” (см. рисунок), каждый  $i$ -й элемент матрицы связан посредством линка (link) с элементом, находящимся выше и ниже его, а также слева и справа от него. Общее число транспьютеров ( $T$ ) =  $n$ , причем  $n = W^2$ , где  $W^2$  — число элементов на каждой из осей координат. Максимальное расстояние между элементами в сети

$$S_{\max} = 2\sqrt{n} - 3 = 2W - 3. \quad (2)$$

При  $n = 4$ ,  $W = 2$  получаем  $S_{\max} = 1$ .

В транспьютерной матрице  $2 \times 2$  проблем маршрутизации не возникает, поскольку каждый элемент матрицы непосредственно связан с остальными ( $S_{\max} = 1$ ). Для улучшения коммутационных возможностей модель Т-9000 дополнена процессором виртуальных каналов, осуществляющим маршрутизацию сообщений по транспьютерной сети.

ТИ распределяется таким образом, чтобы между положением транспьютера в сети и передаваемым подизображением было соответствие.

Для элемента в системе выделяется процесс и отображаются каналы — по одному в каждом направлении. Каждый процессор описывается оператором PROCESSOR, которым задаются номер и тип транспьютера. Конфигурация и связь описываются параллельным языком ОККАМ. Во избежание нарушения синхронизации одновременного приема информации по 64 каналам связи необходимо применить алгоритм обмена граничными данными в транспьютерной матрице.

По предварительным теоретическим расчетам применение МПС (транспьютерной матрицы  $2 \times 2$ ) позволит решить задачу сравнения ТИ с ЭИ в реальном масштабе времени. В случае роста объема обрабатываемой информации необходимая вычислительная мощность может быть достигнута добавлением требуемого числа процессоров.

Немаловажным фактором для функционирования спецвычислителей бортового исполнения является обеспечение их отказоустойчивости. Последняя может быть достигнута в системах с гибкой архитектурой, способных перестраиваться при отказах.

*Харьковский военный университет*

*Поступила в редколлегию 29.01.98*

## ИМИТАЦИОННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ТЕЛЕКОММУНИКАЦИОННЫХ СИСТЕМ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ РАСШИРЕННОГО АППАРАТА СЕТЕЙ ПЕТРИ

При проектировании элементов современных систем связи часто возникает необходимость в оценке характеристик систем, однако особенности алгоритмов функционирования таких систем зачастую затрудняют аналитическую оценку. В этой ситуации целесообразно использовать имитационное моделирование, поскольку исследование путем натуральных экспериментов менее удобно и нередко весьма дорого. Для проведения имитационных экспериментов необходима система поддержки моделирования, т.е. система, позволяющая создать описание модели на некотором формальном языке, провести имитацию функционирования на этой модели, собрать и обработать статистические данные. К такой системе (и к поддерживаемому ею языку описания модели) может быть поставлен ряд требований: 1) гибкость, или возможность углубления описания объекта моделирования в модели; 2) приемлемое время проведения эксперимента, обеспечивающего приемлемую точность описания объекта; 3) способность к созданию и сохранению объединяемых модулей — часто используемых относительно самостоятельных частей моделей.

Основой для создания системы моделирования является язык формального описания модели. Такой язык должен быть достаточно простым, универсальным и наглядным; в то же время он должен описывать алгоритмы процессов, происходящих в системе, с требующейся точностью. Для языка моделирования телекоммуникационных систем, характеризующихся недетерминированным поведением и асинхронно взаимодействующими компонентами, не менее важна возможность имитации параллельных процессов, запускающихся в случайное время. Аппарат расширенных сетей Петри удовлетворяет перечисленным требованиям. Расширение понадобилось для привязки функционирования модели ко времени и введения случайных элементов.

Сети Петри изначально разрабатывались для изучения возможных последовательностей состояний модели в целях оптимизации, а также обнаружения и предотвращения неприемлемых состояний систем. Однако этот аппарат оказался очень удобным для проведения имитации.

Сеть Петри представляется четверкой [1; 2]

$$C = (P, T, I, O).$$

Здесь  $P$  — множество позиций;  $T$  — множество переходов;  $I, O$  — входная и выходная функции перехода. Последние определены следующим образом:

$$I: T \rightarrow P^\infty; \quad O: T \rightarrow P^\infty,$$

где  $P^\infty$  — множество комплектов позиций. Теоретико-графовым представлением сети Петри является двудольный ориентированный мультиграф. Для описания состояния сети вводится функция маркировки, или разметки,  $\mu$ , отображающая множество позиций  $P$  во множество неотрицательных целых чисел:

$$\mu: P \rightarrow N.$$

В маркированной сети Петри переход  $t_k$  считается разрешенным при выполнении условия

$$\bigwedge_{i=1}^{|P|} \mu(p_i) \geq \#(p_i, I(t_k)),$$

а в результате срабатывания перехода образуется новая разметка  $\mu'$ , определяемая соотношением

$$\mu'(p_i) = \mu(p_i) - \#(p_i, I(t_k)) + \#(p_i, O(t_k)).$$

При создании модели [1] в исследуемой системе выделяются элементарные условия, в сумме определяющие состояние модели, и элементарные события, происходящие в зависимости от условий и изменяющие их. Так как при изучении систем связи часто приходится находить характеристики, связанные со временем, то в аппарат сети Петри введено расширение, позволяющее привязать функционирование модели к шкале времени. Для этого вводится функция задержки  $\tau$ , отображающая множество переходов  $T$  во множество неотрицательных чисел  $R_+$ :

$$\tau: T \rightarrow R_+.$$

Данная функция определяет длительность процесса, имитируемого срабатыванием данного перехода. В общем случае эта функция может быть и случайной, с распределением вероятностей, установленным при создании модели. При использовании задержки правила срабатывания переходов остаются прежними — с тем отличием, что фишки передаются в выходные позиции перехода  $t_k$  по истечении  $\tau(t_k)$  единиц модельного времени с момента его запуска, т. е. изъятия фишек из входных позиций. Для примера рассмотрим модель абонента, у которого через случайные промежутки времени появляются запросы

на передачу пакета фиксированной длины по общему каналу. Граф сети Петри этой модели представлен на рис. 1.

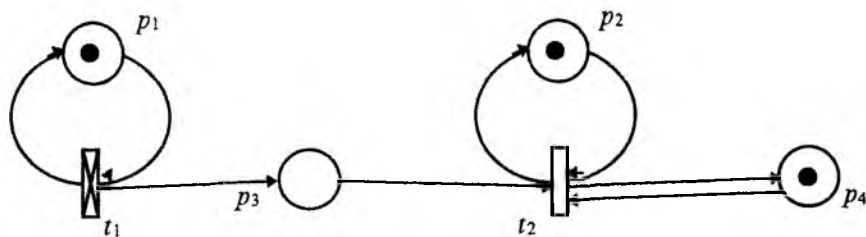


Рис. 1

Здесь переход  $t_1$  имитирует случайные промежутки времени между появлениями запросов,  $t_2$  — постоянное время передачи пакета, позиция  $p_3$  соответствует внутреннему буферу абонента, а  $p_4$  — разделяемому каналу, свободному состоянию которого соответствует наличие фишки. Позиции  $p_1$  и  $p_2$  присутствуют для сдерживания многократного запуска переходов  $t_1$  и  $t_2$ .

Еще одним расширением, позволяющим упростить модель и, значит, повысить скорость имитации, является сдерживающие, или ингибиторные, дуги [1]. Такая дуга по отношению к переходу может быть только входной и допускает срабатывание перехода лишь при отсутствии фишек в соответствующей позиции. Формально данное расширение можно описать переопределением входной функции перехода:

$$I: T \rightarrow P^\infty \times P^\infty.$$

Результат  $I(t_k)$  — пара  $(S, U)$ , где  $S$  — подмножество множества позиций, обозначающее позиции, которые связаны с данным переходом сдерживающей дугой;  $U$  — комплект множества позиций, описывающий обычные входные дуги. Такое определение является верным, но избыточным в том смысле, что наличие  $p_i$  одновременно в  $S$  и в  $U$  равноценно отсутствию данного перехода, поскольку он никогда не сможет сработать. Более узким можно считать определение входной функции как отображения множества пар позиций и переходов во множество, являющееся объединением множества неотрицательных целых чисел и элемента  $\text{ing}$ , означающего одну ингибиторную дугу:

$$I: (P \times T) \rightarrow \{N \cup \text{ing}\}.$$

Условие срабатывания перехода  $t_k$  в этом случае принимает вид

$$\bigwedge_{i=1}^{|P|} \begin{cases} \mu(p_i) \geq I(p_i, t_k) & \text{для } I(p_i, t_k) \in N; \\ \mu(p_i) = 0 & \text{для } I(p_i, t_k) = \text{ing}. \end{cases}$$

Еще одним вопросом, подлежащим рассмотрению при создании системы моделирования на базе языка сетей Петри, является разрешение конфликтов. Аппарат сетей Петри позволяет имитировать параллельные процессы, и, естественно, в такой модели могут возникать конфликты, т. е. ситуации, в которых возможно несколько взаимоисключающих процессов. Решение о том, какой переход будет запущен в первую очередь, может быть принято несколькими способами. Ими являются: непосредственное обращение к исследователю в ходе имитационного эксперимента; случайное разрешение конфликтов; введение приоритета как функции, отображающей множество переходов во множество возможных значений приоритета (обычно ограниченное подмножество целых чисел):

$$\psi : T \rightarrow \Psi \quad (\Psi \subset Z).$$

Следует отметить, что в технических системах случайности чаще всего имеют место на границе с внешней средой, а поведение внутренних элементов отличается детерминированностью. Поэтому наиболее приемлемым путем разрешения конфликтов представляется использование приоритетов. При этом все возможные конфликты разрешаются еще на этапе разработки модели, в то же время давая в руки исследователя еще один описательный инструмент, позволяющий уменьшить громоздкость модели. А в случае необходимости введения случайного поведения можно воспользоваться переходами со случайной задержкой.

Современные технические системы характеризуются усложнением информационных связей между своими элементами, что выражается через возрастание объема передаваемой внутрисистемной информации [3; 4]. Это связано с тем, что функции каждого уровня в многоуровневых системах, являющихся объектом исследования, становятся все сложнее. Задача обычно состоит в оценке характеристик некоторых функций определенного уровня при заданных характеристиках более низких уровней. В этом случае задача моделирования значительно усложняется. Можно выделить три основных подхода к ее решению.

1. Составление модели не только для изучаемого, но и для всех вышних уровней. Такая модель является избыточной в том смысле, что моделируются уровни, характеристики которых уже известны. Например, если речь идет о телекоммуникационной системе, то для моделирования некоторого протокола сетевого уровня исследователь вы-

нужден использовать модели канального и физического уровней, а также параметры среды распространения сигналов вместо характеристик канального уровня. Такая модель очень громоздка и требует значительных вычислительных ресурсов.

2. Создание модели на одном уровне со структурным отображением многообразия информационных связей. В системах связи это приводит к замене блока модели "абонент" на набор блоков "абонент-для-абонента". Такая модель избыточна в том смысле, что вместо одного блока появляется несколько однотипных элементов, соответствующих разным значениям информационной связи. Данный подход также значительно повышает сложность модели и требования к вычислительной системе, на которой проводятся имитационные эксперименты.

3. Введение еще одного расширения аппарата сетей Петри — так называемых раскрашенных сетей [2]. Далее рассмотрен именно этот подход.

Фишки приобретают свойство цвета: множество фишек, существующих в сети в каждый момент времени, отображается во множество возможных значений цвета. В общем случае цвет может быть структурой произвольного типа. Но введение этого расширения заставляет переопределить алгоритм срабатывания перехода, где и обуславливается ветвление в зависимости от информационного содержания фишки. Поэтому удобно использовать в качестве множества возможных значений некоторое ограниченное подмножество целых чисел  $\Omega$ . Тогда маркировка сети переопределится следующим образом:

$$\mu : P \rightarrow V,$$

где  $V$  — множество векторов размерности  $|\Omega|$ . Каждый элемент такого вектора  $v_{ik} \in N$  и указывает количество фишек  $k$ -го цвета в  $i$ -й позиции. Для каждого перехода  $t_j$  надо определить входной вектор  $w_j$  размерностью  $|I(t_j).U|$ , в котором каждый элемент соответствует обычной (не ингибиторной) входной дуге и содержит цвет входной фишки, и выходной вектор  $z_j$  размерностью  $|O(t_j)|$ , каждый элемент которого соответствует выходной дуге и содержит цвет фишки, помещаемой в выходную позицию. Тогда срабатывание перехода  $t_j$  можно определить как функцию  $q_j$ , отображающую множество входных векторов во множество выходных векторов для данного перехода:

$$q_j : W_j \rightarrow Z_j$$

т. е. цвет фишек, возвращаемых в выходные позиции перехода после его срабатывания, будет зависеть от цветов фишек во входных позициях. Условие разрешения перехода  $t_j$  приводится к виду

$$\|P\| \stackrel{\wedge}{=} \begin{cases} \sum_{k=1}^{|\Omega|} \mu(p_i)_k \geq I(p_i, t_j) \text{ для } I(p_i, t_j) \in N; \\ \sum_{k=1}^{|\Omega|} \mu(p_i)_k = 0 \text{ для } I(p_i, t_j) = \text{ing}, \end{cases}$$

а новая маркировка, образовавшаяся в результате его запуска, определится из соотношения

$$\mu'(p_i) = \mu(p_i) - w_j \times X_{ij} + q_j(w_j) \times Y_{ji}.$$

Здесь  $X_{ij}$  — матрица размера  $|I(t_j), U| \times |\Omega|$ , в которой все элементы равны нулю, кроме  $x_{mn} = 1$ , причем  $m$  принимает значения, равные номерам элементов вектора  $w_j$ , а  $n$  — значения этих элементов, т.е. число единиц в матрице равно  $\#(p_i, I(t_j), U)$ , а  $Y_{ji}$  имеет размер  $|O(t_j)| \times |\Omega|$  и формируется аналогично матрице  $X_{ij}$ , но для вектора  $z_j$ .

Ветвление в зависимости от цвета можно организовать следующими двумя способами. Во-первых, введением мнимых фишек, которые передаются в позиции в результате срабатывания перехода, но не сохраняются. Это равноценно существованию выходных позиций, в которые ничего не передается. В таком случае ветвление будет иметь вид, показанный на рис. 2, а. Во-вторых, определением функции срабатывания перехода не для всех возможных значений входного вектора и объявлением тем самым подмножеств цветов фишек, которыми может быть открыт переход. Последний вариант показан на рис. 2, б.

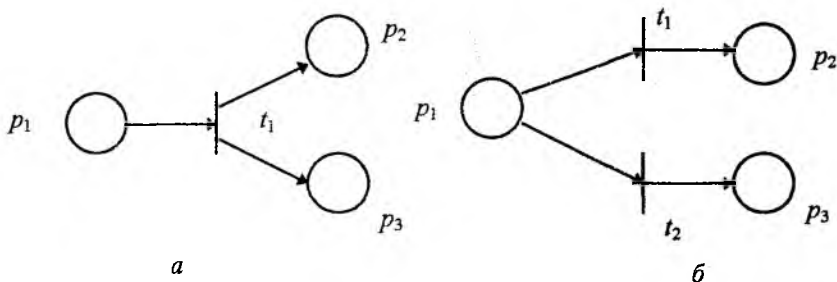


Рис. 2

При использовании описанного расширения вместо перечисленных ранее подходов можно значительно уменьшить сложность модели за счет усложнения алгоритма моделирования. Данный подход представляется более удобным для моделирования сложных многоуровневых систем ввиду значительного упрощения модели и повышения ее

наглядности, а также уменьшения объема вычислений при имитации. Однако использование цветных фишек взамен обычных значительно замедляет процесс имитации, поэтому не следует использовать алгоритм данного расширения для проведения экспериментов на моделях, составленных на языке обычных сетей Петри.

**Список литературы:** 1. Питерсон Дж. Теория сетей Петри и моделирование систем: Пер. с англ. М.: Мир, 1984. 264 с. 2. Котов В.Е. Сети Петри. М.: Наука, 1984. 158 с. 3. Шварц М. Сети связи: протоколы, моделирование, анализ: В 2 ч.: Пер. с англ. М.: Наука, 1992. Ч. 1. 335 с.; Ч. 2. 272 с. 4. Протоколы информационно-вычислительных сетей: Справ. / Под ред. И.А. Мизина, А.П. Кулешова. М.: Радио и связь, 1990. 502 с.

*Харьковский государственный технический  
университет радиозлектроники*

*Поступила в редколлегию 23.02.98*

*Е. М. РУДЫЙ, канд. техн. наук*

## КВАДРАТУРНЫЕ ИСКАЖЕНИЯ ПРИ ПРИЕМЕ СИГНАЛОВ В ДЕКАМЕТРОВОМ ДИАПАЗОНЕ ВОЛН

В работах [1; 2] приведены результаты исследования искажений сигналов в декаметровом диапазоне волн. Показано, что имели место существенный подъем низкочастотных составляющих модулирующих сигналов и нелинейные искажения этих сигналов на выходе приемника. Уровень этих искажений зависел от трассы распространения радиоволн, времени года, времени суток и изменялся по случайному закону. По результатам исследований были введены частотные предыскажения, которые улучшили качество звучания программ вещания. Предыскажения на разных трассах вводились ориентировочно на основании прослушивания магнитофонных записей, выполненных в тех странах, куда передавались программы внешнего радиовещания.

Исследования были прекращены в 1978 г., но в течение многих лет оставалось неясным, почему при приеме наблюдается подъем только низкочастотных составляющих модулирующих сигналов. Попробуем объяснить это явление.

При приходе в точку приема нескольких лучей амплитудно-модулированное колебание  $U$  имеет следующий вид:

$$U = \left( U_0 K_0 \cos(\omega t + \varphi_\omega) + K_B \frac{m}{2} \cos((\omega + \Omega)t + (\varphi_\omega + \varphi_1)) + \right. \\ \left. + K_H \frac{m}{2} \cos((\omega - \Omega)t + (\varphi_\omega - \varphi_2)) \right) \quad (1)$$

Здесь  $U_0$  — амплитуда колебаний несущей частоты  $\omega$ ;  $K_0 \leq 1$ ,  $K_B \leq 1$ ,  $K_H \leq 1$  — относительные коэффициенты передачи тракта распространения радиоволн при передаче составляющих спектра с частотами  $\omega$ ,  $\omega + \Omega$ ,  $\omega - \Omega$  соответственно;  $\varphi_\omega$ ,  $(\varphi_\omega + \varphi_1)$ ,  $(\varphi_\omega - \varphi_2)$  — фазовые углы составляющих спектра с частотами  $\omega$ ,  $(\omega + \Omega)$ ,  $(\omega - \Omega)$  соответственно;  $m = U_\Omega / U_0$  — коэффициент модуляции передатчика при передаче сигнала с частотой  $\Omega$  и амплитудой  $U_\Omega$ .

Из-за интерференции сигналов с частотами  $\omega - \Omega$ ,  $\omega$ ,  $\omega + \Omega$  относительные значения коэффициентов передачи  $K_0$ ,  $K_B$ ,  $K_H$  непрерывно изменяются по случайному закону.

Выражение (1) можно представить в виде [3]

$$\begin{aligned}
 U &= U_0 \left( K_0 \cos(\omega t + \varphi_\varphi) + a_c \cos(\Omega t + \Theta_c) \cos(\omega t + \varphi_\omega) + \right. \\
 &\quad \left. + a_0 \sin(\Omega t + \Theta_0) \sin(\omega t + \varphi_\omega) \right) = \\
 &= U_0 \left( M \cos(\omega t + \varphi_\omega) + N \sin(\omega t + \varphi_\omega) \right),
 \end{aligned} \tag{2}$$

где

$$a_c = 0,5m \left( K_B^2 + K_H^2 + 2K_H K_B \cos(\varphi_2 - \varphi_1) \right)^{0,5}; \tag{3}$$

$$\Theta_c = \operatorname{arctg} \left( \frac{K_B \sin \varphi_1 + K_H \sin \varphi_2}{K_B \cos \varphi_1 + K_H \cos \varphi_2} \right); \tag{4}$$

$$a_0 = 0,5m \left( K_B^2 + K_H^2 - 2K_H K_B \cos(\varphi_2 - \varphi_1) \right)^{0,5}; \tag{5}$$

$$\Theta_0 = \operatorname{arctg} \left( \frac{K_B \sin \varphi_1 - K_H \sin \varphi_2}{K_B \cos \varphi_1 - K_H \cos \varphi_2} \right); \tag{6}$$

$$M = K_0 + a_c \cos(\Omega t + \Theta_c); \tag{7}$$

$$N = a_0 \sin(\Omega t + \Theta_0). \tag{8}$$

Составляющая  $U_0 M \cos(\omega t + \varphi_\omega)$ , которая совпадает по фазе с несущей частотой, называется синфазной составляющей, а составляющая  $U_0 N \sin(\omega t + \varphi_\omega)$ , которая сдвинута по отношению к несущей частоте на угол  $0,5\pi$  — квадратурной (ортогональной) составляющей.

Огибающая  $U_{ог}$  амплитудно-модулированного колебания

$$U_{ог} = U_0 (M^2 + N^2)^{0,5}. \tag{9}$$

Используя выражения (7)—(9), получим

$$\begin{aligned}
 U_{ог} &= U_0 \left( K_0^2 + 0,5(a_c^2 + a_0^2) + 2K_0 a_c \cos(\Omega t + \Theta_c) + \right. \\
 &\quad \left. + 0,5(a_c^2 \cos 2(\Omega t + \Theta_c) - a_0^2 \cos 2(\Omega t + \Theta_0)) \right)^{0,5}.
 \end{aligned} \tag{10}$$

Наличие ортогональной составляющей приводит не только к дополнительной амплитудной модуляции несущей частоты, но и к нежелательной (паразитной) фазовой модуляции. Сигнал на выходе линейного детектора приемника совпадает по форме с огибающей сигнала, определяемой формулой (10). При модуляции передатчика гар-

моническим сигналом с частотой  $\Omega$  напряжение на выходе детектора приемника содержит продукты нелинейных искажений, а паразитная фазовая модуляция изменяет форму исходного сигнала. Уменьшение коэффициента передачи  $K_0$  несущей частоты обуславливает увеличение глубины модуляции, что может вызвать перемодуляцию сигнала на входе приемника и дополнительные искажения формы огибающей.

Если напряжение несущей частоты уменьшается до нуля ( $K_0 = 0$ ), то составляющая исходного сигнала с частотой  $\Omega$  на выходе детектора приемника исчезает и остаются только продукты нелинейных искажений. Уменьшение коэффициентов передачи верхней и нижней боковых полос спектра ( $K_B$  и  $K_H$ ) приводит к амплитудно-частотным искажениям. Квадратурные искажения отсутствуют лишь в том случае, когда

$$K_B = K_H; \quad (11)$$

$$\varphi_2 = \varphi_1. \quad (12)$$

Следовательно, квадратурные искажения, имеющие место при многолучевом распространении радиоволн, проявляются как результирующая одновременного воздействия частотных, фазовых и нелинейных искажений. Квадратурные искажения наблюдаются не только в декаметровом диапазоне волн, но и при сложении земной и ионосферной волн в гектометровом диапазоне волн, а также при приеме сигналов станций синхронной сети радиовещания. Квадратурные искажения при синхронном радиовещании подробно рассмотрены в работе [4].

При любой линейной комбинации  $n$  лучей с разными амплитудами и фазами в точке приема, в конечном итоге, получают следующее:

$$\sum_{i=1}^n U_{oi} \sin(\omega t + \varphi_{\omega i}) = U_o \sin(\omega t + \varphi_{\omega}), \quad (13)$$

где  $U_{oi}$ ,  $\varphi_{\omega i}$  — амплитуды и фазы колебаний с частотой  $\omega$ ;  $U_o$ ,  $\varphi_{\omega}$  — амплитуда и фаза суммарного колебания с частотой  $\omega$  [5].

Поскольку линейная комбинация нескольких синусоидальных величин с одной и той же частотой является также синусоидальной величиной, ее можно представить в виде суммы двух величин [5]:

$$U_1 \sin(\omega t + \varphi_1) + U_2 \sin(\omega t + \varphi_2) = U_o \sin(\omega t + \varphi_{\omega}), \quad (14)$$

где

$$U_o = \left( U_1^2 + U_1^2 + 2U_1U_2 \cos(\varphi_2 - \varphi_1) \right)^{0,5}; \quad (15)$$

$$\operatorname{tg} \varphi_\omega = \frac{U_1 \sin \varphi_1 + U_2 \sin \varphi_1}{U_1 \cos \varphi_1 + U_2 \cos \varphi_1}.$$

Первое слагаемое в формуле (14) можно считать первым лучом с амплитудой  $U_1$  и фазой  $\varphi_1$ , который приходит в точку приема. Второе слагаемое представляет собой эквивалентный второй луч с амплитудой  $U_2$  и фазой  $\varphi_2$ , значение которого можно найти графически с помощью векторной диаграммы путем линейной комбинации векторов всех лучей в точке приема, за исключением первого. Такое представление не противоречит реальной ситуации, когда в точке приема имеет место суперпозиция лучей с разными амплитудами и фазами.

Разность фаз  $\Delta\varphi$  между двумя лучами будет определяться разностью хода  $\Delta L$  первого и второго лучей:

$$\Delta\varphi = \varphi_2 - \varphi_1 = \frac{\Delta L \omega}{C} = \frac{2\pi \Delta L}{\lambda}, \quad (16)$$

где  $C$  — скорость распространения радиоволн;  $\lambda = C/f$  — длина волны колебания с частотой  $f = \omega/(2\pi)$ . Величинам  $\Delta\varphi = \pi(2n-1)$  будут соответствовать минимумы амплитуд суммарных сигналов, а  $\Delta\varphi = \pi 2(n-1)$  — максимумы амплитуд суммарных сигналов,  $n = 1, 2, 3, \dots$  Замираниям сигналов отвечают ситуации, когда  $\Delta\varphi = \pi(2n-1)$ , т.е. когда разность хода лучей

$$\Delta L = 0,5\lambda(2n - 1). \quad (17)$$

Интерес представляет полоса захвата замираний, т.е. тот интервал частот, в котором наблюдаются зависимые замирания. На этот интервал влияют показатели трассы и условия распространения радиоволн; он составляет от нескольких килогерц до нескольких сотен герц [6].

Если в какой-то момент времени вследствие интерференции на частоте  $\omega$  достигается максимум амплитуд суммарных колебаний, то при плавном повышении частоты на частоте  $\omega + \Omega$  в этот же момент времени минимум амплитуд суммарных колебаний может быть только в том случае, когда разность фаз  $\Delta\varphi$  колебаний между двумя лучами на частоте  $\omega$  и  $\Delta\varphi'$  на частоте  $\omega + \Omega$  такая, что

$$\Delta\varphi' - \Delta\varphi = \pi(2n - 1). \quad (18)$$

С учетом формулы (16) можно записать, что

$$\frac{\Delta L}{C}(\omega + \Omega) - \frac{\Delta L}{C}\omega = \pi; \quad (19)$$

$$\frac{\Delta L}{C}\Omega = \pi. \quad (20)$$

При повышении частоты модулирующего сигнала от 0 до  $\Omega$  суммарная амплитуда модулирующего сигнала будет плавно снижаться от максимального значения, соответствующего частоте  $\omega$ , до минимального значения при частоте  $\omega + \Omega$ . В дальнейшем с ростом модулирующей частоты амплитуда суммарного сигнала будет возрастать и при разности фаз

$$\Delta\varphi' - \Delta\varphi = \frac{\Delta L}{C}\Omega' = 2\pi \quad (21)$$

амплитуда суммарного модулирующего сигнала на выходе приемника достигнет максимума на частоте  $\Omega$ . Как видно из формул (20), (21),

$$\Omega' = 2\Omega. \quad (22)$$

Минимальное значение амплитуды суммарного сигнала будет иметь место и при нижней боковой частоте  $\omega - \Omega$ , а максимальное значение амплитуды суммарного сигнала будет соответствовать нижней боковой частоте  $\omega - \Omega'$ .

Из формул (20), (21) следует, что частотам  $\omega \pm \Omega$ , где

$$\Omega = \frac{\pi C}{\Delta L} (2n - 1), \quad (23)$$

будут соответствовать минимальные значения суммарных амплитуд сигналов, а на частотах  $\omega \pm \Omega'$ , где

$$\Omega' = \frac{\pi C}{\Delta L} 2(n - 1), \quad (24)$$

суммарные амплитуды сигналов будут максимальными.

Если для замирания несущей частоты разность хода двух лучей должна составлять десятки метров, то при наличии максимума амплитуды несущей частоты  $\omega$  минимум амплитуды боковых частот  $\omega \pm \Omega$  возможен при верхних модулирующих частотах, если разность хода лучей составляет десятки километров.

Например, при частоте передатчика 20 МГц замираниям несущей частоты будет соответствовать разность хода лучей, равная 15 м. Если верхняя модулирующая частота передатчика равна 5 кГц, то одновременное наличие максимума на несущей частоте и минимумов на боковых частотах  $(20 \cdot 10^6 \pm 5000)$  Гц будет при разности хода лучей, равной 30 км.

При модуляции передатчика одной частотой  $\Omega$  замирания составляющих спектра с частотами  $\omega - \Omega$ ,  $\omega$ ,  $\omega + \Omega$  зависят от разности хода лучей. При малой разности хода лучей замирания всех составляющих спектра АМ колебаний происходят практически одновременно. Когда разность составляет десятки километров, то в полосе частот  $(\omega - \Omega) \dots (\omega + \Omega)$  возможно наличие нескольких экстремумов.

Появление экстремума на любой из частот  $\omega - \Omega$ ,  $\omega$ ,  $\omega + \Omega$  случайно, но фазовые соотношения между амплитудами этих колебаний носят детерминированный характер, поскольку условия прохождения сигналов данных частот по тракту распространения радиоволн одинаковы, ибо одинаковы преломляющие свойства ионосферы для столь узкой полосы частот.

С учетом изложенных выше особенностей интерференции амплитудно-модулированных сигналов важную роль в подъеме низкочастотных составляющих сигнала играет автоматическая регулировка усиления (АРУ) приемников. В приемниках, предназначенных для приема программ звукового вещания, используют инерционную АРУ, которая следит за средним уровнем амплитуд несущего колебания в месте приема.

Чтобы не было появления модуляции, регулирующее напряжение АРУ не должно содержать переменной составляющей, которая соответствует модулирующим сигналам. Этого достигают выбором соответствующей постоянной времени интегрирующей цепи и включением в цепь АРУ фильтра нижних частот, который подавляет переменную составляющую напряжения, а регулирующее напряжение АРУ оказывается пропорциональным только средней амплитуде несущей частоты в точке приема.

Поэтому АРУ по-разному реагирует на замирания сигналов с частотами  $\omega - \Omega$ ,  $\omega$  и  $\omega + \Omega$ . При амплитудной модуляции напряжение сигнала с частотой  $\omega$  больше напряжений сигналов боковых частот  $\omega - \Omega$  и  $\omega + \Omega$ . Если амплитуды сигналов с частотой  $\omega$  достаточно велики, то изменение вследствие замираний амплитуд сигналов с частотами  $\omega \pm \Omega$  мало влияет на регулирующее напряжение АРУ. Уменьшение же амплитуд сигналов с частотой  $\omega$  из-за замираний приведет к увеличению коэффициента передачи приемного тракта, поскольку АРУ следит за средним уровнем несущей частоты.

Если на данной трассе распространения радиоволн разность хода лучей невелика и разность фаз колебаний с частотами  $\omega$  и  $\omega \pm \Omega$  мала, то при работе АРУ не вносятся амплитудно-частотные искажения. Когда же на верхней модулирующей частоте будет выполнено условие (18), то сигналы на этой частоте будут ослаблены вследствие замираний и АРУ приемника на уменьшение этих сигналов реагировать не будет.

Получается, что при наличии большой разности фаз колебаний частот  $\omega$  и  $\omega \pm \Omega$  АРУ приемника не увеличивает усиления тракта при замирании сигналов боковых частот, что приводит к амплитудно-частотным искажениям.

Поскольку на многоскачковых трассах разность хода лучей больше, чем на односкачковых, то амплитудно-частотные искажения при многоскачковых трассах будут большими. Условия распространения радиоволн на всех трассах непрерывно изменяются, поэтому можно рассматривать только среднестатистические амплитудно-частотные искажения.

Такая же ситуация складывается и с нелинейными искажениями. При большой разности фаз между колебаниями несущей частоты и сигналами боковых полос более вероятно появление разных по уровню амплитуд сигналов нижней и верхней боковой полос, т.е. нарушение условия (11). Нарушается также условие (12).

**Список литературы:** 1. Выходец А. В., Денисов В. И., Рудый Е. М. Повышение качества информационного вещания в КВ-диапазоне // Проблемы, методы и средства электрической связи: Сб. науч. тр. Одес. электротехн. ин-та связи им. А. С. Попова (ОЭИС). К., 1980. С. 121—124. 2. Исследование нелинейных искажений сигналов дальнего радиовещания, определяемых условиями прохождения радиоволн в ионосфере / А. В. Выходец, Ю. В. Пелевин, В. М. Рудый, Ю. А. Чернов // Тр. НИИ радиокомпонентов (НИИРК). М., 1989. № 2. С. 61—66. 3. Многоканальная связь / Под ред. И. А. Аболица. М.: Связь, 1971. 493 с. 4. Выходец А. В. Системы вторичного распределения программ. Одесса: ОЭИС, 1989. 56 с. 5. Бронштейн И. Н., Семидлаев К. А. Справочник по математике. М.: Физматгиз, 1962. 608 с. 6. Arfink M., Manders M. Measurement of the frequency correlation function of fading channels using AM station as signal sources // IEEE transaction on communication techn. 1971. Vol. 19, N 1. P. 9—13.

Украинская государственная академия  
связи им. А. С. Попова, г. Одесса

Поступила в редколлегию 10.10.97

*Е.М. РУДЫЙ, канд. техн. наук*

## **КОМПЛЕКС ДЛЯ АВТОМАТИЧЕСКОГО ИЗМЕРЕНИЯ НЕЛИНЕЙНЫХ ИСКАЖЕНИЙ**

В 1950 г. В. М. Вольф предложил (а.с. 90158) способ измерения нелинейных искажений, при котором из спектра информационных сигналов удаляют частотные составляющие в узкой полосе частот. На приемном конце о нелинейности судят по гармоникам и комбинационным частотам, обнаруженным в полосе частот, не имеющей информационного сигнала.

Спектры речи и музыкальных инструментов имеют резко выраженный линейчатый характер, т.е. основная энергия сосредоточена в узкой полосе частот [1]. Сигналы с линейчатым спектром можно использовать для измерения нелинейных искажений путем сравнения спектров сигналов на входе и выходе канала связи [2]. Такая возможность реализована в устройстве, которое из всех информационных сигналов, поступающих на вход канала связи, автоматически отбирает только сигналы с сильно подавленной или отсутствующей заданной областью частот.

Нелинейные искажения оценивают по значениям продуктов нелинейных искажений в заданной полосе частот на выходе канала связи (а.с. 1084997). У разных информационных сигналов подавлены различные участки спектра частот, поэтому нелинейные искажения можно оценивать на разных участках полосы частот, не искажая сигналы, передаваемые по каналу связи.

Структурная схема комплекса для автоматического измерения нелинейных искажений с помощью информационных сигналов канала связи показана на рис. 1, а на рис. 2, 3 представлены эпюры напряжений, поясняющие работу комплекса.

Сигналы, имеющиеся на входе контролируемого канала связи (КС), подаются через линию задержки (ЛЗ) на вход усилителя-ограничителя УО1 (см. рис.1), а сигналы с выхода КС поступают на вход усилителя-ограничителя УО2. ЛЗ предназначена для того, чтобы на выходы УО1 и УО2 одни и те же информационные КС поступали одновременно, т.е. ЛЗ компенсирует время прохождения сигнала по КС. Если время прохождения сигнала по КС (тракту) мало, то ЛЗ исключают.

При этом желательно, чтобы на входы УО1 и УО2 поступали сигналы значительно большие, чем номинальные, с целью обеспечить возможность измерений искажений КС с переменным коэффициентом



дения И1. Полоса пропускания АС2  $\Delta f_2$  (рис. 2, б) несколько меньше полосы  $\Delta f_1$ , чтобы обеспечить определенный запас на неидеальность частотных характеристик фильтров. Схемы совпадения И1 и И3 используются в качестве электронных ключей.

На рис. 2, а, б показаны спектры эталонного ( $S_{BX}$ ) и выходного ( $S_{ВЫХ}$ ) информационных КС;  $U_{yo}$  — выходные номинальные сигналы усилитель-ограничителей. Из рис. 2, а, б видно, что у эталонного сигнала в полосе  $\Delta f_1$  спектральные составляющие отсутствуют. В этой же полосе в спектре сигнала, прошедшего КС, есть частотные составляющие (гармоники, комбинационные частоты), обусловленные нелинейностью КС.

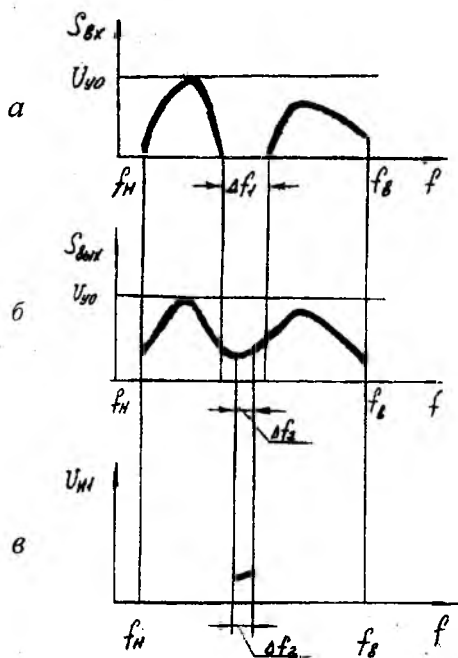


Рис. 2

На второй вход И1 поступают сигналы со схемы И2. Следовательно, на выходе схемы совпадения И1 сигнал (продукты нелинейности канала связи) будет только в том случае, когда эталонный сигнал имеет номинальный уровень и у этого же сигнала в полосе  $\Delta f_1$  отсутствуют частотные составляющие. Сигналы, пропорциональные значениям продуктов нелинейности искажений в полосе  $\Delta f_2$ , будут на выходе схемы И1 (рис. 2, в) только в течение того промежутка времени, когда имеются перечисленные условия (рис. 2, а).

Таким образом, с помощью устройств В, АС1, ТШ1, ТШ2, И2 осуществляется автоматический отбор эталонных сигналов, кото-

рые пригодны для измерения нелинейных искажений в полосе  $\Delta f_2$ , а с помощью устройств АС2, И1 выделяются продукты нелинейных искажений в полосе  $\Delta f_2$ . Продукты нелинейности со схемы И1 поступают на интегратор сигналов ИС, который интегрирует продукты нелинейности за определенные интервалы усреднения  $T_1$ ,  $T_2$  и т.д. (рис. 3, а, б). На эпюрах обозначены:  $U_{И1}$  — сигналы на выходе схемы совпа-

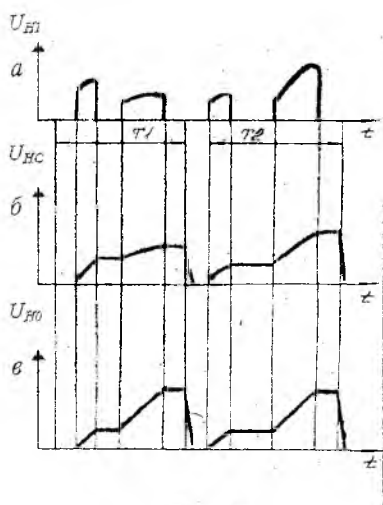


Рис. 3

падают на интегратор опорного сигнала ИО (рис. 3, в). На эякоре  $U_{ИС}$  — напряжение на выходе ИО. Последний линейно уменьшает коэффициент передачи УР по мере увеличения продолжительности наличия продуктов нелинейных искажений в интервале усреднения. Следовательно, на выходе УР получаем взвешенный сигнал, пропорциональный продуктам нелинейности в полосе  $\Delta f_2$ , а уровень этого сигнала не зависит от изменения интервалов времени усреднения продуктов нелинейных искажений.

С выхода УР через схему совпадения ИЗ сигнал, пропорциональный значению продуктов нелинейных искажений в полосе  $\Delta f_2$ , поступает на регистратор искажений Р.

Могут быть случаи, когда в течение интервала усреднения не будет таких эталонных сигналов, у которых в полосе  $\Delta f_2$  нет частотных составляющих. В этом случае со схемы И2 на триггер с отдельным запуском Т не поступит сигнал о том, что в данном интервале усреднения оценка нелинейных искажений не проводилась.

После фиксации нелинейных искажений регистратором Р по команде синхронизатора С осуществляется сброс информации в ИС, ИО и возвращение триггера Т в исходное состояние.

Если в качестве АС1, АС2 используются анализаторы спектра последовательного действия, то после регистрации продуктов нелинейности в полосе  $\Delta f_2$  необходима перестройка анализаторов спектра на очередной участок спектра, где требуется оценить нелинейные искажения.

дения И1;  $U_{ИС}$  — напряжение на выходе ИС. По истечении интервала усреднения сигнал с ИС поступает на регулируемый усилитель УР.

Сигнал на выходе ИС зависит не только от значений продуктов нелинейных искажений, но и от характера эталонного сигнала в данный промежуток времени, поэтому необходимо взвешивающее устройство, которое учитывало бы длительность импульсов на выходе схемы И1 (см. рис. 3, а). С этой целью сигналы со схемы И2, длительность которых равна длительности интервалов времени усреднения продуктов нелинейных искажений, посту-

Следовательно, возможен непрерывный контроль нелинейных искажений в процессе всей работы КС. Например, непрерывно можно контролировать нелинейные искажения в трактах радиодома, передатчика и в других случаях, когда организация обратного канала обходится недорого. Если ведется непрерывный контроль нелинейных искажений, целесообразно к выходу схемы ИЗ подключить триггер Шмитта, включающий сигнализацию, когда нелинейные искажения в КС превышают норму.

Естественно, что удобнее использовать в качестве АС1, АС2 анализаторы спектра одновременного действия (параллельные анализаторы спектра). В этом случае к каждому выходу детектора анализатора спектра АС1 надо подключить отдельный триггер Шмитта ТШ2, а к каждому выходу детектора анализатора спектра АС2 — отдельную схему совпадения И1. Следовательно, если каждый анализатор спектра имеет  $n$  выходов, то требуется  $n$  схем ТШ2, И1, И2, ИС, Т, ИО, УР, ИЗ. Все  $n$  схем И2 нужно подключить к триггеру Шмитта ТШ1, а синхронизатор С — к  $n$  схемам ИС, ИО, Т.

Последовательность операций, выполняемых с помощью описанного комплекса при проведении измерений нелинейных искажений, моделировалась на ЭВМ с целью оценить искажения, вызванные сигналами сжатия сигналов [3]. Полученные объективные критерии оценки нелинейных искажений были использованы при обработке алгоритмов систем сжатия сигналов звукового вещания.

**Список литературы:** 1. *Симонов И.Д.* Музыкальные инструменты и человеческий голос // Тр. ВНИИ телевидения и радиовещания (ВНИИТР). 1972. № 2(21). С. 18—70. 2. *Рудый Е.М.* Способ измерения нелинейных искажений без перерывов связи // Третья Междунар. науч.-техн. конф. «Методы представления и обработки случайных сигналов и полей»: Тез. докл. Х., 1993. С. 56. 3. *Рудый Е.М.* Статистический метод оценки нелинейных искажений при сжатии сигналов // Междунар. науч.-техн. конф. «Спутниковые системы связи и вещания: перспективы развития в Украине»: Тр. Одесса, 1993. С. 280—281. 4. *Многоканальная связь* / Под ред. И.А. Аболища. М.: Связь, 1971. 493 с. 5. *Выходец А.В.* Системы вторичного распределения программ. Одесса: Одес. электротехн. ин-т связи (ОЭИС), 1989. 56 с. 6. *Бронштейн И.Н., Семендяев К.А.* Справочник по математике. М.: Физматгиз, 1962. 608 с. 7. *Arfinn M., Manders M.* Measurement of the frequency correlation function of fading channels using AM station as signal sources // IEEE transaction on communication techn. 1971. Vol. 19, N 1. P. 9—13.

Украинская государственная академия  
связи им. А.С. Попова, г. Одесса

Поступила в редколлегию 10.10.97

## ВИБІР МОДЕЛІ ОПИСУ МЕХАНІЗМІВ ЗБУДЖЕННЯ Й ПІДТРИМАННЯ ІОННИХ КОЛИВАНЬ У ПРИЛАДАХ ЗІ СХРЕЩЕНИМИ ПОЛЯМИ

Проблема підвищення чутливості, а також стабільності роботи приладів надвисоких частот залишається однією з найважливіших у сучасній радіофізиці.

Однією з базових умов для задовільнення безперервно зростаючих вимог у радіозв'язку є можливість сумісності служб в одних і тих же діапазонах частот, тобто забезпечення відсутності взаємних завад між різноманітними службами.

Джерелом взаємних завад є не тільки радіозасоби, що працюють на близьких частотах, але й їх позасмугові та бічні випромінювання, а також засоби радіопротидії. При цьому треба враховувати безперервне зростання потужностей передавачів та підсилення антен. У результаті вдосконалення конструкцій магнетронів, клістронів, ЛБХ та інших типів генераторних приладів потужність передавачів за останні роки збільшилася в десятки разів.

У зв'язку з усіма переліченими вище проблемами вивченню питань, що пов'язані з дослідженням бічних коливань в електровакуумних приладах надвисоких частот (ЕВП НВЧ), останнім часом приділяється велика увага. Стає очевидним, що при розв'язанні питань застосування тих чи інших електронних приладів у конкретній радіоелектронній системі потужність та частотний спектр бічних коливань мусять обов'язково враховуватися.

Однак існують деякі складності теоретичного аналізу бічних коливань та їх впливу на основні параметри приладів, тому що такий аналіз має ґрунтуватися на нелінійній теорії взаємодії електронних потоків з різноманітними електромагнітними полями. Зараз немає достатньо розробленої теорії навіть для магнетронів класичного виконання, не кажучи вже про коаксіальні та обернено-коаксіальні магнетрони. Відомо, що в більшості випадків причини виникнення бічних коливань досить загальні для всіх електровакуумних приладів, але прояв їх залежить від конкретного типу приладу. Тому в радіоелектроніці НВЧ останнім часом велику увагу приділяють параметрам, які характеризують чистоту спектра коливань, що генеруються, підсилюються або перетворюються [1—4]. Спектр частот на виході приладу НВЧ обов'язково містить, крім основного коливання, ще й бічні коливання на частотах, котрі знаходяться як в необхідній смузі

частот, так і поза її межами (позасмугові коливання). Потужність цих коливань на кілька порядків менша від потужності основного коливання, однак в сучасній потужній станції завада може досягати рівня десятків кіловат.

Незважаючи на відносно невелику потужність бічних коливань, вони стають неприпустимими при використанні НВЧ-генераторів у сучасних радіолокаційних системах. Зокрема, їх рівень потрібно суттєво знижувати в радіосистемах, передача інформації в яких пов'язана з реєстрацією доплерівського зсуву частоти електромагнітних сигналів. Під час роботи апаратури НВЧ в імпульсному режимі наявність коливань на бічних частотах спотворює форму сигналу, що в багатьох випадках є неприпустимим.

У той же час потужність та кількість радіопередавальних пристроїв має тенденцію до зростання, а чутливість радіоприймальних пристроїв підвищується. Викликані цим ненавмисні завади можуть призвести до помилок у роботі радіонавігаційної апаратури, порушень або спотворень зв'язку, до появи помилкових цілей на екранах радіолокаторів, помилкового спрацьовування слідкуючої та контролюючої апаратури та шкідливого впливу на людський організм [5].

Певну зацікавленість у розробників та дослідників потужних генераторних приладів викликає вдосконалення методів аналізу коливальних процесів складної форми з метою вивчення фізичних причин виникнення бічних коливань в них, а також вимірювання потужності на частоті цих коливань.

До сучасних передавачів, де як активні елементи використовуються електронні прилади, висуваються жорсткі вимоги за припустимою потужністю бічних коливань.

Для всіх електронних приладів НВЧ-діапазону є характерним нелінійний процес взаємодії носіїв заряду з електромагнітним полем. Він призводить до появи в спектрі генерації гармонік робочої частоти та гармонік інших частот, що виникають в приладі, а також комбінаційних складових, які характерні для багаточастотної взаємодії. Нелінійність взаємодії — основне джерело найінтенсивніших складових у спектрі бічних коливань. Отже, усі електронні прилади НВЧ мають у вихідному спектрі бічні коливання.

Однак факторів, які викликають бічні коливання, досить багато, й виявляються вони індивідуально залежно від електричних та геометричних параметрів простору взаємодії, конструктивних параметрів конкретних НВЧ-приладів.

Несфазований рух окремих заряджених частинок за складними траєкторіями з прискоренням є джерелом шумоподібних випромінювань. Останні можуть суттєво перевищувати за густиною коливання, які зумовлено такими механізмами шуму, як дробовий, пе-

рехідний, струморозподіл та ін. Тому можна припустити, що в приладах М-типу шум мусить бути більшим, ніж в приладах О-типу.

За наявності власних коливань носіїв заряду виникає паразитна амплітудна та частотна модуляція електронного потоку в просторі взаємодії, що призводить до небажаного збагачення спектра за рахунок додаткових складових частот.

Бічні коливання й додаткові складові у спектрі частот електронних приладів НВЧ можуть виникнути також завдяки нестабільності робочих напруг, нестабільності частоти генераторів, неузгодженості ВЧ-тракту.

У науковій літературі немає вичерпного аналізу сукупності факторів, які пов'язано з виникненням неосновних коливань. До такого роду коливань належать коливання, які виникають завдяки наявності іонів залишкових газів у робочому просторі взаємодії приладів М-типу.

Відомо, що на стадії виготовлення та зберігання деталі вакуумних приладів адсорбують у своєму об'ємі "технологічні" гази, які змінюють вакуумний стан готового виробу.

До цього часу немає скільки-небудь задовільного теоретичного опису роботи електровакуумних приладів за наявності в них залишкових газів, тим більше немає такої теорії для ЕВП НВЧ М-типу. У деяких роботах [6—10] лише містяться застереження, що іони залишкових газів можуть впливати на роботу електровакуумних приладів. Інші літературні джерела, які присвячено вивченню різноманітних плазмових нестійкостей [7; 11—17], описують деякі механізми, що можуть існувати й в електровакуумних приладах, але тільки з точки зору розгляду їх частот. Існує група робіт [18—20], де в загальних рисах показано, які типи механізмів бічних коливань можуть існувати в ЕВП НВЧ.

Таким чином, аналіз стану проблеми в цілому призводить до висновку щодо необхідності додаткових та більш детальних досліджень впливу парціальних тисків залишкових газів на роботу магнетронів й виникнення бічних коливань, які зумовлено іонами цих газів.

У міру розширення області застосування магнетронів у системах зв'язку та доплерівських РЛС до них висувуються підвищені вимоги з поліпшення характеристик приладів. Перш за все це стосується спектральної чистоти та мінімального рівня шумів у доплерівському діапазоні частот [21; 22].

Добре відомо, що магнетрони генерують шуми в досить широкому діапазоні частот [18]. Однак до цього часу механізми генерації шуму не були повністю вивчені. Відносно цих механізмів вважають,

що різноманітні причини впливають складним чином одна на одну, і це ускладнює аналіз.

У будь-якому електровакуумному приладі, в тому числі в приладах М-типу, існує залишкова атмосфера. Дослідження механізмів шумів або бічних коливань, які зумовлено наявністю в приладах М-типу залишкових газів, пов'язано з вивченням та ідентифікацією спектра випромінювання.

У магнетроні, який працює, молекули залишкових газів іонізуються і в приладі утворюється двокомпонентна плазма. Наявність схрещених електричного та магнітного полів, а також інтенсивних електромагнітних коливань в обмеженому об'ємі призводить до збудження власних коливань плазми й нелінійної взаємодії останніх з полем коливання, що генерується магнетроном. Критерій обмеженості об'єму плазми (для простоти вважаємо, що плазма займає весь об'єм простору взаємодії магнетрону) та інтенсивності взаємодії з електромагнітною хвилею можна визначити згідно з [7]:

$$a \ll \lambda_0, \quad (1)$$

де  $a$  — лінійний розмір простору взаємодії;  $\lambda_0$  — довжина хвилі;

$$E^2 \ll mkT_e \omega_0 e^2, \quad (2)$$

де  $E$  — напруженість електричного поля хвилі;  $m$ ,  $e$  — маса та заряд електрона;  $k$  — стала Больцмана;  $T_e$  — температура електронів;  $\omega_0$  — колова частота коливань магнетрона.

Для магнетрона, що досліджується, це дає відповідно:  $0,5 \text{ мм} \ll 25 \text{ мм}$  та  $6 \text{ МВ}^2/\text{м}^2 > 5 \text{ МВ}^2/\text{м}^2$ . Звідси випливає, що в магнетроні, який працює, умова (2) не виконується; отже, мають місце сильний вплив електричного поля хвилі на плазму й нелінійна взаємодія останньої з хвилею.

Плазмові ефекти можуть і не виявлятися в "чистому" вигляді, наприклад при випромінюванні на характерних для плазмових нестійкостей частотах. Залежно від конкретних умов це може бути й збагачення спектра коливань електронної хмари, й внесення турбулентностей в її стан, й бомбардування електродів, й зміна умов формування високочастотних струмів тощо.

Особливість проведених теоретичних та експериментальних досліджень, які описано в працях [11—15], полягає в тому, що коливання плазми досліджувалися без урахування фактора взаємодії електронного потоку з полем біжучої хвилі й хвилі сповільнюючої системи, що має місце в умовах робочого режиму приладів.

У реальних умовах робота приладу характеризується полігармонічним режимом, коли в спектрі випромінювання налічується низка дискретних частот, що зумовлено як низькочастотними та високочастотними

стотними процесами в хмарі просторового заряду з плазмовими нестійкостями, так і синхронною взаємодією полів у сповільнюючій системі з електронним потоком.

У працях останнього часу [18—20] наведено додаткові експериментальні дані щодо виявлення іонних коливань у робочому режимі магнетронів через наявність у них різноманітних газів з близькими до реальних парціальними тисками.

У [18; 19] подано опис експериментально виявлених іонно-релаксаційних та плазмових коливань, які є причиною шумів магнетронів у діапазоні частот від мегагерц до кількох сотень мегагерц. За робочу гіпотезу вибрано припущення щодо взаємодії іонних коливань з електронними коливаннями хмари просторового заряду.

Низькочастотні коливання іонного походження в приладах М-типу обов'язково трансформуються в коливання на комбінаційних частотах  $f_0 \pm F_0$ , де  $f_0$  — частота бічного коливання за рахунок нелінійних властивостей системи "електромагнітна хвиля — електронний потік".

Крім коливань, які зумовлено наявністю залишкових газів, у магнетроні мусять існувати коливання електронної хмари, котрі не залежать від властивостей сповільнюючої системи.

З викладеного вище стає зрозумілим, що необхідні теоретичний опис та дослідження механізмів збудження й підтримки бічних коливань, зумовлених наявністю залишкових газів у приладах.

Колівання плазми та електронні коливання можуть існувати незалежно від властивостей системи, але можуть безпосередньо або параметрично взаємодіяти з хвилями у сповільнюючій системі. В обох випадках вони роблять внесок у спектр генерації магнетрона. Крім того, іони залишкових газів змінюють провідність простору взаємодії, впливаючи тим самим на вихідні характеристики приладу. В той же час коливання плазмового походження та електронні коливання, взаємодіючи одне з одним, збагачують спектр частот магнетрона.

У міру розширення області застосування магнетронів в інформаційних системах та системах промислового нагрівання до них висуваються підвищені вимоги за низкою параметрів, зокрема, до спектрального складу коливань, що генеруються.

З вивченням природи спектрального складу сигналу, який генерується магнетроном, тісно пов'язане вивчення аномально високого рівня шуму в ньому (тут під шумом розуміються як випадкові, так і дискретні електромагнітні коливання). В літературних джерелах не знайдено досить повного опису впливу цих газів на роботу приладів М-типу, тому далі теоретично досліджено вплив парціальних тисків залишкових газів на характеристики та параметри електровакуумних приладів НВЧ, щоб пояснити виникнення шумів у спектрі магнетрона.

Вихідними даними при математичному описі мають бути: геометричні розміри магнетронів, напруженості електричних та магнітних полів й тиск залишкових газів. Використовуючи вихідні дані, математична модель повинна описувати: механізм збудження бічних коливань — БК (ними вважаємо будь-які коливання, крім основного), який зумовлено тиском залишкових газів; взаємодію БК з основним коливанням; вплив залишкових газів; на вихідний спектр та характеристики магнетрона.

Теоретично вплив тиску залишкових газів на роботу магнетронів можна розглядати з різних точок зору. В [6] зауважено, що найдоцільніше вивчати спектральний склад коливань приладів М-типу з точки зору амплітудної та частотної модуляції.

Радіотехнічний розгляд припускає, що в магнетроні, який генерує, крім основного коливання існують коливання плазмового походження в схрещених полях (у першому наближенні можна вважати, що їх джерелом є циклотронні та плазмові коливання іонів залишкових газів та електронів й іонно-релаксаційні коливання) і електронні коливання хмари просторового заряду (радіально-симетричні, азимутальні та аксіальні коливання).

Більш точний опис процесів, що мають місце в магнетроні, можна провести з використанням моделі самоузгодженого поля, яка зводиться до розв'язання самоузгодженої задачі для простору взаємодії, що заповнений активним середовищем (електронами та іонами). При розв'язанні цієї задачі звичайно виділяють два етапи: процес збудження коливальної системи магнетрона; дослідження поведінки активного середовища під дією самоузгодженого поля в просторі взаємодії.

Цим етапам відповідають дві групи основних рівнянь електроніки НВЧ: рівняння поля і рівняння руху. Самоузгодженість задачі забезпечується сумісним розв'язанням рівнянь поля та рівнянь руху.

Для дослідження процесів, які мають місце в нерівноважному середовищі (просторі взаємодії магнетрона) у загальному вигляді використовують рівняння Больцмана.

Миттєвий стан системи частинок під час використання кінетичної моделі можна схарактеризувати за допомогою функції розподілу цих частинок.

У НВЧ-електроніці електронні потоки, що розглядаються, надто далекі від стану статичної рівноваги, а час руху електронів через прилад малий порівняно з ефективним часом співударів, тому індивідуальна взаємодія частинок (зіткнення) не враховується, й під час теоретичного аналізу беруть до уваги тільки колективну взаємодію. При цьому з урахуванням сили Лоренца рівняння Больцмана перетворюється в рівняння Власова. За відомими напруженостями електричного та магнітного полів визначають функцію розподілу,

а за нею — густину просторового заряду та густину струму. Підстановка останніх у рівняння Максвелла дає значення для напруженостей електричного та магнітного полів.

Критерієм правильності розв'язання є отримання при цьому таких же значень напруженості поля, які використовувалися в рівнянні Власова як вихідні дані.

Усі моделі, які розглянуто (радіотехнічна, самоузгодженого поля, кінетична), дозволяють теоретично вивчати вплив парціального тиску залишкових газів на роботу магнетонів у режимі генерації.

Радіотехнічна (модуляційна) модель розглядає незалежно один від одного кожний з механізмів виникнення бічних коливань, а також взаємодію їх між собою й основним коливанням магнетрона. Математично ця модель описується рівняннями, котрі прості щодо розв'язання.

Модель самоузгодженого поля, як і кінетична модель, розглядаючи всю сукупність заряджених частинок, не дозволяє розглянути кожний з механізмів збудження бічних коливань. Математично обидві ці моделі описуються досить складними диференціальними рівняннями з багатьма змінними. Методи розв'язання таких рівнянь достатньо не розроблено, а ті методи, що існують, дозволяють отримати розв'язання за надто ідеалізованих наближень. Методи чисельного розв'язання цих рівнянь також розроблені мало й потребують багатьох спрощень та створення найекономічніших алгоритмів розрахунків.

Зі згаданого вище випливає, що найбільш прийнятною моделлю є модуляційна.

Але модуляційна модель не буде адекватною, якщо не з'ясувати, яким чином статичне магнітне поле впливає на характеристики залишкових газів.

У магнетроні магнітне поле подовжує траєкторію руху електронів у просторі взаємодії. Отже, наявність магнітного поля еквівалентна збільшенню тиску газу. Еквівалентний тиск за наявності магнітного поля

$$p = p_0[1 + (\omega_H + t_e)^2]^{1/2},$$

де  $p_0$  — робочий тиск за відсутності магнітного поля;  $\omega_H$  — циклотронна частота;  $t_e$  — час між зіткненнями електрона з атомами залишкових газів [23].

З фізики плазми відомо, що частота зіткнень електронів з іонами залишкових газів визначається за формулою

$$\frac{1}{\tau_e} = \nu_{ei} = 4\sqrt{2\pi/3}(Z^2 e^4 n_i \Lambda / m^{1/2} T_e^{3/2}).$$

Тут  $Z$  — заряд іона, що утворився;  $\Lambda = r_{0e}/r_{\min}$ ; де  $r_{0e}$  — радіус Дебая;  $r_{\min} = e^2/kT$  [7].

Отже, статичне магнітне поле підвищує еквівалентний тиск в електровакуумних приладах М-типу.

Відомо, що при виробництві електровакуумних приладів відкачування провадиться до тиску 1,3 нПа, при цьому еквівалентний тиск, який визначається за згаданою вище формулою, становить 13 мкПа. Для тих типів магнетронів, які було досліджено, зміна тиску залишкових газів у межах 1,3 нПа ... 13 мкПа дає еквівалентний тиск близько 13 мкПа. При подальшому підвищенні тиску залишкових газів рівень робочого тиску збігається з рівнем еквівалентного тиску. Отже, під час розрахунків можна користуватися робочим тиском, починаючи з 13 мкПа.

Таким чином, спираючись на модуляційну модель і враховуючи сильний вплив електричного поля хвилі на плазму, нелінійну взаємодію останньої з хвилею, а також вплив статичного магнітного поля, є сенс дослідити механізми збудження та підтримання іонних коливань у приладах зі скрещеними полями.

**Список літератури:** 1. *Бецкий О.В., Палатов К.И., Цейтлин М.Б.* Исследование побочных колебаний в электронных приборах СВЧ // Радиотехника и электрон. 1978. № 9. С. 1904—1914. 2. *Бецкий О.В., Гайдук В.И., Палатов К.И.* Анализ спектра сигналов в приборах СВЧ со скрещенными полями. Электромагнитная совместимость // The sixth Intern. Wrocław symp. on electromagnetic compatibility. Wrocław, 1982. Vol. 1. P. 57—66. 3. *Побочные колебания в электронных приборах СВЧ / О.В. Бецкий, К.И. Палатов, М.Б. Цейтлин, Ю.Д. Ильин;* Под ред. М.Б. Цейтлина. М.: Радио и связь, 1984. 152 с. 4. *Уайт Д.Р.К.* Электромагнитная совместимость радиоэлектронных средств и преднамеренные помехи: В 2 т. Пер. с англ. М.: Радио и связь, 1977. Т. 1. 348 с. 5. *Sachs H.M.* Electromagnetic compatibility measurements // Electronic industries. 1965. N 7. P. 106—110. 6. *Ashley J.R., Searles C.B., Palka F.M.* The measurement of oscillator noise at microwave frequencies // IEEE trans. on microwave theory and techniques. 1967. MTT-16, N 9. P. 735—760. 7. *Геккер И.Р.* Взаимодействие сильных электромагнитных полей с плазмой. М.: Атомиздат, 1976. 312 с. 8. *Вайнштейн Л.А., Солнцев В.А.* Лекции по сверхвысокочастотной электронике. М.: Сов. радио, 1973. 400 с. 9. *Электронные сверхвысокочастотные приборы со скрещенными полями:* В 2 т. / Пер. с англ. под общ. ред. М.М. Федорова. М.: Изд-во иностр. лит. Т. 1. Основные элементы приборов. 1961. 456 с. 10. *Шевчик В.Н., Шведов Г.Н., Соболева А.В.* Волноводные и колебательные явления в электронных потоках на сверхвысоких частотах. Саратов: Изд-во Сарат. ун-та, 1962. 335 с. 11. *Экспериментальное исследование распадной неустойчивости плазмы в скрещенных полях / В.И. Фареник, В.В. Власов, А.М. Рожков, А.А. Кожарин // ЖТФ.* 1974. Т. 44, № 8. С. 1788—1789. 12. *Параметрические неустойчивости неоднородной плазмы в скрещенных полях / В.В. Власов, В.И. Панченко, А.М. Рожков и др. // ЖТФ.* 1975. Т. 45, № 5. С. 986—993. 13. *Экспериментальное исследование кинетических неустойчивостей в альтернативном магнетроне Габора / В.И. Фареник, В.В. Власов, А.М. Рожков и др. // ЖТФ.* 1972. Т. 42, № 8. С. 1625—1628. 14. *Экспериментальное исследование разряда с накаленным катодом в скрещенных полях / В.И. Фареник, В.В. Власов, А.М. Рожков и др. // ЖТФ.* 1973. Т. 43, № 10. С. 2061—2065. 15. *Кервалишвили Н.А., Жаринов А.В.* Характеристики разряда низкого давления в поперечном магнитном поле // ЖТФ. 1962. Т. 35, № 12. С. 2194—2201. 16. *Бархударов Э.М., Кервалишвили Н.А., Кортонджая В.Г.* Неус-

тойчивость анодного слоя и электроны аномально большой энергии в разряде низкого давления в поперечном магнитном поле // ЖТФ. 1972. Т. 42, № 9. С. 1904—1908. 17. *Veleff V., Raev A.* Instabilities and D.C. characteristics of a low-pressure gas-discharge magnetron with cold cathod // *Bulg. j. phys.* 1976. Vol. 3, N 1. P. 85—91. 18. *Experimental study of noise generated by magnetrons for microwave ovens / K. Yamamoto, T. Kuronuma, T. Koinuma, N. Tashiro* // *J. of microwave power.* 1981. Vol. 16, N 3—4. P. 271—276. 19. *Saito H., Kume M., Kawaguchi T.* Improvement of performance of magnetron for microwave oven // *Toshiba rev.* 1982. Vol. 37, N 9. P. 768—771. *Jap.* 20. *Fujii Y., Ohbayashi S.* Effects of vacuum pressure and electrode structure on instability in high-current electron beam tube // *Денсі цусін гаккай ромбун сі.* 1981. Т. С-64, N 9. С. 524—529. *Яп.* 21. *Зиньковский В.Н., Никитенко А.Н.* Изучение влияния остаточной атмосферы на процессы генерации колебаний в скрещенных полях // *Радиотехника.* 1985. Вып. 72. С. 32—34. 22. *Зиньковский В.Н., Никитенко А.Н., Чупров Ю.Ю.* О влиянии остаточных газов на шумы магнетронного генератора // Там же. 1986. Вып. 77. С. 68—72.

*Харківський державний технічний  
університет радіоелектроніки*

*Надійшла до редколегії 14.01.98*

Н.И. СЛИПЧЕНКО, В.А. АНТОНОВА

**МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПАРАМЕТРОВ ДИФФУЗИОННЫХ ЭЛЕМЕНТОВ ИНТЕГРАЛЬНЫХ СХЕМ**

Диффузия, как самостоятельный технологический процесс, положена в основу наиболее широко применяемого метода введения легирующих примесей в полупроводниковые пластины или в выращенные на них эпитаксиальные слои. Этот метод позволяет получить области противоположного (по отношению к проводимости исходного полупроводника) типа проводимости либо с более низким электросопротивлением.

Связь концентрации легирующей примеси с глубиной и временем диффузии для одномерного случая описывается основным уравнением диффузии (вторым законом Фика) [1—3]

$$\frac{\partial N}{\partial t} = D \frac{\partial^2 N}{\partial x^2} \quad (1)$$

При заданном коэффициенте диффузии оно отражает характер распределения концентрации легирующей примеси: концентрацию вводимой примеси в любой момент времени на любом расстоянии от поверхности при данной температуре диффузии. Температура входит в данное выражение не явно, а через коэффициент диффузии:

$$D = D_0 e^{-\frac{E}{kT}} \quad (2)$$

Здесь  $D_0$  — постоянная, численно равная коэффициенту диффузии при бесконечно большой температуре и зависящая от геометрии элементарной ячейки кристалла, постоянной решетки и конкретного механизма диффузии;  $E$  — энергия активации процесса диффузии примеси;  $k$  — постоянная Больцмана;  $T$  — температура процесса, К.

Для решения уравнения (1) необходимо знать начальные и граничные условия, которые зависят от разновидности способа проведения диффузии.

В случае использования неограниченного (постоянного) источника примеси диффундирующие примеси поступают в полубесконечное тело через плоскость  $x = 0$ , так что поверхностная концентрация

примеси поддерживается постоянной и равной  $N_S$ . Тогда граничные условия можно представить в виде [2; 6]

$$\begin{aligned} N(0, t) &= N_S; \\ N(\infty, t) &= 0 \end{aligned} \quad (3)$$

и решение уравнения диффузии (1) [2; 5]

$$N(x, t) = N_S \operatorname{erfc} \frac{x}{2\sqrt{Dt}}. \quad (4)$$

Из выражения (4) следует, что заданное распределение примеси можно получить при различных сочетаниях значений температуры и времени.

Дозу легирования  $Q$ , т.е. число атомов примеси, введенное в кристалл за время диффузии через единичную площадку, можно определить по формуле

$$Q = \int_0^t I(0, t) dt, \quad (5)$$

где  $I(0, t)$  — поток диффузанта в объем тела через плоскость  $x = 0$ ; на основе первого закона Фика

$$I(0, t) = -D \left. \frac{\partial N}{\partial x} \right|_{x=0}. \quad (6)$$

Подставив (4) в (6), получим

$$I(0, t) = N_S \sqrt{\frac{D}{\pi t}}. \quad (7)$$

Проинтегрировав выражение (7) по времени, найдем

$$Q = \int_0^t N_S \sqrt{\frac{D}{\pi t}} dt = 2 N_S \sqrt{\frac{Dt}{\pi}}. \quad (8)$$

При диффузии из конечного (ограниченного) источника примеси, например, созданного в тонком приповерхностном слое пластины и защищенного маскирующей пленкой от диффузии примесей в окружающее пространство, граничные условия можно записать в виде [1—4; 6]

$$N(\infty, t) = 0; \quad \int_0^{\infty} N(x) dx = Q. \quad (9)$$

Решение уравнения диффузии (1) для этого случая — функция распределения Гаусса [1; 4; 6]

$$N(x, t) = \frac{Q}{\sqrt{\pi Dt}} e^{-\frac{x^2}{4Dt}}. \quad (10)$$

Особенностью приведенных распределений примеси, соответствующих дополнительной функции к интегралу ошибок (4) и функции Гаусса (10), является монотонное убывание концентрации примеси от поверхности вглубь полупроводника. Максимальная концентрация примеси соответствует поверхности пластины, причем поверхностная концентрация при диффузии из неограниченного источника постоянна независимо от времени диффузии, а при диффузии из ограниченно источника уменьшается с течением времени.

Чтобы получить воспроизводимые параметры диффузионных слоев и сравнительно невысокие поверхностные концентрации, которые почти всегда требуются при изготовлении ИС, большинство диффузионных процессов ведется в две стадии. На первой в тонкий приповерхностный слой полупроводниковой пластины вводится определенное количество легирующей примеси из неограниченного источника. Тем самым на данной стадии, часто называемой «загонкой», создается тонкий приповерхностный слой, насыщенный примесью. Первая стадия протекает быстро и при сравнительно низких температурах.

Для окончательного формирования диффузионной области введенную примесь подвергают перераспределению. Эта вторая стадия диффузии, называемая иногда «разгонкой», соответствует диффузии из неограниченного источника примеси и, как правило, совмещается с термическим оксидированием. Поступление примеси в кристалл извне и испарение из кристалла отсутствуют, происходит перераспределение введенной на первой стадии примеси на определенную глубину.

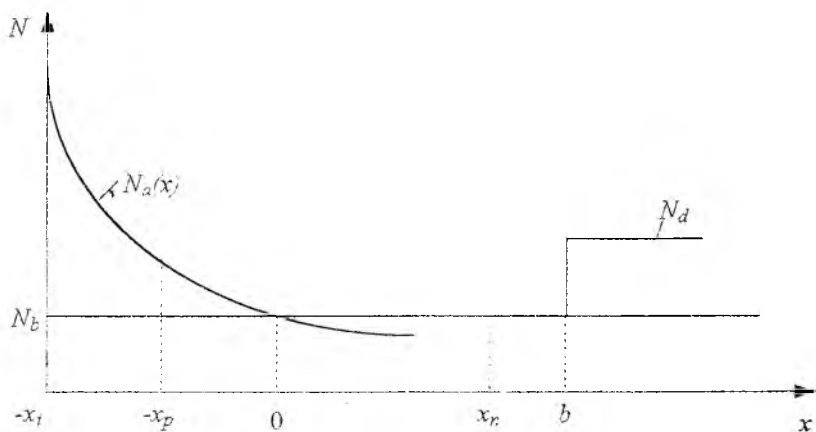
Если в объеме образца имеется недиффундирующая основная примесь с концентрацией  $N_0$ , то суммарная остаточная концентрация (с учетом компенсации доноров и акцепторов) при ограниченном источнике диффузии составляет

$$N_{\text{ост}}(x, t) = \frac{Q}{\sqrt{\pi Dt}} \exp\left(-\frac{x^2}{4Dt}\right) - N_0, \quad (11)$$

а при постоянном источнике —

$$N_{\text{ост}}(x, t) = N_a \operatorname{erfc} \frac{x}{2\sqrt{Dt}} - N_g. \quad (12)$$

Приведем расчет параметров  $p$ - $n$ -перехода для случая, когда распределение акцепторов подчиняется экспоненциальному закону, а распределение доноров однородное. Схематически такой  $p$ - $n$ -переход в эпитаксиальной пленке отражен на рисунке. Здесь  $N_d$  — концентрация донорной примеси в подложке (или в  $n^+$ -скрытом слое);  $N_a(x)$  — концентрация акцепторной примеси в диффузионном слое;  $H = |x_f| + e$  — толщина эпитаксиальной пленки;  $(-x_p)$ ,  $x_n$  — координаты границ слоя объемного заряда.



Для рассматриваемого случая распределение концентрации примеси в эпитаксиальном слое можно выразить так:

$$N(x) = N_a(x) - N_g = N_g e^{-\alpha x} - N_g = N_g(e^{-\alpha x} - 1), \quad (13)$$

где  $\alpha$  — характеристический параметр распределения.

Распределение потенциала в области объемного заряда можно оценить с помощью уравнения Пуассона [3; 5]

$$\frac{d^2\varphi}{dx^2} = -\frac{\rho}{\varepsilon\varepsilon_0}. \quad (14)$$

Здесь  $\rho$  — плотность объемного заряда;  $\varepsilon$  — относительная диэлектрическая проницаемость полупроводника;  $\varepsilon_0$  — электрическая постоянная.

Доноры и акцепторы будем считать полностью ионизированными. Тогда плотность заряда в каждой из частей  $p$ - $n$ -перехода одинакова:

$$\text{в } p^+ \text{-слое } \rho_p = -e(N_a - N_g) = -eN_g(e^{-\alpha x} - 1);$$

$$\text{в } n \text{-слое } \rho_n = e(N_a - N_g) = +eN_g(e^{-\alpha x} - 1),$$

где  $e$  — заряд электрона.

Подставив эти значения в уравнение (14) и проинтегрировав его дважды для каждой из двух частей перехода при граничных условиях

$$\begin{aligned} x = -x_p: \quad \varphi = \varphi_p; \quad \frac{d\varphi}{dx} = 0; \\ x = -x_n: \quad \varphi = \varphi_n; \quad \frac{d\varphi}{dx} = 0, \end{aligned} \quad (15)$$

получим распределение напряженности  $E(x)$  и электрического потенциала  $\varphi(x)$ .

Функция  $E(x)$  имеет вид

$$E(x) = \frac{eN_g}{\varepsilon\varepsilon_0} \left\{ \frac{1}{\alpha} (e^{-\alpha x} - e^{\alpha x_p}) + (x + x_p) \right\}, \quad x \leq 0; \quad (16)$$

$$E(x) = \frac{eN_g}{\varepsilon\varepsilon_0} \left\{ \frac{1}{\alpha} (e^{-\alpha x} - e^{-\alpha x_n}) + (x - x_n) \right\}, \quad x \geq 0. \quad (17)$$

Приравняв значения  $E(x)$  при  $x = 0$  (на металлургической границе), установим соотношение между составляющими ширины перехода в  $n$ - и  $p$ -слоях:

$$x_n + x_p = \frac{1}{\alpha} (e^{\alpha x_p} - e^{-\alpha x_n}). \quad (18)$$

Функция  $\varphi(x)$  имеет вид

$$\varphi(x) = \varphi_p + \frac{eN_g}{\varepsilon\varepsilon_0} \left\{ \frac{1}{\alpha^2} (e^{-\alpha x} - e^{\alpha x_p}) + \frac{1}{\alpha} e^{\alpha x_p} (x + x_p) - \frac{(x + x_p)^2}{2} \right\}, \quad x \leq 0; \quad (19)$$

$$\varphi(x) = \varphi_n + \frac{eN_g}{\varepsilon\varepsilon_0} \left\{ \frac{1}{\alpha^2} (e^{-\alpha x} - e^{-\alpha x_n}) + \frac{1}{\alpha} e^{-\alpha x_n} (x - x_n) - \frac{(x - x_n)^2}{2} \right\}, \quad x \geq 0. \quad (20)$$

Приравняем значения  $\varphi(x)$  при  $x = 0$  и примем во внимание, что  $\varphi_n - \varphi_p = \varphi_k - V$ , т.е. полное напряжение на переходе складывается из контактной разности потенциалов  $\varphi_k$  и напряжения источника (при обратном смещении  $V < 0$ ). Тогда запишем

$$\frac{2\varepsilon\varepsilon_0(\varphi_k - V)}{eN_g} = \left\{ -\frac{2}{\alpha}(x_n + x_p) + \frac{2}{\alpha}(x_p e^{\alpha x_p} + x_n e^{-\alpha x_n}) - (x_n^2 - x_p^2) \right\}. \quad (21)$$

После преобразований выражения (21) получим уравнение

$$(x_n + x_p)^2 - \frac{2}{\alpha}(x_n + x_p)(1 - e^{-\alpha x_n}) - \frac{2\varepsilon\varepsilon_0(\varphi_k - V)}{eN_g} = 0. \quad (22)$$

Его решение

$$d = x_n + x_p = \frac{1}{\alpha}(1 - e^{-\alpha x_n}) + \sqrt{\frac{1}{\alpha^2}(1 - e^{-\alpha x_n})^2 + \frac{2\varepsilon\varepsilon_0(\varphi_k - V)}{eN_g}}. \quad (23)$$

Уравнение (23) дает возможность выразить в явном виде зависимость ширины заборного слоя и емкости  $p$ - $n$ -перехода от смещения в случае экспоненциального распределения акцепторной примеси.

Если градиент акцепторной примеси  $a = \frac{dN_a(x)}{dx} = -\alpha N_g e^{-\alpha x} |_{x=0}$  велик, то из выражения (23) для ширины заборного слоя выводим соотношение

$$d = \sqrt{\frac{2\varepsilon\varepsilon_0(\varphi_k - V)}{eN_g}}, \quad (24)$$

т.е. найдена формула для резкого  $p$ - $n$ -перехода.

Если градиент концентрации примеси  $a$  в переходе мал, то после преобразований имеем

$$d = \frac{N_g}{a} \left[ 1 + \sqrt{1 + \frac{2\varepsilon\varepsilon_0(\varphi_k - V)a^2}{eN_g^3}} \right]. \quad (25)$$

Используя представленные соотношения, можно определить оптимальные параметры  $p$ - $n$ -перехода. Полупроводниковый диод может быть охарактеризован тремя основными параметрами: пробивным напряжением  $V_{пр}$ , начальной удельной емкостью  $C_0$  и предельной частотой работы  $f_{пред}$ .

Для оценки основных параметров структуры можно предложить следующий алгоритм:

1. Так как пробивные напряжения для диффузионных  $p-n$ -переходов связаны с градиентом концентрации примеси соотношением

$$V_{\text{пр}} = \frac{10^{12,08}}{a^{0,36}}, \quad (26)$$

градиент концентрации примеси находится из выражения

$$a = \left[ \frac{10^{12,08}}{V_{\text{пр}}} \right]^{1/0,36}. \quad (27)$$

2. Значение  $N_{\sigma \text{ опт}}$  на основании выражений (24) и (25) определяется из формулы

$$N_{\sigma \text{ опт}} = \sqrt[3]{\frac{2\epsilon\epsilon_0 a^2 (\varphi_k - V_{\text{пр}})}{e}}, \quad V_{\text{пр}} < 0. \quad (28)$$

Для всех значений  $N_{\sigma} \geq N_{\sigma \text{ опт}}$  дальнейшее повышение концентрации не приводит к существенному снижению последовательного сопротивления  $R_S$  и увеличению предельной частоты работы  $f_{\text{пред}}$ . Возрастание концентрации свыше  $N_{\sigma \text{ опт}}$  невыгодно и в технологическом отношении, поскольку для высоких концентраций практически невозможно обеспечить в  $p-n$ -переходе значение градиента  $a$ , соответствующее заданному  $V_{\text{пр}}$ .

3. Глубина залегания  $p-n$ -перехода устанавливается из соотношения [3]

$$x_i = \frac{N_{\sigma \text{ опт}}}{a} \ln \frac{N_S}{N_{\sigma \text{ опт}}}. \quad (29)$$

4. Толщина слоя объемного заряда вычисляется по формуле

$$x_n = \frac{N_{\sigma \text{ опт}}}{a} \left[ 1 + \sqrt{\frac{2\epsilon\epsilon_0 (\varphi_k - V) a^2}{e N_{\sigma}^3} + 1} \right]. \quad (30)$$

5. Толщина эпитаксиального слоя определяется выражением

$$H = x_i + x_n. \quad (31)$$

Основным требованием при выборе структуры диода является требование получения максимального  $V_{пр}$  при минимальном значении  $R_S C$ . Считается, что при  $V = V_{пр}$  слой пространственного заряда распределяется по всей области базы.

6. Удельная емкость  $p$ - $n$ -перехода  $C_0 = C/S$  рассчитывается по формуле

$$C_0 = \frac{\epsilon\epsilon_0}{d} = \frac{\epsilon\epsilon_0 a}{N_{в\text{ опт}} \left[ 1 + \sqrt{\frac{2\epsilon\epsilon_0(\phi_k - V)a^2}{eN_e^3} + 1} \right]} \quad (32)$$

7. Предельное значение частоты

$$f_{\text{пред}} = \frac{1}{2\pi R_S C_0 S} \quad (33)$$

где величина последовательного сопротивления  $R_S$  включает в себя сопротивление эпитаксиального слоя пленки по обе стороны от границы слоя объемного заряда. Поскольку толщина области меняется с изменением напряжения, то величина  $R_S$  также может меняться в широких пределах.

Анализ современных тенденций развития технологий ИС показывает, что из многих вариантов схмотехники и методов изготовления применяются лишь самые эффективные. Чтобы данная конкретная технология оказалась жизнеспособной, она должна обеспечивать не только требуемое качество продукции, но и изготовление именно такой аппаратуры и такого программного обеспечения, на которые есть спрос на рынке.

**Список литературы:** 1. Болтокс Б.И. Диффузия и точечные дефекты в полупроводниках: Пер. с англ. Л.: Наука, 1972. 375 с. 2. Ормонт Б.Ф. Введение в физическую химию и кристаллизацию полупроводников. М.: Высш. шк., 1982. 528 с. 3. Бонч-Бруевич В.Л., Калашиков С.Г. Физика полупроводников. М.: Наука, 1977. 672 с. 4. Глазов В.М., Земсков В.С. Физико-химические основы легирования полупроводников. М.: Наука, 1967. 364 с. 5. Зи С.М. Физика полупроводниковых приборов. М.: Энергия, 1973. 655 с. 6. Тилл У., Лаксон Д.Ж. Интегральные схемы. Материалы, приборы, изготовление: Пер. с англ. М.: Мир, 1985. 501 с.

Харьковский государственный технический  
университет радиоэлектроники

Поступила в редколлегию 23.03.98

## ВЛИЯНИЕ ГЕНЕРАЦИИ И РЕКОМБИНАЦИИ ЭКСИТОНОВ НА СТАТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ИНЖЕКЦИОННЫХ ЛАЗЕРОВ

Влияние экситонов на динамику излучения полупроводниковых лазеров рассмотрено в работах В.С. Машкевича [1; 2]. Возможность генерации лазерного излучения на основе излучательной рекомбинации экситонов в гетеролазерах была доказана П.Г. Елисеевым [3]. Впервые лазерная генерация, основанная на экситонном механизме излучательной рекомбинации, осуществлена В.П. Грибковским на полупроводниковых соединениях  $A^{II}B^{VI}$  и детально исследована им [4]. При этом теоретически и практически были выделены следующие основные тенденции: экситонные переходы могут служить каналом для накачки при возбуждении полупроводникового лазера другим лазером; поглощение света экситонами и экситонное поглощение вносят ощутимый вклад в потери перепоглощения; связывание свободных носителей в экситонные пары препятствует созданию инверсной населенности, что особенно ощутимо в допороговой области. Однако наибольший интерес для исследования представляет получение лазерной генерации на излучательных экситонных переходах. Во-первых, экситонный механизм излучательной рекомбинации примечателен тем, что энергия излучаемого кванта меньше, чем энергия запрещенной зоны, и находится за пределом собственного поглощения кристалла, т.е. в области прозрачности. Этот эффект объясняется тем, что в энергообмене участвует энергия связи экситона, а также может участвовать энергия одного или нескольких фононов. Во-вторых, все более широкое использование инжекционных полупроводниковых лазеров (ИПЛ) на квантоворазмерных структурах (КРС) на основе сложных тройных и четверных соединений полупроводниковых материалов приводит к необходимости пересмотра зонной теории полупроводников с точки зрения принципов квантовой механики. В частности, в КРС появилась возможность локализовать большое количество носителей в малом объеме, снизить до минимума объемное растекание. В квантоворазмерных слоях собственная энергия носителей квантуется, тем самым нейтрализуется эффект объемного вырождения энергетических зон в кристалле. В этих условиях взаимодействие частиц и полей значительно отличается от принятого для обычного (объемного) полупроводника с параболически-

ми зонами. Кроме того, в КРС энергия связи экситонов значительно возрастает и мало зависит от температуры; экситоны могут существовать не распадаясь вплоть до 200 °С; меняются механизмы их образования и аннигиляции. Изучение механизмов влияния экситонов на процессы лазерной генерации в ИПЛ на КРС привлекает все большее внимание исследователей [5].

Чтобы изучить влияние излучательной экситонной рекомбинации на выходные статические характеристики ИПЛ на КРС на основе GaAs/Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As, при  $x < 0,45$  (материал активного слоя — прямозонный) нами была решена система скоростных уравнений. Система решалась для определения концентраций электронов, экситонов, а также плотностей фотонов, генерируемых в результате зон-зонной и экситонной излучательной рекомбинации. Эта система имеет следующий вид:

$$\frac{dN}{dt} = \frac{J}{ed} - \frac{N}{\tau_s} - \alpha NP_1 - \frac{N}{\tau_{ex}}; \quad (1)$$

$$\frac{dN_{ex}}{dt} = \frac{N}{\tau_{ex}} - \frac{N_{ex}}{\tau_s^*} - \alpha N_{ex} P_2; \quad (2)$$

$$\frac{dP_1}{dt} = \alpha NP_1 + \beta \frac{N}{\tau_s} - \frac{P_1}{\tau_p}; \quad (3)$$

$$\frac{dP_2}{dt} = \alpha N_{ex} P_2 + \beta \frac{N_{ex}}{\tau_{ex}^*} - \frac{P_2}{\tau_p}. \quad (4)$$

Здесь  $N$  — концентрация неосновных носителей заряда (электронов), инжектированных в активную область;  $J$  — плотность тока накачки;  $e$  — заряд электрона;  $\tau_s$  — спонтанное время жизни неосновных носителей;  $\alpha$  — коэффициент оптического усиления;  $P_1$  — плотность фотонов, возникающих в результате излучательной рекомбинации электронов в активной области;  $\tau_{ex}$  — спонтанное время жизни экситонного уровня;  $N_{ex}$  — концентрация экситонов, возникающих в активной области в результате связывания свободных носителей заряда;  $\tau_s^*$  — время спонтанной излучательной рекомбинации неосновных носителей;  $P_2$  — плотность фотонов, возникающих в резонаторе в результате излучательной рекомбинации экситонов;  $\beta$  — доля спонтанного излучения, попадающего в ла-

зерную моду;  $\tau_p$  — время жизни фотона в резонаторе;  $\tau_{ex}^*$  — время спонтанной излучательной рекомбинации экситона.

Система уравнений (1)—(4) была пронормирована и решена для стационарного режима работы. Статические характеристики ИПЛ на КРС с учетом генерации лазерного излучения на экситонных переходах представлены на рис. 1—4 в относительных единицах (о.е.).

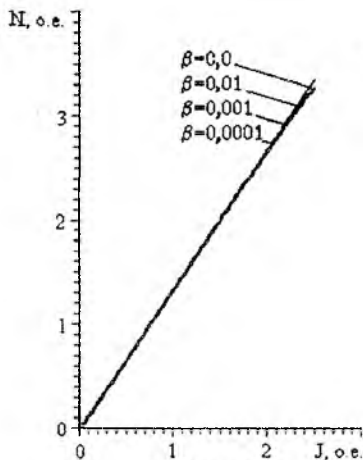


Рис. 1

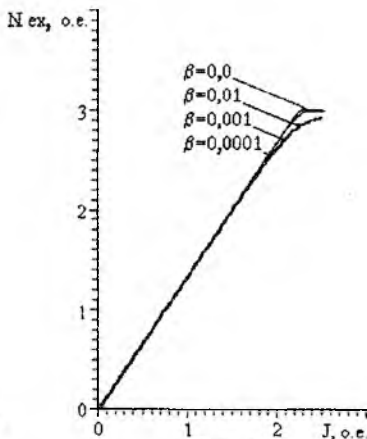


Рис. 2

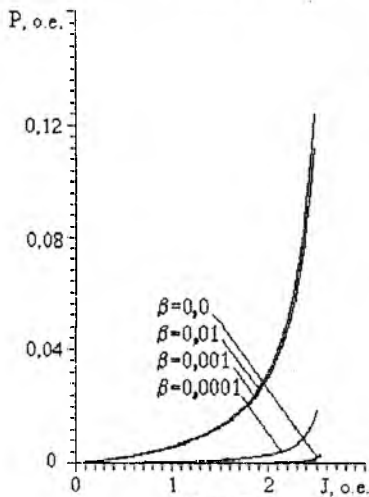


Рис. 3

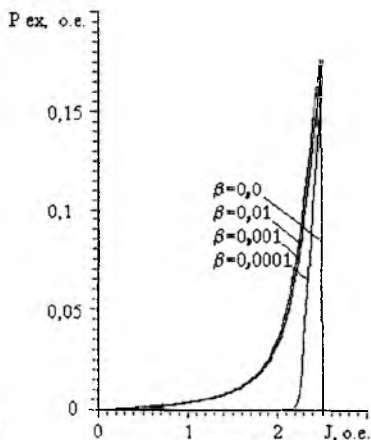


Рис. 4

Уравнения (1)—(4) записаны с учетом следующих допущений:

– фотоны, генерируемые при электронно-дырочной и экситонной излучательных рекомбинациях, попадают в одну и ту же лазерную моду (одномодовое приближение);

– основным источником возникновения экситонов является связывание свободных носителей в активной области за счет кулоновского взаимодействия;

– экситоны рекомбинируют излучательно без взаимодействия с фононами решетки;

– взаимодействием экситонов со свободными носителями и полем объемного заряда можно пренебречь.

Подобные допущения справедливы в рамках уже существующих моделей, основанных на применении скоростных уравнений при изучении статических и динамических характеристик излучения ИПЛ на КРС.

Анализ полученных зависимостей позволяет сделать следующие основные выводы:

– порог экситонной лазерной генерации достигается раньше, чем порог электронно-дырочной лазерной генерации, и превосходит последний по нормированной плотности тока накачки приблизительно на 0,15;

– в вышепороговой области, области генерации, нормированная плотность фотонов при одних и тех же значениях плотности тока накачки у экситонной генерации выше, чем у электронно-дырочной, приблизительно на 0,04.

Данные выводы хорошо согласуются с квантовомеханическим расчетом времен жизни электронных и экситонных уровней в зоне проводимости КРС, а также частот излучательных переходов [4; 5].

**Список литературы:** 1. *Машкевич В.С.* Кинетическая теория лазеров. М.: Наука, 1971. 472 с. 2. *Машкевич В.С.* Основы кинетики излучения лазеров. К.: Наук. думка, 1966. 235 с. 3. *Елисеев П.Г.* Введение в физику инжекционных лазеров. М.: Наука, 1983. 296 с. 4. *Грибкоеский В.П.* Полупроводниковые лазеры. Минск: Университетское, 1988. 304 с. 5. *Tung Sun Koh, Yan Ping Feng, Spector H.N.* Effects of electric field on the exciton linewidth broadening due to scattering by free carriers in semiconducting quantum well structures // *IBEE j. quantum electronics*. 1997. Vol. 33, N 10. P. 1567—1572.

*Харьковский государственный технический университет радиозлектроники*

*Поступила в редколлегию 23.03.98*

А.А. ЗАРУДНЫЙ, В.Г. ПЛЕТЕНЕВ,  
А.Л. ВЕРХОРОБИН, канд. техн. наук

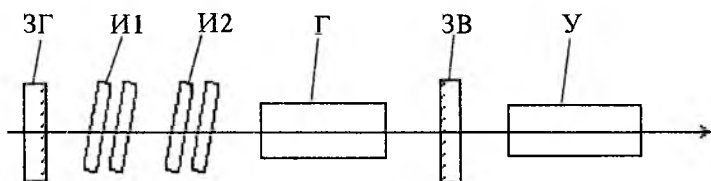
## ЛАЗЕР ПОВЫШЕННОЙ СПЕКТРАЛЬНОЙ ЯРКОСТИ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ АТМОСФЕРЫ

Рассмотрим возможность использования усилителя бегущей волны для повышения энергетических характеристик излучения при сохранении стабильности и ширины спектральной линии генератора. Это позволит повысить эффективность излучателя резонансного лидара. Преимущество усилителя бегущей волны заключается в том, что он, в отличие от других типов усилителей, практически не изменяет спектральных и пространственных характеристик излучения генератора. В работе представлены результаты экспериментальных исследований системы генератор — усилитель при различной длине усилителя.

### Оптическая схема излучателя

Оптическая схема излучателя лидара показана на рисунке. На нем обозначены: ЗГ — "глухое" зеркало; И1, И2 — внутрирезонаторные интерферометры; Г — генератор; ЗВ — выходное зеркало; У — усилитель. При выборе оптической схемы лазера учитывалось, что одной из наиболее сложных задач, возникающих в процессе лидарных исследований, является проблема совмещения осей приемного и передающего трактов. В частности, при создании "искусственной звезды" в мезосфере требуемое значение углового рассогласования может достигать нескольких секунд.

В связи с этим в излучателях лидаров зачастую отдается предпочтение плоскопараллельному резонатору, в котором простота юстировки сочетается с нечувствительностью к смене растворителя и с возможностью применения любых элементов частотной селекции. Улучшение пространственных характеристик излучения при необходимости достигается посредством увеличения длины резонатора.



Дисперсионные элементы лазера с ламповой накачкой испытывают значительную энергетическую нагрузку при достаточно высокой исходной расходимости пучка (несколько миллирадиан). В этой связи наибольшее распространение получили методы амплитудной селекции с использованием внутрирезонаторных эталонов Фабри—Перо. Требования, предъявляемые к полосе излучения передатчика при резонансном зондировании атмосферы, могут весьма существенно различаться в зависимости от задач исследований. Применение в резонаторе нескольких эталонов позволяет получать практически любые требуемые спектральные параметры излучения. К недостаткам данного способа перестройки можно отнести нелинейность перестроенной характеристики и рост потерь на "сбегание" с увеличением угла наклона и базы эталона, что приводит к существенному падению энергии излучения. Необходимо отметить также, что увеличение флуктуаций спектра излучения при больших углах наклона снижает потенциальную точность лидарных измерений. В связи с этим представляется целесообразным использовать вместо эталонов юстируемые интерферометры с регулируемым зазором. Нами применялись разборные конструкции интерферометров с прокладками из вольфрамовой проволоки. Долговременная стабильность спектральных характеристик достигалась термостабилизацией, обеспечивающей поддержания температуры в зазоре с погрешностью около  $0,1\text{ }^{\circ}\text{C}$ . Юстировка интерферометров производилась через 2 ч после начала термостабилизации и таким образом, чтобы при настройке лазера на требуемую длину волны угол наклона был в пределах  $0,5 \dots 1,0^{\circ}$ . Оптимальный коэффициент отражения пластин интерферометров, определяемый качеством подложек и точностью юстировки, был равен 50 % [1].

Исследованиями, проведенными с использованием различных красителей, были определены размеры зазоров, которые для первого, второго и третьего интерферометров в мультиплексной системе равнялись 8 мкм, 150 мкм и 2 мм. Приведенные размеры зазоров и вычисляемые исходя из них соотношения между размерами являются предельными и могут при необходимости меняться лишь в сторону меньших значений баз и их кратности. Для улучшения частотно-селективных характеристик интерферометров в генераторе использовался телескоп с трехкратным увеличением по схеме Галилея. Дальнейшее повышение кратности телескопа при сравнительно невысоком качестве подложек было малоэффективно из-за роста неселективных потерь вследствие увеличения неравномерности зазора с возрастанием диаметра пучка. Чтобы предотвратить нежелательную модуляцию спектральной линии, на внешние поверхности интерферометров, зеркал резонатора и окна кювет наносились просветляющие покрытия с коэффициентом отражения не более 0,5 %.

Проблема получения высокой спектральной яркости решалась путем применения усилителей бегущей волны. В зависимости от задач исследований в излучателе лидара могут использоваться усилители различной длины. Оптическая развязка достигалась разнесением усилителя и задающего генератора на расстояние около 0,7 м. Диаметры кювет усилителей (9 мм) были согласованы с диаметром выходного пучка генератора (7 мм).

### Результаты исследований

В табл. 1 представлены сравнительные энергетические характеристики для двух режимов включения ламп четырехламповой лазерной головки в неселективном резонаторе длиной 500 мм при энергии накачки 360 Дж. Нетрудно убедиться, что усложнение схемы подключения ламп и дополнительные энергетические затраты цепей предионизации [5] компенсируются заметным увеличением энергии излучения и КПД. Следует отметить также, что увеличение эффективности накачки на 30 % наблюдалось при более чем четырехкратном превышении порога. Учитывая экспоненциальную зависимость ресурса работы ламп от подводимой энергии, можно значительно увеличить время непрерывной работы лазера.

Таблица 1

Режим	Ресурс работы, вспышек	Параметры импульса		
		Длительность, мкс	Энергия, Дж	Мощность, кВт
Без пред-ионизации	$3 \cdot 10^4$	5,7	1,1	190
С пред-ионизацией	$5 \cdot 10^4$	4,6	1,5	320

Известно, что в лазерах на красителях с ламповой накачкой (с широкополосным или дисперсионным резонатором) наращивание длины активного элемента с целью увеличить выходную энергию целесообразно до некоторого порога, определяемого в каждом конкретном случае геометрией активного элемента, условиями накачки, физическими характеристиками растворителя и т. д. [2]. Такое поведение энергетических зависимостей обусловлено влиянием усиленного радиационного шума и потерь на неоднородностях среды. В этой связи проводились экспериментальные исследования излучателей различной протяженности для спиртового раствора красителя R6G в дисперсионном резонаторе с двумя интерферометрами. Результаты представлены в табл. 2. Оптимальное значение концентрации красителя было несколько ниже, чем для неселективного резонатора, и выбиралось исходя из максимума энергии генерации за вычетом вклада суперлюминесценции. Угловое распределение интенсивности излучения иссле-

довалось с помощью объектива с фокусным расстоянием  $F = 780$  мм, в фокальной плоскости которого располагалась ПЗС-линейка, сопряженная с ЭВМ. Спектральные и энергетические параметры излучения регистрировались измерителем энергии ИМО-2, спектрографом на базе камеры УФ-89 с  $F = 800$  мм, дифракционной решетки, имеющей 1200 штрихов на 1 мм, и измерительного эталона ИТ-51. Видно, что в отличие от результатов, полученных в [3], возрастание общей энергии излучения и КПД сопровождается уменьшением доли остроуправленного излучения. Исследования проводились при постоянном превышении базы резонатора над длиной активного элемента.

Таблица 2

Длина генератора, мм	Количество ламп, шт.	Энергия накачки, Дж	Расходимость, мрад	Энергия излучения, Дж		Ширина спектральной линии, нм	КПД, %	
				общего	остроуправленного		общий	остроуправленного излучения
240	4	360	0,5	0,55	0,55	12,0	0,15	0,15
360	6	540	0,4	0,95	0,90	14,5	0,18	0,17
480	8	720	0,4	1,35	1,20	16,5	0,19	0,18
600	10	900	0,3	1,80	1,45	19,0	0,20	0,16

Результаты исследований лазера на базе шестилампной головки в дисперсионном резонаторе представлены в табл. 3 (первый цикл). Энергия накачки составляла 540 Дж (90 Дж на лампу). Значения энергии излучения здесь и далее приведены при настройке на длину волны 589 нм дублета натрия. Во всех случаях резонатор длиной 1100 мм образован плоскими зеркалами с коэффициентами отражения 99 % и 40 %. Пороговое значение энергии накачки изменялось от 80 Дж для неселективного резонатора до 150 Дж для резонатора с тремя интерферометрами. Следует отметить значительное снижение энергии генерации с уменьшением ширины спектральной линии. Это обусловлено тем, что в оптически искаженном резонаторе лазера на красителе интерферометр является одновременно частотным и угловым селектором излучения. Для наглядности приведены и результаты, полученные в отсутствие телескопа.

В табл. 3 (второй цикл) представлены результаты, полученные без внутрирезонаторного телескопа при использовании водно-спиртового раствора (соотношение воды и этилового спирта 2:1) родамина 6Ж с оптимальной концентрацией 40 мкмоль/л. Длина резонатора была увеличена до 1500 мм. Улучшение спектральных характеристик излучения связано с уменьшением исходной расходимости пучка (0,6 мрад в неселективном резонаторе). Несмотря на заметное снижение энергии, достигнутая спектральная яркость оказалась выше, чем для спиртовых растворов.

Таблица 3

Селектор	База селектора, мкм	Энергия, Дж	Ширина спектральной линии, нм	Расходимость, мрад
<i>Первый цикл</i>				
—	—	1,45	—	2,5
ИТ	10	1,10	250	2,5
ИТ	10 + 250	0,80	14	2,0
ИТ	10 + 250 + 2000	0,35	8	1,2 × 2
ИТ с теле- скопом (×3)	10 + 250 + 2000	0,55	5	1,8
<i>Второй цикл</i>				
—	—	0,55	—	0,6
ИТ	10 + 250	0,38	10	0,6
ИТ	10 + 250 + 2000	0,18	2	0,5

Нестабильность спектральных параметров излучения от вспышки к вспышке непосредственно влияет на точность лидарных измерений, в то время как амплитудными флуктуациями можно пренебречь при калибровке по молекулярному рассеянию [4]. Для получения высотного профиля концентрации требуется, как правило, не менее нескольких сотен вспышек, поэтому влияние нестабильности спектральной линии может быть учтено при обработке сигнала, если спектр излучения заменить эквивалентной спектральной линией, полученной путем наложения друг на друга спектров отдельных импульсов. Результаты исследований, проведенных с использованием ПЗС-линейки, сопряженной с ЭВМ, показали, что нестабильность длины волны излучения не превышает 0,15 от ширины спектральной линии. Во время измерений производилась термостабилизация внутривибраторных эталонов и поддерживалась постоянная температура 20 °С: красителя — с погрешностью 0,2 °С, дистиллированной воды в контуре охлаждения и воздуха в помещении — с погрешностью 0,5 °С. Следует отметить рост относительной нестабильности спектральных характеристик с уменьшением ширины спектральной линии. Последнее вызывает необходимость контроля спектра излучения от вспышки к вспышке. При исследовании системы генератор — усилитель в качестве усилителей использовались лазерные головки, аналогичные описанным ранее [5]. Количество ламп в усилительных каскадах могло быть различным. Результаты исследований системы генератор — усилитель представлены в табл. 4, где приведены значения энергии остронаправленного излучения. Усилитель накачивался восьмью лампами и имел длину 480 мм. Спектр излучения на выходе усилительных каскадов практически не отличался от спектра генератора. Фон суперлюминесценции во всех случаях не превышал 10 % энергии полезного излучения.

Таблица 4

Схема излучателя	Энергия, Дж	Ширина спектральной линии, нм	Расходимость, мрад	Общий КПД, %
Генератор	0,55	—	0,6	0,10
То же с усилителем	0,38	10	0,6	0,14

Исследования частотного режима работы четырехлампового генератора показали, что при частоте до 4 Гц энергия и спектр излучения почти не изменялись по сравнению с режимом одиночных импульсов. К сожалению, мощность источника питания не позволила провести исследования спектрально-энергетических характеристик при дальнейшем повышении частоты повторения импульсов и с использованием усилителей.

Конструкция лазерной головки позволяет изменять длину генератора и усилителя с дискретностью, определяемой длиной разрядного промежутка ламп. Доказано, что увеличение длины активного элемента свыше 500 мм в дисперсионном резонаторе является нецелесообразным из-за уменьшения КПД остронаправленного излучения. Использование в задающем генераторе водно-спиртовых и водных растворов красителя позволяет достичь более высоких значений спектральной яркости, чем в лазерах на спиртовых растворах. Исследованы возможности повышения спектральной яркости излучения при построении излучателя лидара по схеме генератор — усилитель с учетом специфики использования его для зондирования атмосферы. Получены значения энергии излучения около нескольких джоулей при ширине спектральной линии около 1 нм и ресурсе работы ламп  $10^5$  вспышек, что энергетически эквивалентно ресурсу  $10^7$  для излучателей с монохроматической накачкой. По сравнению с лазерами малой энергии в импульсе и высокой частотой повторения описанный излучатель в составе лидара обеспечивает существенное преимущество исходя из соотношения сигнал-шум при работе в условиях сильной фоновой засветки. Представленные результаты исследований системы генератор — усилитель с прямолинейными лампами накачки позволяют увеличить энергию излучения в импульсе при сохранении длительного ресурса работы излучателя в составе резонансного лидара.

**Список литературы:** 1. Михайлов Л.К., Словьев А.Л. Расчет и оптимизация параметров внутрирезонаторного интерферометра Фабри—Перо // ЖПС. 1981. Т. 34, № 5. С. 899—907. 2. Николаев С.В., Коробов А.М. Исследование зависимости генерационных характеристик лазеров на красителях с ламповой накачкой от длины активного элемента // Квантовая электроника. 1987. № 32. С. 25—32. 3. Allain J. Y. High energy pulsed lasers for atmospheric sounding // Appl. optics. 1979. Vol. 18, N 3. P. 287—289. 4. Зарудный А.А., Мегель Ю.Е., Лагутин М.Ф. Лидар для исследования мезосферной примеси // Оптика атмосферы. 1988. Т. 1, № 6. С. 83—89. 5. Лазеры на красителях с ламповой накачкой для исследования атмосферы / М.Ф. Лагутин, А.А. Зарудный, В.Л. Басецкий, В.Г. Плетенев // Радиотехника. 1997. Вып. 102. С.104—114.

Харьковский государственный технический университет радиозлектроники

Поступила в редколлегию 26.02.98

*В.М. БАКУМЕНКО, канд. физ.-мат. наук,  
Л.Д. ФЕСЕНКО, канд. физ.-мат. наук,  
А.В. БАКУМЕНКО, Н.Ю. ШУМЕЙКО*

## ОПРЕДЕЛЕНИЕ РЕЛАКСАЦИОННЫХ ПАРАМЕТРОВ МОЛЕКУЛЫ НСООН

Одним из параметров, оцениваемых при выборе молекул в качестве рабочего вещества лазера с оптической накачкой (ЛОН), является скорость колебательной релаксации  $\Gamma$ , характеризующая "самый медленный" процесс в лазере и определяющая пороговое условие генерации. В последнее время для установления  $\Gamma$  наиболее часто используется метод исследования переходного процесса на выходе ЛОН при ступенчатом сигнале накачки на входе [1; 2]. По сравнению с применяемыми ранее методами индуцированной лазером флюоресценции и двойного лазер-лазерного резонанса [3] данный метод имеет следующие преимущества: простоту, достаточно высокое отношение сигнал-шум, а также возможность проводить измерения в тех же условиях, в которых исследуемая молекула используется в качестве рабочего вещества. Недостаток метода — наличие дополнительной погрешности, вносимой сигналом накачки; уменьшение же последнего снижает отношение сигнал-шум и затрудняет индикацию выходного сигнала.

В работе [2] предложена методика, позволяющая устранить погрешность, вносимую сигналом накачки, при измерении колебательной релаксации молекул, для которых преобладающими являются столкновительные процессы; исследования проводились применительно к молекуле  $\text{CH}_3\text{Br}$ . В данной работе эта методика распространена нами на случай, когда в медленных релаксационных процессах доминирует диффузия. Исследования проведены применительно к молекуле НСООН.

**Анализ модели ЛОН.** Анализ релаксационных процессов в лазере при ступенчатой накачке выполнен на упрощенной модели молекулы НСООН (рис. 1), где учтены основное колебательное состояние  $v_0$  и возбужденные колебательные состояния  $v_6$  (накачиваемое),  $v_7$  и  $v_9$ . Выбор этой модели обусловлен тем, что, как показано в работе [2], наиболее существенное влияние на характер колебательной релаксации оказывает  $V-V$ -взаимодействие накачиваемого колебательного состояния с низшими возбужденными состояниями ( $v_7$  и  $v_9$ ). Поскольку энергетический зазор между этими состояниями небольшой, будем рассматривать их как одно двукратно выраженное состояние, населенность которого обозначим через  $N_7$ .

Накачка производится  $\text{CO}_2$ -лазером с одного из вращательных уровней с населенностью  $n_1$ , находящегося в основном колебательном состоянии с населенностью  $N_0$ , на вращательный уровень с населенностью  $n_2$ , находящийся в колебательном состоянии  $\nu_5$  с населенностью  $N_5$ . Лазерная генерация происходит между вращательными уровнями  $n_2$  и  $n_3$  в том же колебательном состоянии. Эти уровни, а также уровень  $n_1$  взаимодействуют с остальными вращательными уровнями вследствие процессов вращательной релаксации со скоростью  $\Gamma_R$ , намного превышающей скорости остальных релаксационных процессов.

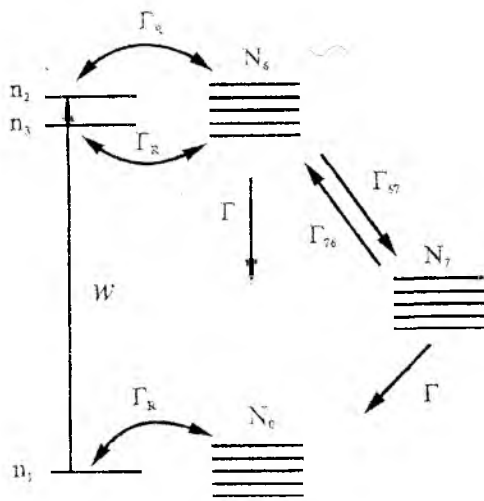


Рис. 1

Как показано в работе [2], разность населенностей уровней  $n_1$  и  $n_2$ , определяющая выходную мощность лазера с накачкой, может быть представлена в виде постоянной составляющей и компонент, убывающих со временем по экспоненциальному закону. Скорость затухания компонент зависит от различных релаксационных процессов. Составляющая, которая определяет процесс, обусловленный колебательной релаксацией, может быть выражена в виде  $A_1 e^{-\lambda_1 t}$ , где начальное значение  $A_1$  и скорость затухания  $\lambda_1$  находятся по формулам

$$A_1 = \frac{f_1(f_2 - f_3)N_w}{\lambda_1(1 + \alpha)} \chi; \quad (1)$$

$$\lambda_1 = \Gamma + \Delta\Gamma. \quad (2)$$

Здесь  $f_1, f_2, f_3$  — относительные населенности уровней  $n_1, n_2, n_3$ ;  $N$  — общее число молекул рабочего газа;  $w$  — скорость накачки;

$$\chi = 1 - \frac{N_7^0 \lambda_1}{f_1 N_w}, \quad (3)$$

где  $N_7^0$  — начальная населенность (в отсутствие накачки) состояния

$v_7$ ;  $\alpha = v_{76}/v_{67}$  — отношение скоростей  $V$  —  $V$ -релаксации состояний  $v_7$  и  $v_6$  в прямом и обратном направлениях;

$$\Delta\Gamma = f_1 w (1 + \alpha / (1 + \alpha)). \quad (4)$$

Скорость колебательной релаксации  $\Gamma$  отличается от экспериментально измеряемой скорости затухания  $\lambda_1$  на величину  $\Delta\Gamma$ , зависящую от скорости накачки  $w$  (остальные величины в выражении (4), из которого определяется  $\Delta\Gamma$ , являются константами). Для экспериментального определения  $w$  можно воспользоваться свойством  $A_1$  обращаться в нуль за счет множителя  $\chi$ . В свою очередь,  $\chi$  зависит от  $\lambda_1$  и  $w$ , поэтому для анализа выражения (3) подставим в него  $\lambda_1$  и  $w$  в виде явных зависимостей от давления  $p$ . Учитывая, что  $\Gamma = \Gamma_{\text{диф}}/p + \Gamma_{V-T}p$ , получаем:

$$\lambda_1 = \Gamma_{\text{диф}}/p + \Gamma_{V-T}p + \Delta\Gamma; \quad (5)$$

$$w = w_0/p, \quad (6)$$

где  $\Gamma_{\text{диф}}$  — скорость диффузии;  $\Gamma_{V-T}$  — скорость колебательно-поступательной релаксации;  $w_0$  — скорость накачки при  $p = 130$  Па. Пренебрегая для простоты при анализе  $\chi$  слагаемым  $\Delta\Gamma$ , записываем

$$\chi = 1 - \frac{N_7^0}{f_1 N} \cdot \frac{\Gamma_{\text{диф}} + \Gamma_{V-T} p^2}{w_0}. \quad (7)$$

Рассмотрим два предельных случая. Если

$$\Gamma_{V-T} p^2 \gg \Gamma_{\text{диф}}, \quad (8)$$

т.е. столкновительные процессы преобладают над диффузионными, уравнение (7) принимает вид

$$\chi = 1 - \frac{N_7^0}{f_1 N} \cdot \frac{\Gamma_{V-T} p^2}{w_0}. \quad (9)$$

Из уравнения (9) можно найти  $w_0$ . Для этого снимают экспериментальные зависимости  $\lambda_1(p)$  и  $A_1(p)$ . С помощью последней зависимости получают значение  $p$ , при котором  $A_1(p) = 0$ , и используют для определения  $\lambda_1$  из первой зависимости. Полученное значение  $\lambda_1$  подставляют вместо  $\Gamma_{V-T}$  в уравнение (9) для определения  $w_0$  и затем  $\Delta\Gamma$ . Такая методика была использована в работе [2] для установления ско-

рости колебательной релаксации молекулы  $\text{CH}_3\text{Br}$ , для которой в рабочем диапазоне давлений преобладают столкновительные процессы.

При противоположном знаке неравенства в уравнении (8), т.е. в случае преобладания диффузии над столкновительными процессами,

$$\chi = 1 - \frac{N_7^0}{f_1 N} \cdot \frac{\Gamma_{\text{диф}}}{w_0}. \quad (10)$$

Это соотношение не зависит от  $p$ , а следовательно, зависимость  $A_1(p)$  не проходит через нуль. Такая ситуация имеет место для большинства переходов молекулы  $\text{HCOOH}$ ; методика определения  $w_0$  в этом случае описана ниже. Подставляем  $w_0$ , полученное из выражения (10) при  $\chi = 0$ , в уравнение (4) и решаем последнее совместно с уравнением (2). Тогда при  $A_1 = 0$

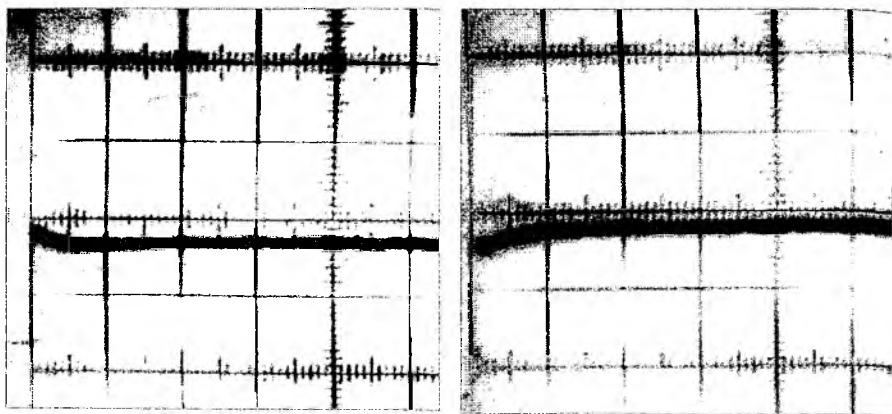
$$\Gamma_{\text{диф}} = \lambda_{10} \left( 1 - \left( 1 - \alpha / (1 + \alpha) \right) N_7^0 / N \right), \quad (11)$$

где  $\lambda_{10}$  — значение  $\lambda_1$  при  $A_1 = 0$ .

**Описание экспериментальной установки.** Исследование переходных процессов производилось с помощью установки, детально описанной в работе [2]. Излучение перестраиваемого  $\text{CO}_2$ -лазера с мощностью в непрерывном режиме до 20 Вт вводилось в субмиллиметровую ячейку длиной 1,2 м и диаметром 0,1 м под небольшим углом к продольной оси. Вошедший в ячейку луч после ряда отражений попадал в точку падения в направлении, несколько отличающемся от направления падающего луча. Такой способ возбуждения позволил: более эффективно использовать объем рабочего вещества; в меньшей степени насыщать рабочий переход по сравнению с осевой накачкой; обеспечить развязку  $\text{CO}_2$ -лазера с СММ-резонатором, не снизив стабильности частоты лазера накачки.

Ступенчатость сигнала накачки обеспечивалась дисковым модулятором, расположенным на входе ячейки; длительность переднего фронта составляла 10...20 мкс. Прием субмиллиметрового излучения осуществлялся точечно-контактным детектором; продетектированный сигнал после усиления подавался на осциллограф.

**Анализ результатов экспериментов.** Рассмотрим осциллограммы выходного сигнала СММ-лазера, полученные при давлении 5 Па на переходах 742,6 мкм (рис. 2, а) и 669,5 мкм (рис. 2, б). При мощности накачки 10 Вт и чувствительности 5 и 2 мВ/см выходной сигнал в непрерывном режиме для указанных переходов составлял 300 и 100 относительных единиц (отн. ед.).



a

b

Рис. 2

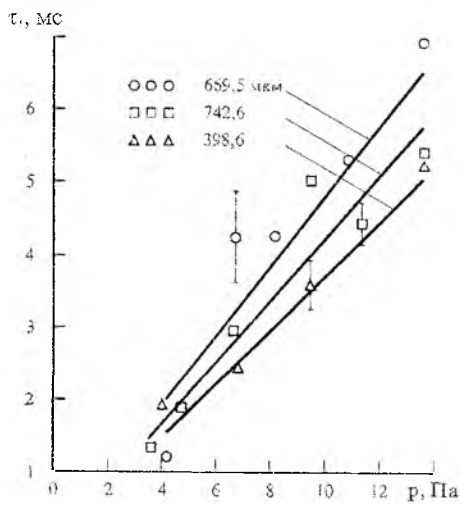


Рис. 3

занных переходов изображены на рис. 3. По полученным данным найдены скорости затухания  $\lambda_1$  и погрешности измерений  $\Delta\lambda_1$ , определяемые как среднеквадратические отклонения результатов измерений от средних значений. Они перечислены в порядке, соответствующем увеличению длины волны перехода:  $(2,65 \pm 0,15)$ ,  $(2,08 \pm 0,20)$ ,  $(2,35 \pm 0,13)$  кПа/с.

Отрицательное значение выходного сигнала более слабого перехода 669,5 мкм объясняется тем, что ввиду малой площади эффективного сечения перехода скорость накачки его настолько мала, что  $A_1 < 0$ . Зависимость начального значения выходного сигнала от "силы" перехода была использована, чтобы определить скорость диффузии молекулы НСООН. Для переходов на длинах волн 398,6; 669,5; 742,6 мкм были сняты зависимости  $\tau_1(p)$ , где  $\tau_1 = 1/\lambda_1$ , и  $A_1(p)$  в диапазоне давлений  $p = 1,3 \dots 13$  Па. Зависимости  $\tau_1(p)$  для ука-

Затем для выбранного давления ( $p = 5$  Па) была построена зависимость  $A_1(\lambda_1)$  (рис. 4), из которой было найдено значение  $\lambda_{10}$  (при  $A_1 = 0$ ), необходимое для расчета  $\Gamma_{\text{диф}}$  по формуле (11) с использованием значений  $\alpha = 0,125$  и  $N_7^0/N = 0,946 \cdot 10^{-2}$ , определяемых через параметры молекулы НСООН при температуре  $27^\circ\text{C}$ . В результате получено  $\Gamma_{\text{диф}} = (1,96 \pm 0,15)$  кПа/с.

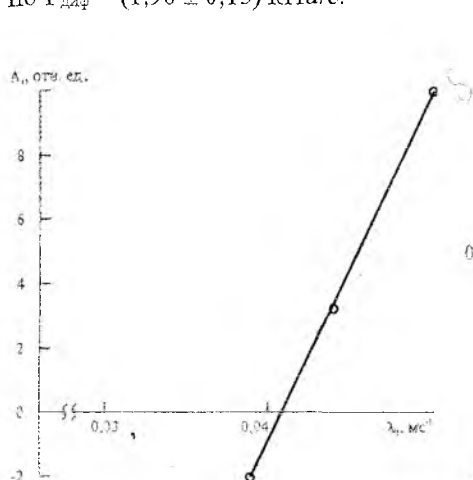


Рис. 4

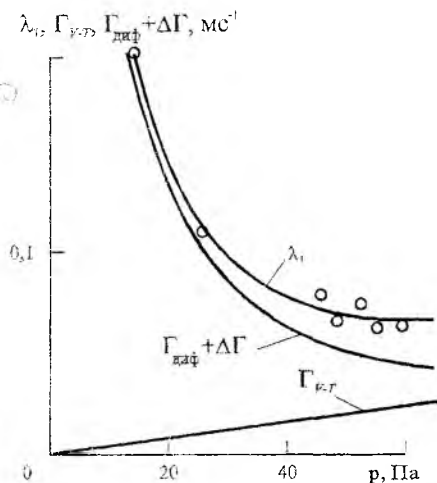


Рис. 5

Для наиболее сильного перехода с длиной волны  $398,6$  мкм (выходной сигнал в непрерывном режиме составлял  $800$  отн. ед.) область генерации простиралась вплоть до давления  $60$  Па; в области давлений  $26 \dots 40$  Па зависимость  $\lambda_1(p)$  заметно отличается от линейной, что свидетельствует о влиянии колебательно-поступательной релаксации. Зависимость  $\lambda_1(p)$ , построенная по полученным данным, отражена на рис. 5; здесь также представлена зависимость  $\Gamma_{\text{диф}}(p) + \Delta\Gamma(p)$ . После графического вычитания этой зависимости из  $\lambda_1(p)$  получаем  $\Gamma_{\nu, T}(p)$ , откуда ориентировочное значение  $\Gamma_{\nu, T} = 0,04$  кПа $^{-1} \cdot$  с $^{-1}$ .

Из сопоставления  $\Gamma_{\text{диф}}$  и  $\Gamma_{\nu, T}$  следует, что пороговое условие генерации определяется диффузией из пучка.

**Закключение.** С помощью методики, предложенной в работе [2], измерены компоненты скорости колебательной релаксации молекулы НСООН при накачке в колебательное состояние  $\nu_8$ . Анализ полученных данных показал, что в рабочем диапазоне давлений ( $3 \dots 13$  Па), где выходная мощность СММ-лазеров обычно достигает максимума,

пороговое условие генерации определяется диффузией из пучка. Колебательно-поступательная релаксация мала и проявляется только на сильных переходах в области высоких давлений (более 10 Па).

Для повышения эффективности таких лазеров накачка должна производиться узким пучком, а диаметр СММ-ячейки должен быть возможно большим; для ослабления эффекта насыщения и более полного использования объема рабочего вещества накачка должна быть внеосевой, что обеспечивает также развязку резонатора лазера накачки с СММ-резонатором.

**Список литературы:** 1. *Dangoisse D., Florieux P., Wascat J.* Diffusion and vibrational bottleneck in optically pumped submillimetre lasers // Intern. j. of infrared and millimeter waves. 1981. Vol. 2, N 2. P. 215—229. 2. *Бакуменко В.М., Фесенко Л.Д., Шевырев А.С.* Исследование релаксационных характеристик  $\text{CH}_3\text{Br}$ -лазера с оптической накачкой // Изв. вузов. Радиофизика. 1987. Т. 30, № 8. С. 973—979. 3. *Sheorey R.S., Flynn G.* Collision dynamics of intermode energy flow in lasers pumped polyatomic molecules:  $\text{CH}_3\text{F}$  // Chem. phys. 1979. Vol. 72, N 2. P. 1175—1186.

Украинская инженерно-педагогическая академия,  
г. Харьков

Харьковский государственный университет

Поступила в редакцию 13.10.97

*Т.Л. АЛТУХОВА, канд. техн. наук, В.Г. КОТУХ, канд. техн. наук*

## ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ ПОЛУЧЕНИЯ СВАРНЫХ СОЕДИНЕНИЙ ИЗ РАЗНОРОДНЫХ МЕТАЛЛОВ ПРИ ЛАЗЕРНОЙ ГЕРМЕТИЗАЦИИ РАДИОЭЛЕКТРОННЫХ МОДУЛЕЙ

В соответствии с предложенной технологической концепцией лазерной герметизации радиоэлектронных модулей (РЭМ) в корпусах из алюминиевых сплавов [1] для получения герметичных сварных соединений из разнородных материалов предварительно на свариваемые кромки алюминиевых корпусных деталей методом лазерной наплавки наносят multifunctional покрытия (МФП) из Ni или Si.

В качестве объектов исследований были разработаны и изготовлены специальные образцы-пластины из Al-сплавов АМг6, АМц, АД1 (ГОСТ 4784 — 74), имитирующие свариваемые кромки узлов герметизации РЭМ — корпуса и крышки (рис. 1), в том числе с нанесенными на кромки МФП на основе Si и Ni. Кроме того, были подготовлены образцы из сплавов 29НК (ГОСТ 10994 — 84), М1 (ГОСТ 859 — 78), 12Х18Н10Т (ГОСТ 4543 — 86), имитирующие свариваемые кромки ответных частей корпуса электросоединителя, корпуса беситенгельного узла откачки и заполнения, а также штенгеля [2]. Предварительно МФП подвергали механической обработке для обеспечения требуемой плоскостности свариваемых кромок. Образцы из меди М1 предварительно протравливали в 10 %-м растворе NaOH для удаления оксидной пленки. Образцы из стали 12Х18Н10Т обезжировали традиционными способами.

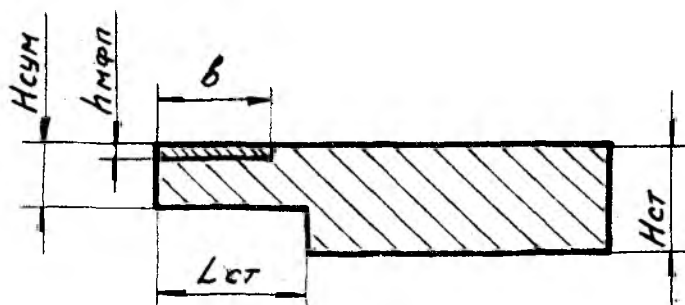


Рис. 1

Сварку выполняли на лазерных технологических установках "Квант-15" в среде аргона под давлением 0,12...0,13 МПа. Длительность импульса составляла 4 мс, фокусное расстояние — 50 и 100 мм, частота следования импульсов — 5 и 10 Гц, скорость сварки — 120 мм/мин. Для обеспечения герметичности коэффициент перекрытия сварных точек поддерживали в пределах 0,7...0,8.

Схемы лазерной сварки экспериментальных образцов, а также механизм получения сварных соединений из разнородных металлов (алюминия со сталью и медью) в узлах герметизации РЭМ с использованием барьерного МФП изложены в работе [3]. МФП на свариваемые кромки наносили лазерным наплавлением по методике и режимам, описанным в работе [2].

Для определения герметичности сварных соединений были разработаны специальные образцы коробчатой формы из Al-сплавов АМг6, АМц, АД1 (рис. 2).

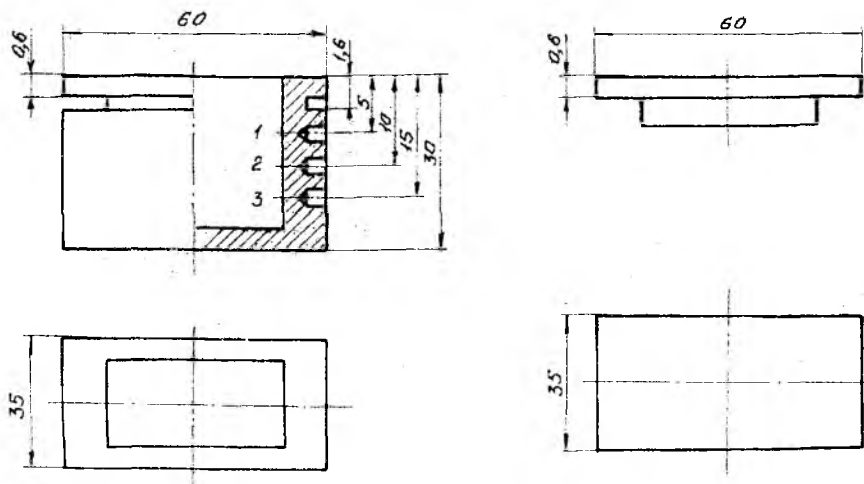


Рис. 2

Герметичность образцов определяли совмещенным масс-спектрометрическим и вакуумно-деформационным методом по ОСТ 92-9555 — 82 на стенде контроля герметичности СИАП 441162.007 по типовому техпроцессу 925.02203.0007. Этот метод позволяет выявлять большие и малые течи в диапазоне 0,13(10<sup>-11</sup>... 10<sup>-3</sup>) м<sup>3</sup> · Па/с.

Для определения остаточных макронапряжений (далее — напряжений), металлографических и зондовых исследований вырезали электроис-

кровым способом перпендикулярно к торцевой поверхности образцов фрагменты сварных соединений, из которых изготавливали шлифы.

Для выявления структуры основного металла и металла сварного соединения использовали реактив, состоящий из 0,5 см<sup>3</sup> плавиковой кислоты и 99,5 см<sup>3</sup> воды. Поверхности травили в течение 10...12 с, промывали в проточной воде и тщательно просушивали.

Микроструктуру сварных соединений исследовали с помощью микроскопа Неофот-2 при увеличении в 50...500 раз, а также на электронном растровом микроскопе Кемскан с микроанализатором Линк-860 при увеличениях в 50 и 100 раз. Микротвердость измеряли с помощью микротвердомера ПМТ-3 при нагрузке 1 Н.

Эксперименты по получению сварного соединения в системе Al — МФП(Ni) — 29НК (12X18H10T) показали следующее. Из 100 образцов с МФП после определения и уточнения технологических режимов сварки для исследований было сварено по 25 образцов систем Al — МФП(Ni) — 29НК, Al — МФП(Ni) — 12X18H10T.

Установлено, что металлы в сварном соединении Ni — 29НК, Ni — 12X18H10T не имеет, как и ожидалось, пор, трещин, расслоений, которые могли бы явиться одной из причин негерметичности сварного соединения. Зону сварки Al — Ni анализировали при исследовании процесса получения сварного соединения в системе Al — МФП(Ni) — Al.

Для экспериментального исследования и определения технологических режимов сварки сплавов АМгб и АМц с медью предварительно опробовали лазерную сварку с использованием вставок из пластин Ni толщиной 0,1 мм при энергии излучения  $E = 4...6$  Дж и диаметре светового пятна  $d = 0,6...1,0$  мм.

Рентгеноструктурные исследования показали наличие диффузионной зоны (рис. 3) между Al и Ni. Особенность распределения концентрации Ni по слоевым линиям 1—9 заключается в наличии двух "ущелий" А (рис. 3, а), идущих от наружной поверхности слоевой линии 1 вглубь образца. Они очерчивают профиль двух никелевых пластинок, вставленных между свариваемыми деталями. Крутые края диффузионной зоны В шириной 6...10 мкм свидетельствуют о слабой диффузии Ni в Al. На рис. 3, б не показаны последние слоевые линии 8 и 9. Отчетливо наблюдается наличие поры глубиной 40...50 мкм. Увеличение плотности мощности при применении Ni-пластин может привести к образованию более крупных пор и, как следствие, к негерметичности сварного соединения Al — Ni. Установлено, что в соединении Ni — Cu в меди напряжения отсутствуют, а в никеле появляются сжимающие напряжения, достигающие 88 МПа.

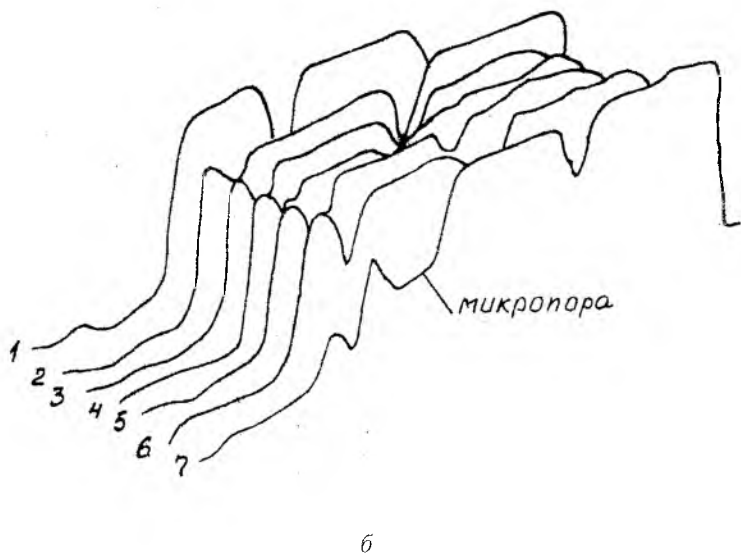
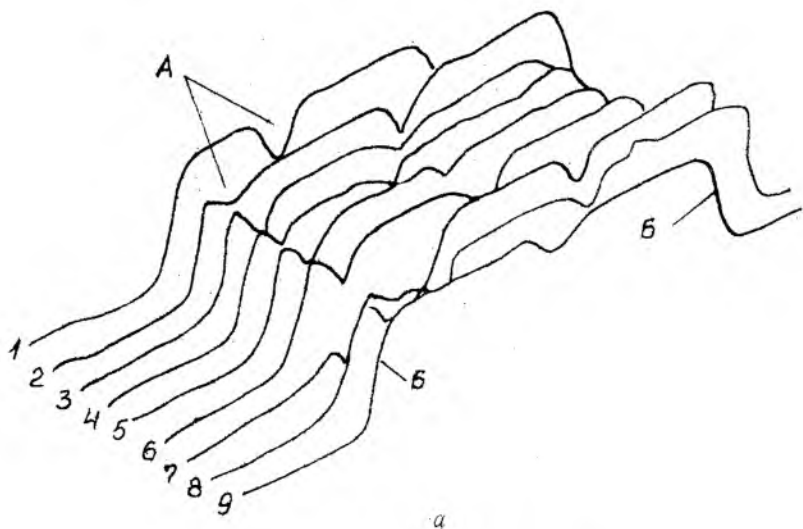


Рис. 3

В системе Al — МФП — Cu потенциально опасной с точки зрения обеспечения прочности и герметичности является зона сварки Al — Ni. Однако качественная наплавка МФП на основе Ni и, как результат, образование широкой диффузионной зоны Al — Ni позволяет получить качественное соединение со структурой типа алюмоникелевой бронзы в сварочной ванне.

Результаты исследований по сварке соединений типа Al — Ni — Al с использованием Ni-пластин изложены в работе [4]. Проведены эксперименты по получению сварных соединений Al — МФП — Al с МФП на основе Ni. Из 60 образцов из сплава АМг6, АМц с МФП(Ni) после определения и уточнения технологических режимов сварки было сварено по 20 образцов каждого сплава на лазерной установке "Квант-15" с  $E = 6$  Дж,  $d = 0,6...0,8$  мм.

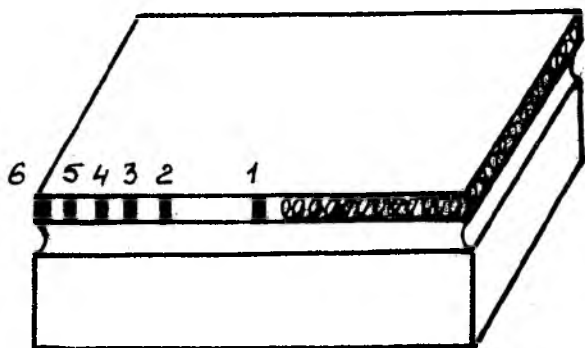
Металло- и рентгенографические исследования этих образцов показали следующее: при сварке Al-сплавов с МФП на основе Ni диффузионная зона по сравнению с зоной при сварке с Ni-пластинами расширяется и достигает 120 мкм; макронапряжения являются сжимающими и снижаются с 88 до 19 МПа.

Для подтверждения полученных положительных результатов в Украинском научно-исследовательском институте технологии судового машиностроения (УкрНИИТСМ), г. Николаев, были дополнительно сварены на более мощной лазерной установке "Гарт" образцы из АМг6 с МФП на основе Ni на следующих режимах: энергия импульса — 30 Дж, частота следования импульсов — 1 Гц, длительность импульса — 6 мс, диаметр пятна — 1 мм. Металлографические исследования этих образцов выявили взаимную диффузию Al и Ni, что способствует формированию широкой диффузионной зоны, обеспечивающей прочность и герметичность соединения.

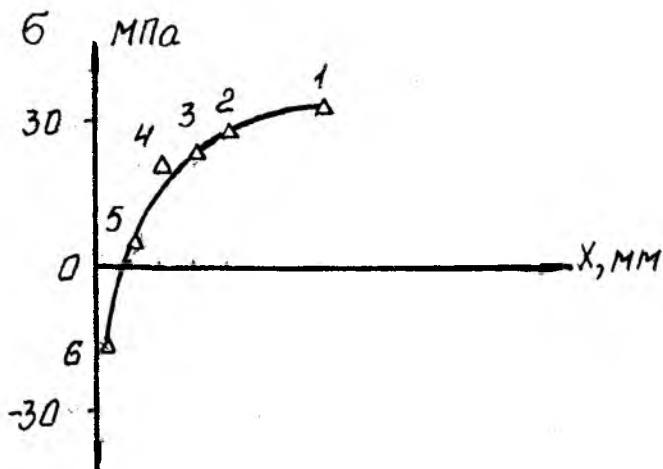
Таким образом, экспериментальные исследования, проведенные автором в Харьковском научно-исследовательском технологическом институте приборостроения (НИТИП) и в УкрНИИТСМе, подтвердили возможность образования прочных сварных соединений в системе Al — МФП — Al с МФП на основе Ni. Прочность соединения обеспечена достаточной шириной диффузионной зоны (90...120 мкм).

Чтобы уточнить распределение напряжений в сварном соединении крышка — корпус, было сварено пять образцов коробчатой формы из сплава АД1 (корпус) и АМц (крышка) на таких режимах: энергия излучения — 8 Дж, диаметр светового пятна — 1 мм и скорость сварки — 60 мм/мин. На свариваемые кромки корпуса и крышки было наплавлено МФП на основе Si. На рис. 4 представлены результаты измерений напряжений в точках 1—6 сварного соединения с помощью аппарата ДРОН-2. Как видно, в середине длинной стороны корпуса напряжения достигают 31 МПа и постепенно

уменьшаются к углу. Выявлены знакопеременные напряжения вблизи углов: от +10 МПа в точке 5 до -16 МПа в точке 6, что является следствием прямоугольного конструктивного исполнения крышки и корпуса. Возникающие остаточные напряжения не превышают 10 % предела прочности Al-сплавов АМгб, АМц и АД1 и не представляют серьезной опасности с точки зрения механического разрушения этого узла герметизации РЭМ.



a



б

Рис. 4

Экспериментально определены фактические температуры нагрева корпуса РЭМ из алюминиевого сплава АМг6 в критических точках на расстояниях 5, 10 и 15 мм от зоны сварки при разной суммарной толщине свариваемых кромок (1,2 и 1,6 мм), различных скоростях сварки (30, 150 и 300 мм/мин) и энергии лазерного излучения в импульсе 8 и 30 Дж. Результаты замера температур и сравнение с расчетными температурами нагрева корпуса (рис. 5) показывают достаточно хорошее совпадение расчетных и фактических значений температур нагрева. Это свидетельствует об отсутствии нагрева корпуса РЭМ из алюминиевого сплава и, соответственно, элементной базы выше температуры, допустимой по ТУ в процессе его импульсной лазерной сварки. Наиболее высокая температура нагрева корпуса (+45 °С) существенно ниже допустимой (+70 °С).

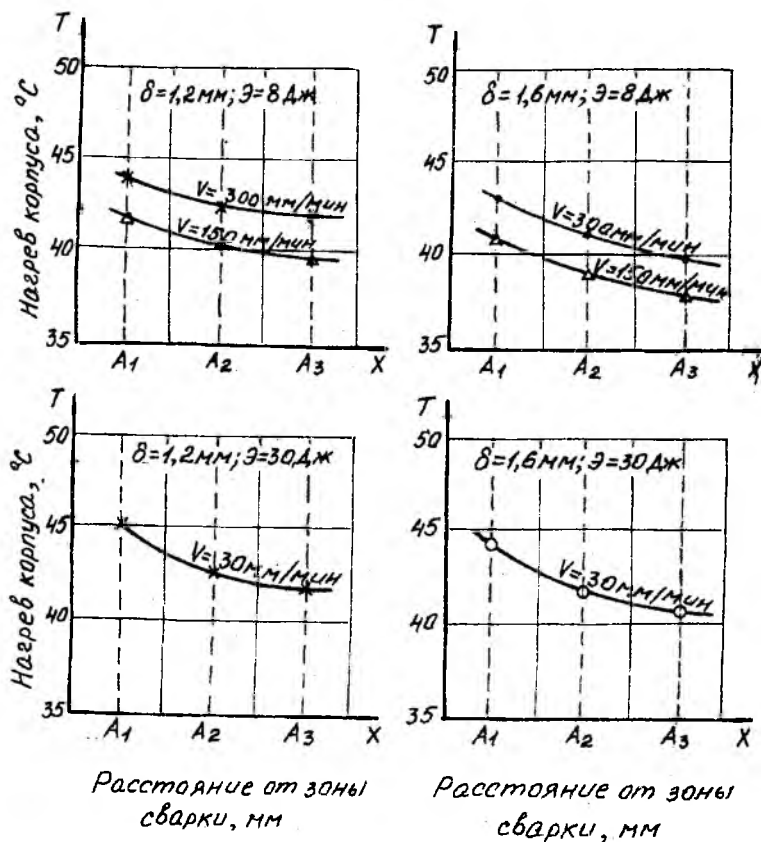


Рис. 5

Исходя из результатов экспериментальных исследований процесса лазерной сварки корпусных деталей РЭМ из сплавов АМг6, АМц, АД1 можно сделать следующие выводы.

1. Лазерная сварка Al-сплавов с МФП на основе Ni со сплавами 29НК, 12Х18Н10Т и М1 обеспечивает получение качественного сварного соединения диффузионного типа. Она рекомендуется для таких узлов герметизации РЭМ: корпус РЭМ — электросоединитель; корпус РЭМ — узел откачки-заполнения.

2. Лазерная сварка Al-сплавов с МФП на основе Ni и Si с Al-сплавами обеспечивает получение качественного сварного соединения диффузионного типа. Для узла герметизации РЭМ корпус — крышка рекомендуется применять МФП на основе Ni при давлении в корпусе РЭМ выше наружного. При давлении в корпусе РЭМ ниже наружного следует применять МФП на основе Si.

3. Лазерная герметизация РЭМ в корпусах из алюминиевых сплавов в импульсном режиме ( $f = 1...10$  Гц,  $E = 8...30$  Дж) исключает нагрев корпуса и элементной базы РЭМ выше температуры, допустимой по ТУ.

**Список литературы:** 1. *Технологическая концепция лазерной герметизации радиоэлектронных модулей в корпусах из алюминиевых сплавов* / Н.В. Замирец, В.Г. Котух, В.А. Шур, Т.Л. Алтухова // *Технология приборостроения*. 1996. № 1. С. 54—57. 2. *Алтухова Т.Л., Котух В.Г. Экспериментальные исследования процесса получения многофункционального покрытия на корпусных деталях радиоэлектронных модулей* // *Радиотехника*. 1997. Вып. 103. С. 87—92. 3. *Алтухова Т.Л., Котух В.Г. Исследование механизма образования лазерных сварных соединений в узлах герметизации радиоэлектронных модулей* // Там же. Вып. 102. С. 115—122. 4. *Алтухова Т.Л. Исследование структуры и напряженного состояния соединений при лазерной сварке алюминия с присадкой кремния и никеля* // *Электрон. обраб. материалов*. 1992. № 1. С. 20—24.

*Харьковский научно-исследовательский  
технологический институт приборостроения*

*Поступила в редакцию 26.02.98*

## ИССЛЕДОВАНИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ИНТЕНСИВНЫХ ПУЧКОВ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ

Коллективные методы ускорения заряженных частиц привлекают ученых в течение многих десятилетий [1—2]. Коллективное ускорение ионов впервые успешно продемонстрировано в Сухумском физико-техническом университете А.Д. Плотто с сотрудниками в 60-х годах. Характерная особенность этих экспериментов — вывод электронного пучка и ионного потока из заполненного плазмой объема, к которому прикладывалось относительно низкое напряжение. Хотя коллективный характер процесса ускорения был признан, однако каких-либо развитых теорий процесса не создано. Дальнейшие экспериментальные исследования коллективных методов ускорения привели к следующим основным результатам: энергия ионов пропорциональна их заряду; энергия ионов слабо зависит от давления газа; длительность ионного импульса на порядок меньше длительности электронного импульса; импульс ионов движется синхронно с импульсом электронного пучка, при этом возрастает энергия ускорительных ионов; интенсивность импульса ионов для тяжелых элементов существенно меньше, чем для водорода.

В настоящее время проведены эксперименты и теоретические работы [3—4] по выяснению модели коллективного процесса ускорения ионов при инъекции сильноточных релятивистских электронных пучков в нейтральный газ. Нами исследован процесс генерации ускоренных ионов в результате развития электрон-ионной волны плотности объемного заряда. Данная волна образуется на нелинейной стадии двухпоточковой неустойчивости, а затем происходит ускорение захваченных ионов при увеличении фазовой скорости волны и росте дрейфовой скорости электронного пучка. Рассмотрим возможность захвата ионов на линейной стадии двухпоточковой электрон-ионной неустойчивости с максимальным инкрементом

$$\delta = 2^{-4/3} \sqrt{3} (\omega_i^2 \omega_e)^{1/3}, \quad (1)$$

которой обладают возмущения с волновым числом  $k_0 = \frac{\omega_e}{\omega_{0e}}$ . Здесь

$$\omega_{\alpha} = \left( \frac{4\pi n_{\alpha} z_{\alpha}^2 e^2}{\gamma_{\alpha}^3 m_{\alpha}} \right)^{1/2},$$

$$\gamma_{\alpha} = \left( 1 - \frac{V_{0\alpha}^2}{c^2} \right)^{1/2};$$
(2)

где

$c$  — скорость света;  $n_{\alpha}, V_{0\alpha}, m_{\alpha}, z_{\alpha}$  — плотность, скорость, ионная масса, зарядовое число электронов ( $\alpha = e$ ) или ионов ( $\alpha = i$ ). Реальная часть частоты колебаний для этих возмущений

$$\omega_0 = k_0 V_{0i} + 2^{-4/3} (\gamma_e^2 - 1)^{1/2} \left( \frac{n_i z_i^2 m_e}{n_e m_i} \right)^{1/3} c.$$
(3)

В случае прохождения волны со скоростью  $V_{\Phi}$  и амплитудой поля  $E$  условия захвата нерелятивистских ионов можно приближенно записать в виде [5]

$$\frac{m_i (V_{\Phi} - V_{0i})^2}{2z_i} \leq \frac{eE}{k_0} \leq (\gamma - 1) m_e c^2.$$
(4)

После подстановки в левую часть уравнения (4) выражения (3) получим

$$z_i^{2/3} \left( \frac{n_i}{n_e} \right)^{2/3} \leq z_i^{1/3} \left( \frac{m_e}{m_i} \right) (\gamma_e + 1)^{-1}.$$
(5)

Следовательно, захват ионов возможен только в случае использован частично скомпенсированного электронного пучка.

Если в (5) имеет место неравенство, то захват ионов может быть представлен одномерной моделью, в которой электронный пучок описывается линеаризованными гидродинамическими уравнениями, а ионы — уравнениями движения, электрическое поле волны определяется уравнением Пуассона.

Электронный пучок можно описывать уравнением непрерывности, уравнением движения и уравнением Пуассона. Следовательно, система уравнений будет иметь вид

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \operatorname{div} \rho V = 0;$$
(6)

$$\frac{\partial V}{\partial t} + (\vec{V}\nabla)\vec{V} = \frac{e}{m}\vec{E}; \quad (7)$$

$$\operatorname{div}E = 4\pi\rho, \quad (8)$$

где  $\rho = ne$ .

Будем считать, что все параметры пучка на малую величину отличаются от равновесного значения:

$$\begin{aligned} \rho &= \rho_0 + \tilde{\rho}; \\ \vec{V} &= \vec{V}_0 + \tilde{\vec{V}}; \\ \vec{E} &= \vec{E}_0 + \tilde{\vec{E}}. \end{aligned} \quad (9)$$

где  $\rho_0, \vec{V}_0, \vec{E}_0$  — равновесные значения пространственного заряда, скорости и электрического поля соответственно.

Линеаризованные гидродинамические уравнения для одномерного случая записываются так:

$$\begin{cases} \frac{\partial \rho}{\partial t} = \rho \frac{\partial V}{\partial z} + V_0 \frac{\partial \rho}{\partial z} = 0; \\ \frac{\partial V}{\partial t} + V_0 \frac{\partial V}{\partial z} = -\frac{e}{m} E; \\ \frac{\partial E}{\partial z} = 4\pi\rho. \end{cases}$$

Система уравнений описывает электронный пучок. Поле волны ищем в виде

$$E(t, z) = E(t) \sin[k_0 z + \varphi(t)].$$

Полученные выражения необходимо дополнить уравнением движения ионов, которые в поле волны можно записать как

$$\frac{\partial V_i}{\partial t} = \frac{z_i e}{m_i} E.$$

Предложенные уравнения представляют собой одномерную модель, которая описывает захват ионов. При этом предполагается, что постоянное электрическое поле скомпенсировано неподвижными ионами.

Данная система уравнений решалась методом крупных частиц, с использованием численного метода Эйлера. При возникновении мало-

го возмущения поле будет взаимодействовать с ионами, приводя их в движение. Координаты ионов изменятся, что вызовет изменение плотности пространственного заряда, а следовательно, система станет неустойчивой и возмущение электрического поля будет нарастать. Нелинейное ограничение амплитуды поля связано с захватом ионов в потенциальные ямы, образующиеся в результате нарастания неустойчивости, которое приведет к процессам нелинейного насыщения амплитуды и захвата ионов при двухпотоковой неустойчивости частично скомпенсированного электронного пучка.

В результате проведенного траекторного анализа 40 частиц был зафиксирован захват волной большой амплитуды около 80 % ионов. Скорость захваченных ионов примерно равнялась  $V_{\phi}$  волны, определяемой (3), а их энергия была меньше энергии электронного пучка. Кроме того, выявилось, что захват ионов волной плотности заряда приводит к существенному насыщению неустойчивости.

Рассмотренный механизм коллективного ускорения ионов позволяет объяснить некоторые эффекты, наблюдающиеся при инъекции сильноточных пучков релятивистских электронов в нейтральный газ.

В частности, энергия ионов  $W_i \approx V_{\phi}^2$  исходя из (3) должна быть пропорциональна  $(\gamma^2 - 1)n_e^{2/3}$ , что согласуется с результатами эксперимента [6].

**Список литературы:** 1. *Миллер Р.* Введение в физику сильноточных пучков заряженных частиц: Пер. с англ. М.: Мир, 1984. 255 с. 2. *Абрамян Е.А., Альтеркоп Б.А., Кулешов Г.Д.* Интенсивные электронные пучки. М.: Энергоатомиздат, 1984. 280 с. 3. *Виноградов С.В., Никулин М.Г., Розанов Н.Е.* Коллективное ускорение ионов при бунемановской неустойчивости сильноточных электронных пучков, инжектируемых в нейтральный газ низкого давления // ЖТФ. 1986. Т. 56, вып. 3. С. 163—169. 4. *Александр Н.Ф., Хантре Е., Зимрот П.* Простая модель ускорения ионов сильноточным релятивистским электронным пучком // ЖЭТФ. 1974. Т. 141, вып. 1. С. 181—226. 5. *Виноградов С.В., Никулин М.Г., Розанов Н.Е.* О захвате и ускорении ионов при бунемановской неустойчивости нескомпенсированного пучка // Письма в ЖЭТФ. 1984. Т. 10, № 3. С. 168—172. 6. *Незлин М.В.* Динамика пучков в плазме. М.: Энергия, 1979. 408 с.

*Харьковский государственный технический университет радиозлектроники*

*Поступила в редколлегию 03.11.97*

*М.А. КРАСНОГОЛОВЕЦ, канд. физ.-мат. наук*

## ИССЛЕДОВАНИЕ МЕТОДА ПОЛУЧЕНИЯ ИНТЕНСИВНЫХ ИОННЫХ ПУЧКОВ

В последнее время существенно возрос интерес к получению и ускорению килоамперных ионных потоков [1—2]. Это обусловлено большими возможностями их практического использования. В настоящее время пучки ионов применяются в экспериментальной технике для инъекции в магнитные системы, в исследованиях свойств плазмы, в создании мощных источников радиоизлучения, в накачке активных сред квантовых генераторов, в разделении изотопов, в создании электрореактивных двигателей, в промышленности — для обработки поверхности, получения чистых материалов, выращивания кристаллов, в металлургии, плазмохимии и т.п. Поэтому необходимо изучение новых методов получения и ускорения многоамперных ионных пучков.

Нами исследован метод формирования и ускорения интенсивного ионного пучка в магнитоактивном плазменном эмиттере. Характерной особенностью такого эмиттера являлось наличие в нем электронов высоких энергий — «горячих» электронов, которые повышали устойчивость эмиттера и эффективность ускорения ионов. Эмиттером ионов служил пучково-плазменный разряд, ограниченный стационарным неоднородным магнитным полем, конфигурация которого представляла собой адиабатическую магнитную ловушку [3]. Пучково-плазменный разряд получали с помощью взаимодействия пучка, движущегося по спиральной траектории, причем шаг спирали можно было регулировать. Уменьшение шага спирали траектории пучка приводило к усилению эффекта взаимодействия пучка с плазмой, сопровождающегося сильной диссоциацией кинетической энергии пучка: достигнуто отношение  $\xi/\xi_0 \approx 0,8$ , где  $\xi$ ,  $\xi_0$  — энергия пучка на входе в область взаимодействия и после взаимодействия. Диссоциация энергии пучка не объяснима с точки зрения парных взаимодействий частиц. Она сопровождалась возбуждением широкого спектра высокочастотных колебаний. Поглощение энергии высокочастотных колебаний электронами разряда приводило к повышению их концентрации  $n_e$ , температуры  $T_e$ , а также степени ионизации рабочего газа.

Использование стандартного набора современных методов диагностики позволило установить основные закономерности функционирования плазменного эмиттера ионов. Погружение тонкого вольф-

рамового зонда в объем ионного эмиттера вызывало появление жесткого ( $h\nu \geq \mathcal{E}_0$ ) рентгеновского излучения. Перемещая зонд вдоль оси ловушки и по радиусу, регистрировали интенсивность и временные характеристики рентгеновского излучения; таким образом определяли область, занимаемую эмиттером, и его эволюцию во времени. Кроме того, важную информацию об ионном эмиттере давало непосредственное его фотографирование в рентгеновских лучах камерой-обскурой.

Данные исследования показали, что ионный эмиттер как на активной, так и на пассивной стадиях представлял собой резко очерченную пространственную область в виде эллипсоида вращения. Объем эллипсоида составлял  $(4/3)\pi r^2 l \approx 2,5 \cdot 10^3 \text{ см}^3$  при  $l/r \approx 6$ , где  $l$  — длина большей оси, направленной вдоль оси магнитной системы;  $r$  — радиус эмиттера в центральной части ловушки. Характерные геометрические размеры адиабатической магнитной ловушки  $L > l$ , что важно для формирования, ускорения и исследования ионных потоков.

Анализ временных характеристик свидетельствует о том, что ионный эмиттер макроскопически устойчив и время жизни «горячих» электронов на активной стадии (взаимодействие с пучком) составляло  $\tau_1 \approx 10 \text{ мс}$ , а на пассивной (в период охлаждения)  $\tau_0 \approx 100 \text{ мс}$ . Кроме того, ионный эмиттер находился в сильно неравновесном состоянии, так как температура электронов  $T_e$  и ионов  $T_i$  удовлетворяли соотношению  $T_e/T_i \gg 1$ . «Горячие» электроны, имея площадь сечения взаимодействия  $\sigma \approx 10^{-19} \dots 10^{-20} \text{ см}^2$  с нейтральным газом и ионами, являлись хорошо замагниченными, т.е.  $\rho_e/\lambda_e \ll 1$  ( $\rho_e, \lambda_e$  — циклотронный радиус и длина свободного пробега «горячего» электрона в эмиттере), и тем самым обеспечивались устойчивость и высокие эксплуатационные характеристики ионного эмиттера.

Экспериментальная установка включала в себя вакуумную камеру, магнитную систему, электронный инжектор, ионный ускоритель с электронным компенсатором, системы электропитания и средств диагностики.

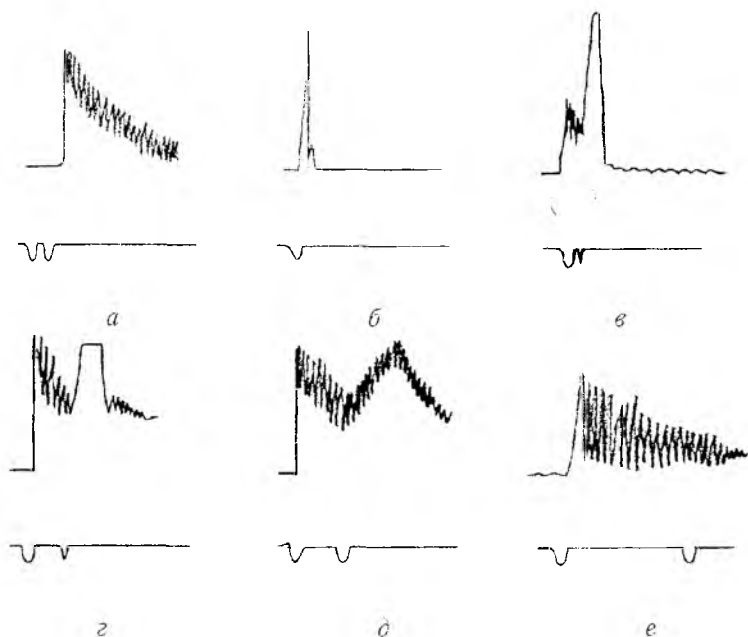
Ускорение ионного потока осуществлялось с помощью кольцевого электрода, установленного в центральной части магнитной системы концентрично относительно ее оси. На электрод подавался импульс напряжения отрицательной полярности. Размеры, форма и мощность импульса были идентичны параметрам импульса, подаваемого на электронный инжектор. Устройство синхронизации позволяло плавно и независимо менять временное расположение импульсов относительно импульса запуска регистрирующей аппаратуры. Как правило, во многих экспериментах наблюдалась большая подвижность в электрическом поле электронов  $M_e$  по сравнению с ионами  $M_i$ .

Это являлось причиной того, что электрическое поле в основном совершало работу над электронной компонентой. Нами исследован метод существенного уменьшения подвижности электронов по сравнению с ионами, т.е. достижения отношения  $M_e/M_i \ll 1$ . Уменьшение подвижности электронов эмиттера в направлении ускорения вызывалось тем, что ускорение замагниченных электронов проводилось перпендикулярно к силовым линиям магнитного поля. Электроны совершали замкнутый электрический дрейф по азимуту со скоростью  $V_\varphi \approx E_r/B_z$ , где  $E_r$  — направленность электрического поля;  $B_z$  — магнитная индукция. Вследствие столкновений электронов с ионами дрейф сопровождался диффузией электронов в направлении, противоположном направлению электрического поля. Условие свободного ускорения ионов при сохранении замагниченности электронов можно записать в виде  $\frac{m_i V_i}{q_i B_z} \approx R$ ;  $\frac{m_e V_e}{e B_z} \leq R$ , где  $m_i, m_e, q_i, e, V_i, V_e$  — масса, заряд, скорость ионов и электронов соответственно;  $R$  — радиус ионного ускорителя.

Убыль ионов в эмиттере вследствие их ускорения вызывала появление электрического поля поляризации. Компенсация этого поля осуществлялась с помощью специально разработанного коллектора-компенсатора, катодом которого служила накаливаемая вольфрамовая нить. Поле поляризации управляло потоком электронов вдоль оси системы и тем самым обеспечивало устойчивый процесс ускорения ионов в радиальном направлении. Некоторые результаты исследований отражены на рисунке, где представлены шесть кадров осциллограмм, регистрируемых двухлучевым осциллографом. Приведены следующие осциллограммы: на позициях *a—e* — тормозное рентгеновское излучение, возникающее в системе и регистрируемое стандартными сцинтилляционными методами, причем порог регистрации рентгеновского излучения определялся соотношением  $h\nu \geq eU$ ; на позициях *г—e* — импульсы напряжения, формирующие ионный эмиттер и ускоряющий ионный пучок. Все кадры отличаются друг от друга временными сдвигами между этими импульсами. Длительность развертки  $t = 20$  мс, давление рабочего газа  $P = 5,2$  мПа.

На позиции *a* отражена ситуация, когда сначала подавался импульс на ускоряющей электрод, а затем через  $\tau = 2$  мс — на электронный инжектор. Как видно, только после инъекции электронного пучка появлялся стабильный ионный эмиттер, из объема которого испускалось тормозное излучение. Ускоряющий электрод представлял собой касательно расположенное в центре ловушки кольцо диаметром 10 см и шириной 2 см. На кольце с помощью изоляторов крепилась

вольфрамовая нить, которая при нагреве могла эмитировать электроны. Площадь рабочей поверхности нити  $S = 35 \text{ см}^2$ . Пучок электронов эмитируемых нитью, достигал силы 50 А, ускорялся напряжением 20 кВ по радиусу к оси системы. Назначение электронного пучка — компенсировать поток ионов, выходящий из плазменного эмиттера. Таким образом, предварительная подача импульса на ускоряющий электрод не приводила к ионизации и ускорительным процессам вследствие намагниченности электронов.



Последующие позиции соответствуют случаю, когда время задержки импульса, ускоряющего ионный пучок, постепенно увеличивалось по отношению к продолжительности импульса, создающего электронно-горячую плазму: от 1,4 мс для позиции б до 13 мс для е. За время воздействия импульса, приложенного к электронному инжектору, формировалась плазма с концентрацией заряженных частиц  $n_e \approx n_i \approx 10^{13} \text{ см}^{-3}$  и двумя группами электронов: с  $T_{em} \approx 100 \text{ кэВ}$  и  $T_e \approx 0,1 \text{ кэВ}$ .

После подачи импульса ускорения ионного пучка происходил процесс сепарации электронов и ионов в плазме. Возникающее при

этом поле поляризации управляло потоком электронов вдоль оси системы. Таким образом, наблюдалось ускорение всей массы ионов при сохранении квазинейтральности плазмы. Ослабление поля поляризации и улучшение условий ускорения ионов, особенно при малых временных сдвигах между импульсами, достигалось также включением электронного пучка компенсатора. Низкоомная нагрузка, которую представляла собой плазма при малых временных сдвигах между импульсами (позиции  $b$ ,  $e$ ), практически закорачивала источник питания ускорителя ионов. Позиции  $g$ — $e$  характеризуются более поздними временами включения импульса ускорителя, т.е. в процесс ускорения вовлекалась все меньшая концентрация ионов.

Измерения распределения по радиусу потенциала ускорителя в плазме, выполненные с помощью плавающего электрического зонда, показали, что это распределение в первом приближении можно аппроксимировать линейной зависимостью; следовательно, напряженность электрического поля является величиной постоянной. Поэтому время ускорения ионов  $\tau = (m_i r)^{1/2} (2ZeE_r)^{-1/2}$  для глубинных и периферийных слоев слабо зависит (как  $r^{1/2}$ ) от их положения.

Описанный эффект приводил к некоторой «бунчеровке» ускоренного ионного пучка, так как ионы более глубинных слоев набирают большую скорость в процессе ускорения. В среднем в течение  $\tau \approx 3$  мкс все ионы плазмы достигают ускоряющего электрода. В результате поглощения кинетической энергии ионного пучка поверхностью ускорительный электрод нагревался и испарялся. Скорость движения границы испарения материала электрода  $V_0 = 1000$  м/с, т.е. сравнима со скоростью звука в металле. Определенную роль в поступлении вещества в объем плазмы играл адсорбированный газ на поверхности ускоряющего электрода. При десорбировании всех атомов концентрация газа вблизи ускорительного электрода  $n_a \approx N/V_a t$ , где  $N$  — число адсорбированных атомов на поверхности электрода.

При наличии ионного слоя атомов  $N = 10^{16}$  см<sup>-2</sup> через время  $t = 3$  мкс образовывался слой десорбированного газа толщиной  $l_1 = 0,3$  см с концентрацией  $n_a = 3 \cdot 10^{16}$  см<sup>-3</sup>.

Рассмотрим процесс выброса материала электрода в плазменный объем из-за испарения, который хорошо описывается моделью Джоулеа разогрева. При температуре поверхности ускоряющего электрода, равной или выше температуры плавления  $T$ , наблюдались интенсивные процессы эрозии.

Выражение для массы вещества, унесенного в течение импульса, имеет такой вид [4]:

$$M = 5,3 \cdot 10^{-2} \frac{\rho \left[ \sqrt{R_0} \int_0^{t_u} I_a(t) dt \right]}{c_{\phi} \ln \left( \frac{T}{T_0} \right)},$$

где  $\rho$  — плотность материала коллектора;  $R_0$  — удельное сопротивление;  $t_u$  — длительность импульса;  $I_a$  — плотность тока;  $c_{\phi}$  — теплоемкость единицы объема решетки;  $T_0$ ,  $T$  — начальная и конечная температуры электрода.

Расчетная масса металла, которая уносится за время импульса с ускоряющего электрода, для позиции б рисунка составляла  $M \approx 10$  мкг/см<sup>2</sup>, что хорошо соответствовало результатам экспериментальных проверок.

Таким образом, поток адсорбированного газа и материала электрода в плазменный объем, где имелись высокоэнергетичные электроны, приводил к резкому усилению тормозного излучения. Последнее можно оценить, используя выражение

$$Q = 1,5 \cdot 10^{-31} \frac{n_{ee} n_a \sqrt{T_{ee}}}{z^2},$$

где  $n_{ee}$ ,  $n_a$  — концентрации «горячих» электронов и нейтрального газа;  $z$  — эффективный заряд ядер потока газа.

Интенсивность тормозного рентгеновского излучения увеличилась на три порядка (см. рисунок, позицию б) и регистрирующая аппаратура находилась в состоянии насыщения.

Измеренное воздействие ионного пучка на ускоряющий электрод достигало 700 А.

**Список литературы:** 1. Волколупов Ю. Я. Инверсия населенностей при активном охлаждении плазмы // *Материалы 11-й Всесоюз. конф. по когерентной и нелинейной оптике*. Вриван, 1982. С. 16—17. 2. Габович М. Д. Ионная пучковая плазма и распространение компенсированных пучков // *Успехи физ. наук*. 1977. Т. 121, вып. 2. С. 259—284. 3. Габович М. Д. Компенсированные ионные пучки. М.: Знание, 1980. 64 с. 4. Mesyats O. A., Bazhenov S. P., Litvinov E. A. Proc of 5th enter // *Symposium on discharges and electrical insulation vacuum*. Poznan, 1972. P. 185.

Харьковский государственный технический университет радиозлектроники

Поступила в редколлегию 03.11.97

Сокращения названий периодических изданий  
в пристатейных списках литературы

ЖТФ — Журн. техн. физики

ЖЭТФ — Журн. эксперим. и теорет. физики

<sup>1</sup>  
IEEE — Inst. of Electrical and Electronic Eng.

IRE — Inst. of Radio Eng.

## СОДЕРЖАНИЕ

<i>Хижняк Н.А., Прийменко С.Д.</i> Резонансное возбуждение связанного импедансного вибратора радиальной ориентации .....	3
<i>Токарский П.Л., Синепуп А.В.</i> Приближенный расчет поляризационных сопротивлений излучения вибраторов .....	14
<i>Гордиенко Ю.Е., Фар Р.С.</i> Радиофизические аспекты исследования структурно упорядоченных областей в аморфных полупроводниках .....	24
<i>Ленкин Ю.М.</i> Возбуждение электромагнитных волн в секциях прямоугольных волноводов с продольно-неоднородным заполнением.....	33
<i>Крапивной А.В.</i> Электродинамический анализ дискретного спектра собственных частот открытой двулучевой линии .....	40
<i>Бортник С.А., Волков В.М.</i> Поля и тепловые потери в тонкостенной коаксиальной линии .....	47
<i>Лазоренко О.В., Черногор Л.Ф.</i> Дисперсионные искажения высокочастотных сверхширокополосных радиосигналов в межпланетной плазме .....	52
<i>Кравченко Н.И., Бакумов В.Н.</i> Моделирование пассивных помех с регулярным доплеровским смещением частоты векторными процессами авторегрессии .....	56
<i>Минервин Н.Н., Васюта К.С.</i> Оптимальное оценивание угла прихода волны при наличии случайных искажений ее фронта и аддитивных помех .....	61
<i>Минервин Н.Н., Васюта К.С.</i> Мера угловой разрешающей способности и точность измерения угла прихода волны при наличии случайных искажений ее фронта и аддитивного шума .....	69
<i>Карташов В.М.</i> Особенности обработки радиосигнала, рассеянного акустическим волновым пакетом .....	75
<i>Карташов В.М.</i> Частотная адаптация акустических локаторов к помеховым условиям .....	80
<i>Франков В.Н., Осокин Г.Ю., Гаврентюк О.В., Самохвалов А.И.</i> Корреляционная система цифровой первичной обработки сигналов в совмещенных частотных диапазонах .....	85
<i>Тютюнник В.А., Самойлов Ю.Н.</i> Повышение точности определения координат источников излучений в многопозиционных подвижных системах при использовании избыточности измерений .....	89
<i>Кудряшеев В.Е., Наконечный В.С., Побережный А.А.</i> Оценка возможности применения адаптивных алгоритмов радиолокационного распознавания .....	93

<i>Обод И.И.</i> Единое координатно-временное обеспечение как основа организации адресного запроса в системах вторичной локации .....	99
<i>Борцов В.В.</i> Селекция космических объектов при совместной обработке изображений от двух телескопов .....	103
<i>Гриншпун Р.З.</i> Разработка и анализ моделей сигналов, отраженных от ненасыщенных метеорных следов .....	108
<i>Лучанинов Ю.А.</i> Влияние фазового распределения поля возбуждения ректенны на ее КПД выпрямления .....	118
<i>Быков В.Н., Гричанюк А.М.</i> Анализ влияния размеров эталонного и текущего изображений на функционирование корреляционно-экстремальных систем навигации летательных аппаратов .....	122
<i>Шокин М.Г., Быкова Т.В.</i> Повышение быстродействия корреляционно-экстремальных систем навигации летательных аппаратов .....	126
<i>Токарев В.А.</i> Имитационное моделирование телекоммуникационных систем с использованием расширенного аппарата сетей Петри .....	130
<i>Рудый Е.М.</i> Квадратурные искажения при приеме сигналов в декаметровом диапазоне волн .....	137
<i>Рудый Е.М.</i> Комплекс для автоматического измерения нелинейных искажений .....	144
<i>Нікітенко О.М.</i> Вибір моделі опису механізмів збудження й підтримання іонних коливань у приладах зі схрещеними полями ....	149
<i>Слипченко Н.И., Антонова В.А.</i> Математическое моделирование параметров диффузионных элементов интегральных схем .....	158
<i>Пащенко А.Г.</i> Влияние генерации и рекомбинации экситонов на статические характеристики инжекционных лазеров .....	166
<i>Зарудный А.А., Плетенев В.Г., Верхоробин А.Л.</i> Лазер повышенной спектральной яркости для исследования атмосферы .....	170
<i>Бакуменко В.М., Фесенко Л.Д., Бакуменко А.В., Шумейко Н.Ю.</i> Определение релаксационных параметров молекулы НСООН .....	176
<i>Алтухова Т.Л., Котух В.Г.</i> Исследование процессов получения сварных соединений из разнородных металлов при лазерной герметизации радиоэлектронных модулей .....	183
<i>Красноголовец М.А.</i> Исследование взаимодействия интенсивных пучков заряженных частиц .....	191
<i>Красноголовец М.А.</i> Исследование метода получения интенсивных ионных пучков .....	195
Сокращения названий периодических изданий в пристатейных списках литературы .....	201

## CONTENTS

<i>Khiznyak N.A., Prijmenko S.D.</i> Resonant excitation of the coupled impedance antenna of the radial orientation .....	
<i>Tokarsky P.L., Synepoop A.V.</i> Approximate calculation of dipole antenna polarization radiation resistance .....	
<i>Gordienko Yu.E., Far R.S.</i> Radiophysical aspects of research in the structurally ordered regions of amorphous semiconductors .....	
<i>Penkin Yu. M.</i> Excitation of electromagnetic waves in section of rectangular waveguides with longitudinally-inhomogeneous medium .....	
<i>Krapivnoy O.V.</i> Electrodynamical analysis of the eigen frequencies' discrete spectrum of the open bilateral slot line .....	
<i>Bortnik S.A., Volcov V.M.</i> Fields and heat loss in a thin-wall coaxial line .....	
<i>Lazorenko O.V., Chernogor L.F.</i> Dispersive distortion of the high-frequency ultrawideband radiosignals in the interplanet plasma .....	
<i>Kravchenko N.I., Bakumov V.N.</i> Simulation of passive jamming with regular Doppler frequency shift by autoregression vector process .....	
<i>Minervin N.N., Vasyuta K.S.</i> Optimal estimation of angle of arrival in the presence of the random distortions of its front and additive noise .....	
<i>Minervin N.N., Vasyuta K.S.</i> Angular resolution measure and measurement precision of wave arrival angle with random wave-front distortions and additive noise .....	
<i>Kartashov V.M.</i> Features of processing of radio signal scattered by acoustic wave packet .....	
<i>Kartashov V. M.</i> Frequency adaptation of sodars to noise conditions .....	
<i>Frankov V.N., Osokin G.Y., Gavrentuk O.V., Samohvalov A.I.</i> The correlation system of digital primary processing of signals in concurrent frequency ranges .....	
<i>Tutunnik V.A., Samoilov Y.N.</i> Increase in accuracy of emission sources coordinates determination in multistatic mobile systems when using measurements redundancy .....	
<i>Kudryashev V.E., Nakonechny V.S., Poberezhny A.A.</i> Estimation of the possibility to apply radar recognition adaptive algorithms .....	
<i>Obod I.I.</i> United coordinate-temporal support as a basis of organization of an address inquiry in secondary location systems .....	

<i>Bortsov V.V.</i> The cosmic objects selection with a combined processing of the images obtained from two telescopes .....	103
<i>Grinshpun R.Z.</i> Development and analysis of models of signals reflected from unsaturated meteor trail .....	108
<i>Luchaninov Y.A.</i> The influence of the phase distribution of the field exciting a rectenna on its rectification efficiency .....	118
<i>Bykov V.N., Gritchanyk A.M.</i> Analysis of standard and current images effect on flight vehicles correlation-extreme navigation systems functioning .....	122
<i>Shokin M.G., Bykova T.V.</i> Increase in fast-response of flight vehicles correlation-extreme navigation systems .....	126
<i>Tokarev V.A.</i> Imitation simulation of telecommunication systems with extended Petri net instruments .....	130
<i>Rudy E.M.</i> Quadrature distortions in reception of signals in decametric wave band .....	137
<i>Rudy E.M.</i> The complex for automatic measurement of non-linear distortion .....	144
<i>Nikitenko O.M.</i> Choice of the model describing excitation and maintenance mechanism of ionic oscillations in cross-field devices .....	149
<i>Slipchenko N.I., Antonova V.A.</i> Mathematical simulation of the integrated circuits diffusion elements parameters .....	158
<i>Pashchenko A.G.</i> Excitons generation and recombination influence on injection lasers static characteristics .....	166
<i>Zarudny A.A., Pletenyov V.G., Verkhorobin A.L.</i> Increased spectral intensity laser for atmospheric research .....	170
<i>Bakumenko V.M., Fesenko L.D., Bakumenko A.V., Shumejko N.Ju.</i> Obtaining of relaxation parameters of HCOOH molecules .....	176
<i>Altukhova T.L., Kotukh V.G.</i> Investigation of the process of welding joints production of different metals with radio electronic modules laser sealing .....	183
<i>Krasnogolovets M.A.</i> Investigation of intensive charged particles beams interaction .....	191
<i>Krasnogolovets M.A.</i> Analysis of intensive ion beams production method .....	195
Abbreviations of periodicals titles in references .....	201

ЗБІРНИК НАУКОВИХ ПРАЦЬ

**РАДІОТЕХНІКА**

Випуск 105

Російською мовою

СБОРНИК НАУЧНЫХ ТРУДОВ

**РАДИОТЕХНИКА**

Выпуск 105

Редактор *Г.О. Романець*

Виконавці комп'ютерної верстки *О.Б. Ісаєва, О.Г. Стопченко*

Підписано до друку з оригіналу-макета 28.05.98. Формат 60×84/16.  
Папір офсет. Друк офсет. Умов. друк. арк. 14,0. Умов. фарбо-відб.  
14,25. Обл.-вид. арк. 12,4. Тираж 300 пр. Зам. № **456** . Ціна договір.

Харківський державний технічний університет радіоелектроніки (ХТУРЕ).

Україна, 310726 Харків, просп. Леніна, 14.

Оригінал-макет підготовлено і збірник надруковано у видавництві ХТУРЕ.

Україна, 310726 Харків, просп. Леніна, 14.

## РЕФЕРАТЫ

УДК 372.822:621.384.64

**Резонансное возбуждение связанного импедансного вибратора радиальной ориентации** / Н.А. Хижняк, С.Д. Прийменко // Радиотехника. Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 1998. Вып. 105. С. 3—13.

Дан вывод уравнения для импедансного вибратора в круглом волноводе. Полученные асимптотические выражения в единой форме описывают случаи резонансного и нерезонансного возбуждения. Приведены расчеты резонансной частоты и распределения силы тока вдоль связанного импедансного вибратора, возбуждаемого волной  $H_{11}$ . Распределение силы тока рассчитано для случая резонансного рассеяния. Результаты расчетов резонансной частоты связанной антенны, возбуждаемой волной  $H_{11}$  в запердельном волноводе, сопоставлены с экспериментальными данными.

Ил. 3. Библиогр.: 11 назв.

УДК 372.822:621.384.64

**Резонансне збуджування зв'язаного імпедансного вібратора радіальної орієнтації** / Н.А.Хижняк, С.Д.Прийменко // Радіотехніка. Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 1998. Вип. 105. С. 3—13.

Подано виведення рівняння для імпедансного вібратора в круглому хвилеводі. Отримані асимптотичні вирази у спільній формі описують випадки резонансного та нерезонансного збуджування. Наведено розрахунки резонансної частоти і розподілу сили струму вздовж зв'язаного імпедансного вібратора, збуджуваного хвилею  $H_{11}$ . Розподіл сили струму розраховано для випадку резонансного розсіювання. Результати розрахунків резонансної частоти зв'язаної антени, збуджуваної хвилею  $H_{11}$  в закритичному хвилеводі, зіставлено з експериментальними даними.

Ил. 3. Бібліогр.: 11 назв.

UDC 372.822:621.384.64

**Resonant excitation of the coupled impedance antenna of the radial orientation** / N.A. Khiznyak, S.D. Prijmenko // Radiotekhnika. All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 1998. N 105. P. 3—13.

The equation for an impedance antenna in the circular waveguide has been derived. The obtained asymptotic expressions describe the cases of the resonant and non-resonant excitation in the united form. The calculation of resonant frequency and current distribution along the coupled impedance antenna excited by  $H_{11}$  wave were given. Current distribution was estimated for the resonant scattering case. The resonant frequency calculation results of the coupled antenna excited by  $H_{11}$  wave in the below-cutoff waveguide were compared with the experimental data.

3 fig. Ref.: 11 items.

**Приближенный расчет полярizacionных сопротивлений излучения вибраторов** / П.Л. Токарский, А.В. Синепуп // Радиотехника. Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 1998. Вып. 105. С. 14—23.

Предложена методика приближенного расчета собственных и взаимных полярizacionных сопротивлений проволочных вибраторов с синусоидальным распределением силы тока, которая базируется на методе вектора Пойнтинга. Показано, что полярizacionные сопротивления коротких отрезков проводов (примерно до четверти длины волны) можно находить по формулам, полученным для диполей Герца. При расчете сопротивлений длинных вибраторов их следует разбивать на короткие сегменты, к которым применимы те же формулы. Приведены соотношения и графики, позволяющие оценить погрешности предлагаемой методики.

Ил. 4. Библиогр.: 5 назв.

**Наближений розрахунок полярizacionних опорів випромінювання вибраторів** / П.Л. Токарський, А.В. Синепуп // Радіотехніка. Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 1998. Вип. 105. С. 14—23.

Запропоновано методику наближеного розрахунку власних та взаємних полярizacionних опорів дровових вибраторів із синусоїдальним розподілом сили струму, яка ґрунтується на методі вектора Пойнтинга. Доведено, що полярizacionні опори коротких відрізків дроту (майже до чверті довжини хвилі) можна визначати за формулами, які знайдено для диполів Герца. При розрахунках опорів довгих вибраторів їх слід розділяти на невеликі сегменти, щодо котрих придатні ті ж самі формули. Наведено співвідношення та графіки, що дозволяють оцінити похибки запропонованої методики.

Ил. 4. Бібліогр.: 5 назв.

**Approximate calculation of dipole antenna polarization radiation resistance** // P.L. Tokarsky, A.V. Synepoop / Radiotekhnika. All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 1998. N 105. P. 14—23.

In this paper the approximate technique based on the Poynting vector method is offered for calculating the self and mutual polarization resistance of the wire dipoles with sinusoidal current distribution. It is shown that the polarization resistances of the electrically short wire pieces (up to a quarter of wavelength) may be calculated using the formulas obtained for Hertzian's electric dipoles. When calculating the resistances of longer wires they should be subdivided into short segments to which the same formulas are applicable. The expressions and charts to estimate the errors of the offered technique are presented.

4 fig. Ref.: 5 items.

**Радиофизические аспекты исследования структурно упорядоченных областей в аморфных полупроводниках / Ю.В. Гордиенко, Р.С. Фар // Радиотехника. Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 1998. Вып. 105. С. 24—32.**

Рассмотрены новые аспекты СВЧ-метода исследования аморфных полупроводников, содержащих структурно упорядоченные области. Предложен вариант методики исследования кинетики кристаллизации таких полупроводников, базирующийся на измерении фазовых сдвигов СВЧ-колебаний в резонаторе с кристаллизующимся образцом. Показано теоретически и экспериментально, что методика позволяет существенно упростить исследования и повысить их точность при отклонении геометрии образцов от номинала. Другой аспект связан с использованием сигналов фотопроводимости, образующихся при СВЧ-смещении, как для оценки объемного содержания упорядоченных областей, так и для исследования их электрофизических свойств. Важной его особенностью является возможность отдельного исследования удельной электропроводности указанных областей в аморфной матрице.

Ил. 2. Библиогр.: 9 назв.

**Радіофізичні аспекти дослідження структурно впорядкованих областей в аморфних напівпровідниках / Ю.О. Гордієнко, Р.С. Фар // Радіотехніка. Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 1998. Вип. 105. С. 24—32.**

Розглянуто нові аспекти НВЧ-методу дослідження аморфних напівпровідників, які містять структурно впорядковані області. Запропоновано варіант методики дослідження кінетики кристалізації таких напівпровідників, що базується на вимірюванні фазових зсувів НВЧ-коливань у резонаторі зі зразком, який кристалізується. Доведено, що методика дозволяє істотно спростити дослідження та підвищити їх точність при відхиленні геометрії зразків від номіналу. Інший аспект пов'язаний з використанням сигналів фотопровідності, котрі утворюються при НВЧ-зміщенні, як для оцінювання об'ємного вмісту впорядкованих областей, так і для дослідження їх електрофізичних властивостей. Важливою його особливістю є можливість окремого дослідження питомої електропровідності зазначених областей в аморфній матриці.

Ил. 2. Бібліогр.: 9 назв.

**Radiophysical aspects of research in the structurally ordered regions of amorphous semiconductors / Yu. E. Gordienko, R.S. Far // Radiotekhnika All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 1998. N 105. P. 24—32.**

New aspects of the microwave method for investigating the amorphous semiconductors containing structurally ordered regions are considered. A variant of the methods for studying crystallization kinetics of such semiconductors, based on the

phase shifts variation of microwave oscillations in the cavity with a sample being crystallized, is offered. It is shown theoretically and experimentally that these methods allow to simplify researches significantly and to increase their accuracy when the sample geometry departs from the nominal. Another aspect is connected with application of photoconductivity signals formed with microwave displacement both to the ordered regions cubic content estimation and to their electrophysical properties study. Its important property is the possibility of a separate investigation in specific conductivity of the indicated regions in the amorphous matrix.

2 fig. Ref.: 9 items.

**Возбуждение электромагнитных волн в секциях прямоугольных волноводов с продольно-неоднородным заполнением / Ю.М. Пенкин // Радиотехника. Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 1998. Вып. 105. С. 33—39.**

Построены функции Грина электрического и магнитного типов для векторных потенциалов Герца секций прямоугольных волноводов с трехслойным продольно-неоднородным диэлектрическим заполнением. Рассмотрены диэлектрические структуры, размещенные в бесконечном волноводе, полубесконечном волноводе и резонаторе, в случае их возбуждения продольными сторонними токами.

Ил. 1. Библиогр.: 8 назв.

**Збуджування електромагнітних хвиль у секціях прямокутних хвилеводів із поздовжньо-неоднорідним заповненням / Ю.М. Пенкин // Радіотехніка. Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 1998. Вип. 105. С. 33—39.**

Побудовано функції Гріна електромагнітного та магнітного типів для векторних потенціалів Герца секцій прямокутних хвилеводів з тришаровим поздовжньо-неоднорідним діелектричним заповненням. Розглянуто діелектричні структури, розташовані в нескінченному хвилеводі, напівнескінченному хвилеводі та резонаторі, у випадку їх збуджування поздовжніми сторонніми струмами.

Ил. 1. Библиогр.: 8 назв.

**Excitation of electromagnetic waves in section of rectangular waveguides with longitudinally-inhomogeneous medium / Yu. M. Penkin // Radiotekhnika. All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 1998. N 105. P. 33—39.**

Green's functions of electric and magnetic types for Hertz vector potentials are obtained for sections of rectangular waveguides with three-layered longitudinally-inhomogeneous dielectric medium. Dielectric structures in the infinite waveguides, half-infinite waveguides and resonator are considered in the case of their excitation with longitudinal current's.

1 fig. Ref.: 8 items.

УДК 621.372.821.3.049.75

**Электродинамический анализ дискретного спектра собственных частот открытой двушелевой линии / А.В. Крапивной // Радиотехника. Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 1998. Вып. 105. С. 40—46.**

Представлен анализ дисперсионных характеристик первых трех низших типов волн открытой двушелевой линии. Дано решение задачи на собственные волны методом произведения областей. Описана зависимость постоянной распространения от геометрических размеров структуры и диэлектрических свойств внутреннего заполнения. Проанализировано влияние указанных характеристик линии передачи на ширину одномодового интервала.

Ил. 9. Библиогр.: 8 назв.

УДК 621.372.821.3.049.75

**Електродинамічний аналіз дискретного спектра властивих частот відкритої двошліпної лінії / О.В. Крапивний // Радіотехніка. Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 1998. Вип. 105. С. 40—46.**

Наведено аналіз дисперсійних характеристик перших трьох нижчих типів хвиль відкритої двошліпної лінії. Подано розв'язання задачі на властиві хвилі методом добутку областей. Описано залежність сталої розповсюдження від геометричних розмірів структури та діелектричних властивостей внутрішнього заповнення. Проаналізовано вплив вказаних характеристик лінії передачі на ширину одномодового інтервалу.

Іл. 9. Бібліогр.: 8 назв.

UDC 621.372.821.3.049.75

**Electrodynamical analysis of the eigen frequencies' discrete spectrum of the open bilateral slot line / O.V. Krapivnoy // Radiotekhnika. All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 1998. N 105. P. 40—46.**

Dispersion characteristics analysis of the first three lowest order modes of the open bilateral slot line is presented. The eigenmode problem solution with the domain product technique is given. The propagation constant dependence on the structure geometric dimensions and interior medium dielectric properties is described. The influence of the indicated characteristics of the transmission line on one-mode interval width is analysed.

9 fig. Ref.: 8 items.

УДК 621.317.7

**Поля и тепловые потери в тонкостенной коаксиальной линии /** С.А. Бортник, В.М. Волков // Радиотехника. Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 1998. Вып. 105. С. 47—51.

Рассмотрено распределение полей и тепловых потерь в тонкой, меньше глубины скин-слоя, коаксиальной поглощающей стенке, предлагаемой для пользования в качестве широкополосного, частотонезависимого измерительного преобразователя проходящей мощности большого уровня. Оценена интенсивность электромагнитной энергии в непосредственной близости от тонкой стенки в зависимости от уровня мощности, передаваемой по линии.

Ил. 3. Библиогр.: 3 назв.

УДК 621.317.7

**Поля і теплові втрати в тонкостінній коаксіальній лінії /** С.О. Бортник, В.М. Волков // Радіотехніка. Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 1998. Вип. 105. С. 47—51.

Розглянуто розподіл полів та теплових втрат у тонкій, меншій ніж глибина скин-шару, коаксіальній поглинаючій стінці, яка пропонується в якості ширококутового, частотонезалежного вимірювального перетворювача прохідної потужності великого рівня. Оцінено інтенсивність електромагнітної енергії в безпосередній близькості від тонкої стінки залежно від рівня потужності, що передається лінією.

Ил. 3. Бібліогр.: 3 назви.

UDC 621.317.7

**Fields and heat loss in a thin-wall coaxial line /** S.A. Bortnik, V.M. Volcov // Radiotekhnika. All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 1998. N 105. P. 47—51.

Distribution of fields and heat loss is a thin, less than the skin-dept, coaxial absorbing wall offered for use as a wideband frequency independent measurement converter of high level feed-through power was considered. Intensity of electromagnetic energy in close proximity to the thin wall was estimated depending on the power level transmitted through the line.

3 fig. Ref.: 3 items.

УДК 550.388

**Дисперсионные искажения высокочастотных сверхширокополосных радиосигналов в межпланетной плазме** / О.В. Лазоренко, Л.Ф. Черногор // Радиотехника. Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 1998. Вып. 105. С. 52—55.

Рассмотрено использование сверхширокополосных сигналов для радиозондирования планет Солнечной системы. Приведены оценки дисперсионных искажений, возникающих в межпланетной плазме при распространении сигналов от Земли до планет Солнечной системы.

Табл. 2. Библиогр.: 4 назв.

УДК 550.388

**Дисперсійні спотворення високочастотних надширокополосних радіосигналів у міжпланетній плазмі** / О.В. Лазоренко, Л.Ф. Черногор // Радиотехніка. Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 1998. Вип. 105. С. 52—55.

Розглянуто використання надширокополосних сигналів для радіозондування планет Сонячної системи. Наведено оцінки дисперсійних спотворень, що виникають у міжпланетній плазмі під час розповсюдження сигналів від Землі до планет Сонячної системи.

Табл. 2. Бібліогр.: 4 назви.

UDC 550.388

**Dispersive distortion of the high-frequency ultrawideband radiosignals in the interplanet plasma** / O.V. Lazorenko, L.F. Chernogor // Radiotekhnika. All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 1998, N 105. P. 52—55.

The using of the ultrawideband signal for the Solar system planet sounding is considered. The estimations of dispersive distortions appearing in the interplanet plasma when the signals propagate from the Earth to the other Solar system planets are quoted.

2 tab. Ref.: 4 items.

**Моделирование пассивных помех с регулярным доплеровским смещением частоты векторными процессами авторегрессии** / Н.И. Кравченко, В.Н. Бакумов // Радиотехника. Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 1998. Вып. 105. С. 56—60.

С помощью модели векторного процесса авторегрессии описаны пассивные помехи с учетом их корреляции и регулярного доплеровского смещения частоты. Произведен расчет параметров модели векторного процесса авторегрессии первого и второго порядков. Синтезированы структурные схемы генераторов, имитирующих выходной импульсный сигнал фазовых детекторов квадратурных каналов доплеровской РЛС. Эффективность модели подтверждена экспериментальными оценочными значениями коэффициента корреляции и доплеровского набегу фазы за период повторения сигнала.

Ил. 2. Библиогр.: 3 назв.

**Моделювання пасивних завад із регулярним доплерівським зміщенням частоти векторними процесами авторегресії** / М.І. Кравченко, В.М. Бакумов // Радіотехніка. Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 1998. Вип. 105. С. 56—60.

За допомогою моделі векторного процесу авторегресії описано пасивні завади з урахуванням їх кореляції та регулярного доплерівського зміщення частоти. Виконано розрахунок параметрів моделі векторного процесу авторегресії першого та другого порядків. Синтезовано структурні схеми генераторів, що імітують вихідний імпульсний сигнал фазових детекторів квадратурних каналів доплерівської РЛС. Ефективність моделі підтверджено експериментальними оцінними значеннями коефіцієнту кореляції і доплерівського набігу фази за період повторювання сигналу.

Ил. 2. Библиогр.: 3 назви.

**Simulation of passive jamming with regular Doppler frequency shift by autoregression vector process** / N.I. Kravchenko, V.N. Bakumov // Radiotekhnika. All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 1998. N 105. P. 56—60.

Through simulation of autoregression vector process a passive jamming with allowance for its correlation and regular Doppler frequency shift was described. Parameters of the first and second order autoregression vector process model were calculated. Block diagrams of generators, simulating an output pulse signal of phase discriminators of the doppler radars quadrature channels, were synthesized. The model efficiency was confirmed by the experimental estimation values of correlation coefficients and Doppler phase progression at the period of the signal repetition.

2 fig. Ref.: 3 items.

**Оптимальное оценивание угла прихода волны при наличии случайных искажений ее фронта и аддитивных помех / Н.Н. Минервин, К.С. Васюта // Радиотехника. Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 1998. Вып. 105. С. 61—68.**

Рассмотрены алгоритмы оценивания угла прихода волны при наличии случайных искажений ее фронта и аддитивных помех. Количественно оценены границы возможных приближений. Проанализировано влияние отношения сигнал-шум, амплитудного распределения вдоль антенны, дисперсии и корреляции пространственных фазовых флуктуаций.

Ил. 4. Библиогр.: 4 назв.

**Оптимальне оцінювання кута приходу хвилі за наявності випадкових спотворень її фронту та адитивних завад / М.М. Мінервін, К.С. Васюта // Радіотехніка. Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 1998. Вип. 105. С. 61—68.**

Розглянуто алгоритми оцінювання кута приходу хвилі за наявності випадкових спотворень її фронту та адитивних завад. Кількісно оцінено межі можливих наближень. Проаналізовано вплив відношення сигнал-шум, амплітудного розподілу вздовж антени, дисперсії та кореляції просторових фазових флуктуацій.

Ил. 4. Бібліогр.: 4 назви.

**Optimal estimation of angle of arrival in the presence of the random distortions of its front and additive noise / N.N. Minervin, K.S. Vasyuta // Radiotekhnika. All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 1998. N 105. P. 61—68.**

The algorithms for estimating the angle of arrival in the presence of the wave front random distortions and additive noise are considered. The bounds of possible approximations are quantitatively estimated. The influence of signal-to-noise ratio of amplitude distribution over antenna, variances and correlations of spatial phase fluctuations are analyzed.

4 fig. Ref.: 4 items.

**Мера угловой разрешающей способности и точность измерения угла прихода волны при наличии случайных искажений ее фронта и аддитивного шума / Н.Н. Минервин, К.С. Васюта // Радиотехника. Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 1998. Вып. 105. С. 69—74.**

Рассмотрены мера угловой разрешающей способности и потенциальные погрешности оценки угла прихода волны при наличии случайных искажений ее фронта и аддитивных помех. Проанализировано влияние отношения сигнал-шум, амплитудного распределения вдоль антенны, дисперсии и корреляции фазовых флуктуаций фронта волны. Оценены границы возможных приближений.

Ил. 4. Библиогр.: 5 назв.

**Міра кутової розділювальної здатності і точність вимірювання кута приходу хвилі за наявності випадкових спотворень її фронту та адитивного шуму / М.М. Мінервін, К.С. Васюта // Радиотехніка. Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 1998. Вип. 105. С. 69—74.**

Розглянуто міру кутової розділювальної здатності і потенціальні похибки оцінювання кута приходу хвилі за наявності випадкових спотворень її фронту та адитивних завад. Проаналізовано вплив відношення сигнал-шум, амплітудного розподілу вздовж антени, дисперсії та кореляції фазових флуктуацій фронту хвилі. Оцінено межі можливих наближень.

Ил. 4. Библиогр.: 5 назв.

**Angular resolution measure and measurement precision of wave arrival angle with random wave-front distortions and additive noise / N.N. Minervin, K.S. Vasyuta // Radiotekhnika. All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 1998. N 105. P. 69—74.**

The angular resolution measure and potential errors in estimating the wave arrival angle with random wave-front distortions and additive noise are considered. The influence of signal-to-noise ratio, amplitude distribution over the antenna, dispersion and correlation of wave-front phase fluctuations are analyzed. Possible approximation bounds are estimated.

4 fig. Ref.: 5 items.

УДК 621.396.967

**Особенности обработки радиосигнала, рассеянного акустическим волновым пакетом** / В.М. Карташов // Радиотехника. Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 1998. Вып. 105. С. 75—79.

Предложена последовательность алгоритмов обработки сигнала в радиоакустических системах температурно-ветрового зондирования атмосферы. Для модели сигнала, характеризующей фокусирующие свойства звукового пакета, и модели помех в виде пространственно-временного белого шума даны алгоритмы обработки, реализуемые при использовании приемной антенной решетки.

Библиогр.: 3 назв.

УДК 621.396.967

**Особливості обробки радіосигналу, розсіяного акустичним хвильовим пакетом** / В.М. Карташов // Радіотехніка. Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 1998. Вип. 105. С. 75—79.

Запропоновано послідовність алгоритмів обробки сигналу в радиоакустичних системах температурно-вітрового зондування атмосфери. Для моделі сигналу, яка характеризує фокусуєчі властивості звукового пакета, і моделі завад у вигляді просторово-часового білого шуму подано алгоритми обробки, що реалізуються при використанні приймальної антенної решітки.

Бібліогр.: 3 назви.

UDC 621.396.967

**Features of processing of radio signal scattered by acoustic wave packet** / V. M. Kartashov // Radiotekhnika. All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 1998. N 105. P. 75—79.

An algorithm sequence of a signal processing for radioacoustic wind-temperature sounding of atmosphere is suggested. Processing algorithms are synthesized for signal model describing the focusing properties of an acoustic wave packet and for a model of noise as space-temporal white noise. These algorithms can be realized by using the receiving antenna array.

Ref.: 3 items.

УДК 551.508.8

**Частотная адаптация акустических локаторов к помеховым условиям / В.М. Карташов // Радиотехника. Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 1998. Вып. 105. С. 80—84.**

Предложен алгоритм частотной адаптации акустических локаторов, предназначенных для дистанционного зондирования атмосферы, к помеховым условиям. Алгоритм предусматривает анализ частотного диапазона, выбор канала с минимальным уровнем помех и соответствующую перестройку локатора. Это позволяет существенно повысить реальную чувствительность приемника, дальность действия локатора и точность измерения метеопараметров.

Библиогр.: 4 назв.

УДК 551.508.8

**Частотна адаптація акустичних локаторів до умов завад / В.М.Карташов // Радіотехніка. Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 1998. Вип. 105. С. 80—84.**

Запропоновано алгоритм частотної адаптації акустичних локаторів, призначених для дистанційного зондування атмосфери, до умов завад. Алгоритм передбачає аналіз частотного діапазону, вибір каналу з мінімальним рівнем завад та відповідну перестройку локатора. Це дозволяє істотно підвищити реальну чутливість приймача, дальність дії локатора та точність виміру метеопараметрів.

Бібліогр.: 4 назви.

UDC 551.508.8

**Frequency adaptation of sodars to noise conditions / V. M. Kartashov // Radiotekhnika. All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 1998. N 105. P. 80—84.**

The method of frequency interference adaptation of sodars for the atmosphere remote sensing is worked out. The algorithm envisages the analysis of a frequency band, choice of channels with a minimum interference level and corresponding frequency change of a sodar. This allows to increase essentially a real sensitivity of a sodar, the range of a sodar and the accuracy of measurement of meteorological parameters.

Ref.: 4 items.

**Корреляционная система цифровой первичной обработки сигналов в совмещенных частотных диапазонах / В.Н. Франков, Г.Ю. Осокин, О.В. Гаврентюк, А.И. Самохвалов // Радиотехника. Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 1998. Вып. 105. С. 85—88.**

Рассмотрены варианты построения цифровой корреляционной системы первичной обработки, которая ориентирована на обнаружение непрерывных сигналов, подобных по спектру. Предложенные структурные схемы дают возможность получить трансформацию масштаба времени при обработке широкополосных сигналов в десятки и сотни раз, что позволяет организовать последовательный обзор по частоте в одном канале в реальном масштабе времени.

Ил. 2. Библиогр.: 3 назв.

**Кореляційна система цифрової первинної обробки сигналів у суміщених частотних діапазонах / В. Н. Франков, Г. Ю. Осокін, О.В. Гаврентюк, А.І. Самохвалов // Радіотехніка. Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 1998. Вип. 105. С. 85—88.**

Розглянуто варіанти побудови цифрової кореляційної системи первинної обробки, яка орієнтована на виявлення безперервних сигналів, подібних за спектром. Запропоновані структурні схеми дають можливість одержати трансформацію масштабу часу при обробці широкосмугових сигналів у десятки й сотні разів, що дозволяє організувати послідовний огляд за частотою в одному каналі в реальному масштабі часу.

Ил. 2. Бібліогр.: 3 назви.

**The correlation system of digital primary processing of signals in concurrent frequency ranges / V.N. Frankov, G.Y. Osokin, O.V. Gavrentuk, A.I. Samohvalov // Radiotekhnika. All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 1998. N 105. C. 85—88.**

Variants of construction of primary processing digital correlation system oriented to the detection of continuous signals similar in spectrum are considered. The offered block diagrams allow to receive ten-fold and hundredfold transformation of the time scale when processing broadband signals, this gives the possibility to organise the successive frequency scanning in one channel in real time.

2 fig. Ref.: 3 items.

**Повышение точности определения координат источников излучений в многопозиционных подвижных системах при использовании избыточности измерений** / В.А. Тютюнник, Ю.Н. Самойлов // Радиотехника. Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 1998. Вып. 105. С. 89—92.

Рассмотрена двухпозиционная подвижная измерительная система, в которой измерение координат позиций производится одновременно с оценкой параметров принимаемых сигналов. Проанализирована возможность повышения точности определения координат источников излучений в таких системах за счет использования избыточности первичных измерений.

Ил. 4. Библиогр.: 3 назв.

**Підвищення точності визначення координат джерел випромінювань у багатопозиційних рухомих системах завдяки використанню надмірності вимірювань** / В.О. Тютюнник, Ю.М. Самойлов // Радіотехніка. Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 1998. Вип. 105. С. 89—92.

Розглянуто двопозиційну рухомих вимірювальну систему, в якій вимірювання координат позицій здійснюється одночасно з оцінюванням параметрів сигналів, що приймаються. Проаналізовано можливість підвищення точності визначення координат джерел випромінювань у таких системах завдяки використанню надмірності первинних вимірювань.

Ил. 4. Бібліогр.: 3 назви.

**Increase in accuracy of emission sources coordinates determination in multistatic mobile systems when using measurements redundancy** / V.A. Tutunnik, Y.N. Samoilov // Radiotekhnika. All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 1998. N 105. P. 89—92.

The multistatic mobile measuring system, where the measurement of positions coordinates is carried out simultaneously with parameters valuation of accepted signals, is considered. The possibility to increase the emission sources coordinates determination accuracy in such at the expense of the primary measurements redundancy is analyzed.

4 fig. Ref.: 3 items.

**Оценка возможности применения адаптивных алгоритмов радиолокационного распознавания** / В.Е. Кудряшев, В.С. Наконечный, А.А. Побережный // Радиотехника. Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 1998. Вып. 105. С. 93—98.

Предложен адаптивный алгоритм распознавания радиолокационных целей, учитывающий корреляцию между признаками распознавания. Методами математического моделирования показано, что данный алгоритм превосходит широко распространенный корреляционный алгоритм по оценочной вероятности правильного распознавания и сравнимой достоверности оценки. Изменение точности измерения признаков и количества выборок, используемых для распознавания, не нарушает этой закономерности. Последнее обстоятельство особенно важно, если необходимо распознавание радиолокационных целей в реальном масштабе времени.

Ил. 9. Библиогр.: 3 назв.

**Оцінка можливості застосування адаптивних алгоритмів радіолокаційного розпізнавання** / В.Е. Кудряшев, В.С. Наконечний, А.А. Побережный // Радіотехніка. Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 1998. Вип. 105. С. 93—98.

Запропоновано адаптивний алгоритм розпізнавання радіолокаційних цілей, який враховує кореляцію між ознаками розпізнавання. Методами математичного моделювання виявлено, що цей алгоритм перевищує широкоживаний кореляційний алгоритм за оціночною ймовірністю правильного розпізнавання та порівнянною вірогідністю оцінки. Змінювання точності вимірювання ознак та кількості виборок, використуваних для розпізнавання, не порушує цієї закономірності. Остання обставина особливо важлива, якщо необхідне розпізнавання радіолокаційних цілей у реальному масштабі часу.

Ил. 9. Бібліогр.: 3 назви.

**Estimation of the possibility to apply radar recognition adaptive algorithms** / V.E. Kudryashev, V.S. Nakonechny, A.A. Poberezhny // Radiotekhnika. All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 1998. N 105. P. 93—98.

The adaptive algorithm for radar target recognition, which takes account of correlation between recognition criteria is proposed. It is shown by mathematical simulation methods that the given algorithm exceeds a widely used correlation algorithm in the magnitude of estimation probability of the correct identification and estimation comparable confidence. Accuracy change of measuring characters and number of samples, used for identification, doesn't violate this regularity. The latter condition is especially important when the necessity of radar target recognition in real time arises.

9 fig. Ref.: 3 items.

УДК 621.391.26

**Единое координатно-временное обеспечение как основа организации адресного запроса в системах вторичной локации / И.И. Обод // Радиотехника. Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 1998. Вып. 105. С. 99—102.**

Описано два варианта организации адресного запроса в системах вторичной локации на основе единого координатно-временного обеспечения. Приведена сравнительная характеристика точности оценки координат воздушных объектов в предложенной адресной системе и существующих запросных системах вторичной локации.

Ил. 1. Библиогр.: 6 назв.

УДК 621.391.26

**Єдине координатно-часове забезпечення як основа організації адресного запиту в системах вторинної локації / І.І. Обод // Радіотехніка. Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 1998. Вип. 105. С. 99—102.**

Описано два варіанти організації адресного запиту в системах вторинної локації на основі єдиного координатно-часового забезпечення. Наведено порівняльну характеристику точності оцінювання координат повітряних об'єктів у запропонованій адресній системі та існуючих запитних системах вторинної локації.

Ил. 1. Бібліогр.: 6 назв.

UDC 621.391.26

**United coordinate-temporal support as a basis of organization of an address inquiry in secondary location systems / I.I. Obod // Radiotekhnika. All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 1998. N 105. P. 99—102.**

Two versions of organization an address inquiry in the secondary location systems on the basis of united coordinate-temporal support are described. Comparative characteristics of accuracy in estimating the air objects coordinates in the offered address system and existing inquiry systems of secondary location is given.

1 fig. Ref.: 6 items.

УДК 629.78:621.383

**Селекция космических объектов при совместной обработке изображений от двух телескопов** / В.В. Борцов // Радиотехника. Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 1998. Вып 105. С. 103—107.

Рассмотрена возможность сокращения времени поиска космического объекта на фоне звездного неба путем совместной обработки изображений от двух телескопов. Предложен практический способ компенсации систематических погрешностей, вызванных нарушением параллельности оптических осей телескопов, которые оснащены телевизионными каналами.

Ил. 3.

УДК 629.78:621.383

**Селекція космічних об'єктів при сумісній обробці зображень від двох телескопів** / В.В. Борцов // Радіотехніка. Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 1998. Вип. 105. С. 103—107.

Розглянуто можливість прискорення пошуку космічного об'єкта на фоні зоряного неба шляхом сумісної обробки зображень від двох телескопів. Запропоновано практичний спосіб компенсації систематичних похибок, які виникають через порушення паралельності оптичних осей телескопів, що обладнані телевізійними каналами.

Іл. 3.

UDC 629.78:621.383

**The cosmic objects selection with a combined processing of the images obtained from two telescopes** / V.V. Bortsov // Radiotekhnika. All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 1998. N 105. P. 103—107.

The possibility to reduce the search time for a cosmic object on the starry sky background by combined processing of the images received from two telescopes is considered. The practical method for compensating the systematic errors caused by the optical axes disalignment in the telescopes rigged with television channels is proposed.

3 fig.

УДК 621.396.967

**Разработка и анализ моделей сигналов, отраженных от ненасыщенных метеорных следов** / Р.З. Гриншпун // Радиотехника. Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 1998. Вып. 105. С. 108—117.

Приведены результаты исследования сигналов метеорной РЛС, отраженных от ненасыщенных метеорных следов. Дано решение прямой задачи радиолокации метеоров: исходя из типа дробления получен набор амплитудно-временных характеристик при различных параметрах метеорного тела (скорости, плотности, угле входа в атмосферу и т.д.). Описанное математическое моделирование позволяет определить параметры метеорного тела при обработке амплитудно-временных характеристик с аномальной дифракционной картиной.

Ил. 7. Библиогр.: 4 назв.

УДК 621.396.967

**Розробка та аналіз моделей сигналів, відбитих від ненасичених метеорних слідів** / Р.З. Гріншпун // Радіотехніка. Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 1998. Вип. 105. С. 108—117.

Наведено результати дослідження сигналів метеорної РЛС, відбитих від ненасичених метеорних слідів. Подано розв'язання прямої задачі радіолокації метеорів: виходячи із типу дроблення одержано набір амплітудно-часових характеристик при різних параметрах метеорного тіла (швидкості, густині, куті входу в атмосферу і т. ін.). Описане математичне моделювання дозволяє визначити параметри метеорного тіла при обробці амплітудно-часових характеристик з аномальною дифракційною картиною.

Ил. 7. Бібліогр.: 4 назви.

UDC 621.396.967

**Development and analysis of models of signals reflected from unsaturated meteor trail** / R.Z. Grinshpun // Radiotekhnika. All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 1998. N 105. P. 108—117.

Results of meteor radar signals reflected from unsaturated meteor trails study were presented. Solution of the primal meteor radiolocation problem was given: in terms of fractioning a set of amplitude-time responses with various meteor body parameters (velocity, density, atmospheric entry angle etc.) was obtained. Mathematical modeling enables to define meteor body parameters when processing the amplitude-time responses with an abnormal diffraction pattern.

7 fig. Ref.: 4 items.

УДК 621.396.674:621.314.6

**Влияние фазового распределения поля возбуждения ректенны на ее КПД выпрямления** / Ю.А. Лучанинов // Радиотехника. Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 1998. Вып. 105. С. 118—121.

Отмечено, что эффективность систем беспроводной передачи энергии оценивается результирующим КПД, который определяется как произведение парциальных КПД перехвата, выпрямления и сбора мощности постоянного тока. Рассмотрена разработка методов расчета результирующего КПД с учетом влияния фазового распределения поля возбуждения ректенны.

Ил. 2. Библиогр.: 4 назв.

УДК 621.396.674:621.314.6

**Вплив фазового розподілу поля збудження ректени на її ККД випрямлення** / Ю.А. Лучанинов // Радіотехніка. Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 1998. Вип. 105. С. 118—121.

Відзначено, що ефективність систем безпроводової передачі енергії оцінюється за допомогою результируючого ККД, що визначається як добуток парціальних ККД перехвату, випрямлення та збору потужності постійного струму. Розглянуто розробку методів розрахунку результируючого ККД з урахуванням впливу фазового розподілу поля збудження ректени.

Іл. 2. Бібліогр.: 4 назви.

UDC 621.396.674:621.314.6

**The influence of the phase distribution of the field exciting a rectenna on its rectification efficiency** / Y.A. Luchaninov // Radiotekhnika. All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 1998. N 105. P. 118—121.

The wireless power transmitting systems efficiency is characterized by the value of the resulting efficiency defined as the product of partial efficiencies of interception, rectification and DC power collection. The problem of creating methods for calculation of the resulting efficiency with allowance for the influence of the phase distribution of the field exciting a rectenna is considered.

2 fig. Ref.: 4 items.

**Анализ влияния размеров эталонного и текущего изображений на функционирование корреляционно-экстремальных систем навигации летательных аппаратов** / В.Н. Бьков, А.М. Гричанюк // Радиотехника. Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 1998. Вып. 105. С. 122—125.

Проанализирована вероятность достоверной ориентации летательного аппарата (ЛА), оснащенного инерциальной и корреляционно-экстремальной системами навигации, в зависимости от соотношения размеров зоны обзора антенного устройства и среднеквадратической ошибки ориентации инерциальной системы. Приведены результаты расчетов вероятности достоверной ориентации ЛА. Показано, что размеры эталонного изображения должны не менее чем в два раза превосходить размеры текущего изображения.

Ил. 2. Библиогр.: 3 назв.

**Аналіз впливу розмірів еталонного і поточного зображень на функціонування кореляційно-екстремальних систем навігації літальних апаратів** / В.М. Биков, О.М. Гричанюк // Радиотехника. Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 1998. Вип. 105. С. 122—125.

Проаналізовано ймовірність вірогідної орієнтації літального апарата (ЛА), оснащеного інерціальною і кореляційно-екстремальною системами навігації, залежно від співвідношення розмірів зони огляду антенного приладу і середньоквадратичної похибки орієнтації інерціальної системи. Наведено результати розрахунків ймовірності вірогідної орієнтації ЛА. Доведено, що розміри еталонного зображення повинні не менш ніж у два рази переважати розміри поточного зображення.

Ил. 2. Бібліогр.: 3 назв.

**Analysis of standard and current images effect on flight vehicles correlation-extreme navigation systems functioning** / V.N. Bykov, A.M. Gritchanyk // Radiotekhnika. All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 1998. N 105. P. 122—125.

Probability of reliable orientation of a flight vehicle (FV) equipped with the inertial and correlation-extreme navigation systems, depending on the antenna arrangement scanned area — the inertial system orientation mean-square error relation, is analyzed. Results of FV reliable orientation probability calculations are given. It is shown that the standard image dimensions should be no less than twice as large as the current image dimensions.

2 fig. Ref.: 3 items.

УДК 621.391.266

**Повышение быстродействия корреляционно-экстремальных систем навигации летальных аппаратов** / М.Г. Шокин, Т.В. Быкова // Радиотехника. Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 1998. Вып. 105. С. 126—129.

Проанализирован способ повышения быстродействия систем навигации летательных аппаратов, базирующийся на применении в качестве бортового спецвычислителя транспьютерной матрицы с размерами  $2 \times 2$ . Способ позволяет осуществлять сравнение текущих и эталонных изображений в реальном масштабе времени.

Ил. 1. Библиогр. ссылка в подстроч. прим.

УДК 621.391.266

**Підвищення швидкодії кореляційно-екстремальних систем навігації літальних апаратів** / М. Г. Шокин, Т.В. Бикова // Радіотехніка. Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 1998. Вип. 105. С. 126—129.

Проаналізовано спосіб підвищення швидкодії систем навігації літальних апаратів, що ґрунтується на застосуванні трансп'ютерної матриці з розмірами  $2 \times 2$  як бортового спецобчислювача. Спосіб дозволяє здійснювати порівняння поточних і еталонних зображень у реальному масштабі часу.

Іл. 1. Бібліогр. посилання в підрядк. приміт.

UDC 621.391.266

**Increase in fast-response of flight vehicles correlation-extreme navigation systems** / M.G. Shokin, T.V. Bykova // Radiotekhnika. All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 1998. N 105. P. 126—129.

The method for increasing the fast-response of flight vehicles navigation system based on application of the transputer  $2 \times 2$  matrix as a special on board computer was analyzed. The method allow to realize current and standard images comparison in the real time.

1 fig. Ref.: 1 item.

**Имитационное моделирование телекоммуникационных систем с использованием расширенного аппарата сетей Петри / В.А. Токарев // Радиотехника. Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 1998. Вып. 105. С. 130—136.**

Рассмотрены вопросы построения моделей систем связи для оценки их характеристик посредством имитационного моделирования. Предложены расширения сетей Петри для исследования поведения модели во временном масштабе. Показаны пути представления в модели отдельных уровней сложной системы с целью изучить особенности функционирования конкретной подсистемы при заданных параметрах других.

Ил. 2. Библиогр.: 4 назв.

**Імітаційне моделювання телекомунікаційних систем з використанням розширеного апарата мереж Петрі / В.А. Токарев // Радиотехніка. Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 1998. Вип. 105. С. 130—136.**

Розглянуто питання побудови моделей систем зв'язку для оцінювання їх характеристик за допомогою імітаційного моделювання. Запропоновано розширення мереж Петрі для дослідження поведінки моделі в масштабі часу. Вказано шляхи відображення в моделі окремих рівнів складної системи з метою вивчити особливості функціонування конкретної підсистеми при заданих параметрах інших.

Іл. 2. Бібліогр.: 4 назви.

**Imitation simulation of telecommunication systems with extended Petri net instruments / V.A. Tokarev // Radiotekhnika. All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 1998. N 105. P. 130—136.**

The problems of designing telecommunication systems for estimation of their characteristics through the imitation modeling are considered. The Petri net extensions for the model behaviour research in the temporary scale are suggested. The ways for model's representation of separate levels of a complex system with a view to study the features of this concrete subsystem functioning when others parameters given are shown.

2 fig. Ref.: 4 items.

УДК 621.396.97: 621.391.832.221

**Квадратурные искажения при приеме сигналов в декаметровом диапазоне волн** / Е.М. Рудый // Радиотехника. Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 1998. Вып. 105. С. 137—143.

Установлены причины появления подъема низкочастотных составляющих спектра модулирующих сигналов при приеме в декаметровом диапазоне волн. Этот подъем тем больше, чем больше разность хода лучей сигналов в точке приема. Показано, что на выходе приемника высокочастотные составляющие модулирующих сигналов больше подвергаются нелинейным искажениям, которые возрастают с увеличением разности хода лучей сигналов на входе приемника.

Библиогр.: 6 назв.

УДК 621.396.97: 621.391.832.221

**Квадратурні спотворення під час прийому сигналів у декаметровому діапазоні хвиль** / Є.М. Рудий // Радіотехніка. Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 1998.

Вип. 105. С. 137—143.

Установлено причини появи підйому низькочастотних складових спектра модулюючих сигналів під час прийому в декаметровому діапазоні хвиль. Цей підйом тим більший, чим більша різниця ходу променів сигналів у точці прийому. Доведено, що на виході приймача високочастотні складові модулюючих сигналів більше піддаються нелінійним спотворенням, які ростуть зі збільшенням різниці ходу променів сигналів на вході приймача.

Бібліогр.: 6 назв.

UDC 621.396.97: 621.391.832.221

**Quadrature distortions in reception of signals in decametric wave band** / E.M. Rudy // Radiotekhnika. All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 1998. N 105. P. 137—143.

The reason for emergence of rise in low-frequency components of the modulating signals spectrum in decametric wave band reception is established. This rise is higher the greater difference of the signals beam path in the reception point. It is shown that on the receiver output the high-frequency components of the modulating signals are more subjected to non-linear distortions growing with the increase of signals beam path difference on the receiver input.

Ref.: 6 items.

УДК 621.395.66 (088.8)

**Комплексе для автоматического измерения нелинейных искажений** / Е.М. Рудый // Радиотехника. Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 1998. Вып. 105. С. 144—148.

Приведена структурная схема комплекса для автоматического измерения нелинейных искажений. При измерениях эксплуатация канала связи не прекращается, поскольку нелинейные искажения оцениваются с помощью информационных сигналов.

Ил. 3. Библиогр.: 7 назв.

УДК 621.395.66 (088.8)

**Комплексе для автоматичного вимірювання нелінійних спотворень** / Є.М. Рудий // Радіотехніка. Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 1998. Вип. 105. С. 144—148.

Наведено структурну схему комплексу для автоматичного вимірювання нелінійних спотворень. При вимірюваннях експлуатація каналу зв'язку не припиняється, тому що нелінійні спотворення оцінюються за допомогою інформаційних сигналів.

Ил. 3. Бібліогр.: 7 назв.

UDC 621.395.66 (088.8)

**The complex for automatic measurement of non-linear distortions** / E.M. Rudy // Radiotekhnika. All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 1998. N 105. P. 144—148.

The block diagram of the complex for non-linear distortions automatic measurement is shown. The operation of a data link does not cease when channel measurements are on, because the non-linear distortions are evaluated by the information signals.

3 fig. Ref.: 7 items

УДК 621.385

**Выбор модели описания механизмов возбуждения и поддержания ионных колебаний в приборах со скрещенными полями / А.Н. Никитенко // Радиотехника. Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 1998. Вып. 105. С. 149—157. На укр. яз.**

Рассмотрены причины повышения уровня шума в приборах М-типа и побочных колебаний, обусловленных присутствием остаточной атмосферы в таких приборах. Выбрана математическая модель, позволяющая описать возбуждение и поддержание колебаний ионного происхождения.

Библиогр.: 22 назв.

УДК 621.385

**Вибір моделі опису механізмів збудження й підтримання іонних коливань у приладах зі скрещеними полями / О.М. Нікітенко // Радіотехніка. Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 1998. Вип. 105. С. 149—157. Укр. мовою.**

Розглянуто причини підвищення рівня шуму в приладах М-типу і побічних коливань, що зумовлені наявністю залишкової атмосфери в таких приладах. Вибрано математичну модель, яка дозволяє описати збудження та підтримку коливань іонного походження.

Бібліогр.: 22 назви.

UDC 621.385

**Choice of the model describing excitation and maintenance mechanism of ionic oscillations in cross-field devices / O.M. Nikitenko // Radiotekhnika. All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 1998, N 105. P. 149—157. In Ukr.**

The causes of increase in noise level, when operating M-type devices, and emergence of extraneous waves specified by the presence of residual atmosphere in such devices are considered. The mathematical model, allowing to describe the ionic origin oscillations excitation and maintenance, was chosen.

Ref.: 22 items.

**Математическое моделирование параметров диффузионных элементов интегральных схем** / Н.И. Слипченко, В.А. Антонова // Радиотехника. Всеукр. междунауч.-техн. сб. 1998. Вып. 105. С. 158—165.

Дано описание математических моделей процесса диффузии. Рассмотрены возможности гибкого управления концентрационным профилем легирующей примеси путем изменения режимов процесса. Результирующее изменение градиента концентрации в области  $p$ — $n$ -перехода обеспечивает возможности сознательного выбора режимов процесса в целях формирования электронных приборов и элементов ИС с требуемыми параметрами. Приведены алгоритмы, применяемые при моделировании диффузионных элементов ИС.

Ил. 1. Библиогр.: 6 назв.

**Математичне моделювання параметрів дифузійних елементів інтегральних схем** / М.І. Слипченко, В.А. Антонова // Радіотехніка. Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 1998. Вип. 105. С. 158—165.

Подано опис математичних моделей процесу дифузії. Розглянуто можливості гнучкого управління концентраційним профілем легуючої домішки шляхом змінювання режимів процесу. Результируюче змінювання градієнта концентрації в зоні  $p$ — $n$ -переходу забезпечує можливості свідомого вибору режимів процесу з метою формування електронних пристроїв та елементів ІС з параметрами, які вимагаються. Наведено алгоритми, що використовуються при моделюванні дифузійних елементів ІС.

Іл. 1. Бібліогр.: 6 назв.

**Mathematical simulation of the integrated circuits diffusion elements parameters** / N.I. Slipchenko, V.A. Antonova // Radiotekhnika. All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 1998. N 105. P. 158—165.

The paper presents description of the diffusion process mathematical models. The possibilities of the flexible control of the alloying admixture concentration profile through the process regimes change are considered. The resulting variation of the concentration gradient in  $p$ — $n$  junction region ensures the possibility of the deliberate choice of the process regimes with a view to form electronic devices and IC elements with the required parameters. Algorithms used in IC diffusion elements simulation are given.

1 fig. Ref.: 6 items.

**Влияние генерации и рекомбинации экситонов на статические характеристики инжекционных лазеров** / А.Г. Пащенко // Радиотехника. Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 1998. Вып. 105. С. 166—169.

Рассмотрен вклад экситонов Ванье—Мотта в физические процессы в инжекционных полупроводниковых лазерах на квантоворазмерных структурах на основе GaAs/Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As. Описан подход к решению системы скоростных уравнений с учетом генерации и аннигиляции электронно-дырочных пар. Получены зависимости плотности генерируемых фотонов, а также неравновесных электронов и экситонов, образующихся в результате связывания свободных носителей, от плотности тока накачки в допороговой, пороговой и вышепороговой областях.

Ил. 4. Библиогр.: 5 назв.

**Вплив генерації та рекомбінації екситонів на статичні характеристики інжекційних лазерів** / О.Г. Пащенко // Радіотехніка. Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 1998. Вип. 105. С. 166—169.

Розглянуто внесок екситонів Ванье—Мотта у фізичні процеси в інжекційних напівпровідникових лазерах на квантоворозмірних структурах на основі GaAs/Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As. Описано підхід до розв'язання системи швидкісних рівнянь з урахуванням генерації та анігіляції електронно-діркових пар. Отримано залежності густини фотонів, що генеруються, а також нерівноважних електронів й екситонів, що виникають внаслідок зв'язування вільних носіїв, від густини струму накачування в допороговій, пороговій та вищепороговій областях.

Іл. 4. Бібліогр.: 5 назв.

**Excitons generation and recombination influence on injection lasers static characteristics** / A.G. Pashchenko // Radiotekhnika. All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 1998. N 105. P. 166—169.

Contribution of Wannier—Mott excitons into the physical processes in injection semiconductor lasers on GaAs/Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As quantum-well structures was considered. An approach to rate equations system solution with allowance for generation and annihilation of electron-hole pairs was presented. The dependences of the generated photons as well as non-equilibrium electrons and excitons produced by binding of free carriers, on pumping current density in below threshold, threshold and above threshold regions were obtained.

4 fig. Ref.: 5 items.

**Лазер повышенной спектральной яркости для исследования атмосферы /** А.А. Зарудный, В.Г. Плетенев, А.Л. Верхоробин // Радиотехника. Всеукр. междувед. науч.-техн. сб. 1998. Вып. 105. С. 170—175.

Представлены результаты исследований системы генератор — усилитель с прямолинейными лампами накачки, которые позволяют увеличить энергию излучения в импульсе при сохранении длительного ресурса работы излучателя в составе резонансного лидара. Показано, что увеличение протяженности усилителя свыше 500 мм приводит к прекращению роста КПД системы в целом. Получены значения энергии 4 Дж при ширине спектральной линии около 5 пм и ресурсе  $10^5$  вспышек.

Табл. 4. Ил. 1. Библиогр.: 5 назв.

**Лазер підвищеної спектральної яскравості для дослідження атмосфери /** А.А. Зарудний, В.Г. Плетеньов, О.Л. Верхоробін // Радіотехніка. Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 1998. Вип. 105. С. 170—175.

Подано результати досліджень системи генератор — підсилювач із прямолинійними лампами накачки, які дозволяють збільшити енергію випромінювання в імпульсі при збереженні довготривалого ресурсу роботи випромінювача у складі резонансного лідара. Доведено, що збільшення довжини підсилювача понад 500 мм призводить до призупинення росту ККД системи в цілому. Отримано значення енергії 4 Дж, коли ширина спектральної лінії складає приблизно 5 пм, ресурс —  $10^5$  спалахів.

Табл. 4. Іл. 1. Бібліогр.: 5 назв.

**Increased spectral intensity laser for atmospheric research /** A.A. Zarudny, V.G. Pletenyov, A.L. Verkhorobin // Radiotekhnika. All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 1998. N 105. P. 170—175.

Results of research of the system «generator — amplifier with a rectilinear pumping tubes», allowing to increase radiant energy in the pulse when maintaining the prolonged service life of the radiator being a part of a resonant lidar, are presented. It is shown that the increase in the amplifier length more than 500 mm results in the efficiency increase ceasing of the system as a whole. Energy values of 4 J are obtained with a spectral line width about 5 pm and a resource of  $10^5$  flashes.

4 tab. 1 fig. Ref.: 5 items.

УДК 621.373:826.038.823

**Определение релаксационных параметров молекулы HCOOH** / В.М. Бакуменко, Л.Д. Фесенко, А.В. Бакуменко, Н.Ю. Шумейко // Радиотехника. Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 1998. Вып. 105. С. 176—182.

Получены компоненты скорости колебательной релаксации молекулы HCOOH, используемой в субмиллиметровых лазерах с оптической накачкой (ЛОН). Показано влияние диффузии из пучка на порог генерации ЛОН. Приведены рекомендации по выбору конструкции ЛОН.

Ил. 5. Библиогр.: 3 назв.

УДК 621.373:826.038.823

**Визначення релаксаційних параметрів молекули HCOOH** / В.М. Бакуменко, Л.Д. Фесенко, О.В. Бакуменко, Н.Ю. Шумейко // Радіотехніка. Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 1998. Вип. 105. С. 176—182.

Одержано компоненти швидкості коливальної релаксації молекули HCOOH, яка використовується в субміліметрових лазерах з оптичною накачкою (ЛОН). Показано вплив дифузії з пучка на поріг генерації ЛОН. Наведено рекомендації щодо вибору конструкції ЛОН.

Іл. 5. Бібліогр.: 3 назви.

UDC 621.373:826.038.823

**Obtaining of relaxation parameters of HCOOH molecules** / V.M. Bakumenko, L.D. Fesenko, A.V. Bakumenko, N.Ju. Shumejko // Radiotekhnika. All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 1998. N 105. P. 176—182.

The components of vibrational relaxation of HCOOH molecules used in sub-millimetre optically pumped lasers (OPL) is obtained. The influence of diffusion from beam on generation threshold is shown. The recommendations for choice of OPL construction are adduced.

5 fig. Ref: 3 items.

УДК 621.791.72:621.373.826

**Исследование процессов получения сварных соединений из разнородных металлов при лазерной герметизации радиоэлектронных модулей** / Т.Л. Алтухова, В.Г. Котух // Радиотехника. Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 1998. Вып. 105 С. 183—190.

Изложены результаты экспериментальных исследований лазерной сварки узлов герметизации РЭА в корпусах из алюминиевых сплавов с применением многофункциональных покрытий из никеля и кремния на свариваемых краях. Приведены результаты металлографических и зондовых исследований, замера температур нагрева корпусов. Определены напряжения в сварных соединениях.

Ил. 5. Библиогр.: 4 назв.

УДК 621.791.72:621.373 826

**Дослідження процесів отримання зварних з'єднань із різнорідних металів при лазерній герметизації радіоелектронних модулів** / Т.Л. Алтухова, В.Г. Котух // Радиотехніка. Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 1998. Вип. 105. С. 183—190.

Викладено результати експериментальних досліджень лазерного зварювання вузлів герметизації РЕА в корпусах із алюмінієвих сплавів при використанні багатофункціональних покриттів із нікелю та кремнію на зварюваних краях. Наведено результати металографічних і зондових досліджень, виміру температур нагріву корпусів. Визначено напруження в зварних з'єднаннях.

Іл. 5. Бібліогр.: 4 назви.

UDC 621.791.72:621.373.826

**Investigation of the process of welding joints production of different metals with radio electronic modules laser sealing** / T.L. Altukhova, V.G. Kotukh // Radiotekhnika. Ali-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 1998. N 105. P. 183—190.

Experimental investigations results of laser welding of RBU sealing assemblies in the aluminum alloys packages with application of multifunctional coatings made of nickel and silicon on the edges being welded are presented. Results of metallographic and sonde investigations, packages heating temperature measurements are given. Stresses in welding joints are estimated.

5 fig. Ref.: 4 items.

УДК 533.932

**Исследование взаимодействия интенсивных пучков заряженных частиц /** М.А. Красноголовец // Радиотехника. Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 1998. Вып. 105. С. 191—194.

Рассмотрен авторезонансный метод ускорения ионов в интенсивном релятивистском электронном пучке за счет волн плотности заряда, бегущих в электронном пучке, который распространяется в продольном магнитном поле. Изучение физических процессов, лежащих в основе коллективных методов ускорения, является актуальным, так как позволит получать пучки ионов больших энергий на сравнительно небольших и недорогих устройствах.

Библиогр.: 6 назв.

УДК 533.932

**Дослідження взаємодії інтенсивних пучків заряджених часток /** М.О. Красноголовец // Радіотехніка. Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 1998. Вип. 105. С. 191—194.

Розглянуто авторезонансний метод прискорення іонів в інтенсивному релятивістському електронному пучкові за рахунок волн густини заряду, які біжать в електронному пучкові, котрий поширюється в поздовжньому магнітному полі. Вивчення фізичних процесів, що лежать в основі колективних методів прискорення, є актуальним, оскільки дозволить отримати пучки іонів великих енергій на порівняно невеликих і недорогих пристроях.

Бібліогр.: 6 назв.

UDC 533.932

**Investigation of intensive charged particles beams interaction /** M.A. Krasnogolovets // Radiotekhnika. All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 1998. N 105. P. 191—194.

Autoresonance method of ions acceleration in the intensive relativistic electron beam at the cost of charge density waves progressing in the electron beam which propagates in the longitudinal magnetic field is considered. Investigation of the physical processes being the basis of the cooperative acceleration methods is urgent as it will allow to obtain high-power ion beams with relatively small and inexpensive facilities.

Ref.: 6 items.

УДК 533.932

**Исследование метода получения интенсивных ионных пучков / М.А. Красноголовец // Радиотехника. Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 1998. Вып. 105. С. 195—200.**

Описано ускорение многоамперных ионных пучков в магнитоактивной плазме. Вследствие малой ионной подвижности электронов в направлении ускорения удалось вовлечь в процесс ускорения ионы всего плазменного объема. Взаимодействие ионного пучка с электродом ускорителя приводило к генерации мощных импульсов рентгеновского излучения, а также к принудительному охлаждению плазмы.

Ил. 1. Библиогр.: 4 назв.

УДК 533.932

**Дослідження методу отримання інтенсивних іонних пучків / М.О. Красноголовец // Радіотехніка. Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 1998. Вип. 105. С. 195—200.**

Описано прискорення багатоамперних іонних пучків у магнітоактивній плазмі. Внаслідок малої іонної рухомості електронів у напрямку прискорення вдалося ввести в процес прискорення іони всього плазменого об'єму. Взаємодія іонного пучка з електродом прискорювача приводила до генерації потужних імпульсів рентгєнєвського випромінювання, а також до вимушеного охолодження плазми.

Ил. 1. Библиогр.: 4 назви.

UDC 533.932

**Analysis of intensive ion beams production method / M.A. Krasnogolovets // Radiotekhnika. All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 1998. N 105. P. 195—200.**

Acceleration of multiampere ion beams in magnetically active plasma is described. Due to low ion mobility of electrons in the direction of acceleration it became possible to involve the whole plasma volume ions in the acceleration process. Interaction of the ion beam with the accelerator electrode resulted in generation of powerful X-ray radiation pulses and to the forced plasma cooling.

1 fig. Ref.: 4 items.

10.00

1  
-----  
ТОМО 849349

Радиотехника

621.396(06)

P 15



849349

НБ ХНУРЕ

1998