

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ УКРАИНЫ
ХАРЬКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ ТЕХНИЧЕСКИЙ
УНИВЕРСИТЕТ РАДИОЭЛЕКТРОНИКИ

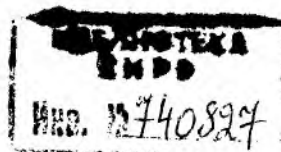
РАДИОТЕХНИКА

Всеукраинский межведомственный
научно-технический сборник

Основан в 1965 г.

ВЫПУСК 117

2001



Харківський державний технічний
університет радіоелектроніки

УДК 621.3

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

Приведены результаты исследований распознаванию движущихся целей лидарными методами и обзорными РЛС. Рассмотрены энергетические возможности систем радиоакустического зондирования атмосферы. Анализируются методы моделирования физических процессов в магнетронных генераторах и электродинамических устройствах со сложными границами.

Для научных работников, специалистов, преподавателей вузов, аспирантов.

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

Ответственный за выпуск д-р техн. наук, проф. *Н.И. Кравченко*.

Рекомендовано Ученым советом Харьковского технического университета радиоэлектроники.

Протокол № 28 от 29.12.2000

Адрес редакционной коллегии: Украина, 61166 Харьков-166, просп. Ленина, 14,

Харьковский государственный технический университет радиоэлектроники (ХТУРЭ), тел. 40-93-97

© Харківський державний
технічний університет
радіоелектроніки, 2001

**ЗБІРНИК НАУКОВИХ ПРАЦЬ
РАДІОТЕХНІКА
Випуск 117**

**СБОРНИК НАУЧНЫХ ТРУДОВ
РАДИОТЕХНИКА
Выпуск 117**

Редактор *Денисова Л.Н.*

Компьютерная верстка *Карчинская Е.Д.*

Підп. до друку 16.02.2001. Формат 60x90/8.

Папір офсетний. Друк офсетний. Умов. друк. арк. 16,9. Обл. вид. арк. 16,9.

Тираж 300 прим. Зам. № 2/2001. Ціна договірна.

Харківський державний технічний університет радіоелектроніки (ХТУРЭ)

Україна, 61166 Харків, просп. Леніна, 14.

Оригінал-макет збірника підготовлено и надруковано у видавництві "Медицина і..."

Україна, 61183, Харків, вул. Дружби народів, 277, к. 93

ПОТЕНЦИАЛЬНЫЕ ВОЗМОЖНОСТИ СЕЛЕКЦИИ ДВИЖУЩИХСЯ ЦЕЛЕЙ В ОБЗОРНЫХ РЛС ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ НЕСТАЦИОНАРНЫХ ПО МОЩНОСТИ ПАССИВНЫХ ПОМЕХ

Для повышения качества подавления пассивных помех (ПП) системами селекции движущихся целей (СДЦ) важно учесть в максимальной степени априорные сведения о статистических характеристиках помехового фона.

В настоящее время в РЛС довольно подробно учитывается пространственная конфигурация области ПП (бинарная «карта» ПП, с помощью которой формируется строб СДЦ).

Учет различного доплеровского сдвига частоты (круговой) помехи (Ω_D) сводится к получению априорных данных о зоне местников ($\Omega_D=0$) и зоне дипольных помех ($\Omega_D \neq 0$) (реализация осуществляется ручным или полуавтоматическим способами формирования стробов).

Учет формы энергетического спектра ПП осуществляется выбором формы АЧХ режекторного фильтра. Для подавления помех с неизвестной формой автокорреляционной функции (АКФ) применяют адаптивные системы (корреляционные автокомпенсаторы, адаптивные режекторные фильтры). Такие системы требуют времени на «обучение» (настройку) и при нестационарном (по пространству) помеховом фоне мало эффективны.

Реальные ПП могут отличаться существенной нестационарностью мощности по пространству, причем, часто такой, что в смежных посылах в пределах одного кольца дальности приращение мощности (градиент) отлично от приращения мощности в других кольцах дальности.

Адаптивные системы СДЦ, в которых оценки весовых коэффициентов формируются путем статистического анализа характеристик ПП по пространству, среагировать на такие изменения мощности не в состоянии (возникновение кромок ПП).

В то же время, даже для динамично меняющихся областей ПП (например, облако диполей) сама карта этих градиентов мощности помех, как правило, легко доступна (многообзорное накопление позволяет оценить уровни помех с приемлемой степенью точности) [1].

Рассмотрим возможность улучшения качества СДЦ за счет учета карты распределения мощности ПП по пространству. Считаем, что такая карта (с градацией до доли элемента разрешения) формируется в РЛС одним из известных способов [1, 2].

Дальнейшее рассмотрение предполагает:

А. Описание исходных соотношений для определения статистических характеристик стационарных ПП и правил принятия решения при обнаружении полезного эхо-сигнала на их фоне.

Б. Определение статистических характеристик (корреляционных матриц) нестационарных (по пространству) ПП и структуры оптимального решающего устройства обнаружения – измерения.

В. Анализ возможностей технической реализации и оценку эффективности рассматриваемых устройств СДЦ.

А. Будем считать, что разведка воздушных целей ведется наземной обзорной РЛС в условиях мешающего воздействия пассивных помех (отражений от подстилающей поверхности, гидрометеоров, облаков диполей, «ангел-эхо») и собственных шумов.

При статистическом описании принятых колебаний полагаем, что на входе приемного устройства РЛС действует сумма независимых стационарных нормально распределенных колебаний собственных шумов, пассивной помехи и полезного эхо-сигнала.

При импульсном зондировании (с периодом посылки – T) N - мерный вектор-столбец комплексных амплитуд отсчетов входного процесса (пакет обрабатываемых импульсов, при общем числе импульсов в пачке M ; $N \leq M$) $\dot{U}^T = \|\dot{u}_1, \dot{u}_2, \dots, \dot{u}_N\|$ может быть описан соответствующей многомерной нормальной плотностью распределения $W(\dot{U})$ с корреляционной матрицей:

$$\dot{\Phi}_{шпс} = \dot{\Phi}_{ш} + \dot{\Phi}_n + \dot{\Phi}_c \quad (\dot{\Phi}_{шпс} - \text{при } \dot{\Phi}_c = 0), \quad (1)$$

где корреляционная матрица тепловых шумов $\dot{\Phi}_{ш}$ имеет элементы:

$$\dot{\Phi}_{u,i,k} = \frac{1}{2} \cdot \langle \dot{u}_{u,i} \cdot \dot{u}_{u,k}^* \rangle = \begin{cases} \sigma_{u,i}^2 = 1, & i = k, \\ 0, & i \neq k, \end{cases} \quad i, k = 1, \dots, N, \quad (2)$$

т. е. $\dot{\Phi}_{uu} = I$;

соответственно, элементы корреляционной матрицы ПП:

$$\dot{\Phi}_{n,i,k} = \frac{1}{2} \cdot \langle \dot{u}_{n,i} \cdot \dot{u}_{n,k}^* \rangle = \sigma_n^2 \cdot r_n((i-k) \cdot T) \cdot \exp(-j \cdot \Omega_{\partial n} \cdot T \cdot (i-k)), \quad (3)$$

а эхо-сигнала –

$$\dot{\Phi}_{c,i,k} = \frac{1}{2} \cdot \langle \dot{u}_{c,i} \cdot \dot{u}_{c,k}^* \rangle = \sigma_c^2 \cdot r_c((i-k) \cdot T) \cdot \exp(-j \cdot \Omega_{\partial c} \cdot T \cdot (i-k)). \quad (4)$$

Здесь $\dot{u}_{u(n,c),i}$ – комплексные отсчеты шумовой (помеховой, сигнальной) компоненты входного случайного процесса; $\sigma_{u(n,c)}^2 = \frac{1}{2} \cdot \langle \dot{u}_{u(n,c),i} \cdot \dot{u}_{u(n,c),i}^* \rangle$ – мощности отсчетов соответствующих процессов (полагаем $\langle \dot{u}_{u(n,c),i} \rangle = 0$);

$$r_{n(c)}((i-k) \cdot T) \cdot \exp(-j \cdot \Omega_{\partial n(c)} \cdot T \cdot (i-k)) = \frac{1}{\sigma_{n(c)}^2} \cdot \frac{1}{2} \cdot \langle \dot{u}_{n(c),i} \cdot \dot{u}_{n(c),k}^* \rangle \quad (5)$$

– комплексные коэффициенты междупериодной корреляции; комплексный экспоненциальный сомножитель учитывает доплеровский сдвиг частоты помехи (сигнала) $\Omega_{\partial n(c)}$, $(\cdot)^T$, $(\cdot)^*$, $\langle (\cdot) \rangle$ – операции транспонирования, комплексного сопряжения и статистического усреднения соответственно.

Еще раз подчеркнем, что приведенное описание соответствует случаю рассмотрения стационарных случайных входных воздействий. При этом элементы корреляционной матрицы ПП (автокорреляционные функции междупериодных флюктуаций) в общем случае представимы в виде [3]:

$$\sigma_n^2 \cdot r_3(n \cdot T) \cdot r_x(n \cdot T) \cdot r_{\partial \theta}(n \cdot T) \cdot \exp(-j \cdot \Omega_{\partial n} \cdot n \cdot T - j \cdot \varphi(n \cdot T)), \quad n = i - k, \quad (6)$$

где $r_3(n \cdot T)$ – нормированная частная функция корреляции (частный коэффициент корреляции), определяемая формой зондирующего сигнала и нестабильностями его параметров; $r_x(n \cdot T)$ – частный коэффициент корреляции флюктуаций ПП, обусловленных хаотическим перемещением отражателей; $r_{\partial \theta}(n \cdot T)$ – модуль ($\varphi(n \cdot T)$ – аргумент) частного коэффициента корреляции флюктуаций ПП, обусловленных движением антенны при обзоре (учитывает снижение степени корреляции отсчетов ПП из-за обновления состава отражателей в импульсном объеме при сканировании диаграммы направленности антенны (ДНА)).

Интересующий нас в дальнейшем коэффициент $r_{\partial \theta}(n \cdot T)$ (в общем случае комплексный) определяется произведением нормированных характеристик направленности (в азимутальной плоскости β) передающей и приемной антенн $\dot{F}(\beta - \omega \cdot t)$ ($|\dot{F}(0)| = 1$):

$$\begin{aligned} = \dot{r}_{\partial \theta}(n \cdot T) &= \frac{\int_0^{2\pi} \dot{F}(\beta) \cdot \dot{F}^*(\beta - \omega \cdot n \cdot T) d\beta}{\int_0^{2\pi} |\dot{F}(\beta)|^2 d\beta} = \frac{\left| \int_0^{2\pi} \dot{F}(\beta) \cdot \dot{F}^*(\beta - \omega \cdot n \cdot T) d\beta \right|}{\int_0^{2\pi} |\dot{F}(\beta)|^2 d\beta} \cdot e^{-j \cdot \varphi(n \cdot T)} = \\ &= r_{\partial \theta}(n \cdot T) \cdot e^{-j \cdot \varphi(n \cdot T)}, \end{aligned} \quad (7)$$

где ω – угловая скорость сканирования ДНА; $\varphi(n \cdot T)$ – фазовая «окраска» (аргумент) коэффициента корреляции $\dot{r}_{\partial \theta}(n \cdot T)$, обусловленная видом характеристики $\dot{F}(t)$.

В отличие от регулярной (относительно интервала $n \cdot T$) фазовой добавки $\Omega_{\partial n} \cdot n \cdot T$, определяемой частотой Доплера $\Omega_{\partial n}$, добавка $\varphi(n \cdot T)$ не является пропорциональной этому интервалу и при незначительных сдвигах $n \cdot T$ сравнительно мала.

Заметим, что при отсутствии сканирования ДНА ($\omega = 0$), множитель $r_{\partial e}(n \cdot T) \equiv 1$.

Представленные модели входных сигналов и помех позволяют определить структуру квазиоптимального устройства СДЦ.

В частности, при когерентном эхо-сигнале ($r_c(n \cdot T) \equiv 1$) фильтр СДЦ выполняет операцию линейного весового суммирования входных отсчетов. Его отклик Y [4] определяется модулем весовой суммы:

$$Y = \left| \dot{U}^T \cdot \dot{P}^* \right| = \left| \sum_{i=1}^N \dot{u}_i \cdot \dot{p}_i^* \right|, \quad (8)$$

где $\dot{P} = \dot{\Phi}_{\text{шн}}^{-1} \cdot \dot{S}$ – весовой вектор, определяемый обращенной корреляционной матрицей шума и помехи $\dot{\Phi}_{\text{шн}}^{-1}$ и вектор-столбцом ожидаемого сигнала \dot{S} . В нашем примере $\dot{S}^T = \left\| 1, e^{-j \cdot \Omega_{\partial c} \cdot T}, \dots, e^{-j \cdot \Omega_{\partial c} \cdot N \cdot T} \right\|$.

При неизвестном значении частоты $\Omega_{\partial c}$ тракт обработки представляет набор «корректированных» согласованных доплеровских фильтров. Центральные частоты полос пропускания фильтров разнесены по частоте на интервал $\frac{1}{N \cdot T}$ в пределах интервала однозначного измерения частоты Доплера. Понятие «корректированности» предполагает дополнительное ослабление боковых лепестков АЧХ фильтров в области интенсивных спектральных компонент ПП.

Заметим, что структура фильтра одинакова для всех рассматриваемых пространственных элементов разрешения. Так как мощность (и другие статистические характеристики) ПП на входе конкретного фильтра постоянна, она постоянна и на его выходе. Поэтому оценка положения максимума огибающей эхо-сигнала на выходе фильтра даст оптимальную оценку азимута цели.

Б. Опишем статистические характеристики входных воздействий при действии нестационарных ПП.

Пусть ПП образована дипольными отражателями, сброшенными постановщиком помех при его радиальном полете относительно РЛС. Такая радиальная полоса слабо рассеявшихся диполей (в направлении i -го постановщика β_i) может рассматриваться в каждом кольце дальности как точечный (по азимуту) источник ПП.

Если статистические свойства диполей в наблюдаемой полосе не отличаются от свойств диполей при стационарной ПП, то частные коэффициенты корреляции $r_z(n \cdot T)$, $r_x(n \cdot T)$ не изменяются, и при отсутствии сканирования ДНА автокорреляционная функция вместо (6) (при $r_{\partial e}(n \cdot T) \equiv 1$) будет иметь вид:

$$\sigma_{n,i}^2 \cdot \left| \dot{F}(\beta_i - \beta_a) \right|^2 \cdot r_z(n \cdot T) \cdot r_x(n \cdot T) \cdot \exp(-j \cdot \Omega_{\partial n} \cdot n \cdot T). \quad (9)$$

Здесь предположено, что:

а) при ориентировании максимума характеристики направленности приемопередающей антенны $\dot{F}(\beta)$ в направлении β_i ($\beta_a = \beta_i$) мощность ПП, обусловленная полосой диполей, в рассматриваемом кольце дальности составит величину $\sigma_{n,i}^2$;

б) характеристика направленности остановленной антенны ориентирована в направлении β_a (рис. 1), поэтому для данного частного условия мощность помехи на входе приемного устройства имеет величину $\sigma_{n,i}^2 \cdot \left| \dot{F}(\beta_i - \beta_a) \right|^2$.

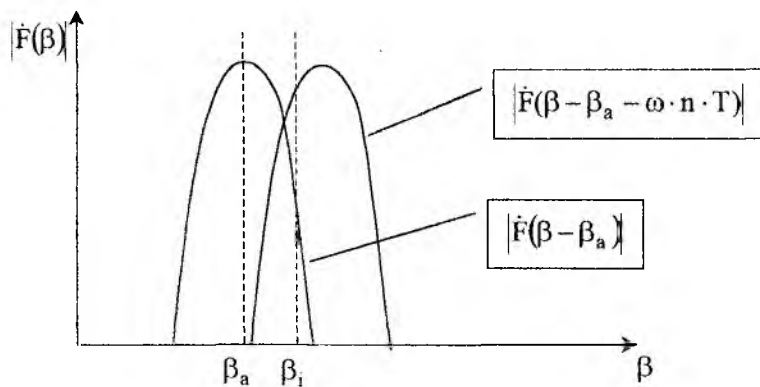


Рис. 1

Сопоставление (6) и (9) показывает, что при отсутствии сканирования ДНА коэффициент междупериодной корреляции ПП $r_3(n \cdot T) \cdot r_x(n \cdot T) \cdot \exp(-j \cdot \Omega_{\partial n} \cdot n \cdot T)$ рассматриваемых процессов одинаков. Уровень мощности ПП для случая (6) σ_n^2 одинаков при разной ориентации антенны по азимуту β , а для случая (9) - $\sigma_{n,i}^2 \cdot |\dot{F}(\beta_i - \beta_a)|^2$ зависит от взаимных азимутальных положений антенны β_a и полосы диполей β_i .

При сканировании ДНА ($\omega \neq 0$) корреляционная функция такого нестационарного процесса для моментов времени $t_1, t_2 = t_1 - n \cdot T$ имеет вид:

$$\sigma_{n,i}^2 \cdot \dot{F}(\beta_i - \omega \cdot t_1) \cdot \dot{F}^*(\beta_i - \omega \cdot t_1 - \omega \cdot n \cdot T) \cdot r_x(n \cdot T) \cdot r_3(n \cdot T) \cdot \exp(-j \cdot \Omega_{\partial n} \cdot n \cdot T), \quad (10)$$

где $\beta = \omega \cdot t_1$ текущее положение максимума ДНА.

Из анализа (10) следует, что корреляционная функция, в отличие от (6), зависит не только от временного сдвига процессов $n \cdot T$, но и от взаимного расположения максимума ДНА и полосы диполей в азимутальной плоскости: $\beta_i - \omega \cdot t_1$.

Сомножитель, учитывающий сканирование ДНА, $r_{\partial \beta}(n \cdot T)$, отсутствует, но появившийся новый сомножитель $\dot{F}(\beta_i - \omega \cdot t_1) \cdot \dot{F}^*(\beta_i - \omega \cdot t_1 - \omega \cdot n \cdot T)$ учитывает модуляцию мощности ПП диаграммой направленности антенны.

При рассмотрении статистических характеристик нестационарной (по азимуту β) ПП, действующей на интервале $(0 \dots \beta_n)$ (в пределе $0 \dots 2 \cdot \pi$), разобьем этот интервал на сколь угодно малые участки β_i (шириной $\Delta \beta_i$) такие, что ПП, действующую с направления β_i , можно считать точечным (по азимуту) источником ПП мощностью $\sigma_{n,i}^2$.

Флюктуации колебаний помехи, образованной отражениями от диполей различных участков β_i , статистически независимы. Суммарные колебания помехи представляется аддитивной смесью ПП, образованных диполями элементарных участков β_i . Корреляционная функция такого суммарного процесса, с учетом (10), имеет вид:

$$r_x(n \cdot T) \cdot r_3(n \cdot T) \cdot \exp(-j \cdot \Omega_{\partial n} \cdot n \cdot T) \cdot \sum_i \sigma_{n,i}^2 \cdot \dot{F}(\beta_i - \omega \cdot t_1) \cdot \dot{F}^*(\beta_i - \omega \cdot t_1 - \omega \cdot n \cdot T). \quad (11)$$

Вводя понятие удельной (размерной) мощности ПП $\sigma_n^2(\beta_i) = \frac{\sigma_{ni}^2}{\Delta \beta_i}$ и устремляя интервал $\Delta \beta_i$ к нулю, переходя от дискретной (β_i) к текущей координате β ($\sigma_n^2(\beta_i) \rightarrow \sigma_n^2(\beta)$) после осуществления предельного перехода для корреляционной функции (11), получим выражение:

$$r_x(n \cdot T) \cdot r_z(n \cdot T) \cdot \exp(-j \cdot \Omega_{\partial n} \cdot n \cdot T) \cdot \int_0^{2 \cdot \pi} \sigma_n^2(\beta) \cdot \dot{F}(\beta - \omega \cdot t_1) \cdot \dot{F}^*(\beta - \omega \cdot (t_1 + n \cdot T)) d\beta. \quad (12)$$

При стационарном помеховом фоне ($\sigma_n^2(\beta) = \text{const}$) последний множитель полученного выражения, с учетом (7), преобразуется к виду:

$$\int_0^{2 \cdot \pi} \sigma_n^2(\beta) \cdot \dot{F}(\beta - \omega \cdot t_1) \cdot \dot{F}^*(\beta - \omega \cdot (t_1 + n \cdot T)) d\beta = \sigma_n^2 \cdot \dot{r}_{\partial e}(n \cdot T) \quad (13)$$

и корреляционная функция (12) не отличается от корреляционной функции для стационарной помехи (6), то есть выражение (6) является частным случаем выражения (12).

Распределение входных процессов в рассматриваемой модели остается гауссовым, поэтому в качестве устройства СДЦ может быть предложено устройство реализации алгоритма (8), с заменой весового вектора \dot{P} на \dot{P}_m . Здесь под m подразумевается текущий шаг итерации при вычислении весовой суммы (8). Это значит, что для каждого кольца дальности и каждого N - мерного вектор- столбца \dot{U} в кольце дальности вычисляется свой весовой вектор:

$$\dot{P}_m = \dot{\Phi}_{ин, m}^{-1} \cdot \dot{S}. \quad (14)$$

Этот вектор отличается от исходного вектора \dot{P} только тем, что корреляционная матрица $\dot{\Phi}_n$ (1), (3) формируется не из элементов (6), а из элементов, определяемых выражением (12). Последние являются не только функцией временного сдвига $n \cdot T$, но и зависят от начального положения антенны $\omega \cdot t_1$.

При дискретном зондировании индекс m определяет положение ДНА в азимутальной плоскости в момент формирования зондирующего сигнала.

Отклик линейного фильтра (8) при нестационарном входном воздействии только помеховых компонент: $\dot{Y}_{ин} = \dot{U}_{ин} + \dot{U}_n$ также нестационарен и описывается выражением:

$$\dot{Y}_{ин} = \dot{U}_{ин}^T \cdot \dot{P}_m^*. \quad (15)$$

Действительно, дисперсия помеховой составляющей на выходе фильтра

$$\sigma_{ин, вых}^2 = \frac{1}{2} \cdot \langle \dot{Y}_{ин} \cdot \dot{Y}_{ин}^* \rangle = \dot{P}_m^{*T} \cdot \frac{1}{2} \cdot \langle \dot{U}_{ин} \cdot \dot{U}_{ин}^{*T} \rangle \cdot \dot{P}_m = \dot{P}_m^{*T} \cdot \dot{\Phi}_{ин, m} \cdot \dot{P}_m$$

По определению [4] $\dot{\Phi}_{ин, m} \cdot \dot{P}_m = \dot{S}$, поэтому $\sigma_{ин, вых}^2 = \dot{S}^{*T} \cdot \dot{\Phi}_{ин, m}^{-1} \cdot \dot{S} = \sigma_{ин, вых, m}^2$, то есть мощность помеховых компонент на выходе фильтра СДЦ зависит от характера помехи на m -ом шаге итерации.

Для исключения смещения оценки азимута цели необходимо проводить нормировку отклика фильтра (15) с учетом текущего значения мощности помехи на выходе $\sigma_{ин, вых, m}^2$.

Окончательный алгоритм работы устройства СДЦ имеет вид:

$$Y_m = \frac{|\dot{U}^T \cdot \dot{P}_m^*|}{\sqrt{2 \cdot \dot{S}^T \cdot \dot{P}_m^*}}. \quad (16)$$

В. Соображения по анализу возможностей технической реализации и оценке эффективности устройств СДЦ при нестационарном помеховом фоне в тезисном виде могут быть изложены следующим образом.

1. Из сравнения алгоритмов решений (8) и (16) следует, что при нестационарной помеховой обстановке и полностью известных статистических характеристиках помехи в каждом m -ом элементе

пространства сложность решения возрастает: необходимо использование вместо \dot{P} значений компонент текущего вектора \dot{P}_m ; добавляется процедура нормирования выходного эффекта.

Однако, потенциальные возможности по СДЦ могут быть выше, особенно при существенной нестационарности ПП («разрывный» по азимуту характер помехи, например, наподобие рис. 1, корреляционная функция (10)). Это обусловлено повышением коэффициента корреляции (в выражении (10) отсутствует сомножитель $r_{об}(n \cdot T)$), а также взвешиванием (нормировкой) в выражении (16) выходного эффекта с учетом степени маскирования полезного сигнала остатками помехи в разных элементах пространства.

2. При частичном отсутствии сведений о корреляционной матрице помехи (в выражении для корреляционной функции (12) неизвестна зависимость удельной мощности ПП $\sigma_n^2(\beta)$ от азимута β) имеем дело с априорной параметрической неопределенностью относительно вида функции $\sigma_n^2(\beta)$. Оставаясь в рамках байесовских квазиоптимальных решений [5], используем алгоритм обработки (16) с заменой вектора \dot{P}_m его текущей оценкой \hat{P}_m :

$$Y_m = \frac{|\dot{U}^T \cdot \hat{P}_m^*|}{\sqrt{2 \cdot \dot{S}^T \cdot \hat{P}_m^*}} \quad (17)$$

Оценка вектора $\hat{P}_m = \hat{\Phi}_{ин,m}^{-1} \cdot \dot{S}$, то есть оценка значений элементов корреляционной матрицы $\hat{\Phi}_{ин,m}$ для m -го элемента пространства (представляющего, в общем случае, долю элемента разрешения РЛС) может осуществляться расчетными (цифровая карта рельефа местности) или экспериментальными методами (по карте пассивных помех).

Последняя представляет собой результат многообзорного статистического анализа аддитивной смеси теплового шума и отраженных от диполей колебаний для каждого m -го элемента пространства:

$$\hat{\Phi}_{ин,m,(i),(k)} = \frac{1}{2} \cdot \left\langle (\dot{u}_{ш,m,(i)} + \dot{u}_{н,m,(i)}) \cdot (\dot{u}_{ш,m,(k)}^* + \dot{u}_{н,m,(k)}^*) \right\rangle, \quad (18)$$

где, в отличие от (2) и (3), взятые в скобки индексы (i) , (k) обозначают i -ый и k -ый отсчеты смеси колебаний, относящихся к m -ому элементу пространства (т. к. свойство эргодичности неприменимо).

3. Сложность технической реализации устройств СДЦ (17) определяется рядом факторов:

- характером нестационарности ПП (вид функции $\sigma_n^2(\beta)$ в выражении (12));
- отношением интервала $n \cdot T$ (или $N \cdot T$) к интервалу, определяемому шириной пачки импульсов $M \cdot T$;
- соотношением величин частных коэффициентов корреляции $r_x(n \cdot T)$ и $r_{об}(n \cdot T)$.

Наиболее сложной (но и эффективной, по сравнению со стационарным случаем) может быть система СДЦ при существенной нестационарности ПП («разрывный» по азимуту характер помехи) и малом числе импульсов в пачке M (узкая ДНА).

Для этих условий, при формировании вектора \hat{P}_m , используемого в алгоритме (17), необходимо учитывать (см. (10)) оценки текущей мощности помехи $\hat{\sigma}_{n,i}^2$, а также перепады мощностей («перекосы» мощности) в смежных периодах посылки (что не требуется при расчете корреляционной функции (6) для стационарного случая).

Действительно, в выражении (10) сомножители, определяющие мощность помехи, можно представить в виде:

$$\left| \hat{\sigma}_{n,i} \cdot \dot{F}(\beta_i - \omega \cdot t_1) \cdot \hat{\sigma}_{n,i} \cdot \dot{F}^*(\beta_i - \omega \cdot t_1 - \omega \cdot n \cdot T) \right| = \hat{\sigma}_{n,i}(t_1) \cdot \hat{\sigma}_{n,i}(t_1 + n \cdot T), \quad (19)$$

где $\hat{\sigma}_{n,i}(s) = \sqrt{\hat{\sigma}_{n,i}^2 \cdot |\dot{F}(\beta_i - \omega \cdot s)|^2}$ – среднеквадратическое отклонение флюктуаций ПП в s -ый момент времени с учетом взвешивания ДНА.

При расчете (10) важен учет относительных перепадов («перекосов») мощностей:

$$\frac{\hat{\sigma}_{n,i}^2(t_1) - \hat{\sigma}_{n,i}^2(t_1 + n \cdot T)}{\hat{\sigma}_{n,i}^2(t_1)} = \Delta_i(n \cdot T), \quad (20)$$

для чего необходимо вести детальную (с точностью до доли элемента разрешения) карту ПП.

В рассматриваемых условиях (узкая ДНА) обычно $r_x(n \cdot T) > r_{об}(n \cdot T)$ ($n \neq 0$). Учет этого фактора при формировании элементов (10) весового вектора \hat{P}_m также важен, так как позволяет рассчитывать на существенное улучшение качества селекции движущихся целей.

По мере перехода от корреляционной функции (10) к модели вида (12), а также при использовании РЛС с более широкой ДНА, требуемая степень детализации карты ПП (сложность технической реализации системы СДЦ) снижается.

Если $r_x(n \cdot T) < r_{об}(n \cdot T)$ ($n \neq 0$), можно не учитывать изменение обобщенного коэффициента корреляции ПП.

При $\hat{\sigma}_{n,i}^2(t_1) \approx \hat{\sigma}_{n,i}^2(t_1 - n \cdot T)$ («перекос» $\Delta_i(n \cdot T) \ll 1$) не требуется отслеживать градиенты мощности карты ПП.

Степень градации такой карты может быть доведена до элемента пространственного разрешения РЛС или (при квазистационарной ПП) может быть еще грубее.

Отметим, что точность описания элементов $\hat{\Phi}_{шн,m,(i),(k)}$ (18) с помощью карты помех должна быть такой, чтобы оценки параметров помехи (в первую очередь, текущей мощности $\hat{\sigma}_{n,i}^2$) мало отличались от истинных, закругление оценок эквивалентно как бы увеличению степени междупериодных флюктуаций ПП, что на каком-то этапе формирования весового вектора \hat{P}_m вместо ожидаемого выигрыша может, наоборот, ухудшить работу алгоритма СДЦ.

4. Для оценки эффективности устройств СДЦ (алгоритмы (8), (16), (17)) могут быть применены показатели качества в виде условных вероятностей правильного обнаружения (D) и ложной тревоги (F).

В силу линейности процедур (8), (16) и (17) при гауссовом описании входных воздействий эти показатели (для m -го шага итерации) связаны соотношением:

$$D_m = \frac{1}{F^{1+q_m^2}},$$

где $q_m^2 = \frac{\sigma_{с,вых,m}^2}{\sigma_{шн,вых,m}^2} = \frac{\langle \dot{Y}_{с,m} \cdot \dot{Y}_{с,m}^* \rangle}{\langle \dot{Y}_{шн,m} \cdot \dot{Y}_{шн,m}^* \rangle}$ – отношение мощности сигнала ($\sigma_{с,вых,m}^2$) к мощно-

сти шум + помеха ($\sigma_{шн,вых,m}^2$) на выходе рассматриваемого фильтра СДЦ.

Ясно, что для алгоритмов (16) и (17) вероятность правильного обнаружения D_m имеет частное (условное) значение. Для получения среднего значения вероятности правильного обнаружения \bar{D}_m необходимо задаться законами распределения, описывающими статистические характеристики фиксируемых параметров.

В качестве вероятностной модели флюктуаций мощности ПП, с учетом модуляции ДНА, $\hat{\sigma}^2(s)_{n,i} = \hat{\sigma}_{n,i}^2 \cdot |\dot{F}(\beta_i - \omega \cdot s)|^2$ (19) (далее обозначим $\hat{\sigma}^2(s)_{n,i} = \sigma^2_n$) используем обобщенное гамма-распределение [6]:

$$P(\sigma_n^2) = \frac{c \cdot (\sigma_n^2)^{a-1}}{\Gamma\left(\frac{a}{c}\right)} \cdot \left(\frac{\Gamma\left(\frac{a+1}{c}\right)}{\bar{\sigma}_n^2 \cdot \Gamma\left(\frac{a}{c}\right)} \right)^a \cdot \exp\left[- \left(\frac{\Gamma\left(\frac{a+1}{c}\right) \cdot \sigma_n^2}{\bar{\sigma}_n^2 \cdot \Gamma\left(\frac{a}{c}\right)} \right)^c \right], \quad (21)$$

обобщающее большинство общепринятых моделей (распределения Релея, Вейбулла, Накагами-Райса и др.).

Здесь $\bar{\sigma}_n^2$ – среднее значение мощности ПП; a, c – параметры формы; $\Gamma(z)$ – гамма-функция.

Этот закон представляется и в виде совместной двумерной плотности распределения вероятностей мощностей $\bar{\sigma}_{n,i}^2(t_1)$ и $\bar{\sigma}_{n,i}^2(t_1 + n \cdot T)$, что позволяет учесть влияние «перекосов» мощности (20) на показатель качества D_m .

При неточных оценках статистических характеристик ПП плотности распределения входных воздействий $W(\dot{U})$ могут рассматриваться как условные с фиксируемыми параметрами (например, при фиксированной мощности $W(\dot{U}) \rightarrow W(\dot{U}/\sigma_{n,i}^2)$). Безусловные плотности могут быть получены путем усреднения $W(\dot{U}/\sigma_{n,i}^2)$, например, с учетом (21).

В результате вместо гауссовых получаем полигауссовые распределения процессов на входе.

Проведенный анализ позволяет утверждать, что усреднение по всей совокупности фиксируемых параметров ПП, применительно к рассматриваемой задаче, эквивалентно изменению структуры корреляционной матрицы Φ_n при сохранении вида закона распределения.

Сравнение выражений для корреляционной функции ПП (6) и (10) (с учетом (19)) показывает, что ухудшение точности оценки уровней помех ($\bar{\sigma}_{n,i}^2(t_1)$, $\bar{\sigma}_{n,i}^2(t_1 + n \cdot T)$) эквивалентно снижению степени между периодной корреляции (в выражении для обобщенного коэффициента корреляции появляется сомножитель $r_{об}(n \cdot T)$), причем, вид закона распределения входного процесса не меняется. Это утверждение позволяет учитывать влияние качества карты мощностей ПП на эффективность СДЦ путем введения соответствующей коррекции структуры корреляционной матрицы помех.

В случае априорной параметрической неопределенности, приводящей к негауссовому описанию плотностей распределения вероятностей входных воздействий, а также при нелинейной обработке колебаний в тракте СДЦ пользоваться предложенным подходом затруднительно.

В качестве показателя, позволяющего получить граничные значения вероятностей ошибочных решений ($F, 1 - D$), можно воспользоваться показателем различимости η (расстояние Бхаттачария), рассчитываемым на основе введенного в [7] коэффициента (ρ) (этот коэффициент также предложен (независимо от [7]) проф. Ярушеком В. Е. как коэффициент связности (η)):

$$\eta = -\ln(\rho), \quad (22)$$

$$\rho = \int_{-\infty}^{\infty} \dots \int_{-\infty}^{\infty} [W_{unc}(\dot{U}) \cdot W_{un}(\dot{U})]^{1/2} d\dot{U}, \quad (23)$$

где $W_{un(c)}(\dot{U})$ – условная многомерная плотность распределения случайных значений входного воздействия \dot{U} при условии наличия во входном колебании аддитивной смеси шума, помехи (и сигнала).

Как показано в [8], показатель различимости полностью согласуется с критерием Неймана-Пирсона и, вычисленный в виде одной числовой величины (скаляра), косвенно характеризует результат оптимальной (по максимуму правдоподобия) процедуры обнаружения полезного сигнала на фоне помех.

Важное свойство показателя различимости состоит в том, что он позволяет оценивать вероятности ошибочных решений, даже не находя замкнутого выражения для оптимальной решающей схемы

(алгоритмов обработки сигналов). Достаточно знать условные плотности распределения вероятностей случайных колебаний на входе приемного устройства.

Вычисление многомерного интеграла (23), ввиду комплексного представления аргумента $W(\dot{U})$, следует проводить, выразив плотность распределения в функции вещественного вектора, элементами которого являются реальная U_c и мнимая U_s части комплексного вектора \dot{U} [4]: $W(\dot{U}) \rightarrow W(U_c, U_s)$. При гауссовских векторах U_c, U_s авторами получено следующее выражение для расчета показателя различимости (22):

$$\eta = \ln \left(\frac{\left| \frac{\dot{\Phi}_{unc} + \dot{\Phi}_{un}}{2} \right|}{\sqrt{|\dot{\Phi}_{unc}| \cdot |\dot{\Phi}_{un}|}} \right).$$

Для подтверждения достоверности аналитических расчетов использовалось математическое моделирование алгоритмов (8), (16), (17). В качестве входного воздействия использовались модели гауссовых процессов с заданными корреляционными свойствами. Для формирования нестационарного входного воздействия мощность компоненты, описывающей ПП, изменялась случайным образом в соответствии с распределением (21).

По совокупности проведенных расчетов и моделирования показано, что учет пространственного распределения мощности помех (карты ПП) в алгоритме работы устройств СДЦ позволяет получить энергетический выигрыш до 3...7 дБ при относительных флюктуациях уровня мощности ПП 10 дБ.

Учет «перекосов» мощности обеспечивает не столь значительный выигрыш (до 1,5 дБ при величине $\Delta \approx 0,1$) и при низком качестве оценочных значений мощности ПП можно отказаться от его учета.

Для случая разрывных ПП и узкой ДНА наибольший выигрыш дает учет в алгоритмах обработки величины «текущего» коэффициента корреляции между периодными флюктуациями ПП по элементам пространства. Выигрыш за счет учета роста обобщенного коэффициента корреляции ПП может достигать десятков децибел.

Выводы:

1. Пассивные помехи (отражения от земли, облаков гидрометеоров и диполей, «ангел-эхо») в наземных обзорных РЛС в большинстве своем обладают недостаточной пространственной однородностью (квазистационарны по пространству), но имеют достаточно высокую позиционную стабильность (в элементах пространства).

Поэтому для оценки их статистических характеристик и определения алгоритмов работы систем СДЦ необходимо сочетание оценок параметров помех, полученных как усреднением по пространству, так и по элементам пространства. Это приводит к целесообразности объединения в трактах СДЦ методов межпериодной и межобзорной обработки принимаемых колебаний.

2. Задачей межобзорной обработки может стать не только формирование карты уровней помех по элементам пространства $\hat{\sigma}_{n,i}^2$, но и уточнение значений недиагональных элементов корреляционной матрицы помехи $\hat{\Phi}_{un,m}$, что обеспечивает более точный расчет компонент весового вектора \hat{P}_m .

3. Реализация системы СДЦ с использованием в алгоритме ее работы уточненного весового вектора \hat{P}_m позволяет улучшить выходное отношение сигнал/шум+помеха на единицы-десятки дБ, особенно при существенной нестационарности ПП и регулярном обзоре по азимуту с помощью антенны с узкой диаграммой направленности.

4. Требования к качеству карты помех определяются степенью коррелированности исходного помехового фона. «Декорреляция» реальной помехи за счет использования в алгоритмах обработки значений элементов оценочной корреляционной матрицы не должна быть существенной.

Сказанное предполагает учет при формировании карты помех таких факторов, как интервал межобзорной корреляции интенсивности помех в элементах пространства, влияние на оценки неравномерности скорости сканирования и деформаций ДНА.

5. В силу потенциальной неточности получаемых оценок карту помех целесообразно формировать до входа системы СДЦ, а также после системы для использования в алгоритмах компенсации остатков ПП на этапе некогерентной междупериодной обработки.

Список литературы: 1. *Иванов Ю. В., Ильин А. Ю., Радионов Ю. В.* Радиолокационные системы селекции движущихся целей // Зарубежная радиоэлектроника. 1983. № 7. С. 28-54. 2. *Шишов Ю. В., Ворошилов В. А.* Функционирование радиолокационных станций с фазированными антенными решетками // Зарубежная радиоэлектроника. 1982. № 5. С. 32-51. 3. *Радиоэлектронные системы: основы построения и теория. Справочник /* Под ред. проф. Я. Д. Ширмана. М.: ЗАО «МАКВИС» 1998. 828 с. 4. *Алмазов В. Б.* Основы теории радиолокации. Харьков: ВИРТА им. Говорова Л. А. 1992. 204 с. 5. *Репин В. Г., Тартаковский Г. П.* Статистический синтез при априорной неопределенности и адаптация информационных систем. М.: «Сов. радио» 1977. 432 с. 6. *Карпов Н. Г., Галкин Е. А., Якушев Ю. В.* / «Радиолокация, навигация и связь»: Тр. IV междунар. конф. 1998. Воронеж. С. 1075-1086. 7. *Коржик В. И., Финк Л. М., Щелкунов К. Н.* Расчет помехоустойчивости систем передачи дискретных сообщений. М.: Радио и связь, 1981. 356 с. 8. *Thomas Kailath.* The Divergence and Bhattacharyya Distance Measures in Signal Selection // IEEE Trans. On Communication Technology. February. 1967. Vol. 15. № 1. P. 52-60.

Харьковский военный университет

Поступила в редколлегию 18.10.2000

ОБНАРУЖЕНИЕ ИМПУЛЬСНОГО РАДИОСИГНАЛА С ФЛЮКТУИРУЮЩЕЙ АМПЛИТУДОЙ НА ФОНЕ НЕГАУССОВЫХ ПОМЕХ ПРИ НЕКОГЕРЕНТНОМ ПРИЕМЕ

В данной работе для разработки алгоритма обнаружения импульсного сигнала с флюктуирующей амплитудой при некогерентном приеме используется моментное и кумулянтное описание случайной величины.

Как правило, одной из первых задач оптимального приема является задача обнаружения сигналов. Задача обнаружения сигналов практически возникла с момента создания дискретных систем связи. В настоящее время большинство работ посвящено решению проблемы обнаружения сигналов, принимаемых на фоне гауссовских помех. Для этих помех разработана теория обнаружения сигналов, с помощью которой получены фундаментальные результаты, имеющие большое практическое значение при создании обнаружителей. Эта теория имеет широкое применение для синтеза конкретных обнаружителей.

Однако, последние теоретические и экспериментальные исследования показывают, что во многих случаях помехи являются негауссовскими. В работе [2] было показано, что фундаментальную роль при описании негауссовских случайных процессов играют моменты и кумулянты. Плодотворность описания негауссовских сигналов с помощью моментов и кумулянтов отмечалась давно и в многочисленных работах. Но наиболее полное, общее и фундаментальное исследование по кумулянтному описанию негауссовских процессов проведено А.И.Малаховым [2]. Однако, методы синтеза обнаружителей сигналов, принимаемых в аддитивной смеси негауссовских помех, описываемых последовательностью моментов и кумулянтов, развиты слабо.

Отличие данной работы состоит в том, что в ней помеха n_v считается негауссовской случайной величиной с нулевым математическим ожиданием, описываемой последовательностью моментов и кумулянтов. При этом учет кумулянтов порядка 3 и выше позволяет синтезировать решающие правила с лучшими точностными характеристиками по сравнению с обнаружителями, синтезированными в предположении, что помеха гауссовская.

В реальных системах связи и радиолокации принимаемые в каждой реализации импульсы, как правило, являются случайными. Поэтому будем считать, что у нас стоит задача обнаружения импульсного сигнала со случайной амплитудой на фоне негауссовских помех, т.е. необходимо синтезировать алгоритм обнаружения импульсного сигнала со случайной амплитудой при некогерентном приеме. Для синтеза алгоритма воспользуемся методом, изложенным в [1], где в качестве решающей функции используется стохастический полином, а неопределенные коэффициенты находятся из условия минимума верхней границы вероятностей ошибок (критерий КУ).

Вид исследуемого сигнала при гипотезах H_1 и H_0 будет соответственно:

$$\begin{aligned} \xi_v &= Ae_v \cos(\omega_0 v + \varphi) + n_v, \\ \xi_v &= n_v, \end{aligned} \quad (1)$$

где e_v – значение огибающей импульса с единичной амплитудой, взятые в момент времени v ; A – случайная амплитуда, φ – начальная фаза.

Будем считать что в (1) A и n_v – независимые случайные величины, и при этом n_v – случайная величина с нулевым математическим ожиданием, которая описывается последовательностью кумулянтов χ_i , порядка i , $i = 1, 2, 3, \dots$, а A – случайная величина с моментами $MA = a_1$, $MA^2 = a_2$ и т.д., и кумулянтами α_2, α_3 , и т.д.

Рассматривается случай при некогерентном приеме, когда полагается, что начальная фаза несущей φ является также случайной величиной, распределенной равномерно в интервале $[0, 2\pi]$.

Моменты случайной величины ξ_v при гипотезе H_1 с учетом того, что

$$\cos(\omega_0 v + \varphi) = \cos \omega_0 v \cos \varphi - \sin \omega_0 v \sin \varphi$$

и $M \cos \varphi = M \sin \varphi = 0$ на данном интервале $(0, 2\pi)$, будут равны:

$$m_{1v} = 0, m_{2v} = \frac{1}{2} a_2 e_v^2 + \chi_2, m_{3v} = \chi_3, m_{4v} = \frac{3}{2} a_4 e_v^4 + 3a_2 e_v^2 \chi_2 + \chi_4 + 3\chi_2^2, \quad .$$

Рассмотрим осуществление гипотезы H_0 , т.е. случай, когда сигнала нет. В этом случае моменты имеют вид:

$$u_1 = 0, u_2 = \chi_2, u_3 = \chi_3, u_4 = \chi_4 + 3\chi_2^2.$$

Зная моменты при гипотезе H_1 и H_0 , определим функции $F_{(i,j)v}(H_0)$ и $F_{(i,j)v}(H_1)$, где $F_{(i,j)v}$ выражаются через моменты случайных величин ξ_v порядка i, j и $(i+j)$ при гипотезах H_1 и H_0 следующим образом:

$$F_{(i,j)v}(H_1) = m_{(i+j)v} - m_{iv} m_{jv}, \quad F_{(i,j)v}(H_0) = u_{(i+j)v} - u_{iv} u_{jv},$$

Согласно [1], $F_{(i,j)v}(H_1)$ имеют вид:

$$F_{(1,1)v}(H_1) = \frac{1}{2} a_2 e_v^2 + \chi_2, \quad F_{(1,2)v}(H_1) = \chi_3, \quad F_{(2,2)v}(H_1) = \frac{1}{2} a_4 e_v^4 + 2a_2 e_v^2 - \frac{1}{4} a_2^2 e_v^4 + \chi_4 + 2\chi_2^2,$$

Аналогично имеем для $F_{(i,j)v}(H_0)$:

$$F_{(1,1)v}(H_0) = \chi_2, \quad F_{(1,2)v}(H_0) = \chi_3, \quad F_{(2,2)v}(H_0) = \chi_4 + 2\chi_2^2,$$

Находим совместные моменты

$$F_{(i,j)v} = F_{(i,j)v}(H_0) + F_{(i,j)v}(H_1),$$

$$F_{(1,1)v} = \frac{1}{2} a_2 e_v^2 + 2\chi_2,$$

$$F_{(1,2)v} = 2\chi_3,$$

$$F_{(2,2)v} = \frac{1}{2} a_4 e_v^4 + 2a_2 e_v^2 - \frac{1}{4} a_2^2 e_v^4 + 2(\chi_4 + 2\chi_2^2)$$

Используя полученные выражения, синтезируем оптимальное решающее правило. В общем случае для степени полинома $S=2$ решающее правило имеет вид:

$$\sum_{v=1}^n h_{1v} (\xi_v - \frac{1}{2} (m_{1v} + u_{1v})) + \sum_{v=1}^n h_{2v} [(\xi_v^2 - \frac{1}{2} (m_{2v} + u_{2v}))] \underset{H_0}{\overset{H_1}{\gtrless}} 0 \quad (3)$$

Случай синтеза обнаружителя при помощи полинома 1-й степени не рассматриваем, т. к. ядро $h_{1v} = 0$, и можно сделать вывод, что в случае $S=1$, гипотезы H_1 и H_0 не различимы.

Коэффициенты h_{1v} и h_{2v} находятся из решения системы линейных алгебраических уравнений:

$$\begin{cases} h_{1v} F_{(1,1)v} + h_{2v} F_{(1,2)v} = m_{1v} - u_{1v}, \\ h_{1v} F_{(2,1)v} + h_{2v} F_{(2,2)v} = m_{2v} - u_{2v}, \end{cases} \quad (4)$$

Учитывая (2) и опуская громоздкие алгебраические преобразования, получим:

$$h_{1v} = \frac{\Delta_{1v}}{\Delta_v}, \quad h_{2v} = \frac{\Delta_{2v}}{\Delta_v}, \quad (5)$$

где

$$\begin{aligned} \Delta_{1v} &= -\chi_2^5 \gamma_3 (p+q) e_v^2, \\ \Delta_{2v} &= 2\chi_2^2 \left[\frac{1}{4} (p^2 + 2q^{1/2} p^{3/2} + q^2) e_v^4 + (p+q) e_v^2 \right], \\ \Delta_v &= \chi_2^3 [4(\gamma_4 + 2 - \gamma_3^2) + e_v^2 (p+q)(\gamma_4 + 6) + \frac{1}{4} e_v^4 (11p^2 + 22pq + \\ &+ 5q^2 + 3\mu_4 p^2 + 12q^{1/2} p^{3/2}) + \frac{1}{16} e_v^5 (3p^3 \mu_4 + 7p^3 + 12\mu_3 q^{1/2} p^{5/2} + \\ &+ 21qp^2 + 15q^2 p + 3qp^2 \mu_4 + 12\mu_3 q^{3/2} p^{3/2} + q^3)]. \end{aligned} \quad (6)$$

В выражении (6) обозначено через q – отношение сигнал / помеха по мощности, а через p – отношение мощности флюктуации амплитуды к мощности помехи, $\gamma_r = \frac{\chi_r}{\chi_2^{r/2}}$, $\mu_r = \frac{\lambda_r}{\chi_2^{r/2}}$ – кумулянтные коэффициенты r -го порядка случайной амплитуды и помехи, соответственно.

Количество извлекаемой информации о различии гипотез из одного выборочного значения будет определяться выражением:

$$J_{2v} = h_{1v}(m_{1v} - u_{1v}) + h_{2v}(m_{2v} - u_{2v}), \quad (7)$$

а из всего объема выборки:

$$J_v = \sum_{v=1}^n J_{2v}.$$

Очевидно, что при некогерентном приеме несущая частота роли не играет, а на первый план выступает уже огибающая e_v . В этом состоит коренное отличие от когерентного приема.

Значение критерия качества КУ в данном случае будет равно:

$$Q_2 = J_v^{-1}.$$

Для проведения анализа по данному критерию было найдено отношение $Q_2/Q_{2(\gamma_3=0)}$, выраженное в дБ, т.е.

$$Q = 10 \lg \left(\frac{Q_2}{Q_{2(\gamma_3=0)}} \right).$$

Исследование коэффициента эффективности Q от γ_4 , p и q было проведено при условии, что флюктуации амплитуды – гауссовские величины, т.е. $\mu_3 = \mu_4 = 0$, а помеха – негауссовская величина ($\gamma_3 \neq \gamma_4 \neq 0$) и должно выполняться соотношение ($\gamma_4 + 2 \geq \gamma_3^2$). Для больших значений $q = 10$ и при различных $p = [0,1 \div 0,5]$ влияние негауссовости практически не сказывается при данном значении q . Наилучший эффект достигается при малых p (до -6 дБ), и чем больше q и p , тем больше ухудшается коэффициент эффективности.

Можно отметить, что при увеличении коэффициента эксцесса γ_4 , коэффициент эффективности Q максимален для любых q и p , и несколько лучше для колокообразной огибающей, чем для прямоугольной огибающей.

Учет негауссовости флюктуаций не приводит к улучшению характеристик обнаружителя, поэтому его анализ приводить не будем.

При большом объеме выборки n левая часть решающего правила (3) примерно будет распределена по гауссовскому закону и поэтому можно найти асимптотические значения самих вероятностей ошибок первого и второго рода. Эти вероятности ошибок представляют интерес. Легко показать, что асимптотически при $n \rightarrow \infty$ вероятность ошибки второго рода β_2 будет равна:

$$\beta_2 = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{-C_2} \exp(-x^2/2) dx,$$

где $C_2 = \frac{J_{2v}}{2\sqrt{G_{1v}}}$,

а вероятность ошибки первого рода определяется выражением:

$$\alpha_2 = \frac{1}{\sqrt{2\pi} C_1} \int_0^{\infty} \exp(-x^2/2) dx,$$

где $C_1 = \frac{J_{2v}}{2\sqrt{G_{0v}}}$.

В приведенных выражениях G_{1v} и G_{0v} дисперсии решающего правила для степени полинома $S = 2$ при гипотезах H_1 и H_0 соответственно. В свою очередь G_{1v} и G_{0v} определяются по формулам:

$$G_{1v} = \sum_{i=1}^s \sum_{j=1}^s \sum_{v=1}^n h_{iv} h_{jv} F_{(i,j)v}(H_1), \quad G_{0v} = \sum_{i=1}^s \sum_{j=1}^s \sum_{v=1}^n h_{iv} h_{jv} F_{(i,j)v}(H_0),$$

Тогда сумма вероятностей ошибок первого и второго будет равна:

$$\alpha_2 + \beta_2 = \frac{1}{\sqrt{2\pi} C_1} \int_0^{\infty} \exp(-x^2/2) dx + \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{-C_2} \exp(-x^2/2) dx.$$

Проведем анализ отношения:

$$\alpha\beta = 10 \log \frac{\alpha_2 + \beta_2}{(\alpha_2 + \beta_2)_{(\gamma_3=0)}}$$

в зависимости от γ_3 и γ_4 при различных значениях p и q , полагая, что флюктуация амплитуды – гауссовская величина ($\mu_3 = \mu_4 = 0$), а помеха – негауссовская величина ($\gamma_3 \neq \gamma_4 \neq 0$).

Учет негауссовости помехи позволяет также уменьшить сумму вероятностей ошибок по сравнению с линейным обнаружителем ($-10; -15$ дБ).

В заключение отметим, что алгоритмы обнаружения импульсных радиосигналов при некогерентном приеме значительно проще, хотя эффективность их (особенно при малых q) незначительно ухудшается по сравнению с когерентным приемом.

Список литературы: 1. Кунченко Ю.П., Мельяновский П.А., Слюсаренко В.М. Применение функциональных полиномов для обнаружения радиосигналов на фоне негауссовских шумов. Х., 1988. 48с. (Препринт № 363. Институт радиофизики и электроники АН УССР). 2. Малахов А.Н. Кумулянтный анализ негауссовых случайных процессов и преобразований. М.: Сов. радио, 1979. 376 с.

Черкасский инженерно-технологичный институт

Поступила в редколлегию 3.11.2000

ОБНАРУЖЕНИЕ И РАСПОЗНАВАНИЕ МАЛОЗАМЕТНЫХ ЦЕЛЕЙ ЛИДАРНЫМИ МЕТОДАМИ

Применение технологий «Стелс» в современных средствах воздушного нападения приводит к заметному ухудшению возможностей систем обнаружения в радио- и оптическом диапазонах длин волн.

Одним из направлений повышения эффективности таких систем является использование лидарных средств, позволяющих путём зондирования выбранных объёмов пространства обнаруживать и распознавать малоаметные воздушные цели по их следам в атмосфере. В этом случае наиболее информативными признаками обнаружения и распознавания целей являются аномалии плотности воздуха в виде существенного изменения концентрации и состава компонент следа и турбулентные (вихревые) потоки, оставляющие след пролетающих в атмосфере летательных аппаратов.

В отличие от радиолокационных и квантово-оптических систем, работающих по отраженному от целей сигналу, лидарные средства анализируют рассеянное атмосферой лазерное излучение. В этом случае эффективность решения задач обнаружения и распознавания не зависит от параметров и характера покрытий воздушных целей, а определяется лишь чувствительностью и пространственным разрешением выбранного метода лидарных измерений, что, в конечном счете, обуславливает малоэффективность мероприятий, реализуемых по программе "Стелс".

Основным достоинством лидарных средств является то, что обработка результатов зондирования следа воздушной цели в реальном масштабе времени позволяет с высокой достоверностью установить факт пролета исследуемой области пространства любым летательным аппаратом. Причем, в зависимости от типа двигательной установки, высоты и режима его полета в определенных пределах будут изменяться состав следа, концентрация частиц и их пространственное распределение, что, в свою очередь, может служить дополнительным информационным признаком селекции и распознавания целей.

Возможность обнаружения воздушных объектов по их следам в атмосфере основана на существенном отличии оптико-атмосферных характеристик возмущённой полётом летательного аппарата области пространства относительно окружающего след воздуха. Эта область характеризуется наличием значительного количества различного рода газообразных соединений, аэрозольных образований и частиц, представляющих собой продукты сгорания авиационных (ракетных) топлив, а также формированием интенсивных турбулентных потоков, вызванных движением объекта в плотных слоях атмосферы.

Таким образом, след летательного аппарата, как объект локации, представляет собой протяжённую цель, определённым образом ориентированную в пространстве относительно направления полёта. Кроме того, след каждой аэродинамической цели имеет специфическую пространственную (в поперечном и продольном направлениях) структуру и химический состав. Это позволяет при достаточной чувствительности лидарных средств не только обнаруживать цели со слабоотражающими (поглощающими) покрытиями, но и осуществлять их идентификацию по характерному для каждого типа летательного аппарата составу компонент следа.

Для протяжённого объекта (угловой размер которого больше ширины диаграммы направленности, т.е. для следа цели) лидарное уравнение с учётом однократного рассеяния от атмосферного аэрозоля можно представить в виде:

$$P_r(\omega, L) = P_0(\omega_0) K_0 K_r T(\omega_0) T(\omega_r) Y(L) \beta(L) \Delta R \frac{S_{eff}}{L^2} \quad (1)$$

где $P_r(\omega, L)$ и $P_0(\omega_0)$ – мощности принимаемого (с круговой частотой ω_r) и излучаемого (с частотой ω_0) лазерных сигналов соответственно; K_r и K_0 – пропускание приемного и передающего оптических трактов соответственно; $T(\omega_r)$ и $T(\omega_0)$ – прозрачность атмосферы для принимаемого и излучаемого сигналов соответственно; $Y(L)$ – геометрический фактор, учитывающий перекрытие лазерного луча и угла поля зрения приемного устройства; $\beta(L)$ – объёмный коэффициент обратного рассеяния; $\Delta R = C \tau_d / 2$ – пространственное разрешение, где τ_d – время детектирования оптического сигнала;

S_{eff}/L^2 – телесный угол, в котором осуществляется прием сигналов оптической системы, где S – эффективная площадь приемной апертуры, а L – дальность до исследуемого объема пространства (следа цели) [1].

Как видно из приведенного выражения мощность принимаемого сигнала при заданных параметрах лидарной системы и известном расстоянии до цели существенно зависит от значений объемного коэффициента обратного рассеяния. В общем случае этот коэффициент определяется суммой вкладов от газовой фазы атмосферы β_r и от содержащихся в ней частиц β_q :

$$\beta = \beta_r + \beta_q \quad (2)$$

В зависимости от состояния атмосферы и высоты исследуемых объемов доминирующим может быть тот или иной тип рассеяния.

Упругое рассеяние в направлении назад на молекулах газов описывается (за исключением линии поглощения) приближением рэлеевского рассеяния:

$$\beta_r = N \frac{d\sigma}{d\Omega} \quad (3)$$

где N – число молекул газа в единице объема (концентрация); $d\sigma/d\Omega$ – дифференциальное сечение рассеяния.

Рассеяние света полидисперсным ансамблем однородных сферических частиц описывается выражением (1):

$$\beta_q = \int_{a_1}^{a_2} \frac{d\sigma}{d\Omega} N_0(a) da \quad (4)$$

где $d\sigma/d\Omega = \pi a^2 Q(a, h)$ – дифференциальное сечение рассеяния назад частицы радиусом a и коэффициентом преломления n ; $Q(a, h)$ – фактор эффективности обратного рассеяния; $N_0(a)$ – концентрация частиц радиусом a .

Для известного механизма рассеяния и заданных характеристик лидарной системы дифференциальное сечение рассеяния является детерминированной величиной. В этом случае по измеренной концентрации компонент зондируемой области пространства можно судить о наличии или отсутствии в ней аэродинамической цели.

Важным информативным признаком для распознавания объектов являются состав и распределение в пределах следа продуктов сгорания топлива, характерных для каждого типа летательного аппарата и режимов работы его двигательной установки. В состав продуктов сгорания входит большое количество газовых компонентов, представляющих результаты термического разложения топлива: тяжёлые углеводороды (CH_4 , C_2H_6 , C_2H_4 , C_2H_2), углекислый газ (CO_2), водород (H_2), угарный газ (CO), водяной пар (H_2O) и др. Благодаря наличию характерных для каждого газового компонента линий (или полос) поглощения можно осуществить идентификацию и измерение его концентрации в исследуемом объёме путём реализации эффекта резонансного рассеяния. Такой механизм рассеяния обеспечивается за счёт настройки частоты (или комбинации частот) зондирующего излучения ω в резонанс с наиболее активным молекулярным переходом ω отдельной газовой составляющей. При этом селективное возбуждение молекулярных колебаний в зондируемом объёме обуславливает резкое возрастание (от 3 до 6 порядков [2]) дифференциального сечения рассеяния, что позволяет зафиксировать в составе следа компоненты даже с незначительной концентрацией:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\omega_0 \omega_r^3}{(4\pi\epsilon_0 hc^2)^2} \frac{[\epsilon_r \hat{d}_{fi}] [\epsilon_i \hat{d}_{ig}]}{(\omega_r - \omega_0)^2 + \Gamma^2} \quad (5)$$

где g, i, f – соответственно начальное, промежуточное и конечное квантовые состояния; $\epsilon_r \hat{d}_{fi}$, $\epsilon_i \hat{d}_{ig}$ – составляющие дипольных моментов для переходов $f-i$ и $g-i$ в направлении поляризации рассеянного и падающего излучения; Γ – полуширина линии спонтанного перехода.

Как известно, влияние турбулентной атмосферы на распространяющееся оптическое излучение заключается в существенном искажении его пространственно-временных характеристик. Эти искажения проявляются в амплитудно-фазовых флуктуациях принимаемого сигнала, нарушении пространственной когерентности оптической волны, уширении и дрожании лазерного пучка. При этом характер и диапазон таких изменений определяется главным образом интенсивностью турбулентных пульсаций, описываемых структурной характеристикой показателя преломления среды C_n^2 . Лидарные способы определения структурной характеристики C_n^2 основаны на рассеянии света естественным атмосферным аэрозолем. В этом случае аэрозоль выполняет роль диффузно рассеивающего экрана и определяет энергетику локационного сигнала, а турбулентные неоднородности обуславливают искажения отраженной оптической волны. Таким образом, фиксируя степень флуктуаций (искажений) параметров принимаемого сигнала можно судить о характере турбулентности лоцируемой трассы и, тем самым, об источнике формирования такого следа.

Одним из эффектов, свидетельствующих об изменении параметров турбулентности, является нарушение пространственной когерентности поля рассеянной исследуемым объектом волны. Для среднего размера пятна R_n в фокальной плоскости приёмной апертуры с гауссовской аппроксимацией коэффициента пропускания выполняется соотношение

$$R_n = \frac{2F_0}{K} \left[\frac{1}{\rho_0^2} + \frac{1}{a_0^2} \right]^{\frac{1}{2}}, \quad (6)$$

где F_0 – фокусное расстояние объектива; a_0 – радиус объектива; K – волновое число;

$$\rho = \left[1,45 K^2 \int_0^L C_n^2(\eta) (\eta/L)^5 d\eta \right]^{\frac{-3}{5}}, \quad (7)$$

где ρ – радиус когерентности поля сферической волны, η – переменная интегрирования, отсчитываемая от рассеивающего объёма к приёмной системе лидара.

Из выражения (6) видно, что уменьшение радиуса когерентности ρ приводит к увеличению среднего размера изображения объёма и, соответственно, к уменьшению средней интенсивности в центре дифракционной картины, что может быть зарегистрировано приёмным устройством лидарной системы.

Другим известным эффектом, вызванным случайными искажениями фазы волны с масштабами, сравнимыми с радиусом приёмной линзы, является дрожание изображений источников. Положение изображения принято характеризовать вектором положения энергетического центра тяжести распределения интенсивности в фокальной плоскости линзы:

$$\rho_c = \frac{\iint J_F(\rho) d^2 \rho}{\iint J_F(\rho) d^2 \rho}, \quad (8)$$

где $J_F(\rho)$ – распределение интенсивности в фокальной плоскости приёмной линзы.

В пренебрежении флуктуациями потока через объектив дисперсия случайных смещений σ_c^2 вектора ρ_c описывается известным соотношением:

$$\sigma_c^2 = \langle \rho_c^2 \rangle = 2,84 (2a_c)^{-1} \sec^2 \theta \int_0^\infty C_n^2(z) dz, \quad (9)$$

где θ – зенитный угол.

Поскольку величина σ_c^2 однозначно обусловлена значением C_n^2 , то полученные данные о дрожании изображений можно использовать для дистанционного контроля турбулентного состояния исследуемого объёма пространства.

Таким образом, оба метода позволяют осуществить обнаружение летательных аппаратов по их турбулентным следам в атмосфере.

Для оценки дальности действия лидарных систем, решающих локационные задачи, рассматривался наиболее чувствительный метод дифференциального поглощения и рассеяния в качестве механизма обнаружения характерных для следа аэродинамической цели газовых компонент. В этом случае исследуемые компоненты можно обнаружить только тогда, когда дифференциальное изменение сигнала становится заметным по сравнению с шумами. При этом энергия лазерного излучения E , рассеянная с расстояния $L + \Delta L$ в обратном направлении, должна превышать минимально детектируемую энергию фотодетектора (1):

$$E(\lambda_L, L + \Delta L) \geq \frac{1}{D^*} \left(\frac{FA_0 B}{4B\xi_e} \right)^2 q_{\min}, \quad (10)$$

где D^* – обнаружительная способность детектора, $F/\xi_e \approx 1$ (для твердотельных фотодетекторов), A_0 – площадь фотокатода, B – ширина полосы фотодетектирования, q – минимальное отношение сигнал/шум.

Оценка дальности обнаружения компонент CO, CH₄, NO следа проводилась по соотношению (1) с учетом (10). Результаты моделирования представлены на рисунке.

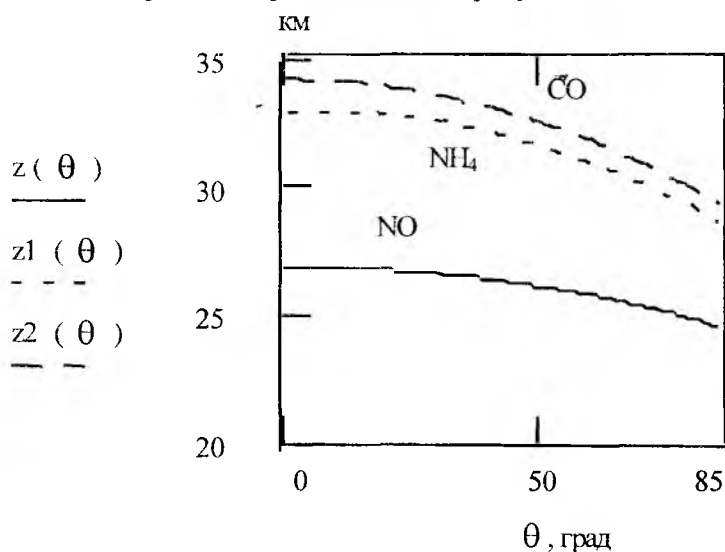


Рис. Дальность действия системы обнаружения.

Рассмотренные способы использования лидарных средств могут послужить основой для создания систем обнаружения малой дальности.

Список литературы: 1. Межерис Р. Лазерное дистанционное зондирование. М.: Мир, 1987. 2. Бункин А.Ф. Четырехфотонная спектроскопия комбинационного рассеяния света в дистанционной диагностике атмосферы и океана // Оптика атмосферы. 1988. Т.1. №1.

Харьковский военный университет
Харьковский государственный технический
университет радиоэлектроники

Поступила в редколлегию 25.10.2000

ОШИБКИ В ОЦЕНКЕ НАПРАВЛЕНИЙ ПРИХОДА СИГНАЛОВ В РЕЖИМЕ СВЕРХРАЗРЕШЕНИЯ, ОБУСЛОВЛЕННЫЕ СРЕДОЙ РАСПРОСТРАНЕНИЯ РАДИОВОЛН

В пределах класса алгоритмов сверхразрешения, основанных на вычислении собственных значений (СЗ) и векторов корреляционных матриц (КМ) и разделении их на множества, принадлежащие подпространствам сигналов и шума, метод MUSIC (multiple signal classification- классификация множества сигналов) и его модификации изучены наиболее детально. Линкольновская лаборатория в США провела серии из многих тысяч лабораторных испытаний этих алгоритмов. По результатам анализа сделан вывод, что среди алгоритмов с высоким разрешением MUSIC наиболее перспективен [1].

Популярность MUSIC обусловлена, в основном, его универсальностью. Например, он применим к антенным решеткам произвольной (но известной) геометрии, составленной из элементов с различными (но известными) характеристиками. Алгоритм может быть использован для оценивания целого ряда параметров, характеризующих источник радиоизлучения (ИРИ): азимут и угол места направления прихода (НП) сигнала, дальность (по кривизне фронта радиоволны в ближней зоне) и других.

Целью статьи является оценка влияния флуктуаций амплитудно-фазового распределения (АФР) сигналов, вызванных неоднородностью среды распространения радиоволн (РРВ), на точность оценок НП сигналов (точность пеленгации) алгоритмом MUSIC. Антенная решетка считается откалиброванной, шум – пространственно белым.

Комплексную амплитуду смеси сигналов разрешаемых ИРИ и шума в точно откалиброванной линейной антенной решетке, содержащей N каналов, представим в виде вектора [1]:

$$y = As + n, \quad (1)$$

где $y - N \times 1$ – вектор смеси сигналов и шума; $A - N \times U$ – матрица откликов решетки на U сигналов единичной амплитуды, прошедших идеальную (неискажающую АФР сигналов) среду;

$$A = [a(\psi_1) \dots a(\psi_u) \dots a(\psi_U)], \quad u \in 1, U; \quad (2)$$

$$a(\psi_u) = [a_0(\psi_u) \dots a_i(\psi_u) \dots a_{N-1}(\psi_u)]^T, \quad i \in 0, N-1; \quad (3)$$

знак “Т” – транспонирование;

$$a_i(\psi_u) = a_{i0} \exp(ji\psi_u); \quad \psi_u = 2\pi\lambda_c^{-1} d \sin(\theta_u); \quad (4)$$

a_{i0} – амплитудное распределение (АР) в решетке; θ_u – НП-го сигнала; λ_c, d – длина волны сигнала и межэлементное расстояние в решетке, соответственно;

$$s = [x_1 \dots x_u \dots x_U]^T; \quad (5)$$

$U \times 1$ – вектор комплексных амплитуд сигналов; $n - (N \times 1)$ – вектор комплексных амплитуд шума.

Отклик решетки на сигнал, прошедший неоднородную среду, представим в виде

$$a_{ci}(\psi_u) = a_i(\psi_u)[1 + \gamma_i(\psi_u)], \quad (6)$$

где

$$\gamma_i(\psi_u) = [1 + b_i(\psi_u)] \exp[j\phi_i(\psi_u)] - 1, \quad (7)$$

$b_i(\psi_u); \phi_i(\psi_u)$ – описывают искажения амплитудного и фазового распределений сигналов, принятых с направлений θ_u , соответственно.

С учетом (6) вектор принятых сигналов и шума y_c можно записать в виде:

$$y_c = A_c s + n, \quad (8)$$

где

$$A_c = A + \Delta A, \quad (9)$$

$$\Delta A = [\Gamma_1 a(\psi_1) : \Gamma_u a(\psi_u) : \Gamma_U a(\psi_{U1})]; \quad (10)$$

$$\Gamma_u = \text{diag}\{\gamma_0(\psi_u) \dots \gamma_i(\psi_u) \dots \gamma_{N-1}(\psi_u)\}. \quad (11)$$

КМ смеси сигналов, прошедших однородную среду и принятых калиброванной решеткой, записывается в виде:

$$R = ASA^* + \sigma^2 I, \quad (12)$$

где $S = ss^* - U \times U$ КМ амплитуд сигналов; I – единичная матрица; знак “*” – комплексное сопряжение и транспонирование.

КМ той же смеси, прошедшей неоднородную среду, с учетом (9), можно представить в виде:

$$R = (A + \Delta A)S(A + \Delta A)^* + \sigma^2 I. \quad (13)$$

Алгоритм MUSIC базируется на разложении КМ по собственным векторам (СВ), принадлежащим подпространствам (ПП) сигнала и шума:

$$R = \sum_i \lambda_i e_i e_i^* = E_s A_s E_s^* + \sigma^2 E_n E_n^*, \quad (14)$$

где $E_s = [e_1 \dots e_u \dots e_U]$ – $N \times U$ матрица СВ ПП сигналов; $E_n = [e_{U+1} \dots e_N]$ – $N \times (N - U)$ матрица СВ ПП шума; $A_s - U \times U$ матрица СЗ ПП сигналов; $\lambda_1 \geq \lambda_2 \dots \geq \lambda_U > \lambda_{U+1} = \dots = \lambda_N = \sigma^2$ СЗ R .

СВ $E = [E_s E_n]$ образуют ортонормированный базис $EE^* = E^*E = I$. При сверхразрешении используется тот факт, что $E_s \perp E_n$, то есть проекции сигналов на ПП шума равны нулю: $E_n^* a(\psi_u) = 0$ для всех u . Учитывая это, решающее правило для алгоритма MUSIC записывается в виде [2]:

$$\Phi(\psi) = a^*(\psi) E_n E_n^* a(\psi), \quad (15)$$

где $a(\psi)$ – вектор математического сканирования.

Значения ψ , которым соответствуют нули (минимумы) $\Phi(\psi)$, есть обобщенные угловые направления ψ_u на ИРИ.

При работе в неоднородной среде наблюдению подлежит КМ R_c . Влияние среды на ее структуру можно представить трансформацией искажений вектора A добавкой ΔA в искажения векторов ПП шума [2]:

$$E_{nc} = E_n + \Delta E_n, \quad (16)$$

где ΔE_n – искажения СВ ПП шума, обусловленные влиянием искажений АФР сигналов вектором ΔA .

Решающее правило, с учетом (16), преобразуется к виду:

$$\Phi_c(\psi) = a^*(\psi) E_{nc} E_{nc}^* a(\psi). \quad (17)$$

Для оценки ошибок пеленгации алгоритмом MUSIC воспользуемся приемом, используемым в [2, 3]. В направлениях, где $\psi = \psi_u$ функция $\Phi(\psi)$ обращается в ноль, а $\Phi_c(\psi)$ будет иметь минимум. Для определения значений $\psi = \psi_u$ необходимо продифференцировать $\Phi_c(\psi)$ по ψ_u и приравнять результат нулю. Приближенное значение этой производной представим в виде [2,3]:

$$\Phi'_c(\hat{\psi}_u) = \Phi'_c(\psi_u) + \Phi''_c(\psi_u)(\hat{\psi}_u - \psi_u), \quad (18)$$

где $\hat{\psi}_u$ – оценка ψ_u .

Для малых значений $\|\Delta E_n\|$ и $\Delta\psi_u = \widehat{\psi}_u - \psi_u$, допустимо считать, что

$$\Delta\psi_u = -\Phi_c^{-1}(\psi_u) \cdot [\Phi''(\psi_u)]^{-1}. \quad (19)$$

Тогда выражение $\Phi'_c(\psi_u)$ имеет вид:

$$\Phi'_c(\psi_u) = 2\operatorname{Re}\{d^*(\psi_u)E_n\Delta E_n^*a(\psi_u)\}, \quad (20)$$

где учтено, что $E_n^*a(\psi_u) = 0$ и отброшены слагаемые, имеющие малость порядка $o(\|\Delta E_n\|^2)$.

Вторая производная $\Phi''(\psi_u)$ определяется выражением:

$$\Phi''(\psi_u) = 2\operatorname{Re}\{d^*(\psi_u)E_nE_n^*d(\psi_u)\}. \quad (21)$$

Подставив (20) и (21) в (19), получим оценку:

$$\Delta\psi_u = \frac{-\operatorname{Re}\{d^*(\psi_u)E_n\Delta E_n^*a(\psi_u)\}}{d^*(\psi_u)E_nE_n^*d(\psi_u)}. \quad (22)$$

Из (22) следует, что величина ошибки пеленгации $\Delta\psi_u$ определяется произведением $\Delta E_n^*a(\psi_u)$. Приравняв это произведение нулю, получим тривиальное решение $\Delta E_n^* = 0$. Однако по условиям задачи, при $\Delta A \neq 0$ и $\Delta E_n^* \neq \emptyset$ и, следовательно, $\Delta E_n^*a(\psi_u) \neq 0$.

В [2,3] для оценки величины $\Delta E_n^*a(\psi_u)$ применены сложные и громоздкие вычисления, связанные с перепроектированием всех возможных искажений СЗ и СВ в ПП шума. Нами предлагается другое приближенное решение, дающее такой же результат, как и в [2,3].

Из физических соображений ясно, что устранить влияние флуктуаций АФР сигналов на точность пеленгации можно двумя методами:

адаптацией выровнять волновые фронты принятых сигналов и обеспечить $\Delta A = 0$, а, следовательно, и $\Delta E_n^* = 0$;

измерить искажения волновых фронтов сигналов $\gamma_i(\psi_u)$ и учесть их при формировании вектора математического сканирования, представив его в виде:

$$a_c(\psi_u) = a(\psi_u) + \Delta a(\psi_u), \text{ где } \Delta a(\psi_u) = \Gamma a(\psi_u).$$

Если воспользоваться вторым методом, то в числителе $\Phi_c(\psi_u)$ должно выполняться равенство:

$$E_{nc}^*[a(\psi_u) + \Delta a(\psi_u)] = 0. \quad (23)$$

Из (23), если учесть, что $E_n^*a(\psi_u) = 0$, и пренебречь величинами $o(\|\Delta E_n\|^2)$, $o(\|\Delta E_n\| \|\Delta a(\psi_u)\|)$, получим приближенное равенство:

$$E_n\Delta E_n^*a(\psi_u) = -E_nE_n^*\Delta a(\psi_u). \quad (24)$$

Подставив (24) в (22), получим, что:

$$\Delta\psi_u = \frac{\operatorname{Re}\{d^*(\psi_u)E_nE_n^*\Delta a(\psi_u)\}}{d^*(\psi_u)E_nE_n^*d(\psi_u)}. \quad (25)$$

Выражение (25) позволяет, пользуясь измеренными значениями $\gamma_i(\psi_u)$, реставрировать $\Delta a(\psi_u)$ и оценивать ошибки пеленгования разрешаемых ИРИ.

Дисперсия ошибок пеленгования, полученная путем усреднения по ансамблю реализаций алгоритма MUSIC.

$$\sigma_{\psi}^2 = \langle \Delta \psi_u \Delta \psi_u^* \rangle = \frac{\operatorname{Re} \{ f_u^* E_n^* K_c E_n f_u \}}{2(f_u^* f_u)^2} \quad u \in 1, U, \quad (26)$$

где

$$f_u = E_n^* d(\psi_u), \quad (27)$$

$$K_c = \langle \Delta a(\psi_u) \Delta a^*(\psi_u) \rangle, \quad (28)$$

знак $\langle \dots \rangle$ – статистическое усреднение.

Для того, чтобы оценить влияние на σ_{ψ}^2 только флуктуаций АФР сигналов, ПП шума представим в виде $\sigma^2 I$. Тогда из (14) следует, что $E_n E_n^* = I$. Используя это, можно показать, что $f_u^* E_n^* = d^*(\psi_u) I$, $E_n f_u = I d(\psi_u)$, $f_u^* f_u = d^*(\psi_u) d(\psi_u)$. Тогда:

$$\sigma_{\psi}^2 = \frac{\operatorname{Re} \{ d^*(\psi_u) K_c d(\psi_u) \}}{2(d^*(\psi_u) d(\psi_u))^2}. \quad (29)$$

Из (6) следует, что $\Delta a_i(\psi_u) = a_i(\psi_u) \gamma_i(\psi_u)$, и тогда:

$$K_{c_{i,k}} = \langle \Delta a_i(\psi_u) \Delta a_k^*(\psi_u) \rangle = a_i(\psi_u) a_k^*(\psi_u) \langle \gamma_i(\psi_u) \gamma_k^*(\psi_u) \rangle, \quad i, k \in 0, N-1. \quad (30)$$

Для определения $\langle \gamma_i(\psi_u) \gamma_k^*(\psi_u) \rangle$ воспользуемся методом характеристических функций. Полагая, что b_i, φ_i распределены по нормальному закону с нулевым средним значением и одинаковыми для всех каналов $\sigma_b^2, \sigma_{\varphi}^2$, результат усреднения можно записать в виде [4]:

$$K_{c_{i,k}} = a_{i,0} a_{k,0} \exp\{j(i-k)\psi_u\} B_{i,k}, \quad (31)$$

где $B_{i,k}$ – функция, зависящая как от дисперсий $\sigma_b^2, \sigma_{\varphi}^2$, так и от коэффициентов корреляции амплитудных и фазовых флуктуаций, а также их взаимной корреляции. В общем виде можно записать:

$$B_{i,k} = \left\{ 1 + \sigma_b^2 r_b(i,k) + \sigma_b^2 \sigma_{\varphi}^2 [r_0 - r_{b\varphi}(i,k)]^2 \right\} \exp\left\{ -\sigma_{\varphi}^2 [1 - r_{\varphi}(i,k)] \right\} - 2 \left[1 + j \sigma_b \sigma_{\varphi} r_0 \right] \exp[-0.5 \sigma_{\varphi}^2] + 1, \quad (32)$$

где коэффициенты корреляций:

$$r_{b(i,k)} = \frac{\langle b_i b_k \rangle}{\sigma_b^2}; \quad r_{\varphi(i,k)} = \frac{\langle \varphi_i \varphi_k \rangle}{\sigma_{\varphi}^2}; \quad r_{b\varphi(i,k)} = \frac{\langle b_i \varphi_k \rangle}{\sigma_b \sigma_{\varphi}}; \quad (33)$$

зависят лишь от разности $|i-k|$, $i, k \in 0, N-1$. Величина $r_0 \leq 1$ – степень взаимной корреляции амплитудных и фазовых флуктуаций в отдельном канале ($i-k=0$).

Коэффициенты корреляции обычно выбирают либо в гауссовой форме:

$$r_{b,\varphi}(i,k) = \exp\left[-|i-k|^2 / \rho_{b,\varphi}^2\right]; \quad (34)$$

$$r_{b\varphi}(i,k) = r_0 \exp\left[-|i-k|^2 / \rho_{b\varphi}^2\right]; \quad (35)$$

либо в экспоненциальной:

$$r_{b,\varphi}(i,k) = \exp[-|i-k| / \rho_{b,\varphi}]; \quad (36)$$

$$r_{b\varphi}(i,k) = r_0 \exp[-|i-k| / \rho_{b\varphi}]; \quad (37)$$

где $\rho_{b,\varphi}$ – относительные радиусы корреляции амплитудных и фазовых флуктуаций; $\rho = c/d$, c – радиус корреляции; d – шаг решетки; $\rho_{b\rho}$ – относительный радиус их взаимной корреляции.

Для упрощенной ситуации независимых амплитудных и фазовых флуктуаций:

$$B_{i,k} = \begin{cases} [1 - \exp(-0,5\sigma_{\varphi}^2)]^2, & i \neq k; \\ 2(1 - \exp(-0,5\sigma_{\varphi}^2)) + \sigma_b^2, & i = k. \end{cases} \quad (38)$$

Таким образом, в данной работе получена аналитическая зависимость между ошибками в формировании АФР модели сигналов, обусловленными влиянием среды РРВ, и ошибками в оценке НП сигналов в режиме сверхразрешения.

Используя полученные в работе соотношения (29)-(37), можно рассчитать зависимость дисперсии ошибок оценок НП разрешаемых сигналов от флуктуаций АФР сигналов, обусловленных средой РРВ.

Список литературы: 1. *H. Krim, M. Viberg*, “Two decades of Array Signal Processing Research”. IEEE Sign. Proc. Mag. July 1996. PP. 67-94. 2. *Fu Li, R. J Vaccaro*, “Sensitivity Analysis of DOA Estimation Algorithms to sensor Errors”. IEEE Trans. An Aerosp. And Electr. Systems. vol. 28. №3. July 1992. PP. 708-717. 3. *A. Swindlehurst, T. Kailath*, “A Performance Analysis of Subspace-Based Methods in the Presence of Model Errors. Part I. The MUSIC Algorithm.” IEEE Trans. Sign. Proc. Vol. 40. №7. July 1992. PP. 1758-1774. 4. *Шифрин Я. С., Корниенко Л. Г.* Статистика поля антенных решеток. сб. Антенны.2000. №1 (44). С. 3-27.

Харьковский военный университет

Поступила в редколлегию 21.08.2000

ОПРЕДЕЛЕНИЕ УГЛА ПРИХОДА ВОЛНЫ МНОГОЭЛЕМЕНТНОЙ
АНТЕННОЙ РЕШЁТКОЙ НА ФОНЕ НЕГАУССОВСКИХ ПОМЕХ

В настоящее время антенные решетки находят широкое применение в радиотехнике, радиолокации, гидроакустике и системах связи. Это объясняется тем, что антенные решётки обладают рядом преимуществ по сравнению с одноканальным приёмом и обработкой информации. Основным достоинством антенных решёток является то, что с их помощью можно осуществлять пространственную обработку сигналов, а это приводит к повышению точностных характеристик приёмных устройств, селективности приёма сигналов с различных направлений и улучшению ряда других полезных характеристик.

В подавляющем большинстве работ, посвящённых синтезу измерителей, при приёме сигналов с помощью антенной решётки предполагается, что шумы в каждом элементе антенной решётки являются гауссовскими [1]. Именно для гауссовских помех получены фундаментальные результаты как в статистической радиотехнике, радиолокации, связи и гидроакустике вообще, так и в теории синтеза антенных решеток, в частности. Однако гауссовские модели зачастую являются хорошей математической идеализацией реальных помех, которые на практике часто имеют плотность распределения, отличную от гауссовой, т.е. помехи являются негауссовскими. Поэтому научный и практический интерес представляет синтез измерителей параметров сигналов при негауссовских помехах и исследование их точностных характеристик. Негауссовские помехи являются более сложными по сравнению с гауссовскими и менее изученными. Также практически отсутствуют конструктивные методы оптимального синтеза различных измерителей при негауссовских помехах.

В настоящее время имеется несколько направлений в преодолении проблемы негауссовости принимаемых сигналов. Одним из подходов является описание негауссовских помех с помощью последовательности усредненных характеристик, например, моментов, кумулянтов и кумулянтных коэффициентов высших порядков [2, 3]. В работе [3] разработан новый метод оценки параметров случайных процессов с дискретным временем, получивший название метода максимизации полинома. Этот метод основан на использовании стохастических полиномов, когда случайная величина описывается конечной последовательностью моментов или кумулянтов.

В данной работе, используя метод максимизации полинома для случая нахождения оценок параметров векторной случайной величины [4], синтезируются алгоритмы измерения скалярного параметра полезного сигнала, принимаемого на фоне негауссовских помех, при степенях стохастического полинома, равных 1, 2. Найдены аналитические выражения для асимптотических дисперсий получаемых оценок. Показано, что при негауссовских помехах дисперсия оценки углового положения источника излучения может быть значительно меньше дисперсии оценки, найденной при воздействии гауссовских помех. Также показано, что дисперсия оценки уменьшается с ростом степени полинома и зависит от статистических характеристик негауссовских помех, в частности, от коэффициента асимметрии.

Пусть имеется q -элементная эквидистантная антенная решётка приёмных элементов, на которую падает действительная плоская волна под некоторым углом α к базе антенной решётки. Будем считать, что плоская волна возбуждена источником гармонического колебания, и с выхода каждого p -го приёмного элемента решётки производится дискретная выборка объемом n из аддитивной смеси полезного сигнала $s_{v(p)}$ и негауссовской помехи $n_{(p)}$. В этом случае можно считать, что при использовании эквидистантной антенной решётки на выходе каждого p -го приемного элемента антенной решетки наблюдается случайная величина $\xi_{v(p)}$, равная:

$$\xi_{v(p)} = s_{v(p)} + n_{(p)}, \quad v = \overline{1, n}, \quad p = \overline{0, (q-1)}, \quad (1)$$

где $s_{v(p)}$ – детерминированная величина, которая принимает различные значения в зависимости от параметра v (моментов времени наблюдения); $n_{(p)}$ – помеха в p -ом приемном элементе, которую будем считать негауссовской случайной величиной с нулевым математическим ожиданием

$En_{(p)} = 0$, одинаковой дисперсией χ_2 и кумулянтами высших порядков χ_i , $i = 3, 4, \dots$ во всех приемных элементах. Будем считать, что помехи в каждом элементе антенной решетки независимы.

Так как источник излучает гармоническое колебание, то полезный сигнал $s_{v(p)}$ в момент времени v будет равен:

$$s_{v(p)} = a_0 \cos(\omega_0 v \delta - p\tau + \varphi_0), \quad v = \overline{1, n}, \quad (2)$$

где a_0 , ω_0 , φ_0 – соответственно амплитуда, частота и фаза гармонического сигнала на выходе p -го элемента решетки; τ – время запаздывания прихода волны на первый элемент антенной решетки по сравнению с нулевым элементом; δ – шаг дискретизации полезного сигнала.

Запаздывание τ прихода волны на элементы антенной решетки обусловлено тем, что волна падает на решетку под углом α , и связь между углом прихода волны и запаздыванием определяется выражением:

$$\tau = \frac{d}{c} \sin \alpha,$$

где c – скорость распространения волны в среде, а d – расстояние между элементами антенной решетки.

Как следует из выражения (1), при использовании антенных решеток наблюдается q случайных величин $\xi_{v(p)}$, т.е. в этом случае наблюдается векторная случайная величина $\vec{\xi}_v = \{\xi_{v(1)}, \xi_{v(2)}, \dots, \xi_{v(q-1)}\}$. Так как помехи в каждом канале являются негауссовскими и описываются с помощью последовательности кумулянтов высших порядков, то и случайную компоненту $\xi_{v(p)}$ также целесообразно описывать с помощью последовательности кумулянтов. При этом начальные моменты i -го порядка p -ой компоненты векторной случайной величины в момент времени v $m_{iv(p)}(\alpha)$ будут равны:

$$\begin{aligned} m_{1v(p)}(\alpha) &= s_{v(p)}(\alpha), & m_{2v(p)}(\alpha) &= s_{v(p)}^2(\alpha) + \chi_2, \\ m_{3v(p)}(\alpha) &= s_{v(p)}^3(\alpha) + 3s_{v(p)}(\alpha)\chi_2 + \chi_3, & (3) \\ m_{4v(p)}(\alpha) &= s_{v(p)}^4(\alpha) + 6s_{v(p)}^2(\alpha)\chi_2 + 4s_{v(p)}(\alpha)\chi_3 + \chi_4 + 3\chi_2^2, \end{aligned}$$

где χ_3 и χ_4 – асимметрия и эксцесс помехи.

Следовательно, значение моментов произвольного порядка определяется величиной v , т.е. моментом времени наблюдения случайной величины $\vec{\xi}_v$.

Рассмотрим алгоритм нахождения углового положения источника излучения. Будем считать, что значения параметров a_0 , ω_0 и φ_0 известны точно (когерентный приём) и необходимо измерять только угол прихода волны α , т.е. измеряемый параметр является скалярным. В этом случае, не нарушая общности, можно положить $\varphi_0 = 0$. Также будем считать, что все кумулянты помехи известны точно.

Пусть при $v = 1, 2, \dots, n$ в каждом приёмном элементе производится выборка $\vec{x}_{(p)} = \{x_{1(p)}, x_{2(p)} \dots x_{n(p)}\}$ объёмом n . Будем считать, что шаг дискретизации выбран так, что значения случайной помехи в момент i и j $h_{i(p)}$ и $h_{j(p)}$ при $i \neq j$ независимы. Так как значения сигнала $s_{v(p)}(\alpha)$ зависят от v , то выборочные значения $\vec{x}_{(p)}$ будут независимыми и неодинаково распределёнными. Поэтому для нахождения оценки углового положения источника излучения при негауссовских помехах необходимо воспользоваться методом максимизации полинома [4].

Согласно этому методу, при степени полинома $s = 1$ оценка параметра α находится из решения уравнения:

$$\left(\sum_{p=0}^{(q-1)} \sum_{v=1}^n h_{1v}^{(p)}(\alpha) [x_{v(p)} - s_{v(p)}(\alpha)] \right)_{\alpha=\hat{\alpha}} = 0, \quad (4)$$

где коэффициенты $h_{1v}^{(p)}(\alpha)$ находятся из решения уравнения:

$$h_{1v}^{(p)}(\alpha) F_{(1,1)v}^{(p)}(\alpha) = \frac{d}{d\alpha} s_{v(p)}(\alpha).$$

Используя выражение начальных моментов (3), легко получить, что $F_{(1,1)v}^{(p)}(\alpha) = \chi_2$.

Следовательно, коэффициент $h_{1v}^{(p)}$ будет равен:

$$h_{1v}^{(p)}(\alpha) = \frac{a_0 p d}{\chi_2 c} \cos \alpha \sin (\omega_0 v \delta - p\tau + \varphi_0).$$

Предположим, что шаг дискретизации δ выбран так, что при любом $N = 1, 2, 3 \dots$

$$\sum_{v=1}^n \sin N(\omega_0 v \delta) = 0, \quad \sum_{v=1}^n \cos N(\omega_0 v \delta) = 0. \quad (5)$$

Тогда, подставив выражение для коэффициента $h_{1v}^{(p)}$ в (4), получим уравнение для нахождения оценки угла прихода волны, имеющее вид:

$$\sum_{p=1}^{(q-1)} \sum_{v=1}^n x_{v(p)} \sin \left[\omega_0 v \delta - p \frac{d}{c} \sin \alpha \right]_{\alpha=\hat{\alpha}} = 0.$$

Если ввести обозначения

$$Z_{i(c)r}^{(p)} = \sum_{v=1}^n x_{v(p)}^i \cos r \omega_0 v \delta, \quad Z_{i(s)r}^{(p)} = \sum_{v=1}^n x_{v(p)}^i \sin r \omega_0 v \delta, \quad (6)$$

тогда последнее уравнение можно переписать в виде:

$$\left(\sum_{p=1}^{(q-1)} Z_{1(s)1}^{(p)} \cos \left(\frac{d}{c} \sin \alpha \right) - \sum_{p=1}^{(q-1)} Z_{1(c)1}^{(p)} \sin \left(\frac{d}{c} \sin \alpha \right) \right)_{\alpha=\hat{\alpha}} = 0. \quad (7)$$

Из выражений (6) и (7) видно, что для нахождения оценки углового положения источника излучения α необходимо вычислить значения $Z_{i(c)r}^{(p)}$ и $Z_{i(s)r}^{(p)}$, в которых выборочные значения с каждого приёмного элемента антенной решетки умножаются на синусную и косинусную составляющие гармонического колебания и результат суммируется по всем значениям v . Полученные статистики $Z_{1(c)1}^{(p)}$ и $Z_{1(s)1}^{(p)}$ используются при решении трансцендентного уравнения вида (7) для нахождения оценки искомого параметра.

При $s = 2$ оценка $\hat{\alpha}$ находится из решения нелинейного уравнения:

$$\left(\sum_{p=0}^{(q-1)} \sum_{v=1}^n h_{1v}^{(p)}(\alpha) [x_{v(p)} - s_{v(p)}(\alpha)] + \sum_{p=0}^{(q-1)} \sum_{v=1}^n h_{2v}^{(p)}(\alpha) [x_{v(p)}^2 - s_{v(p)}^2(\alpha) - \chi_2] \right)_{\alpha=\hat{\alpha}} = 0.$$

При сравнении последнего выражения с уравнением (4) видно, что выборочные значения кроме линейной обработки дополнительно подвергаются нелинейным (квадратичным) преобразованиям.

Коэффициенты последнего уравнения $h_{1v}^{(p)}(\alpha)$ и $h_{2v}^{(p)}(\alpha)$ находятся из решения системы линейных алгебраических уравнений:

$$\begin{cases} h_{1v}^{(p)}(\alpha)F_{(1,1)v}^{(p)}(\alpha) + h_{2v}^{(p)}F_{(1,2)v}^{(p)}(\alpha) = \frac{ds_{v(p)}}{d\alpha}, \\ h_{1v}^{(p)}(\alpha)F_{(1,2)v}^{(p)}(\alpha) + h_{2v}^{(p)}F_{(2,2)v}^{(p)}(\alpha) = 2s_{v(p)} \frac{ds_{v(p)}}{d\alpha}. \end{cases}$$

Используя выражения (3), легко получить, что функции:

$$\begin{aligned} F_{(1,2)v}^{(p)}(\alpha) &= \chi_3 + 2s_{v(p)}(\alpha)\chi_2, \\ F_{(2,2)v}^{(p)}(\alpha) &= \chi_4 + 2\chi_2^2 + 4s_{v(p)}^2\chi_2 + 4s_{v(p)}\chi_3. \end{aligned}$$

Тогда решением системы уравнений будет:

$$\begin{aligned} h_{1v}^{(p)}(\alpha) &= \frac{1}{\Delta_2} \frac{ds_{v(p)}(\alpha)}{d\alpha} \left[\chi_2^2(\gamma_4 + 2) + 2\chi_3 s_{v(p)}(\alpha) \right], \\ h_{2v}^{(p)}(\alpha) &= -\frac{1}{\Delta_2} \frac{ds_{v(p)}(\alpha)}{d\alpha} \chi_3, \end{aligned} \quad (8)$$

где Δ_2 – главный определитель системы уравнений для нахождения оптимальных коэффициентов уравнения максимизации полинома, равный:

$$\Delta_2 = \chi_2(\chi_4 + 2\chi_2^2) - \chi_3^2.$$

Легко показать, что для найденных коэффициентов, при выполнении условий (5), имеют место следующие равенства:

$$\begin{aligned} \sum_{p=0}^{(q-1)} \sum_{v=1}^n h_{1v}^{(p)}(\alpha) s_{v(p)}(\alpha) &= 0, \\ \sum_{p=0}^{(q-1)} \sum_{v=1}^n h_{2v}^{(p)}(\alpha) [s_{v(p)}^2(\alpha) - \chi_2] &= 0. \end{aligned}$$

Тогда аналогично случаю $s=1$ можно получить, что уравнение для нахождения оценки углового положения при степени $s=2$ будет равно:

$$\begin{aligned} \sum_{p=1}^{(q-1)} [\chi_2^{0,5}(\gamma_4 + 2)Z_{1(c)1}^{(p)} - \gamma_3 Z_{2(c)1}^{(p)}] \sin(p \frac{d}{c} \sin \alpha) + \sum_{p=1}^{(q-1)} [\chi_2^{0,5}(\gamma_4 + 2)Z_{1(s)1}^{(p)} - \gamma_3 Z_{2(s)1}^{(p)}] \times \\ \times \cos(p \frac{d}{c} \sin \alpha) + a_0 \gamma_3 \sum_{p=1}^{(q-1)} [Z_{1(s)2}^{(p)} \sin(2p \frac{d}{c} \sin \alpha) + Z_{1(s)2}^{(p)} \cos(2p \frac{d}{c} \sin \alpha)]|_{\alpha=\hat{\alpha}} = 0. \end{aligned} \quad (9)$$

В данном случае для нахождения оценки используются статистики $Z_{i(c)2}^{(p)}$ и $Z_{i(s)2}^{(p)}$ более высоких порядков.

Рассмотрим точностные характеристики найденной оценки. Согласно [4], для нахождения дисперсии оценки углового положения необходимо найти количество извлекаемой информации $J_{sn(v)}(\alpha)$. Тогда асимптотическая дисперсия будет равна величине, обратной $J_{sn(v)}(\alpha)$. При $s=1$ количество извлекаемой информации с учётом выражения (5) равно:

$$J_{1n(q)}(\alpha_0) = \frac{n a_0^2 d^2 q(q-1)(2q-1) \cos^2 \alpha_0}{12 \chi_2 c^2}$$

Следовательно, дисперсия оценки будет асимптотически равна:

$$\sigma_{\alpha 1}^2 \approx \frac{12 \chi_2 c^2}{n a_0^2 d^2 q(q-1)(2q-1) \cos^2 \alpha_0}$$

Из последнего выражения, во-первых, видно, что дисперсия оценки углового положения обратно пропорциональна третьей степени числа элементов в антенной решётке. Таким образом, с увеличением числа элементов антенной решётки дисперсия оценки резко уменьшается. Во-вторых, так как дисперсия обратно пропорциональна квадрату косинуса угла прихода, то минимальная дисперсия будет, когда источник излучения находится на перпендикуляре к базе антенной решётки, $\alpha_0 = 0$.

В-третьих, чем больше отношение сигнал-шум по мощности (a_0^2 / χ_2), тем меньше дисперсия оценки. В-четвёртых, дисперсия оценки зависит от отношения длины расстояния между приемными элементами к скорости распространения волны d/c . Причём, чем больше отношение d/c , тем меньше величина дисперсии оценки.

Используя коэффициенты (8), легко показать, что количество извлекаемой информации при $s = 2$ будет равно:

$$J_{2n(q)}(\alpha_0) = J_{1n(q)} \frac{(\gamma_4 + 2)}{(\gamma_4 + 2 - \gamma_3^2)}$$

и, следовательно, дисперсия оценки будет равна:

$$\sigma_{\alpha 2}^2 \approx \sigma_{\alpha 1}^2 \left(1 - \frac{\gamma_3^2}{(\gamma_4 + 2)} \right) \quad (10)$$

Получен принципиально новый результат, состоящий в том, что при нахождении оценки угла прихода волны методом максимизации полинома при $s = 2$ (т.е. когда оценка находится из решения уравнения (9)) при негауссовских помехах в каждом приёмном элементе, дисперсия оценки угла прихода может быть значительно меньше, чем при степени полинома $s = 1$. Из выражения (10) видно, что уменьшение дисперсии зависит от коэффициентов асимметрии и эксцесса помех. Если $\gamma_3 = 0$, то никакого уменьшения дисперсии не происходит. С другой стороны, при стремлении γ_3^2 к величине $\gamma_4 + 2$, дисперсия оценки стремится к нулю.

Применение метода максимизации полинома к нахождению оценки углового положения источника гармонического сигнала с помощью антенной решётки позволяет учесть тонкую структуру негауссовских помех в каждом приёмном элементе в виде коэффициента асимметрии, эксцесса помех и при степени полинома $s = 2$ позволяет синтезировать алгоритм, точностные характеристики которого могут быть значительно выше, чем у измерителей, оптимальных при гауссовских помехах.

Список литературы: 1. Журавлёв А.К., Лукошкин А.П., Поддубный С.С. Обработка сигналов в адаптивных антенных решётках. Л.: Изд-во Ленингр. университета, 1983. 240 с. 2. Малахов А.Н. Кумулянтный анализ негауссовских сигналов и их преобразование. М.: Сов. Радио, 1978. 376с. 3. Кунченко Ю.П., Лега Ю.Г. Оценка параметров методом максимизации полинома. К.: Наукова думка, 1992. 180с. 4. Кунченко Ю.П. Оценка параметров векторной случайной величины методом максимизации полинома // Proceeding of the 9-th national scientific symposium "Metrology and metrology assurance – 99" Sozopol. Bulgaria. 1999. P. 7-11.

А. В. ПРОКОПОВ, д-р физ.-мат. наук, О. А. РЕМАЕВА, канд. техн. наук,
Г. К. СЧУРНИКОВА, канд. физ.-мат. наук

ОПРЕДЕЛЕНИЕ АТМОСФЕРНЫХ ПОПРАВОК К РЕЗУЛЬТАТАМ ЛАЗЕРНЫХ ИЗМЕРЕНИЙ РАССТОЯНИЙ ДО ИСЗ МЕТОДАМИ ЧИСЛЕННОГО ИНТЕГРИРОВАНИЯ

В настоящее время лазерные наблюдения искусственных спутников Земли (ИСЗ) используются при решении задач определения параметров вращения Земли, координат станций геодезических сетей, компонентов (гармоник) гравитационного потенциала Земли, фундаментальных физических констант, эфемерид ИСЗ. Точностные возможности лазерной дальнометрии позволяют решать также задачи калибровки аппаратуры для геодезических наблюдений в радиодиапазоне, передачи сигналов времени с пикосекундной точностью и др. [1].

В связи с существенным повышением аппаратурных возможностей лазерных спутниковых дальномеров основной вклад в погрешность лазерных измерений расстояний до ИСЗ вносит неоднородная, нестационарная земная атмосфера. Влияние земной атмосферы на лазерные наблюдения ИСЗ главным образом связано с тем, что скорость распространения электромагнитного сигнала в атмосфере отличается от скорости света в вакууме, а траектория сигнала - от прямой линии, соединяющей точку наблюдения и ИСЗ. Эти эффекты приводят к дополнительной задержке сигнала на измеряемой трассе, которая должна быть исключена из результатов измерений с привлечением ограниченной информации о состоянии атмосферы (чаще всего в качестве такой информации используются наземные метеорологические параметры и направление распространения сигнала по отношению к зениту). Для определения поправок по этим данным разработано большое количество методов, опирающихся на теорему статики атмосферы, при этом зависимость поправки от зенитного угла учитывается с помощью функции отображения, построенной с помощью численной обработки профилей вертикального зондирования либо стандартной атмосферы. Определение точностных возможностей этих методов обычно производят путем сравнения их результатов с результатами вычислений искомых поправок по строгим формулам, вытекающим из лучевого уравнения геометрической оптики, с использованием реальных высотных профилей метеопараметров атмосферы.

Рассмотрим задачу определения поправок к результатам электромагнитных измерений расстояний до ИСЗ в сферически-симметричной земной атмосфере (геометрия задачи представлена на рис. 1) в приближении геометрической оптики. Траектория луча описывается лучевым уравнением геометрической оптики

$$\frac{d}{d\sigma}(n\mathbf{l}) = \nabla n, \quad (1)$$

где σ – лучевая координата; $\mathbf{r}(\sigma)$ – радиус-вектор точки траектории с координатой σ ; $n = n(\mathbf{r}(\sigma))$ – значение фазового показателя преломления воздуха в точке $\mathbf{r}(\sigma)$; $\mathbf{l} = \frac{d\mathbf{r}}{d\sigma}$, ∇ – оператор градиента.

Используя 1-й интеграл лучевого уравнения

$$\mathbf{l}_L - n_0 \mathbf{l}_0 = \int_0^{D+L_{\text{вак}}} \nabla n d\sigma, \quad (2)$$

где D – точка пересечения луча с верхней границей атмосферы (выше которой $n = n_L = 1$, $\mathbf{l} = \mathbf{l}_L = \text{const}$), а также соотношение для суммы векторов, являющихся сторонами треугольника *ОГИ* (см. рис. 1), получим

$$\int_0^D \mathbf{l} d\sigma + \mathbf{l}_L L_{\text{вак}} = \mathbf{l}_{\text{ист}} L, \quad (3)$$

где $\mathbf{l}_{\text{ист}}$ – истинное направление из точки наблюдения на наблюдаемый объект; $L_{\text{вак}}$ – расстояние от точки пересечения луча с верхней границей атмосферы до наблюдаемого объекта; L – расстояние от точки наблюдения до наблюдаемого объекта по прямой линии (отметим, что в процессе измерений

где r_0, r_L – радиус-векторы начальной и конечной точек траектории (r_0, r_L – их модули); n_g – групповой (а n – фазовый) показатель преломления, определяемый, например, по формуле Оуэнса [2] (далее приведена формула для фазового показателя преломления)

$$n = 1 + 10^{-8} \left[2371,34 + \frac{683939,7}{130 - v^2} + \frac{4547,3}{38,9 - v^2} \right] D_S + 10^{-8} \left[6487,31 + 58,058v^2 - 0,71150v^4 + 0,08851v^6 \right] D_W, \quad (8)$$

где

$$D_S = \frac{P_S}{T} \left[1 - P_S \left(57,90 \cdot 10^{-9} - 9,3250 \cdot 10^{-4} / T + 0,25844 / T^2 \right) \right],$$

$$D_W = \frac{e}{T} \left[1 + e \left(1 + 3,7 \cdot 10^{-4} e \right) \left(-2,37321 \cdot 10^{-3} + 2,23366 / T - 710,792 / T^2 + 7,75041 \cdot 10^{-4} / T^3 \right) \right],$$

P_S, T, e – давление сухого воздуха (в миллибарах), его температура (в градусах Кельвина) и парциальное давление водяных паров (в миллибарах), соответственно, $v=1/\lambda$ – величина, обратная длине волны электромагнитного излучения (λ – в мкм).

Очевидно, что при $z_0 \sim \pi/2$ интегралы (5 - 7) являются несобственными интегралами второго рода, и их значения обычными методами численного интегрирования получить нельзя.

Чтобы преодолеть это препятствие, в данной работе предлагается новый метод численного интегрирования несобственных интегралов II рода с медленно меняющейся функцией, входящей в подынтегральное выражение. В частности, этот метод приемлем для вычисления интегралов рефракции в земной атмосфере (5 - 7), где значения n меняются всего лишь на $3 \cdot 10^{-4}$ по абсолютной (и относительной) величине на всем интервале интегрирования.

Заметим, что в предположении $n=const$, интегралы (5) - (7) становятся табличными, например,

$$\int_{r_0}^r \frac{n_0 r_0 \sin z_0 dr}{r_0 r \sqrt{n^2 r^2 - n_0^2 r_0^2 \sin^2 z_0}} = \int_{r_0}^r \frac{A dr}{r_0 r \sqrt{n^2 r^2 - A^2}} = \arccos \left(\frac{A}{r \cdot n} \right) \Big|_{r_0}^r. \quad (9)$$

Предлагаемый метод предполагает, что на малом интервале интегрирования (где $n_i \approx n_{i+1}$) интегралы (5 - 7) можно заменить табличными интегралами вида (9) (считая, что $n=const$), которые, хотя и являются несобственными интегралами второго рода, но позволяют определить их значения на таком интервале.

В работе была исследована сходимость приведенного метода численного интегрирования в зависимости от числа узлов, находящихся в промежутке между соседними точками, в которых пространственный профиль показателя преломления (8) определяется табличными значениями высотного распределения давления, температуры и влажности воздуха для стандартной атмосферы [4]. Для сравнения были использованы результаты, полученные в [5] при определении углов астрономической рефракции с помощью решения уравнений Гарцера методом Рунге-Кутты 4-го порядка для такого же распределения метеорологических параметров. Данные вычислений, проведенных с помощью предлагаемого метода, а также аналогичные результаты из [5], приведены в таблице 1 для угла астрономической рефракции. В таблицах 2 и 3 приведены результаты определения группового набега и искривления траектории луча*, соответственно, найденные предложенным в настоящей работе методом. Вычисления были проведены для длины волны электромагнитного излучения $\lambda=0,59$ мкм, среднего радиуса Земли $R_3=6367,51$ км, географической широты 45° .

* К сожалению, авторам не известны аналогичные результаты по вычислениям группового набега и рефракционного удлинения траектории электромагнитного сигнала в земной атмосфере на основе стандартной атмосферы (ГОСТ 4401-81) либо других моделей, поэтому сравнение результатов вычислений группового набега и рефракционного удлинения с данными других авторов не проводилось.

Таблица 1

Число узлов интегрирования	Видимый зенитный угол			
	30	70	80	90
10	32,9461	155,4739	312,5116	1936,1699
100	32,9462	155,4759	312,5257	1962,4226
1000	32,9462	155,4761	312,5271	1970,6806
10000	32,9462	155,4761	312,5272	1973,2878
65000	32,9462	155,4761	312,5272	1974,0202
Данные [5]	32,946	155,476	312,537	1975,201
Данные Пулков- ских таблиц [5]	32,945	155,471	312,529	1977,971

Таблица 2

Число узлов интегрирования	Видимый зенитный угол			
	30	70	80	90
10	2,7992	7,0363	13,5415	92,1033
100	2,7959	7,0281	13,5261	92,2710
1000	2,7956	7,0273	13,5245	92,3375
10000	2,7956	7,0272	13,5244	92,3599
65000	2,7956	7,0272	13,5244	92,3663

Таблица 3

Число узлов интегрирования	Видимый зенитный угол			
	30	70	80	90
10	0,0000683	0,0038	0,02929	5,9308
100	0,0000683	0,0038	0,02926	5,9711
1000	0,0000682	0,0038	0,02926	5,9831
10000	0,0000682	0,0038	0,02926	5,9868
65000	0,0000682	0,0038	0,02926	5,9879

Как видно из приведенных таблиц, сходимость предложенного метода вполне удовлетворяет современным требованиям, предъявляемым к точности определения атмосферных поправок в спутниковой геодезии. Сравнения с известными результатами [5] показывают высокую точность и надежность данного метода. В связи с этим можно предложить использовать этот метод для тестирования известных формул определения атмосферных поправок, а также применять его как инструмент при построении приближенных алгоритмов коррекции атмосферных эффектов.

Список литературы: 1. *Proceedings of 11th International Workshop on Laser Ranging, September 21-25, 1998*. Deggendorf, Germany. 2. *Учебные материалы по специальности "Космическая радиофизика": Распространение радиоволн в околоземном и космическом пространстве. Часть II. Уравнения геометрической оптики / Сост. В.А. Мисюра и др.* Харьков: Изд. ХГУ. 1991. 116 с. 3. *Owens J.C. Optical Refractive Index of Air: Dependence on Pressure, Temperature and Composition// Appl. Opt. 1967. Vol. 6 No.1. pp. 51-59.* 4. *Атмосфера стандартная. Параметры. ГОСТ 4401-81.* М.: Изд-во стандартов, 1981. 179 с. 5. *А.Ю. Яценко. Теория рефракции.* Казань: Изд-во Казанского университета, 1990. 130 с.

Харьковский государственный НИИ метрологии
Харьковский государственный технический университет
радиоэлектроники
Харьковский государственный экономический университет

Поступила в редколлегию 9.11.00

РЕКУРСИВНЫЕ МЕТОДЫ ОБРАБОТКИ ДАННЫХ В МАЛОБАЗОВЫХ УГЛОМЕРНО-РАЗНОСТНО-ДАЛЬНОМЕРНЫХ КОМПЛЕКСАХ ПАССИВНОЙ РАДИОЛОКАЦИИ ИСТОЧНИКОВ ИЗЛУЧЕНИЯ

Введение

В настоящее время одним из наиболее перспективных направлений повышения эффективности радиолокационных систем является разработка и создание многопозиционных систем (МПРЛС), позволяющих в полной мере использовать пространственные характеристики сигналов. Многочисленные преимущества МПРЛС [3] достигаются за счет существенного усложнения системы и алгоритмов обработки радиолокационной информации.

В работе рассмотрен метод анализа пространственных характеристик сигналов применительно к малобазовым угломерно-разностно-дальномерным комплексам пассивной радиолокации (МБК) источников излучения. Показано, что, используя многоэтапные методы получения единичных замеров и оптимизацию по минимуму ошибок преобразования угломерно-гиперболической в сферическую систему координат, в такой системе можно существенно минимизировать ошибку вектора состояния радиоизлучающей цели, если использовать фильтр Калмана (ФК) с переменной матрицей ошибок, полученной при первичных преобразованиях.

Эффективность предлагаемых алгоритмов проверена для характерных траекторий цели, которые можно считать тестовыми для такой системы: равномерное прямолинейное движение, равномерное движение по окружности и выполнение сложного маневра цели по кривой четвертого порядка.

Структура модели

Получение высоких точностных характеристик малобазовых корреляционных систем пассивной радиолокации ограничено целым рядом факторов, которые должны учитываться при обработке сигналов и радиолокационной информации.

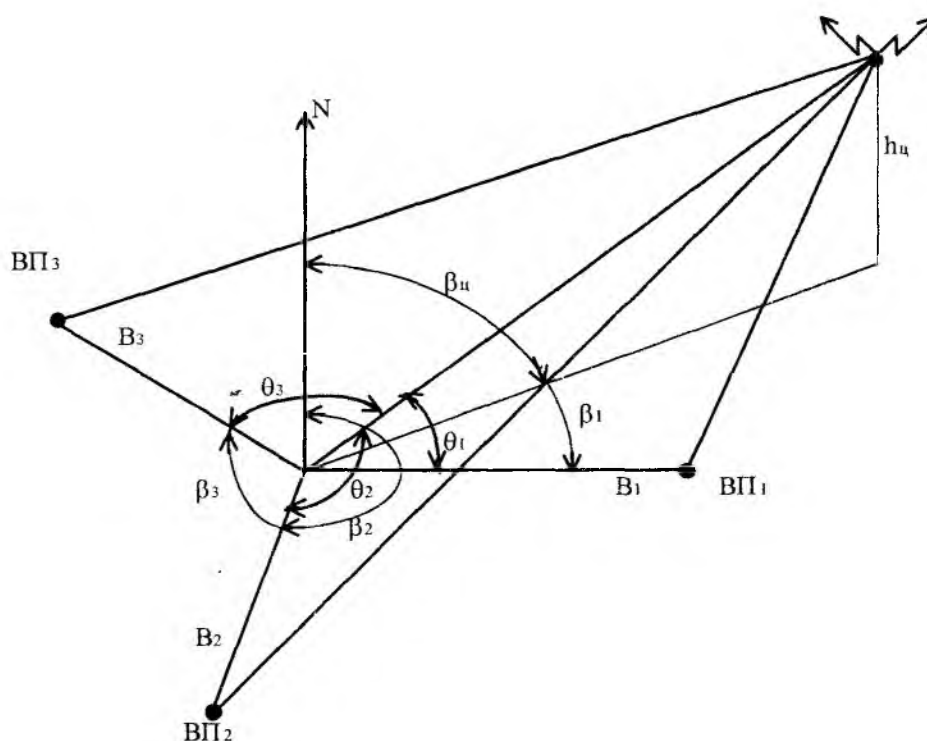


Рис. 1

К таким факторам нужно прежде всего отнести необходимость учета характеристик источников излучения (целей), геометрии расположения пунктов приема, необходимость отождествления первичных измерений и координат на независимых измерительных базах и квадратичную зависимость

ошибки измерения дальности до цели от отношения дальность- база из-за неортогональности системы первичных координат (рис. 1).

Для многобазовой системы функциональная зависимость разности хода сигналов до пунктов приема ΔR_i определяется из формулы:

$$\Delta R_i = B_i - R_l + \sqrt{R_l^2 + B_i^2 - 2 \cdot R_l \cdot B_i \cdot \cos \varepsilon_{\psi} \cdot \cos(\beta_{\psi} - \beta_i)}, \quad (1)$$

где $i = 1, 2, 3$ – номер баз МБК; B_i, β_i – размеры и ориентация измерительных баз относительно направления на Север; $R_l, \beta_{\psi}, \varepsilon_{\psi}$ – истинные полярные координаты источника излучений; $\sigma_{\beta}, \sigma_{\varepsilon}, \sigma_{\tau}$ – среднеквадратические ошибки измерений азимута и угла места антенной, расположенной на центральной позиции, а также ошибки измерения разности хода корреляционными измерителями.

В этом случае потенциальные оценки вектора состояния каждой излучающей цели должны учитывать функциональные нелинейные преобразования в трехмерном пространстве при оценке координат цели и осуществлении трассовой обработки. Для анализа количественных характеристик была разработана математическая модель трехбазовой угломерно-разностно-дальномерной системы пассивной радиолокации, структурная схема которой показана на рис. 2.



Рис.2

В блоке 1, "Задание параметров обработки и внешней обстановки", задаются: ожидаемое качество отметок от цели за время нахождения в луче остронаправленной антенны центральной позиции МБК, размеры и ориентация измерительных баз, истинные полярные координаты источника излучений во время пеленгации, среднеквадратические ошибки измерений азимута, угла места, а также ошибки измерения разности хода корреляционными измерителями.

Блок 2 модели, "Имитация работы измерителей МБК", создает по выбранной цели матричный массив чисел размером $m \times 5$ (5 – число измерителей МБК: 2 угла и 3 базы) в предположении, что ошибки угловых измерений и разности хода на базах независимы и распределены по нормальному закону, а математические ожидания определяются истинными координатами цели.

Значения среднеквадратических ошибок измерения первичных параметров калибруются данными оценок при натурных экспериментах базово-корреляционных систем пассивной радиолокации [3], моделированием на комплексных стендах и учитывают особенности обработки шумовых сигналов в корреляционных измерителях с системой устранения ложных пеленгов [4].

Третий блок модели, "Алгоритмы выбора измерителей МБК", определяет порядок использования априорной угловой информации о положении антенны для организации программного обзора пространства и рационального выбора измерительных баз для оценки координат: дальности, азимута и угла места выбранной цели, обеспечивающих при круговом обзоре точности, близкие к потенциальным. Это позволяет выделить относительно линии каждой базы секторы рационального использования измерений для оценок дальности, азимута и угла места.

Выбор границы секторов зависит от количества измерительных баз и определяется исходя из максимальной точности измерения дальности в границах сектора. Минимизация ошибок измерения пространственного положения цели в нелинейной (неортогональной) угломерно-гиперболической системе координат может быть достигнута итерационной процедурой. Для ускорения сходимости

критерием выбора границ сектора является максимальное приближение поверхностей положения (плоскости луча антенны центральной позиции и трех гиперboloидов вращения), проходящих через цель (рис.1), к соответствующим поверхностям положения угломерно-дальномерной системы координат.

В блоке 5 модели, "Статистическая обработка испытаний", по истинным значениям R_0, β_0, ϵ_0 по каждой цели используются для дальнейшей статистической обработки по данным матрицы случайных чисел, полученных в блоке 2 модели. При этом вычисляются математическое ожидание и дисперсия измерений координат цели.

Блок 6 модели, "Оценка характеристик зоны обзора", формирует результаты статистических испытаний в виде таблицы математических ожиданий и среднеквадратических отклонений измеренных координат и сравнения их с истинными значениями координат цели в единичном эксперименте.

Существенной особенностью разработанной модели является то, что в блоки 2 и 4 модели введены подпрограммы получения точностных характеристик МБК в секторе обзора $0-360^0$ для любых дальностей при ограничении углов места до 40^0 из-за принятых ограничений минимальной дальности в МБК ($R_{min} = (2 - 3) \cdot B$).

В блоке 7 модели, "Фильтр Калмана", на основе алгоритма ФК производится фильтрация оценок дальности.

В блоке 8 модели, "Оценка траекторий", вычисляется дисперсия полученных оценок и сравниваются расчет по ФК с расчетом скользящего среднего.

В модели учтено, что угловые координаты цели имеют дисперсии, которые мало зависят от дальности, и основные ошибки вектора состояния определяются координатой дальности.

Математическая модель равномерно движущейся цели

Рассмотрим приближающуюся цель, равномерно движущуюся и со случайными отклонением, среднеквадратическое значение которого имеет вид:

$$\sigma_n(\lambda_v / \lambda_b), \quad (2)$$

где σ_n – дисперсия нормального закона; λ_v – текущее расстояние цели до ЦП МБК; λ_b – ширина базы.

Расстояние до цели запишем как

$$\lambda_v = L - v v, \quad (3)$$

где L – расстояние в нулевой момент времени; v – скорость; $v = 0, 1, 2, \dots$ – соответствует дискретному времени t_v .

Одномерная модель ФК в дискретном времени предполагает, что уравнения наблюдения и сообщения представляются в виде [1]:

$$\text{наблюдение} - \xi_v = H_v \lambda_v + U_v + n_{0v}, \quad (4)$$

$$\text{сообщение} - \tilde{\lambda}_v = \lambda_{v-1} + n_{\lambda v}, \quad (5)$$

где H_v, U_v, n_{0v} – заданные функции времени; n_{0v} и $n_{\lambda v}$ – дискретные белые гауссовские шумы с нулевыми матожиданиями.

В нашем случае $n_{\lambda v} = 1$. Одномерным дискретным ФК является система уравнений:

$$\tilde{\lambda}_v = \beta_{v-1} \tilde{\lambda}_{v-1} + k_v (\xi_v - U_v - H_v \beta_{v-1} \tilde{\lambda}_{v-1}) \quad (6)$$

$$\frac{1}{R_v} = \frac{1}{\beta_{v-1}^2 R_{v-1}} + \frac{H_v^2}{D_{0v}} \quad (7)$$

$$k_v = \frac{H_v R_v}{D_{0v}}, \quad (8)$$

где $\tilde{\lambda}_v$ – текущая оценка; R_v – апостериорная дисперсия; D_{0v} – дисперсия шума n_{0v} .

Эта система уравнений может быть решена несколькими методами: 1) линейным методом фильтрации неизвестной постоянной величины; 2) с помощью матричного многомерного алгоритма. Рассмотрим применение обоих методов к анализу траектории равномерно движущейся цели.

1) Фильтрация неизвестной постоянной величины.

Принимаем, что $\beta_{v-1} = 1$, следовательно, из (3) получаем, что $\lambda_v = \lambda_{v-1}$.

Задавая $H_v = 1$, получаем из (3):

$$\xi_v = \lambda_v + U_v + n_{0v}.$$

Величину U_v рассчитаем методом наименьших квадратов. Определив функцию U_v , можно вычислить дисперсию D_{0v} :

$$D_{0v} = \frac{\sum_{v=1}^n \{(\xi_v - U_v) - m\}^2}{n-1}, \quad (9)$$

где n – число полученных точек.

Отсюда при равном нулю матожидании m получим

$$D_{0v} = \frac{\sum_{v=1}^n (\xi_v - U_v)^2}{n-1}. \quad (10)$$

В результате получаем систему уравнений

$$\frac{1}{R_v} = \frac{1}{R_{v-1}} + \frac{1}{D_{0v}} \quad (11)$$

$$k_v = \frac{R_v}{D_{0v}} \quad (12)$$

$$\tilde{\lambda}_v = \tilde{\lambda}_{v-1} + k_v(\xi_v - U_v - \tilde{\lambda}_{v-1}), \quad (13)$$

где R_0 принимаем равным D_{0v} , $\lambda_0 = 0$.

2) Используя [2], можно вывести систему уравнений для одномерной модели:

$$VX_v = R_{v-1} \quad (14)$$

$$k_v = VX_v \{VX_v + D_0\}^{-1} \quad (15)$$

$$\tilde{\lambda}_v = \tilde{\lambda}_{v-1} + k_v(\xi_v - \tilde{\lambda}_{v-1}) \quad (16)$$

$$R_v = (1 - k_v)VX_v, \quad (17)$$

откуда получаем:

$$VX_v = R_{v-1} \quad (18)$$

$$k_v = R_{v-1} \{R_{v-1} + D_0\}^{-1} = 1 - \frac{D_0}{R_{v-1} + D_0} \quad (19)$$

$$R = \frac{D_0 R_{v-1}}{R_{v-1} + D_0} \quad (20)$$

$$\tilde{\lambda}_v = \tilde{\lambda}_{v-1} + k_v(\xi_v - \tilde{\lambda}_{v-1}). \quad (21)$$

Результаты расчетов с помощью системы уравнений (19 - 21) практически совпадают с расчетом по соотношениям (9 - 13). Следовательно, можно сделать вывод, что достаточно точные результаты могут быть получены без учета детерминированной составляющей U_v .

Сравним полученные оценки с оценкой, определенной методом скользящего среднего (рис. 3). На рисунке показаны отклонения дальности, полученные в результате измерений (сплошная линия),

результатирующая оценка отклонения дальности, полученная в результате обработки с помощью ФК (пунктирная линия), и оценка, полученная методом скользящего среднего (штриховая линия). Как видно, результаты фильтрации по Калману с учетом предложенных правил вычисления ошибок при преобразованиях координат характеризуются наименьшей дисперсией измерения дальности. Таким образом, описанный алгоритм одномерного ФК является эффективным средством получения оценок координат целей, которые движутся прямолинейно.

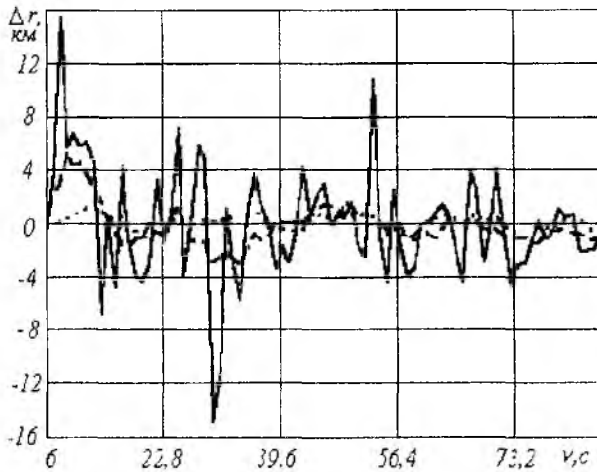


Рис. 3

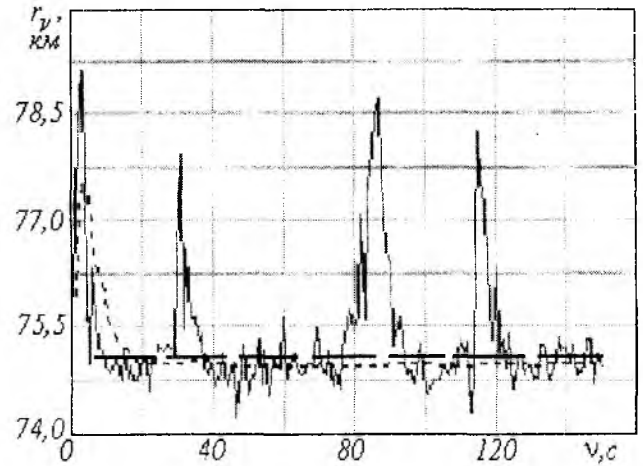


Рис. 4

Математическая модель цели, движущейся по окружности

Рассмотрим цель, которая летит по окружности с постоянной скоростью и постоянным углом места. В этом случае уравнения наблюдения и сообщения имеют вид:

$$\xi_v = \mathbf{H}_v \lambda_v + \mathbf{U}_v + \mathbf{n}_{0v}, \quad (22)$$

$$\lambda_v = \mathbf{A}_{v-1} \lambda_{v-1} + \mathbf{n}_{\lambda v}, \quad (23)$$

где ξ_v – k -мерный вектор наблюдения; λ_v – n -мерный вектор сообщения; \mathbf{H}_v – $k \times n$ -мерная матрица измерений; \mathbf{U}_v – k -мерный вектор; \mathbf{A}_v – $n \times n$ -мерная переходная матрица; \mathbf{n}_{0v} , $\mathbf{n}_{\lambda v}$ – совместно независимые белые гауссовские шумы с нулевыми средними и корреляционными матрицами \mathbf{V}_v и $\mathbf{\Psi}_v$ соответственно.

В нашем случае:

$$\mathbf{U}_v = 0, \quad \mathbf{n}_{\lambda v} = 0, \quad \xi = \begin{bmatrix} r_v \\ \varepsilon_v \end{bmatrix},$$

где r_v – расстояние до цели; ε_v – угол места.

Для постоянных скорости и угла места имеем:

$$\mathbf{H}_v = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix}, \quad \mathbf{A}_v = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix}, \quad \mathbf{V}_v = E\{n_{0v} n_{0v}^T\} = \begin{bmatrix} D_{\tau v} & 0 \\ 0 & D_{\varepsilon v} \end{bmatrix},$$

где $D_{\tau v}$, $D_{\varepsilon v}$ – дисперсии дальности и угла места цели соответственно.

Система уравнений ФК в этом случае приводится к виду [2]:

$$\tilde{\lambda}_v = \mathbf{A}_{v-1} \tilde{\lambda}_{v-1} + \mathbf{k}_v (\xi_v - \mathbf{H}_v \mathbf{A}_{v-1} \tilde{\lambda}_{v-1}) \quad (24)$$

$$\mathbf{R}_v = (\mathbf{I} - \mathbf{K}_v \mathbf{H}_v) \tilde{\mathbf{R}}_v \quad (25)$$

$$\tilde{\mathbf{R}}_v = \mathbf{A}_{v-1} \mathbf{R}_{v-1} \mathbf{A}_{v-1}^T \quad (26)$$

$$\mathbf{K}_v = \tilde{\mathbf{R}}_v \mathbf{H}_v^T (\mathbf{H}_v \tilde{\mathbf{R}}_v \mathbf{H}_v^T + \mathbf{V}_v)^{-1}. \quad (27)$$

Система уравнений (24) – (27) решалась численно. Результаты расчета приведены на рис.4. На рисунке показаны дальности, полученные в результате измерений (сплошная линия), результирующая оценка дальности, полученная в результате обработки с помощью ФК (точки), идеализированная абсолютная дальность (пунктир).

Предполагая, что дисперсии расстояния до цели и угла места величины постоянные, получим из предыдущей системы, что оценка дальности и угла места рассчитывается по формуле:

$$\tilde{\lambda}_v = \frac{1}{v} \sum_{i=1}^v \xi_i. \quad (28)$$

Математическая модель цели, движущейся по круговой траектории с постоянным углом места

Рассмотрим случай, когда цель имеет постоянный угол места, но расстояние меняется, причем, скорость цели постоянна. Тогда, раскладывая функцию расстояния до цели в ряд Тейлора, получим:

$$r_v = r_{v-1} + v_v \Delta, \quad (29)$$

где v_v – скорость движения цели; Δ – шаг дискретизации.

Коэффициенты фильтра в этом случае определяются как

$$\mathbf{H} = [0 \quad 1], \quad \mathbf{A}_v = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix}, \quad \lambda_v = \begin{bmatrix} r_v \\ v_v \end{bmatrix}, \quad V_v = D_{0v}.$$

График оценки отклонения дальности, полученный для этих условий, приведен на рис.5. Исходные данные изображены сплошной линией, результаты обработки с помощью ФК – штриховая линия, идеализированная абсолютная дальность – пунктир.

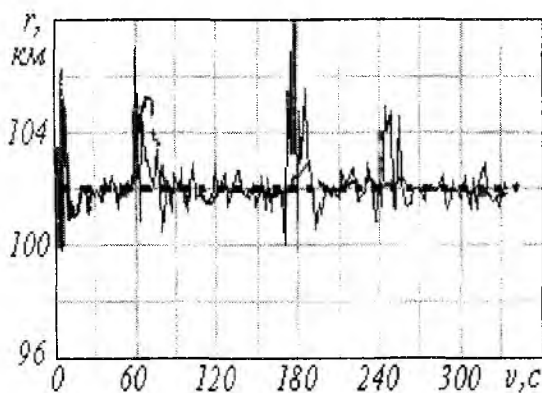


Рис. 5.

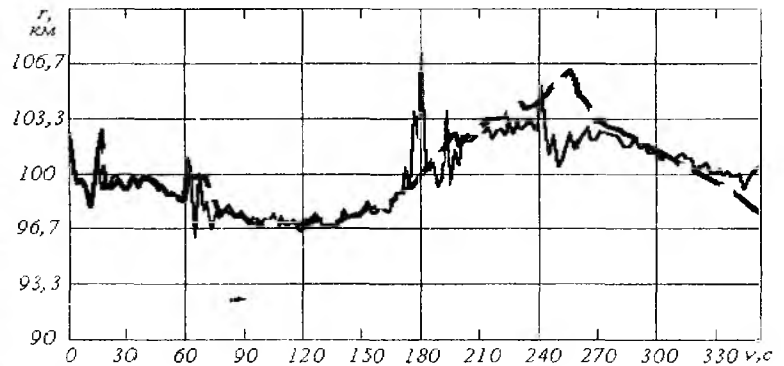


Рис. 6

Математическая модель цели, движущейся с переменной скоростью

Рассмотрим движение цели с переменной скоростью. Движение цели описывается кривой IV порядка.

Разложение в ряд Тейлора для функции дальности в этом случае имеет вид

$$r_v = r_{v-1} + v_v \Delta + \frac{1}{2} \alpha_v \Delta^2, \quad (30)$$

где α_v – ускорение.

Коэффициенты ФК в этом случае имеют следующий вид:

$$\mathbf{H}_v = [1 \quad 0 \quad 0], \quad \mathbf{A}_v = \begin{bmatrix} 1 & \Delta & \Delta^2 / 2 \\ 0 & 1 & \Delta \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix}, \quad \lambda_v = \begin{bmatrix} r_v \\ v_v \\ \alpha_v \end{bmatrix}.$$

Результаты расчета для этого случая отображены на рис.6. Сплошной линией показаны исходные данные, пунктир – обработанные фильтром Калмана.

Из рис.6 видно, что использование модели ФК с матрицами размерностью 3×3 позволяет получить малую величину среднеквадратического отклонения, Величины потенциальных ошибок не превышают значений, полученных в [3].

Заключение

Таким образом, применение рекурсивных методов обработки координатной информации в мало-базовых угломерно-разностно-дальномерных комплексах пассивной радиолокации с использованием оптимального линейного фильтра позволяет значительно уменьшить ошибки отклонения реальных параметров траектории цели и повысить точность измерений и предсказания траектории.

Предложенный алгоритм Калмановской фильтрации с использованием методики программного обзора пространства и преобразования матрицы ошибок в криволинейной системе координат угломерно-разностно-дальномерного МБК пассивной радиолокации является эффективным средством получения оценок траекторий целей, движущихся по произвольным траекториям.

Список литературы: 1. *Тихонов В.И., Харисов В.Н.* Статистический анализ и синтез радиотехнических устройств и систем. М.: Радио и связь, 1991. Учебное пособие для вузов. 608 с. 2. *Сейдж Э., Мелз Дж.* Теория оценивания и ее применение в связи и управлении. Пер. с англ. под ред. Б.Р.Левина. М.: Связь. 1976. 3. *Черняк В.И.* Многопозиционная радиолокация. М.: Радио и связь, 1993. - 416с. 4. Теория и техника генерирования излучения и приема радиолокационных сигналов. *Под редакцией Ю.Н.Седышева.* МО. Издание ВИРТА им. Л.А.Говорова. Харьков, 1986. С.587.

Харьковский военный университет

Поступила в редколлегию 28.07.2000

И. Е. АНТИПОВ, канд. техн. наук, В. В. БАВЫКИНА, канд. техн. наук,
Ю. А. КОВАЛЬ, докт. техн. наук, Г. В. НЕСТЕРЕНКО, канд. техн. наук, О. Л. ТРОЩИН

ПРИЁМ ТЕЛЕВИЗИОННЫХ СИГНАЛОВ ВРЕМЕНИ И ЧАСТОТЫ ПО МЕТЕОРНОМУ РАДИОКАНАЛУ

Среди существующих в настоящее время методов передачи частотно-временной информации с использованием глобальных сверхдлинноволновых сетей, метеорных и спутниковых систем, наиболее распространённым и доступным является телевизионный метод.

В соответствии с ГОСТ 7845-79 во временном интервале шестой строки кадрового гасящего импульса каждого нечётного поля ТВ сигнала передаются эталонные сигналы частоты и времени (ЭСЧВ), содержащие эталонные сигналы частоты (ЭСЧ), времени (ЭСВ) и сигналы кода текущих значений времени (КТВ). Кроме того, строчные синхроимпульсы (ССИ) и кадровые синхроимпульсы ТВ сигнала жёстко привязаны к шкале времени [1].

Для передачи ЭСЧ используется I интервал длительностью 15 мкс. ЭСЧ передаются в виде пакетов сигналов частоты 1 МГц, начальная фаза которых привязана к телевизионным синхросигналам. Вследствие этого ЭСЧ всегда начинаются с положительной полуволны частоты 1 МГц, а временное положение её относительно импульсов шестой строки показаны на рис. 1. Для передачи ЭСВ предназначен II интервал шестой строки длительностью 12 мкс. Информацию о шкале времени несёт точка, соответствующая половине положительного фронта ЭСВ. Частота повторения ЭСВ – 1 Гц, длительность положительного фронта 0,15 - 0,2 мкс, что соответствует максимальной полосе частот видеосигнала. Для приёма этих сигналов может быть использован обычный ТВ приёмник, к которому подключается специальное устройство. Истинное время в точке приёма определяется с учётом поправки на время распространения ТВ сигнала от телецентра к приёмнику.

Основными источниками погрешности привязки шкал времени по телевизионным сигналам являются:

- погрешность измерения интервалов времени между сигналами местной шкалы времени и принятым сигналом (около 20 нс);
- нестабильность аппаратуры пункта приема (60 нс);
- погрешность определения времени распространения сигнала до антенны приемного пункта (10 нс);
- нестабильность задержки в аппаратуре телевизионных центров (примерно 40 нс);
- нестабильность задержек в трактах радиорелейной линии, которая составляет примерно $0,05 \cdot N$ мкс, где N – число ретрансляционных пунктов радиорелейной линии;
- неизвестные для потребителя изменения задержек при переключениях каналов радиорелейной линии или их ремонте (могут приводить к ошибкам более 1 мкс).

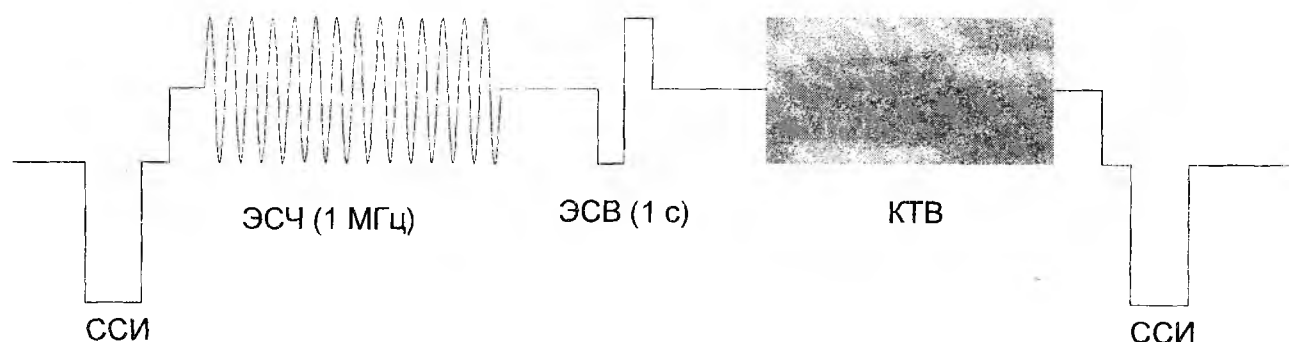


Рис. 1

Столичные телецентры, передающие первую программу государственного телевидения с сигналами времени и частоты, имеют достаточно большую мощность и работают на низкочастотных метровых каналах (в Москве ОРТ на первом частотном канале, в Киеве УТ-1 на втором, что соответствует частотам 48...66 МГц). Это даёт возможность непосредственно принимать их сигналы по метеор-

ному радиоканалу. Частотно-временная информация содержится в каждом кадре ТВ сигнала и, следовательно, повторяется каждые 20 мс. Длительность существования одного метеорного следа может составлять от нескольких десятков до нескольких сотен миллисекунд, что позволяет принимать за один сеанс сличения несколько сотен ССИ и несколько строк, содержащих ЭСВЧ. Приём сигналов КТВ и ЭСВ, передаваемых один раз в секунду, будет происходить не в каждом сеансе сличения, поэтому для грубой привязки шкал времени целесообразно использовать кадровые и строчные синхросигналы, а для точной – ЭСЧ.

Поскольку в пределах возможного метеорного распространения радиоволн (на расстояниях до 2000 км от сличаемого пункта) на одном частотном канале могут работать несколько телецентров, то для идентификации необходимого могут быть использованы сигналы опознавания места ввода испытательных строк. Они содержатся в 19 строке ТВ сигнала и представляют собой четыре импульса различной длительности. Длительность каждого импульса в микросекундах, уменьшенная на 1, соответствует десятичной цифре. Таким образом, четыре импульса представляют собой четырёхзначный десятичный код, уникальный для каждого телецентра.

Отражение метровых радиоволн от метеорных следов достаточно хорошо изучено и применяется как для передачи информации, так и для высокоточного сличения эталонов времени. Сличение по метеорному радиоканалу осуществляется методом исключения времени распространения сигнала путём посылки сигнала времени от часов вторичного эталона в пункт первичного эталона и его последующей ретрансляции в обратном направлении вместе с сигналом часов первичного эталона [2]. Этот метод основан на хорошей взаимности метеорного радиоканала (равенстве времени прямого и обратного распространения сигнала по трассе) и позволяет производить сличение с погрешностью до 1 нс на расстояниях до 2000 км [3]. Однако, для получения указанного значения погрешности требуется достаточно сложная приёмная, обрабатывающая и, что самое существенное, передающая аппаратура в обоих пунктах.

Синхронизация стандартов времени и частоты по ТВ сигналам не предполагает ретрансляции сигнала в обратном направлении, а потому не требует установки передающего устройства в пункте размещения сличаемых часов. Но если для сигнала, распространяющегося земной волной, пройденное им расстояние можно с приемлемой погрешностью считать равным расстоянию между пунктами по земной поверхности, то в случае метеорного распространения радиоволн длина пути и связанное с ним время распространения зависят от высоты и местоположения каждого конкретного метеорного следа, через который осуществляется приём в данном сеансе синхронизации. Если передатчик в пункте A отсутствует, то доступными для определения из этого пункта являются только угловые координаты метеорного следа.

Эти координаты могут быть измерены фазовым методом. Для этого в пункте приёма устанавливается антенная система, состоящая из пяти антенн, расположенных в виде "креста". Расстояние между отдельными антеннами выбирается соизмеримым с длиной волны. Отражённый от метеорного следа сигнал достигает каждой из антенн с задержками, обусловленными их пространственным разнесением. На основании информации об амплитуде, фазах и времени запаздывания отражённых сигналов в каждой из антенн относительно базовой определяются угловые координаты метеора. Этот метод использован в автоматическом угломере метеорной радиолокационной станции и позволяет определять угловые координаты метеорного следа с погрешностью не хуже 30 угловых минут [4].

Знание угла места метеорного следа позволяет определить его положение в пространстве с погрешностью, обусловленной высотой атмосферного слоя, в пределах которой возникают метеоры (80...100 км от поверхности Земли). Ошибка в определении местоположения вызывает погрешность в нахождении времени задержки, равную разности времён распространения сигнала по трассам АМТ и АМ'Т (рис. 2). В зависимости от азимута метеора (фактически в зависимости от угла между направлениями на передающий центр на метеорный след) разность расстояний АМТ и АМ'Т будет различной.

Для оценки погрешности измерения времени распространения сигнала предложенным методом была разработана и исследована математическая модель метеорной трассы. Заданными являются: координаты синхронизируемого пункта A и пункта излучения сигналов T ; диапазон высот метеорных следов $h_m = 80...100$ км; физический радиус Земли $R_0 = 6378$ км и её эквивалентный радиус (с учётом преломления в тропосфере) $R_3 = 7248$ км; измеренные с погрешностями $\pm(0,3...0,5)^\circ$ угловые координаты метеорного следа из сличаемого пункта A (угол места θ^A и азимут β^A).

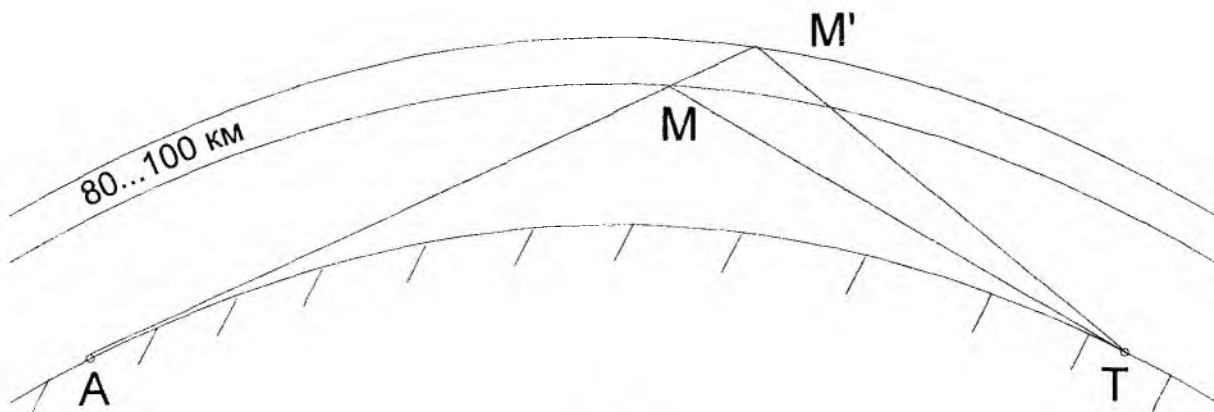


Рис. 2

Расчёт геометрии трассы выполняется с использованием соотношений сферической геометрии и состоит из нескольких этапов:

- расчёт расстояния между пунктами A и T по поверхности Земли;
- расчёт диапазонов физически реализуемых углов места и азимутов направлений, из которых могут быть приняты сигналы в пункте A , исходя из условия “прямой видимости” метеорного следа и параметров антенн в пунктах;
- расчёт расстояний между пунктами и метеорным следом (M) $TM(\theta^A, \beta^A)$ и $AM(\theta^A, \beta^A)$;
- определение времени распространения $t_p(\theta^A, \beta^A)$ и его частных производных по угловым

координатам $\frac{\partial t_p(\theta^A, \beta^A)}{\partial \theta^A}$ и $\frac{\partial t_p(\theta^A, \beta^A)}{\partial \beta^A}$.

Результаты моделирования для трассы Харьков - Москва представлены на рисунках 3-6.

Если не учитывать погрешность, обусловленную неопределённостью высоты метеорного следа и исходить из того, что все метеоры возникают на высоте 90 км, то имеются оптимальные углы места, при которых погрешность измерения задержек сигналов, вызванная ошибкой определения угловых координат метеорных следов, минимальна. На рис. 3 изображены зависимости времени задержки от угла места (в градусах), на рис. 4 – зависимости времени задержки от азимута (в градусах) для различных высот, а на рис. 5 и 6 – их производные (мкс/градус) по соответствующему углу для высоты следа 90 км. Из графиков видно, что для углов места меньше 10° погрешность измерения задержек составляет менее 0,1 мкс, а в диапазоне углов места ($10 \dots 40^\circ$) погрешности не превышают 1 мкс при условии, что угловые координаты определяются с погрешностью в $0,5^\circ$. Погрешности минимальны при нулевом азимуте, что, однако, физически нереализуемо, поскольку для выполнения условия отражения над осью трассы метеорные следы должны иметь строго горизонтальную ориентацию, достижимую лишь при бесконечно больших скоростях частиц.

Неопределённость высоты метеорного следа (рис. 2) приводит к значительной погрешности, что видно из рассмотрения зависимостей времени задержки от угла места и азимута для различных высот (рис. 3 и 4). Такая погрешность может быть устранена путём статистической обработки результатов нескольких сеансов сличения.

Таким образом, на основании модельных расчётов можно утверждать, что приём эталонных сигналов времени и частоты по метеорному радиоканалу и статистическая обработка полученных результатов может обеспечить погрешность привязки шкал времени, не уступающую погрешности при приёме этих сигналов через радиорелейную линию.

Представленная модель и полученные на её основе результаты могут быть полезны не только для анализа приёма телевизионного сигнала, но и для других пассивных методов сличения шкал времени с использованием метеорного радиоканала. В частности, на их основе может быть оценена погрешность сличения в случае приёма сигнала существующего комплекса “Метка-6”.

В целях совершенствования предложенного метода и снижения погрешности сличения необходимо продолжать исследования в данном направлении. Следующей задачей может явиться уточнение высоты метеорного следа триангуляционным или фазовым методом с использованием антенн, разнесённых на достаточное расстояние.

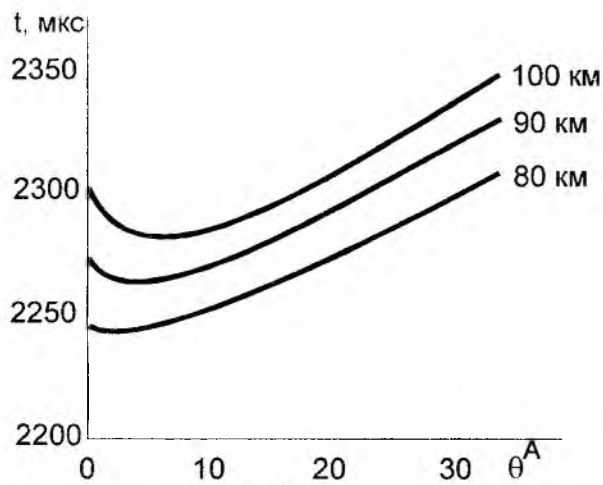


Рис. 3

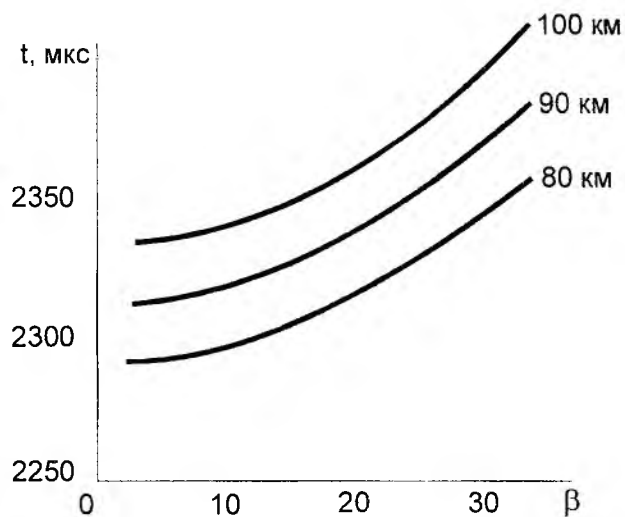


Рис. 4

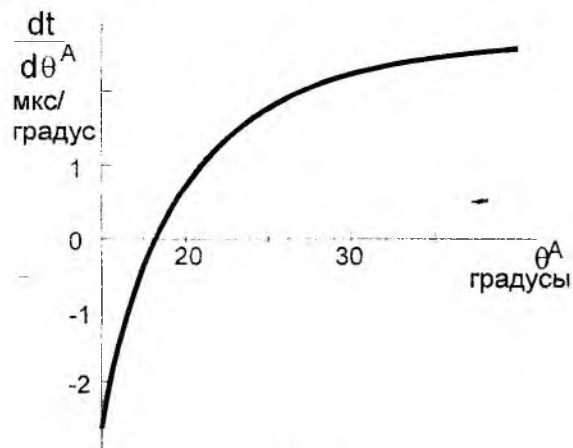


Рис. 5

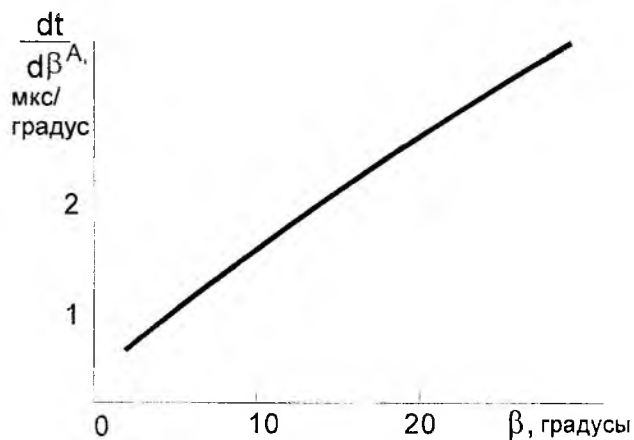


Рис. 6

Список литературы: 1. Палий Г.Н., Артемьева В.И. Синхронизация высокоточных мер времени и частоты. М.: Госстандарт, 1976. 287 с. 2. Дудник Б.С., Кащеев Б.Л., Лейкин А.Я. Использование метеорного распространения радиоволн для привязки часов пунктов службы времени и частоты. Измерительная техника. 1971. N 12. С. 38-42. 3. Кащеев Б.Л., Бондарь Б.Г., Горбач В.И., Коваль Ю.А. Метеоры сегодня. Киев: Техніка, 1996. 196 с. 4. Кащеев Б.Л., Жуков В.В. Автоматический угломер. Сообщение 1. Принципы построения / В кн. Радиотехника. Вып. 47. Харьков. 1978. С. 3-9. 5 Кривошеев М.И. Основы телевизионных измерений. М.: Радио и связь, 1989. 608 с.

Харьковский государственный технический университет радиоэлектроники

Поступила в редколлегию 17.07.2000

ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ ВОЗМОЖНОСТИ СИСТЕМ РАДИОАКУСТИЧЕСКОГО ЗОНДИРОВАНИЯ АТМОСФЕРЫ В ИМПУЛЬСНО-ДОПЛЕРОВСКОМ РЕЖИМЕ

Перспективным направлением совершенствования радиоакустических систем зондирования атмосферы является использование в них импульсного радиоизлучения с малой скважностью (квазинепрерывного сигнала), что позволит выполнять измерения на малых высотах, избежать негативного влияния сигнала передатчика на приемное устройство, а следовательно, реализовать энергетический потенциал системы, заложенный в акустическом и электромагнитном каналах [1, 2]. Однако, известные в литературе энергетические соотношения не позволяют произвести строгих оценок для анализируемого вида излучения. В соответствии с этим получим основное энергетическое уравнение радиоакустического зондирования (РАЗ), соответствующее использованию квазинепрерывного сигнала, и оценим энергетический выигрыш, который можно получить, используя рассматриваемый сигнал (по сравнению с непрерывным сигналом).

Запишем основное уравнение РАЗ для непрерывного радиоизлучения в виде, учитывающем наиболее сильный ограничивающий фактор – турбулентность [1]:

$$H_m = [KN_s^2 P_s P_e / P_n]^{5/26}, \quad (1)$$

где H_m – максимальная высота зондирования; K – коэффициент, зависящий от технических параметров системы и характеристик среды; P_s , P_e – мощности соответственно акустического излучения и радиоизлучения; P_n – мощность шумов на входе радиоприемника; N_s – число длин волн в пакете акустических волн (ПАВ).

Отметим, что в литературе уравнение (1) встречается в различных видах, отличающихся представлением многообразных механизмов взаимодействия акустических и радиоволн со средой и между собой. В конечном итоге вид уравнения определяет степень, в которой высота H_m входит в энергетическое соотношение (либо степень всех других величин, если это соотношение представлено относительно H_m). В связи с этим приведенные ниже рассуждения инвариантны к виду уравнения, в другом представлении будет только другая степень, общая для всех величин, стоящих в правой части.

Мощность шумов P_n представим выражением $P_n = N_{0n} \Delta f$, где Δf – полоса пропускания фильтра доплеровских частот. Спектральную плотность помех N_{0n} определим как сумму $N_{0n} = N_0 + N_{0в}$ спектральных плотностей внутренних шумов приемника N_0 и внешних помех $N_{0в}$ (к внешним помехам относится и прямой сигнал передатчика). $N_0 = ШК_0 T_0$, где K_0 – постоянная Больцмана; $Ш$ – коэффициент шума приемного устройства; T_0 – абсолютная температура приемника.

При использовании квазинепрерывного зондирующего радиосигнала полезный сигнал, несущий информацию о состоянии атмосферы и выделяемый в приемнике, получается в результате рассеяния на ПАВ только центральной составляющей спектра излучаемой импульсной последовательности. В связи с этим под мощностью P_e в уравнение (1) будем понимать мощность именно этой спектральной компоненты.

Если монохроматическое непрерывное колебание, характеризующееся амплитудой A и частотой f_e , промодулировать импульсами, имеющими период повторения T , длительность и скважность $q = T/\tau$, то амплитуда спектральной составляющей на частоте несущей f_e в спектре импульсной последовательности будет равной $v(f_e) = A\tau/T = A/q$. Средняя мощность этой гармоники имеет амплитуду $v(f_e)$, $P_{co} = v^2(f_e)/2 = A^2/(2q^2)$, при этом средняя мощность излучаемых импульсных сигналов определяется формулой $P_c = A^2/(2q) = P_u/q$, где P_u – импульсная мощность.

Используем последнее соотношение для записи выражения средней мощности центральной спектральной составляющей:

$$P_{co} = P_c/q = P_u/q^2. \quad (2)$$

Величину P_{co} в выражении (2) подставим в уравнение (1) вместо P_e .

Рассмотрим далее влияние ограниченности времени приема (в пределах периода) на характеристики сигналов и помех. Отметим, что временное стробирование входной смеси сигнала с шумом используется в самолетных импульсно-доплеровских радиолокационных станциях, в которых позволяет разделять цели по дальности и улучшать отношение сигнал-шум [3]. В рассматриваемом случае может быть реализовано несколько различающихся вариантов временного стробирования, поэтому, не ограничивая общности рассуждений, будем считать длительности излучаемого и селективирующего τ_c импульсов различными, а также $\tau_c \neq T - \tau$. Это условие позволяет рассмотреть различные случаи обработки квазинепрерывного сигнала: при $T = T_{mm}$ (T_{mm} – период повторения радиоимпульсов, обеспечивающий минимум амплитудной модуляции рассеянного сигнала) и на входе антенны присутствует образующийся в результате интерференции непрерывный входной сигнал, а также когда такой сигнал не формируется и на входе присутствуют отдельные импульсы.

Рассмотрим прохождение шумов через временной селектор. Если мощность шума на входе временного селектора P_n , то средняя мощность шума на его выходе $P_{nc} = P_n \tau_c / T = P_n / q_c$, где $q_c = T / \tau_c$ – скважность стробирования. Разделив левую и правую части последнего выражения на полосу пропускания Δf , получим $N_{nc} = P_{nc} / \Delta f = P_n / (\Delta f q_c) = N_{on} / q_c$, следовательно, исходная спектральная плотность помех в результате стробирования уменьшается в q_c раз. Величину P_{nc} выразим из последнего соотношения:

$$P_{nc} = N_{on} \Delta f / q_c \quad (3)$$

и подставим вместо P_n в уравнение (1).

При анализе прохождения полезного сигнала через временной селектор необходимо принимать во внимание возможное увеличение длительности импульса при рассеянии, а также возможность перекрытия излучаемого и принимаемого сигналов.

При этом, если пространственная протяженность l_e радиоимпульса $l_e < 2l_s$ (где l_s – протяженность в пространстве ПАВ), $T > T_{mm}$, а $\tau_c = \tau_n = T - \tau$ (τ_n – длительность времени приема), то в результате рассеяния по дальности часть энергии сигнала всегда будет проходить на вход приемника. Если $l_e > 2l_s$ и $T > T_{mm}$, то будут наблюдаться области тени, в которых сигнал не принимается. Если $T \gg T_{mm}$, то может быть использован временной селектор, управляемый схемой автоматического сопровождения по дальности, отслеживающей положение импульса на интервале $T - \tau$. Длительность строба здесь целесообразно выбирать $\tau_c \ll \tau_n$.

Рассмотрим подробнее наиболее интересную для практики ситуацию, когда $T = T_{mm}$, $l_e < 2l_s$, а $\tau_c = \tau_n = T - \tau$. В этом случае поступающий на вход антенны непрерывный радиосигнал, образующийся в результате рассеяния последовательности импульсов на ПАВ, при приеме вновь будет преобразован в импульсный сигнал со скважностью $q_n = T / (T - \tau) = q / (q - 1)$. Средняя мощность полезной (центральной) составляющей спектра, образующейся импульсной последовательности, также в $1/q_n^2$ раз меньше, чем средняя мощность непрерывного сигнала, поступающего на вход антенны.

Следовательно, в формулу (1) необходимо ввести дополнительный член $1/q_n^2$, учитывающий обсуждаемые потери, а множитель q_c в (3) заменить на q_n , так как длительность стробирующего импульса в этом случае равна всему времени приема. В соответствии с этим формула для максимальной высоты принимает вид:

$$H_m = \left[KN_s^2 P_s P_u / (\Delta f N_{on} q^2 q_n) \right]^{5/26}. \quad (4)$$

В формулу (4) входит множитель N_s^2 , характеризующий мощность отраженного сигнала при использовании непрерывного радиоизлучения. При использовании импульсов с протяженностью $l_e < 2l_s$ мощность рассеянного сигнала определяется только частью волновых перепадов N_s , одновременно участвующих в рассеянии. Число таких перепадов определяется выражением:

$$N_{su} = \frac{l_e}{2} \frac{1}{\lambda_s} = \tau f_e \lambda_e / (2\lambda_s) = \tau f_e, \quad (5)$$

где λ_s, λ_e – длины волн соответственно акустических и электромагнитных колебаний.

Подставив выражение (5) в (4), получим основное энергетическое уравнение РАЗ, соответствующее использованию квазинепрерывного зондирующего радиосигнала

$$H_m = \left[KP_s P_u (f_e \tau)^2 / (\Delta f N_{on} q^2 q_n) \right]^{5/26}. \quad (6)$$

Если скажности q, q_n представить через определяющие их величины, то уравнение (6) примет вид

$$H_m = \left[\frac{KP_s P_u f_e^2 \tau^4 (T - \tau)}{\Delta f N_{on} T^3} \right]^{5/26}. \quad (7)$$

Значение τ , соответствующее экстремуму (максимуму) сомножителя $\tau^4 (T - \tau)$ в уравнении (7) обеспечивает наибольшую мощность полезной составляющей сигнала, из которой извлекается полезная информация, и, следовательно, наибольшую дальность зондирования. Нетрудно показать, что экстремуму соответствует $\tau_m = 0,8T$, при этом $l_e = 1,6l_s$. Значение сомножителя $\tau^4 (T - \tau) / T^3$ в точке экстремума составляет $0,08192T^2$. Произведение Tf_e определяет число длин волн радиосигнала N_{em} на протяжении периода T , а также, что нетрудно показать, число длин волн N_s в ПАВ – $Tf_e = N_{em} = N_s$.

Таким образом, выражение для максимальной дальности приобретает следующий вид:

$$H_m = \left[\frac{KP_s P_u N_s^2}{\Delta f N_{on}} 0,08192 \right]^{5/26}.$$

Это выражение отличается от формулы (1), определяющей дальность действия при использовании непрерывного радиосигнала, только коэффициентом 0,08192. Таковы “чистые” энергетические потери при замене непрерывного радиосигнала квазинепрерывным с периодом $T = T_{MM} = 1,25\tau$.

Проанализируем, в соответствии с общей формулой (6), каким образом распределились указанные потери. Сомножитель $1/q^2$, определяющий потери при излучении вследствие импульсного характера сигнала ($q = 1,25$), равен $1/q^2 = 0,64$. Член $1/q_n$, определяющий потери при приеме вследствие стробирования ($q_n = 5$), равен $1/q_n = 0,2$. Заметим, что процесс преобразования непрерывного сигнала в импульсный при излучении и приеме совершенно аналогичен, однако при приеме он сопровождается уменьшением спектральной плотности помех в q_n раз, следовательно член $1/q_n$ входит в уравнение в первой степени.

Член $(f_e \tau)^2$ определяет потери, по сравнению с непрерывным сигналом, обусловленные конечной протяженностью радиоимпульса $(f_e \tau)^2 = (0,8 T f_e)^2 = 0,64 N_s^2$.

При импульсном характере радиосигнала съем информации и энергии с ПАВ происходит не одновременно со всех участков, а последовательно, с масштабом, определяемым пространственной протяженностью радиоимпульса. Это приводит к уменьшению мгновенной мощности отраженного сигнала, но данная ситуация не столь однозначна и требует более детального рассмотрения. В связи с этим отметим основные причины, приводящие к нарушению в реальной атмосфере зависимости $P \sim N_s^2$ (здесь P – мощность рассеянного сигнала) при использовании непрерывного радиоизлучения: это температурный градиент вдоль направления зондирования, продольный сдвиг ветра, нарушение продольной когерентности звукового поля.

Таким образом, если при заданных градиенте температуры $\gamma = \frac{dT_0}{dz}$ (T_0 – температура среды, z – координата вдоль направления зондирования) и $g = \frac{2\pi}{\lambda_s}$, пространственная длина ПАВ не удовле-

творяет условию $l_s \leq (g\gamma / 4T_0)^{-\frac{1}{2}}$ или, иначе, не выполняется неравенство $N_s < (\pi\lambda_s\gamma / 2\pi)^{-\frac{1}{2}}$, то из-за изменения скорости звука вдоль пакета произойдет расфазировка отраженного радиосигнала более, чем на π и дальнейшее увеличение N_s приведет не к возрастанию, а к уменьшению амплитуды результирующего рассеянного сигнала. Еще большие негативные последствия проявляются не с энергетической, а с информационной стороны. Нарушение условий Брэгга весовой функции $F(z)$, определяющей вклад различных частей области взаимодействия электромагнитной и звуковой волн в суммарный отраженный сигнал, также приводит к изменениям вдоль ПАВ

Наличие фазового сдвига и различий в амплитуде волн, отраженных от различных частей звуковой решетки, приводят к отличию формируемого сдвига частоты от доплеровского. Степень отличия формируемой частоты от доплеровской пропорциональна второй логарифмической производной от весовой функции по высоте $\sim d^2 \ln F(z) / d^2 z$ [2].

Вследствие этого, использование радиоимпульсов и характерного для них последовательного считывания информации с ПАВ, сопровождающегося в идеальных условиях небольшим энергетическим проигрышем, в условиях реальной атмосферы может обеспечить как энергетический, так и информационный выигрыш. Кроме того, уменьшение влияния сигнала передатчика и других внешних помех на работу приемника позволяет существенно повысить его реальную чувствительность. Если при использовании непрерывного сигнала развязка между антеннами, даже в случае применения специальных мер и устройств, не превышает 100 дБ [1] (а достаточно часто на несколько десятков децибелл меньше), то при использовании квазинепрерывного сигнала практически может быть реализована потенциальная чувствительность приемника, то есть, можно ожидать повышения реальной чувствительности приемника на 5 и более порядков.

Учитывая приведенные выше утверждения, использование квазинепрерывного зондирующего радиосигнала позволит на практике существенно повысить энергетический потенциал системы и, следовательно, точность измерения метеопараметров.

Список литературы: 1. *Каллистратова М.А., Кон А.И.* Радиоакустическое зондирование атмосферы. М.: Наука, 1985. 200 с. 2. *Гурвич А.С., Кон А.И., Татарский В.И.* Рассеяние электромагнитных волн на звуке в связи с задачами зондирования атмосферы // Изв. вузов. Радиофизика. 1987. Т. 30, №4. С. 451 – 473. 3. Справочник по радиолокации в 4-х т./ Под ред. М. Скольника. М.: Сов. радио. 1979. т.3. 528 с.

Харьковский государственный технический университет радиозлектроники

Поступила в редколлегию 2.10.2000

СИНТЕЗ СЕЛЕКТИВНЫХ СВОЙСТВ РАДИОПРИЕМНЫХ УСТРОЙСТВ ПО КРИТЕРИЮ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ СОВМЕСТИМОСТИ ПРИ ОГРАНИЧЕНИИ НА СТОИМОСТЬ

В работе решена задача оптимального выбора преобразователя частоты (ПЧ) приемных авиационных систем по критерию электромагнитной совместимости (ЭМС) при ограничении на стоимость. Она учитывает технико-экономическую зависимость, технологичность и современное состояние производства преобразователей частоты. Решение этой задачи позволяет оценить близость характеристик оптимизируемых и реальных ПЧ и прогнозировать развитие данного производства.

Задача оптимизации параметров избирательности радиоприемных устройств (РПУ) радиоэлектронных средств $D_k \forall k \in [1, n]$ по критерию качества электромагнитной совместимости η_i для i -тых радиоэлектронных средств (РЭС) при ограничениях на стоимость $C_{дон}$ [1] формулируется в виде:

$$\min_{\{\bar{D}\}} \eta^{-1}(\bar{D}) = \min_{\{\bar{D}\}} \sum_{k=1}^n D_k^{-2} \quad \text{при} \quad \sum_{k=1}^n C_k(D_k) \leq C_{дон}, \quad (1)$$

где \bar{D} – вектор показателей избирательности.

В [2] такая задача решена для зеркального и соседнего побочных каналов приема и канала прямого прохождения промежуточной частоты. Для полноты необходимо также учесть побочные каналы приема, обусловленные нелинейностью характеристики ПЧ.

В настоящее время практически все радиоприемные устройства построены по супергетеродинной схеме. Основным недостаток таких радиоприемников – возникновение комбинационных каналов приема, что вызывает возможность проникновения мешающих радиосигналов и помех, частоты которых существенно отличаются от частоты полезного сигнала.

Комбинационный побочный канал приема в общем случае имеет место, если выполняется условие:

$$m \cdot f_{нк} \pm n \cdot f_c = f_{пр}, \quad (2)$$

где $f_{нк}$, f_c , $f_{пр}$ – частоты побочного канала, гетеродина и промежуточная частота соответственно; m , n – целые числа.

Принимая во внимание бурный рост количества радиоэлектронных средств и выбрав модель электромагнитной обстановки (ЭМО) для типичного случая полной и равномерной загруженности частотного диапазона [1], можно предполагать существенную необходимость данной задачи. Тем более существует теоретически бесконечное множество значений $f_{нк}$ при которых сигналы мешающих радиоэлектронных средств на этих частотах попадают в тракт промежуточной частоты радиоприемника.

В основе преобразования частоты лежит изменение коэффициента передачи преобразователя или крутизны характеристики выходного тока $i_{смвых}$ нелинейного элемента (НЭ) смесителя по закону напряжения гетеродина:

$$i_{смвых} = U_c(t) \cdot S[U_c(t)], \quad (3)$$

где $S[U_c(t)]$ – крутизна характеристики выходного тока НЭ.

Функция $S[U_c(t)]$ является периодической в результате синусоидальности $U_c(t)$, но ввиду нелинейности – негармонической. Вследствие этого и возникают комбинационные побочные каналы приема, образованные гармониками гетеродина $f_{нк} = n \cdot f_c \pm f_{пр}$, где $n = 2, 3, \dots$

Оценим избирательность радиоприемного устройства по побочным каналам приема (ПКП), образованным гармониками гетеродина. При этом ограничимся второй и третьей гармоникой. Разложим функцию $S[U_c(t)]$ в ряд Тейлора в окрестности рабочей точки нелинейного элемента (смесите-

ля), причем, для учета второй и третьей гармоник гетеродина достаточно ограничиться членом ряда Тейлора со степенью, равной трем:

$$S[U_2(t)] = S(u_0) + S'(u_0) \cdot \Delta u + \frac{1}{2} S''(u_0) \cdot \Delta u^2 + \frac{1}{6} S'''(u_0) \cdot \Delta u^3, \quad (4)$$

где $\Delta U = U_{m2} \cos \omega_2 t$; u_0 – рабочая точка нелинейного элемента смесителя.

Выражение (4) можно представить в виде:

$$S(t) = S_0 + \sum_{k=1}^3 S_k \cos k\omega_2 t, \quad (5)$$

где $S_0 = S(u_0) + \frac{1}{4} S''(u_0) \cdot U_{m2}^2$; $S_1 = S'(u_0) \cdot U_{m2} + \frac{1}{8} S'''(u_0) \cdot U_{m2}^3$; $S_2 = \frac{1}{4} S''(u_0) \cdot U_{m2}^2$;

$$S_3 = \frac{1}{24} S'''(u_0) \cdot U_{m2}^3.$$

Учитывая, что преобразование сигнала выполняется на составляющей с частотой первой гармоники гетеродина S_1 , избирательность радиоприемного устройства по побочным каналам приема, образованным гармониками гетеродина, можно записать в виде:

$$D_{22} \approx D_{nrc} \cdot \frac{4S'(u_0)}{S''(u_0)U_{m2}}, \quad (6)$$

где D_{22} – избирательность РПУ по ПКП, образованному второй гармоникой гетеродина; D_{nrc} – избирательность преселектора РПУ на частоте ПКП, образованного второй гармоникой гетеродина;

$$D_{23} \approx D_{nrc} \cdot \frac{24S'(u_0)}{S'''(u_0)U_{m2}^2}, \quad (7)$$

где D_{23} – избирательность РПУ по ПКП, образованному третьей гармоникой гетеродина; D_{nrc} – избирательность преселектора РПУ на частоте ПКП, образованного третьей гармоникой гетеродина.

Рабочая точка НЭ смесителя выбирается из условия максимума коэффициента передачи ПЧ, то есть на середине линейного участка зависимости $S(U_2)$. Причем, амплитуда гетеродина, а, следовательно, и сигнала, ограничивается размерами этого линейного участка. Наиболее естественная модель нелинейности – с центральной симметрией. Тогда вторая производная крутизны НЭ смесителя в рабочей точке $S''(u_0)$ близка к нулю, следовательно, избирательность по ПКП, образованному второй гармоникой гетеродина D_{22} , согласно выражению (6), велика. Поэтому основное внимание уделено избирательности РПУ по ПКП, образованному третьей гармоникой гетеродина.

Путем снятия переходных характеристик нелинейных элементов были получены зависимости $S(U_2)$. По ним определены значения динамических диапазонов, определяемых требуемой линейностью крутизны нелинейных элементов, то есть, найдены значения $U_{m2 \max}$, при которых крутизна $S(U_2)$ отличается от линейной зависимости на 10%. Путем сглаживания статистики стоимости методом наименьших квадратов была получена линия регрессии стоимости на параметр U_{m2} , то есть при малой дисперсии C зависимость стоимости смесителя $C(U_{m2 \max})$ от динамического диапазона (области допустимой линейности) крутизны нелинейного элемента. Стоимость эксплуатации смесителя зависит от тока смещения и пропорционального ему динамического диапазона, поэтому имеет тот же характер.

Поэтому стоимость, затраченная на обеспечение избирательности по ПКП, образованному третьей гармоникой гетеродина, определяется выражением:

$$C(D_{z3}) = C_{nrc} + C_{cm}, \quad (8)$$

где C_{nrc} – стоимость преселектора РПУ; C_{cm} – стоимость ПЧ РПУ.

Для удобства выражение (7) представим в логарифмическом виде:

$$\sigma_{z3} = \sigma_{nrc} + \sigma_{cmz3}, \quad (9)$$

где $\sigma_{z3} = 20 \lg D_{z3}$, дБ; $\sigma_{nrc} = 20 \lg D_{nrc}$, дБ; $\sigma_{cmz3} = 20 \lg D_{cmz3} = 20 \lg \left(\frac{24S'(u_0)}{S'''(u_0)U_{mz}^2} \right)$, дБ.

Таким образом, с учетом выражения (7) амплитуда гетеродина выразится следующим образом:

$$U_{mz} = \sqrt{\frac{24S'(u_0)}{S'''(u_0) \cdot \exp\left(\frac{\sigma_{cmz3}}{20}\right)}}. \quad (10)$$

Подставив выражение (10) в $C(U_{mz \max})$ и выполнив преобразования, получим зависимость $C(\sigma_{cmz3})$:

$$C(\sigma_{cmz3}) = 0,108 \cdot \sigma_{cmz3} + 26,987. \quad (11)$$

Решение задачи (1) аналогично [1]. Выражение для оптимального значения избирательности по побочному каналу приема, образованному третьей гармоникой гетеродина, примет вид:

$$\sigma_{z3 \text{ opt}} = \frac{\Delta C_{\text{доп}}}{\sqrt[3]{C'_{z3} \cdot \sum_{k=1}^n (C'_k)^{2/3}}}, \quad k \in [1, n], \quad (12)$$

и соответственно выражение для оптимального значения амплитуды гетеродина:

$$U_{mz \text{ opt}} = \sqrt{\frac{24S'(u_0)}{S'''(u_0) \cdot \exp\left(\frac{\sigma_{cmz3 \text{ opt}}}{20}\right)}}. \quad (13)$$

В результате решения задачи (1) на ЭВМ были получены зависимости оптимальных значений избирательности по зеркальному и соседнему каналам приема, каналу прямого прохождения промежуточной частоты и побочному каналу, образованному третьей гармоникой гетеродина, от допустимой стоимости селективных устройств РПУ. На рис. 1 представлена кривая обмена, то есть зависимость одного общего показателя качества $C_{\text{доп}}$ (допустимой стоимости селективных устройств РПУ) от другого η_{opt}^{-1} (показателя качества ЭМС). Все точки $(\eta_i^{-1}, C_{\text{доп}i})$, которые не находятся в непосредственной близости к кривой обмена (область А) являются неоптимальными. Величина отрезка a (b или c) показывает степень неоптимальности показателя качества ЭМС данного радиоприемного устройства и, соответственно эффективность решение задачи (1).

На рис. 2 представлены результаты вычислений оптимальной амплитуды гетеродина для различных НЭ (1 - ГТ310Б, 2 - КТ325, 3 - КТ3102, 4 - ГТ322, 5 - КТ363, 6 - ГТ308А, 7 - КТ316Д, 8 - ГТ308Д, 9 - ГТ320, 10 - ГТ313) смесителя РПУ.

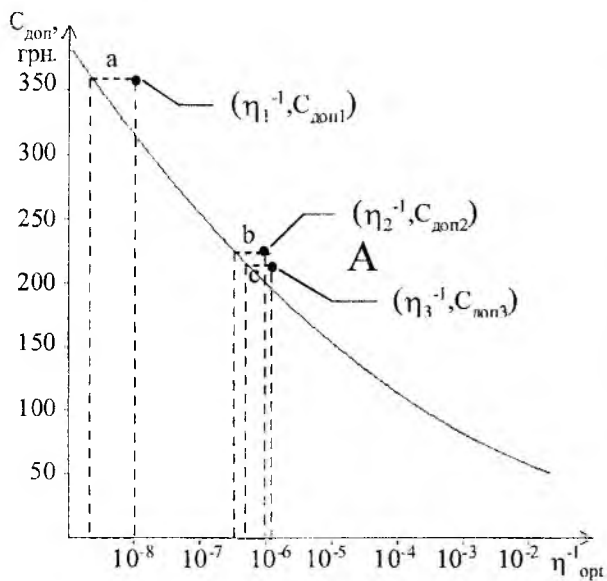


Рис. 1.

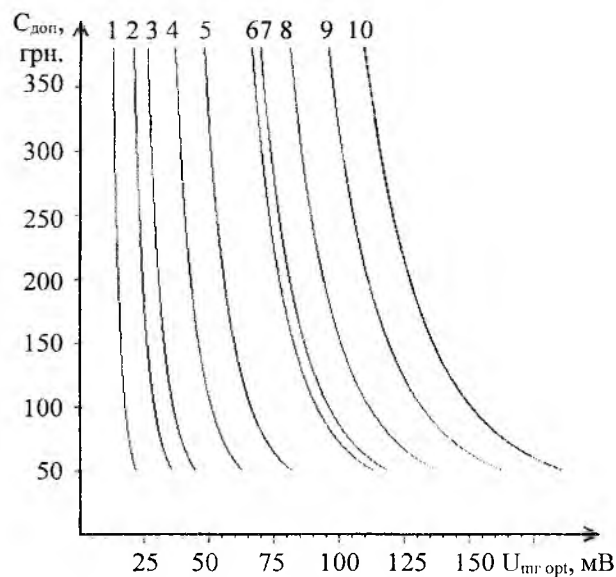


Рис. 2.

Предложенный метод постановки и решения задач синтеза систем селекции сигнала РПУ позволяет получить оптимальные по условному критерию предпочтения параметры смесительных элементов. Понятие "кривые обмена" представляет собой по существу решение целого класса задач при варьируемом ограничении параметров. Использование его дает возможность оценить эффективность реальных систем и проектов перспективных систем.

Список литературы: 1. Алёшин Г.В. Основы построения оптимальных информационно-измерительных радиотехнических систем. Харьков: ХВУ, 1994. 252 с. 2. Алёшин Г.В., Трублин А.А. Об оптимальности частотно-селективных средств авиационной радиосвязи, работающих в равномерно загруженном частотном диапазоне. Радиотехника. 2000. Вып. 114. С.148-150.

Харьковский институт Военно-Воздушных
Сил Украины

Поступила в редколлегию 19.09.2000

АНАЛИЗ ВЕРОЯТНОСТИ НАРУШЕНИЯ УСЛОВИЙ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ СОВМЕСТИМОСТИ В СПУТНИКОВЫХ СИСТЕМАХ СВЯЗИ

Введение

С развитием спутниковых систем связи (ССС) на основе низкоорбитальной (LEO) и среднеорбитальной (MEO) группировок ретрансляторов резко ухудшаются условия электромагнитной совместимости (ЭМС) на борту этих ретрансляторов связи (РС) за счет влияния источников радиоизлучений с земли. Одновременно с этим ухудшается электромагнитная обстановка (ЭМО) для наземных радиоэлектронных средств (РЭС) различного назначения из-за воздействий сигналов бортовых передатчиков РС. В значительно меньшей степени это касается ССС, которые используют геостационарные орбиты (GEO). Кроме того, системы LEO и MEO более многочисленны. Так для системы Teledesic планируется использовать 288 РС на наклонных орбитах, то есть для LEO и MEO сама ЭМО оказывается более неблагоприятной, кроме того их космический сегмент значительно больший по количеству ИСЗ [1].

Неблагоприятность ЭМО в этих системах связана с близким расстоянием РС до поверхности земли. Так, уровни сигналов передатчиков P_n , излучаемых антеннами с усилением G_n с расстояний указанных орбит, определяются модулем вектора Пойнтинга:

$$\Pi = \frac{P_n G_n}{2\pi R^2}, \quad (1)$$

где $P_n G_n$ – эквивалентная изотропно излучаемая мощность бортового передатчика РС; R – расстояние до орбиты, $R_{LEO}=700\dots 1000$ км, $R_{MEO}=1000\dots 2000$ км, $R_{GEO}\cong 36000$ км.

В реальных условиях ЭМС нарушается в результате того, что главные лепестки диаграмм направленности многолучевых бортовых антенн РС «наползают» на зону деятельности того или иного РЭС и создают на его входе нежелательные сигналы, пропорциональные по уровню величине (1). Те же РЭС в обратном направлении могут создавать помехи для РС. Таким образом, ЭМО в линиях ССС носит динамический характер. Уровни помех то увеличиваются, превышая допустимые значения $P_{доп}$, то уменьшаются, уходя под собственные шумы приемных трактов. При этом для того или иного РЭС всегда можно указать эти допустимые значения [2].

Постановка задачи

Динамический случайный характер ЭМО можно описать вектором состояния [3]:

$$\frac{d\bar{x}(t)}{dt} = F(\bar{x}(t), t) = G(\bar{x}(t), t)\bar{\xi}(t), \quad \bar{x}(t_0) = \bar{x}_0, \quad (2)$$

где \bar{x}_0 – вектор начального состояния; $\bar{x}(t)$ – n -мерный вектор фазовых координатной системы; $F(\cdot)$, $G(\cdot)$ – матрицы соответственно: состояния $F(\cdot)$ и возбуждения $G(\cdot)$; $\bar{\xi}(t)$ – векторный белый шум возбуждения с нулевым математическим ожиданием и матрицей интенсивностей $N(t)$.

Будем считать, что рассмотренная нами система РС и земных станций с ЭМО, описываемой вектором (2), находится в работоспособном состоянии тогда, когда уровни воздействующих помех на входе k -го приемного устройства

$$\Pi_{\Sigma k} = \sum_{i=1}^k \Pi_i, \quad i = \overline{1, k}, \quad i = \overline{1, n} \quad (3)$$

не превышает допустимые значения:

$$P_{np} = \Pi_{\Sigma k} S_{эфк} \geq P_{np доп}, \quad (4)$$

где $S_{эфк} = S \cdot K_{ин}$ – эффективная площадь k -той системы к коэффициентом использования $K_{ин}=0,5\dots 0,8$, $P_{np доп}$ – допустимый уровень принимаемых помех [2].

Обозначим область, в пределах которой система находится в работоспособном состоянии X . При выходе $\bar{x}(t)$ за пределы X происходит нарушение условий ЭМС. Будем считать, что указанная область X представляет собой гиперкуб с m поглощающими границами, $m < n$, а область X определим как:

$$X = \{m : x_m, m = \overline{1, m}\}. \quad (5)$$

Методика нахождения вероятности нарушений условий ЭМС

Учтем тот факт, что неравенство (4) может также нарушаться на коротких интервалах $\Delta t \rightarrow 0$ в результате действия всегда существующих стационарных помех шумового или импульсного характера. Действие таких помех, в силу их кратковременности, не принято трактовать как нарушение условий ЭМС. Нарушение условий ЭМС наступают в силу относительно длительного воздействия $t > \Delta t$ и состоит в том, что система $\bar{x}(t)$, выведенная из равновесного состояния за пределы области X за время $t > \Delta t$, в эту область не возвращается.

Рассмотрим последовательность коротких интервалов времени $\Delta t = t_{l+1} - t_l$, $l = 0, 1, 2, \dots, l$, каждый из которых достаточен для того, чтобы в отношении того или иного РЭС можно определенно утверждать, что состояние $\bar{x}(t)$ – характеризуется как нарушение ЭМС, а не просто кратковременное воздействие случайной помехи.

Целесообразно рассматривать две характерные на практике ситуации:

1. Когда процесс выхода системы $\bar{x}(t)$ за пределы области X на m -х границах этой области является несовместным, то есть, когда нарушение ЭМС обусловлено одним источником помех в одном каком-либо из числа n приемников;

2. Когда данный процесс на этих границах представляет собой наступление совместных событий или когда за соответствующие допустимые границы одновременно выходит более одной компоненты вектора $\bar{x}(t)$, и система в равновесное стационарное состояние не возвращается в течение заданного интервала Δt .

Для первого случая, при нарушении ЭМС одного приемника и воздействии одной помехи на каждом временном интервале Δt получим выражение для вероятности этого нарушения $P_{ЭМС}(t_{l+1} - t_l)$ с учетом нахождения вектора $\bar{x}(t)$ вне указанной области $P_x(t_l)$ и вероятности невозвращения $\bar{x}(t)$ в данную область $P_n(t_l + \Delta t | \bar{x}(t_l) \notin X)$ за время Δt при условии, что состояние $\bar{x}(t)$ в момент t_l определено вне области X . Независимость этих событий выражается следующим образом:

$$P_{ЭМС}(t_{l+1} - t_l) = P_x(t_l)P_n(t_l + \Delta t | \bar{x}(t_l) \notin X). \quad (6)$$

Определим вероятность P_x и P_n . Воспользуемся методикой анализа марковских процессов [3, 4]. Вероятность нахождения $\bar{x}(t)$ внутри области X равна интегралу по этой области:

$$P_o = \int_x f(\bar{x}(t), t) dx, \quad (7)$$

где $f(\bar{x}(t), t)$ – n -мерная плотность вероятности распределения случайного процесса $\bar{x}(t)$ в открытой области.

Значение P_n определим на основании выражения (7) как дополнение:

$$P_n(t_l) = 1 - P_o = 1 - \int_x f(\bar{x}, t_l) dx.$$

В общем случае $f(\bar{x}(t), t)$ – находится из решения уравнения Фоккера–Планка–Колмогорова вида:

$$\frac{\partial f(\bar{x}(t), t)}{\partial t} = -\text{div } \pi(\bar{x}(t), t), \quad f(\bar{x}(t), t_o) = f_o(x_o), \quad (8)$$

где $\pi(\bar{x}(t), t)$ – вектор плотности потока вероятности,

$$\pi(\bar{x}(t), t) = A(\bar{x}(t), t)f(\bar{x}(t), t) - \frac{1}{2} \left[\nabla_x^T B(\bar{x}(t), t)f(\bar{x}(t), t) \right], \quad (9)$$

где $A(\dots)$, $B(\dots)$ – матрицы сноса и диффузии процесса $\bar{x}(t)$, соответственно.

Сама плотность $f(\dots)$ может иметь произвольное распределение, однако решение при этом получить не удастся. Приближенное [3, 4] решение основывается на предположении о гауссовском характере $f(\dots)$. Такое предположение может быть в данном случае принято. Действительно, если под состоянием $\bar{x}(t)$ будем понимать величину разности уровней принимаемых сигналов $P_{np \Sigma}$ и $P_{np \partial on}$, то

$$\bar{x}(t) = P_{np \Sigma} - P_{np \partial on}. \quad (10)$$

Данная разность может считаться приближенно гауссовой. Далее, используя метод статистической линеаризации [3, 4], ограничимся рассмотрением математического ожидания: $M_x(t) = M[\bar{x}(t)]$ и дисперсии $\sigma_x^2(t) = M[\bar{x}^o(t)\bar{x}^{oT}(t)]$.

Вероятность невозвращения $P_n(\cdot)$ в заданную область X получим из решения обобщенного уравнения Фоккера–Планка–Колмогорова [4]:

$$P_n(t_l + \Delta t | \bar{x}(t_l) \notin X) = \exp \left[- \int_{t_l}^{t_l + \Delta t} v(t) dt \right], \quad (11)$$

где $v(t)$ – функция поглощения реализаций $\bar{x}(t)$, численно равная плотности потока вероятностей непоглощающих реализаций, полученных на краю области X [4, 5]:

$$v(e) = \pi(X, t). \quad (12)$$

Плотность потока $\pi(\cdot)$ может быть получена из уравнения (9) подстановкой вместо $f(x, t)$ плотности распределения не поглощенных реализаций процесса $\bar{x}(t)$, представляющей собой усеченное гауссово распределение в области X .

С учетом изложенного, вероятность $P_{ЭМС}$ на момент времени t_l по формуле полной вероятности имеет вид:

$$P_{ЭМС}(t_l) = 1 - \prod_{l=1}^l \left\{ 1 - \left[\sum_{i=1}^m P_x^{(j)}(t_l) P_n^{(i)}(t_l + \Delta t | \bar{x}(t_l) \notin X) \right] \right\}. \quad (13)$$

Формула (13) может использоваться в тех случаях, когда нарушения условий ЭМС достаточно редкие события, удовлетворяющие принятому выше выражению о несовместности двух или более событий выхода системы $\bar{x}(t)$ за границы области X .

В качестве альтернативного варианта следует рассматривать случай, когда выход $\bar{x}(t)$ за 2 и более границ представляет собой события совместные, то есть когда в двух или более направлениях связи нарушаются условия ЭМС. Рассматривая каждое такое событие как дополнение к (6) и переход к произведению совместных этих событий, получим искомую вероятность:

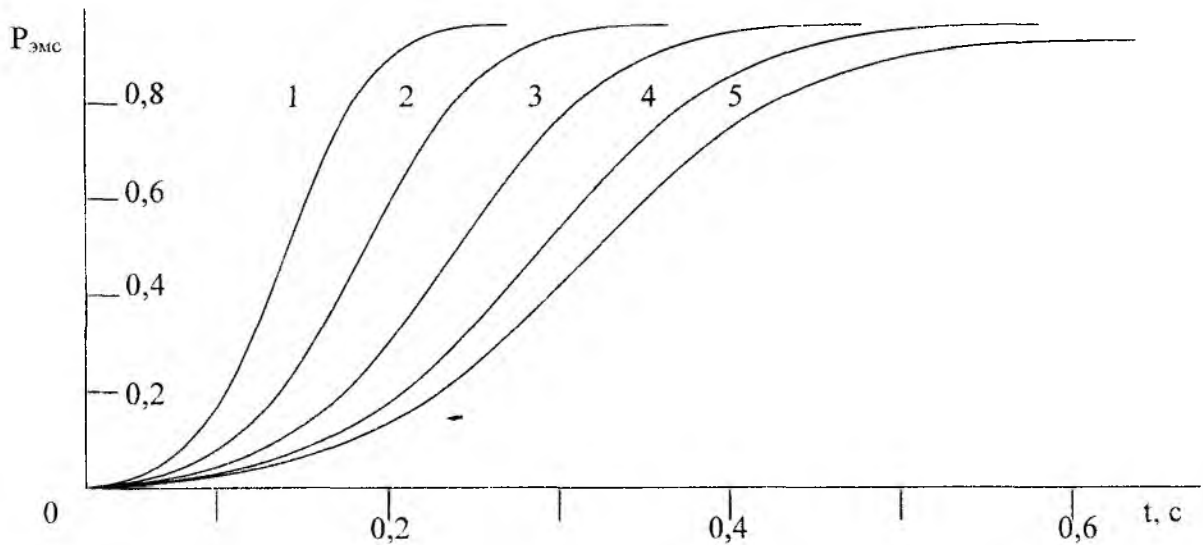
$$P_{ЭМС}(t_l) = 1 - \prod_{l=1}^l \prod_{j=1}^m \left\{ 1 - P_x^{(j)}(t_l) P_n^{(j)}(t_l + \Delta t | \bar{x}(t_l) \notin X) \right\}. \quad (14)$$

Очевидно выражения (13 и 14) являются неубывающими дискретными функции моментов времени t_l и являются искомыми выражениями для анализа соответственно: уравнение (13) для редких событий, нарушающих условия ЭМС и уравнение (14) – для событий достаточно частых, когда вероятность нарушений ЭМС происходит в двух и более направлениях связи.

В качестве примера рассмотрим дуэльную ситуацию, возникающую на входе одного приемника. Состояние СПО определяем стохастическим дифференциальным уравнением:

$$\frac{dx(t)}{dt} = \alpha x(t) + \xi(t), \quad x(t_0) = 0, \quad (15)$$

где $\xi(t)$ – гауссов порождающий белый шум с нулевым средним и интенсивностью N_0 . Плотность распределения вероятностей $x(t)$ – гауссовская. Область X определим, как $X_n \leq X \leq X_a$. Для исходных данных: $\alpha = -3$; $N_0 = 2$; $t_0 = 0$; $t_1 = 1$; $X_n = -0,5$, $X_a = 0,5$ были проведены расчеты вероятности $P_{\text{ЭМС}}(t)$, результаты которых представлены на рисунке. Кривые под номерами 1, 2, 3, 4, 5 соответствуют интервалам Δt , равным 0,01; 0,02; 0,03; 0,04; 0,05.



Выводы

1. Разработанная методика анализа вероятности нарушения условий ЭМС в ССС позволяет осуществить количественную и качественную оценку ЭМО в зависимости от параметров и характера взаимодействий в системе.

2. Численный анализ показывает, что точность методики возрастает для коротких интервалов времени t_1 по сравнению со временем наблюдения системы.

Список литературы: 1. Невдяев Л.М., Смирнов А.А. Персональная спутниковая связь. М: Экотрендз, 1998. 2. Аль-Михлафи Мурад. Методы расчета допустимых помех, действующих в спутниковых системах связи. // Радиотехника. 2000. Вып.113. С.18–21. 3. Тихонов В.И., Харисов В.Н. Статистический анализ и синтез радиотехнических устройств и систем. М.: Радио и связь, 1991. 608с. 4. Казаков И.Е., Мальчиков С.В. Анализ стохастических систем в пространстве состояний. М: Наука, 1983. 303с. 5. Лобатый А.А. Вероятностный анализ срыва управлений в итерационной автоматической системе. Известия АН СССР. Техн.кибернетика. № 4. 1989. С.116–119.

Харьковский государственный технический университет радиоэлектроники

Поступила в редколлегию 09.11.2000

ВЫДЕЛЕНИЕ СТАЦИОНАРНЫХ КОМПОНЕНТ БИПЕРИОДИЧЕСКИ КОРРЕЛИРОВАННЫХ СЛУЧАЙНЫХ ПРОЦЕССОВ МЕТОДОМ ФИЛЬТРАЦИИ

Использование математического описания нестационарных случайных процессов в виде периодически коррелированных случайных процессов (ПКСП) и аналогичных им процессов с целью решения задач распознавания, обнаружения, оценивания параметров широко известно. Такая модель находит широкое применение для решения различных задач в радиолокации, связи, технической и медицинской диагностике, а также других прикладных задачах обработки сигналов [1]. Решение таких задач может быть осуществлено классическими методами, если найден алгоритм перехода к эквивалентному их описанию с использованием векторных стационарных случайных процессов (стационарных компонент ПКСП). Ряд алгоритмов получения такого эквивалентного представления методом детерминированной фильтрации, дискретизации через период широко известны из литературы [1]. В случае фильтрационного метода статистического оценивания необходимо синтезировать узкополосное разделение коррелированных полос гармоник. Полоса пропускания такого фильтра может превышать периода. Такое оценивание осуществляется путем пропускания наблюдаемого сигнала через параллельно соединенные полосовые фильтры ("гребенку" фильтров). Амплитудно-частотная характеристика таких фильтров должна быть близкой к прямоугольной. Для получения нужных амплитудно-частотных характеристик фильтров могут использоваться, в том числе, и рекурсивные фильтры различного порядка. Однако, задача получения стационарных компонент в случае более сложной модели бипериодически коррелированных случайных процессов (БПКСП) требует дальнейшего решения и дальнейших исследований.

Случайный процесс будет бипериодически коррелированным, когда он может быть представлен в виде

$$\xi(t) = \sum_{k,j \in Z} \xi_{k,j}(t) \exp\{i\omega_{k,j}t\} \quad (1)$$

где $\xi(t) = [\xi_{k,j}(t)]_{k,j \in Z}$ – стационарный матричный процесс, а его ковариация –

$$K(t,s) = \sum_{k,j,p,q \in Z} K_{k,j,p,q}(t-s) \exp\{i(\omega_{k,j}t - \omega_{p,q}s)\},$$

где $K(\tau) = [K_{k,j,p,q}(\tau)]_{k,j,p,q \in Z}$ – четырехмерная ковариационная матрица стационарной матрицы $\xi(t) = [\xi_{k,j}(t)]_{k,j \in Z}$ и матричные элементы $K_{k,j,p,q}(\tau) = M[\xi_{k,j}(t+\tau)\xi_{p,q}(t)]$ являются функциями ковариации и взаимной ковариации стационарных случайных процессов $\xi_{k,j}(t), k, j \in Z$.

В работе [1] показано, что сумма ПКСП с разными периодами образует поли-ПКСП соответствующей кратности. Поэтому сумма двух ПКСП с разными периодами является частным случаем более общей модели БПКСП.

Целью работы является нахождение алгоритмов оценивания стационарных компонент сигналов представляемых в виде сумм ПКСП с дискретным временем на фоне помехи типа "гауссов белый шум".

Сложность такой "неклассической" задачи фильтрация аддитивной суммы периодически коррелированных случайных процессов заключается в трудности использования фильтрации в рамках детерминистского подхода, так как в любой заданный диапазон частот могут попасть стационарные компоненты процессов с различным периодом. Широко известны прикладные задачи, математическая постановка которых включает линейную оценку случайного процесса $\lambda(t)$ по наблюдению $\xi(t)$ на интервале $[a, b]$, связанному известной зависимостью с фильтруемым процессом $\lambda(t)$. Подобная задача может решаться методами линейной Калмановской фильтрации периодически неста-

ционарных сигналов на фоне аддитивной суммы сигналов, каждый из которых описывается подобной моделью. При этом полагается, что каждый из процессов, участвующих в сумме, статистически независим. Необходимость решения подобных задач связана с тем, что подобный метод разделения сложного процесса на векторный процесс с более простым описанием позволяет строить алгоритмы, инвариантные к имеющимся помехам, а также упростить алгоритмы принятия решений, связанные с тем, что сложный полипериодический случайный процесс на фоне помех может быть сведен к описанию стационарных компонент каждого из независимых ПКСП.

Широко используемые алгоритмы для фильтрации сигналов, как правило, относятся к фильтрации на фоне аддитивной помехи, такие, например, описаны в работе [1]. В работах [7] рассмотрено обобщение такой задачи на случай фильтрации сигналов, когда информация о вероятностных свойствах сигналов известна в рамках указанной модели. Такие условия обработки сигналов здесь определены.

В настоящей работе рассматривается пример решения задачи восстановления стационарных компонент методами фильтрации.

Постановка задачи

Пусть наблюдаемый сигнал описывается в виде суммы ПКСП:

$$\xi(t) = \sum_{v=1}^M \xi_v(t), \quad (2)$$

заданных на дискретном множестве времени T .

Для каждого из процессов ПКСП $\xi_1(t), \xi_2(t), \dots, \xi_M(t)$ выполняется условие периодической коррелированности

$$K(t+T, t+T) = K(t, t),$$

где $K(t, t)$ – корреляционная функция.

Для гармонизируемых ПКСП справедливо представление [1]

$$\xi(t) = \sum_{n \in Z} C_n(t) \exp(i \frac{2\pi}{T} nt). \quad (3)$$

где $C_n(t)$ – стационарные компоненты, которые могут быть заданы как векторный процесс авторегрессии скользящего среднего.

Требуется получить оптимальные оценки стационарных компонент по наблюдаемым реализациям суммы ПКСП с известными параметрами.

Для решения поставленной задачи сформулируем ее в терминах многомерной фильтрации, когда имеется один канал наблюдения, а сообщения являются векторным "многокомпонентным", то есть, необходимо произвести совместную обработку результатов измерений для различных стационарных компонент модели, представленной в виде суммы ПКСП.

Пусть наблюдаемые реализации случайного процесса заданы дискретными моментами времени. Матричные разностные уравнения наблюдения и сообщения описываются в виде

$$\xi_v = \sum_{i \in Z} \bar{h}_v^i \bar{\lambda}_v^i + u_v + n_{0v}, \quad (4)$$

$$\lambda_v^{(i)} = A_{v-1}^{(i)} \bar{\lambda}_{v-1}^{(i)} + \bar{n}_{\lambda v}^{(i)},$$

где $h_v^T = \left[\exp \left[j \frac{2\pi}{T_i} (-H)v \right], \exp \left[j \frac{2\pi}{T_i} (-H+1)v \right], \dots, \exp \left[j \frac{2\pi}{T_i} Hv \right] \right]$ – весовой коэффициент;

$n_{0v}, \bar{n}_{\lambda v}^{(i)}$ – последовательность взаимно независимых скалярных и векторных белых гауссовских шумов с нулевым математическим ожиданием и корреляционным элементом V_v и матрицей ψ_v .

Составим расширенный вектор параметров стационарных компонент $\bar{\lambda}_v$ и расширенный передаточный вектор \bar{h}_v , образованные из всех элементов соответствующих векторов в виде:

$$\bar{\lambda}_v = [\bar{\lambda}_v^{(1)}, \bar{\lambda}_v^{(2)}, \dots, \bar{\lambda}_v^{(r)}]^T, \quad \bar{h}_v = [\bar{h}_v^{T_1}, \bar{h}_v^{T_2}, \dots, \bar{h}_v^{T_r}].$$

Обобщая для случая БПКСП уравнение наблюдения и сообщения, имеем:

$$\xi_v = \bar{h}_v \bar{\lambda}_v + u_v + n_{0v}, \quad (5)$$

$$\lambda_v^{(i)} = A_{v-1}^{(i)} \bar{\lambda}_{v-1}^{(i)} + \bar{n}_{\lambda v}^{(i)},$$

где $h_v = \left| \exp \left[j \left(\frac{2\pi}{T_1} (-H_1^1) + \frac{2\pi}{T_2} (-H_2^1) \right) v \right], \dots, \exp \left[j \left(\frac{2\pi}{T_1} H_1^1 + \frac{2\pi}{T_2} H_2^1 \right) v \right] \right|$ – расширенный весовой коэффициент.

Алгоритм многомерной линейной фильтрации в дискретном времени [2] имеет следующий вид

$$\bar{\lambda}_v = A_{v-1} \bar{\lambda}_{v-1} + \bar{K}_v (\xi_v - u_v - \bar{h}_v A_{v-1} \bar{\lambda}_{v-1}),$$

$$R_v = (I - \bar{K}_v \bar{h}_v) \bar{R}_v, \quad (6)$$

$$\bar{R}_v = A_{v-1}^T R_{v-1} A_{v-1} + \psi_v,$$

$$\bar{K}_v = \frac{\bar{R}_v \bar{h}_v^T}{\bar{h}_v R_v \bar{h}_v + V_v}.$$

Приведенные выражения определяют полный алгоритм оценивания (идентификации) параметров модели в виде суммы процессов ПКСП. Рекуррентные алгоритмы вычислений стационарных компонент $\bar{\lambda}_v$, корреляционных матриц ошибок фильтрации R_v и векторного коэффициента усиления \bar{K}_v существенно упрощают расчеты с использованием ЭВМ.

С целью определения характеристик и проверки работоспособности проводилось математическое моделирование на ЭВМ. Генерировались сигналы в виде независимых гауссовских ПКСП:

$$X_s = \sum_{v=1}^2 \sum_{l=0}^{H_v} \xi_s^v \exp \left[j \frac{2\pi}{N_s} l s \right], \quad (7)$$

где N_1 и N_2 – периоды ПКСП, а стационарные компоненты ПКСП удовлетворяют векторным уравнениям авторегрессии первого порядка $\bar{\xi}_s^v = A^v \bar{\xi}_{s-1}^v + B^v \bar{n}_s^v$.

Для каждого из моделируемых ПКСП задавались свои матрицы коэффициентов авторегрессии:

$$A^1 = \begin{bmatrix} 0,9 & -0,1 & 0,0 \\ -0,1 & 0,9 & -0,1 \\ 0,0 & -0,1 & 0,9 \end{bmatrix}, \quad A^2 = \begin{bmatrix} 0,95 & -0,1 & 0,0 \\ -0,1 & 0,9 & -0,1 \\ 0,0 & -0,1 & 0,9 \end{bmatrix},$$

$$\text{а } B^1 = \begin{bmatrix} 0,1 & 0,0 & 0,0 \\ 0,0 & 0,1 & 0,0 \\ 0,0 & 0,0 & 0,1 \end{bmatrix} \text{ и } B^2 = \begin{bmatrix} 0,1 & 0,0 & 0,0 \\ 0,0 & 0,1 & 0,0 \\ 0,0 & 0,0 & 0,1 \end{bmatrix} \text{ – коэффициенты регрессии.}$$

Порождающие процессы $\bar{\eta}_s, \bar{\zeta}_s$ являлись гауссовскими трехмерными процессами с независимыми компонентами. Длительность наблюдаемых реализаций модельных сигналов принимали равной 100 отчётам.

При проведении статистического эксперимента задавали следующие параметры: $N_1 = 3$ и $N_2 = 4$.

Оценивание стационарных компонент модельных сигналов производили в соответствии с алгоритмом (6). Для заданных условий эксперимента получена относительная ошибка, равная 0,29. На рис. 1 пунктиром приведен энергетический спектр одной из компонент для моделируемых реализаций, а вторая кривая соответствует энергетическому спектру восстановленной реализации. Относительная ошибка для энергетических спектров составила 0,68. Проведенные исследования подтверждают сходимость вероятностных характеристик стационарных компонент модельных сигналов и их оценок, полученных по результатам фильтрации.

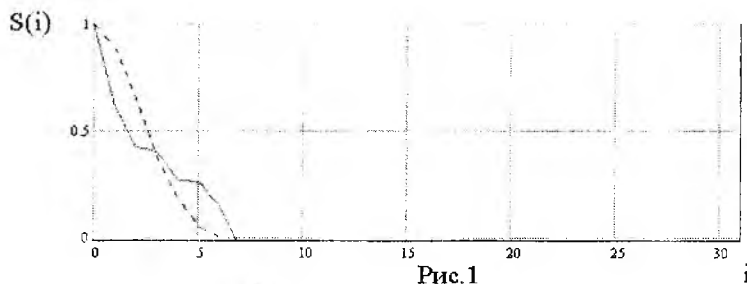


Рис. 1

Заключение

Сформулирована задача определения стационарных компонент поли-ПКСП. Найден алгоритм восстановления стационарных компонент сумм ПКСП на фоне аддитивной помехи типа "гауссов белый шум" методом линейной Калмановской фильтрации. По результатам статистического эксперимента показана возможность практического использования алгоритмов восстановления реализаций периодически коррелированных случайных процессов. Найденные характеристики приведенных алгоритмов, с использованием модельных сигналов показана сходимость энергетических спектров модельных и восстановленных стационарных компонент БПКСП, исследованы практические особенности основных этапов решения сформулированной задачи.

Список литературы: 1. Драган Я.П., Рожков В.А., Яворский И.Н. Методы вероятностного анализа ритмики океанических процессов. Л.: Гидрометеиздат, 1987. 320 с. 2. Тихонов В.И., Харисов В.Н. Статистический анализ и синтез радиотехнических устройств и систем: Учебное пособие для вузов.-М.: Радио и связь, 1991. 608 с. 3. Тихонов В.И., Кульман Н.К. Нелинейная фильтрация и квазикогерентный прием сигналов. М.: Сов радио, 1975. 704 с. 4. Сейдж Э., Мелс Дж. Теория оценивания и её применение в связи и управлении. М.: Связь, 1976. 496 с.

Харьковский государственный технический университет радиозлектроники

Поступила в редколлегию 30.07.2000

СВОЙСТВА ЛИНЕЙНЫХ СПЕКТРАЛЬНЫХ ЧАСТОТ ВЫСШИХ ПОРЯДКОВ

Было показано, что в передатчиках речепреобразующих устройств (РПУ), работающих на основе линейного предсказания (ЛП) с использованием метода линейных спектральных пар (частот) (ЛСП) [4-7], можно существенно упростить (ускорить) алгоритмы поиска ЛСП параметров, и метод ЛСП в целом [1-3]. В случае применения прямого П-преобразования, заключающегося в представлении фильтра - предсказателя M -порядка в виде коэффициентов его полиномиального спектра (П-спектра) a_i^{vvvv} (или $S_i^{vvvv} = a_i^{vvvv}$) характеристика фильтра-предсказателя $A(z)$, соответствующая приведенному (относительно свободного члена) устойчивому полиному степени M , имеет вид:

$$A(z) = 1 - \sum_{i=1}^M a_i' z^{-i} = 1 + \sum_{i=1}^M a_i z^{-i}. \quad (1)$$

При этом коэффициенты a_i^{vvvv} , которые лежат в интервале $]-1; 1[$, являются коэффициентами элементарных приведенных (относительно свободного члена) устойчивых полиномов (ПУП) 1-й степени

$$A^{vvvv}(z) = 1 + a_1^{vvvv} z^{-1} \quad (2)$$

и отыскиваются без применения итерационных методов их оценки. Одновременно они сохраняют достоинства ЛСП параметров, что позволяет применять менее производительные вычислительные средства в ФПУ (и, как правило, более дешевые) или высвободить дополнительные вычислительные ресурсы и задействовать их для решения других задач.

Таким образом, актуальной задачей является дальнейшее изучение свойств коэффициентов П-спектра, которые по сути, являются линейными спектральными частотами высшего порядка.

При выполнении операций быстрого П-преобразования для случая степени исходного многочлена $A(z)$ линейного предсказателя $M=16$ получаются коэффициенты П-спектра $s_{qqqq}, s_{qqqr}, s_{qqrr}, s_{qrrq}, s_{qrrr}, s_{qrrp}, s_{qrrq}, s_{qrrq}, s_{rrqq}, s_{rrqr}, s_{rrrr}, s_{rrrq}, s_{rqqq}, s_{rqqr}, s_{rqqp}, s_{rqqq}, s_{rqqq}$, нижние индексы которых отражают историю их образования и непосредственно связаны со степенью M исходного многочлена. Действительно, применяя редукцию до степени $M=2$, приходим к двум коэффициентам s_q и s_p , которые можно условно обозначить как s_1 и s_2 , т.е. индексу q присвоить первый номер, а индексу p присвоить второй номер подгруппы исходной группы коэффициентов, рис. 1, а). Далее для $M=3$ приходим к трем коэффициентам s_{qq}, s_{qp} и s_{pq} , рис. 1, б), причем, коэффициент s_{pq} , полученный на 2-м этапе, оказывается тождественным коэффициенту s_p , полученному на 1-м этапе. Логично предположить, что третьим коэффициентом является как раз коэффициент s_{qp} . Тогда для $M=4$ четвертым коэффициентом должен быть коэффициент s_{pp} , что и имеет место в действительности (рис. 1, в). Обобщая данные рассуждения для произвольного M , приходим к следующей закономерности: номер коэффициента (считая от нуля, а не от единицы) может быть получен следующим образом:

1. Каждому индексу q и p , отражающему историю образования коэффициентов, ставится в соответствие логический ноль и логическая единица ($q=0, p=1$);
2. Цепочка индексов q и p , отражающая историю образования коэффициентов, рассматривается как двоичный код со следующими весами: вес первого этапа – 2^0 , вес второго этапа – 2^1 , и т. д.

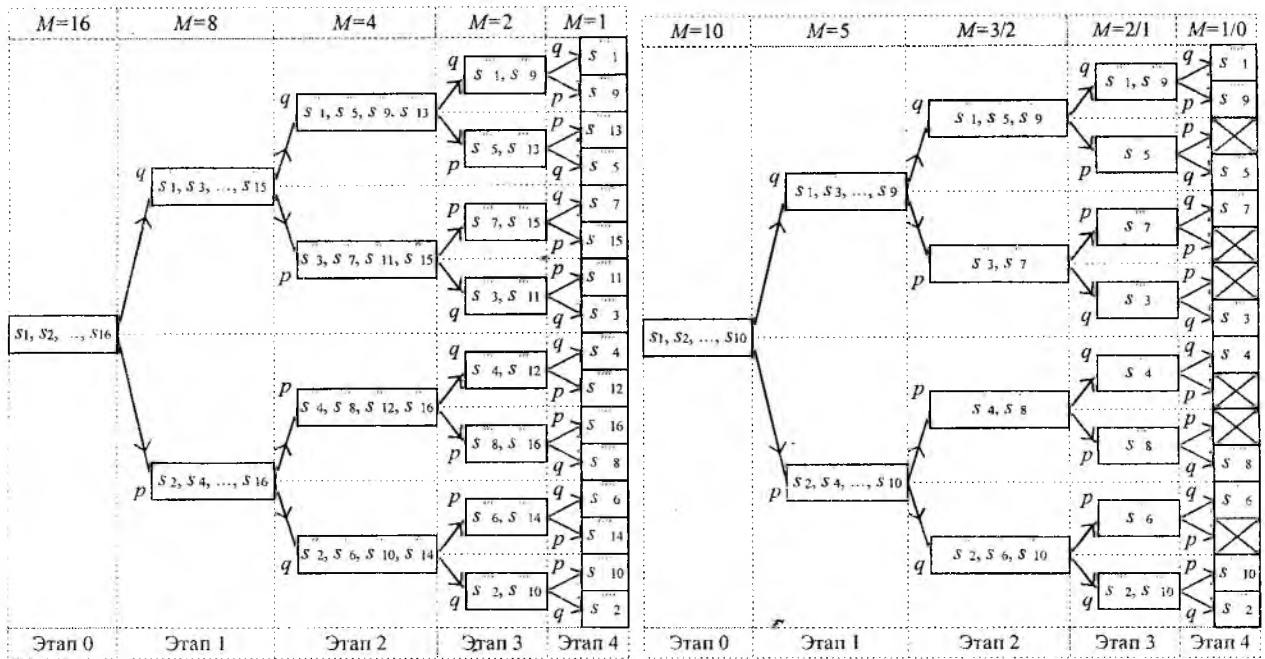


Рис. 2.

Рис. 3.

Следовательно, коэффициенты П-спектра, являющиеся значениями линейных спектральных частот высшего порядка, обладают свойствами, подобными классическим линейным спектральным частотам (парам) [4-7].

Выполненные автором исследования статистических свойств коэффициентов П-спектра и чувствительности АЧХ восстанавливаемого в приемнике РПУ фильтра-синтезатора к возмущению отдельных коэффициентов П-спектра позволяют сделать вывод о целесообразности их использования в качестве альтернативных параметров в линейном предсказании.

Список литературы: 1. Павлов О.И. Прямое П-преобразование в линейном предсказании речи // Радиоэлектроника. (Изв. высш. учеб. заведений). 2000. № 12. С. 53-64. 2. Павлов О.И. Упрощение реализации метода линейных спектральных пар (частот) в линейном предсказании речи // Труды 3-й Международной конференции и выставки "Цифровая обработка сигналов и ее применение". М. 2000. Т. 3. С. 128-132. 3. Павлов О.И. Быстрый алгоритм и графическое представление прямого преобразования в методе линейных спектральных частот высшего порядка // Труды 3-й Международной конференции и выставки "Цифровая обработка сигналов и ее применение". Москва. 2000. Т. 3. С. 132-136. 4. Воробьев В.И., Иванов В.Н., Улахович Д.А. Спектральные пары в линейном предсказании // Радиоэлектроника. (Изв. высш. учеб. заведений). 1991. №12. С. 32-37. 5. Пономарев Е.П., Дудин В.И. Исследование точности и помехоустойчивости методов квантования и цифрового представления частных корреляций и линейных спектральных частот // Радиоэлектроника. (Изв. высш. учеб. заведений). 1991. №12. С. 42-47. 6. Иванов В.Н., Ланнэ А.А., Прокопенко В.Ю. Чувствительность спектральных пар // Радиоэлектроника. (Изв. высш. учеб. заведений). 1991. №12. С. 37-42. 7. Ланнэ А.А. Новая теория линейных спектральных корней // Труды 3-й Международной конференции и выставки "Цифровая обработка сигналов и ее применение". Москва. 2000. Т. 1. С. 118-123.

Национальный технический университет
Украины "КПИ"

Поступила в редколлегию 19.12.2000

ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ ПОСТРОЕНИЯ АКУСТООПТИЧЕСКИХ УСТРОЙСТВ СЕЛЕКЦИИ ОПТИЧЕСКИХ СИГНАЛОВ

Применение акустооптических устройств (АОУ) в системах обработки радиосигналов [1,2] основано на селективности акустооптического взаимодействия (АОВ) к частоте упругой (акустической) волны. Вместе с тем при обработке оптических сигналов селективность АОВ к длине волны излучения является определяющей. В настоящей работе предлагаются физические основы построения устройств селекции оптического излучения на основе анизотропного коллинеарного акустооптического взаимодействия - акустооптических фильтров.

Законы сохранения энергии и импульса при АОВ требуют выполнения соотношений:

$$\omega_i \pm \Omega = \omega_d \quad (1)$$

$$\vec{k}_i \pm \vec{K} = \vec{k}_d, \quad (2)$$

где \vec{k}_i и \vec{k}_d – волновые векторы соответственно падающего (на область АОВ) и дифрагированного световых пучков; \vec{K} – волновой вектор акустической волны; ω_i и ω_d – частота света падающего и дифрагированного световых пучков; Ω – частота колебаний акустической волны (см. рис. 1, а). Так как $\Omega \ll \omega$, то для изотропной среды АОВ справедливо приближение $k_i \cong k_d$ и соотношение (2) в геометрической трактовке соответствующих векторов представляет равнобедренный треугольник (см. рис. 1, б). На заданной частоте акустической волны $f = \Omega/2\pi$, т.е. при фиксации вектора \vec{K} , векторная диаграмма (рис. 1, б) может быть реализована единственным образом. При этом угол падения Θ_i светового пучка, также как и угол дифракции - Θ_d (отсчитываются от фронта акустической волны) определяются равенствами:

$$\sin \Theta_i = \frac{\lambda}{2V} f \quad (3)$$

$$\sin \Theta_d = \frac{\lambda}{2V} f, \quad (4)$$

где λ – длина волны света в среде АОВ, V и f – скорость и частота акустической волны в среде АОВ.

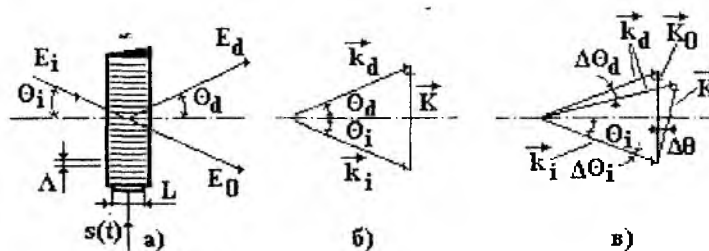


Рис. 1

Соотношения (3) и (4) получены в предположении плоских световой и акустической волн с бесконечно широким волновым фронтом. Угол Θ_i , удовлетворяющий (3), получил название угла Брэгга. Анализ (3) и (4) показывает, что изменение частоты акустических волн приводит к изменению Θ_d . Из векторной диаграммы также следует, что для существования дифракции необходимо одновременно с изменением частоты соответствующим образом повернуть фронт акустической волны.

Решение задачи состоит в следующем: реальные световые и акустические пучки имеют конечную апертуру. Из-за дифракции на этой апертуре как в световом, так и в акустическом пучках существует набор различных направлений волновых векторов [3], заполняющих углы $\Delta\Theta_i = \lambda/A$ (для светового пучка с апертурой Λ) и $\Delta\Theta = \Lambda/L = V/(Lf)$ (для акустического пучка с апертурой L), как показано на рис. 1, в. Следовательно, для получения дифракции Брэгга в изотропной среде АОВ, в полосе частот акустической волны Δf необходимо изменение угла Брэгга:

$$\Delta\Theta_i = \frac{1}{2} \frac{\lambda}{V} \Delta f, \quad (5)$$

где L – продольный размер электроакустического преобразователя.

Когда среда акустооптического взаимодействия оптически анизотропна, при определенных условиях возможна неравнобедренная геометрия волновых векторов. Рассматривая оптически одноосный кристалл, эллипсоид показателя преломления которого изображен на рис. 2, предположим, что дифрагированная волна отличается от падающей направлением электрического вектора, так что в

общем случае: $\vec{k}_i = \frac{2\pi n_i}{\lambda_0} \vec{e}_i$, $\vec{k}_d = \frac{2\pi n_d}{\lambda_0} \vec{e}_d$, $k_i \neq k_d$, причем, $n_d > n_i$. В соответствии с рис. 1 (а, б)

предположим, что направление распространения акустической волны совпадает с оптической осью кристалла Z . В неравнобедренном треугольнике (рис. 1б) обозначены Θ_i – угол падения световой волны, Θ_d – угол дифрагированной волны. Рассматривая проекции волновых векторов, можно записать выражения:

$$k_i \cos \Theta_i = k_d \cos \Theta_d \quad (6)$$

$$k_i \sin \Theta_i + k_d \sin \Theta_d = K \quad (7)$$

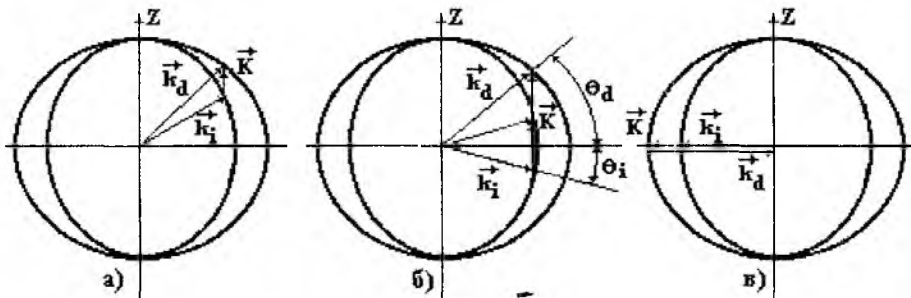


Рис. 2

Возводя уравнение (7) в квадрат и пользуясь тождеством $\cos^2 \Theta = 1 - \sin^2 \Theta$, получим угло-частотные зависимости при анизотропной дифракции в виде:

$$\sin \Theta_i = \frac{\lambda_0}{2n_i \Lambda} \left[1 + \left(\frac{\Lambda}{\lambda_0} \right)^2 (n_i^2 - n_d^2) \right] = \frac{\lambda_0 f}{2n_i V} \left[1 + \frac{V^2}{f^2 \lambda_0^2} (n_i^2 - n_d^2) \right] \quad (8)$$

$$\sin \Theta_d = \frac{\lambda_0}{2n_d \Lambda} \left[1 - \left(\frac{\Lambda}{\lambda_0} \right)^2 (n_i^2 - n_d^2) \right] = \frac{\lambda_0 f}{2n_d V} \left[1 - \frac{V^2}{f^2 \lambda_0^2} (n_i^2 - n_d^2) \right] \quad (9)$$

Зависимости вида (8), (9) представлены на рис. 3. Точку перегиба f_0 найдем из уравнения (9) в предположении, что в этой точке $\sin \Theta_d = 0$. Откуда:

$$f_0 = \frac{V}{\lambda_0} \sqrt{n_i^2 - n_d^2} \quad (10)$$

Следовательно, вблизи частоты f_0 при относительно небольшом изменении угла падения $\Delta\Theta_i$, обеспечиваемого за счет расходимости акустического пучка, наблюдается значительное изменение угла дифрагированного луча $\Delta\Theta_d$. При этом условие изменения угла $\Delta\Theta_i$ при существовании дифракции в полосе частот Δf выглядит в форме [4]:

$$\Delta\Theta_i = \frac{1}{8} \frac{\lambda (\Delta f)^2}{V f} \quad (11)$$

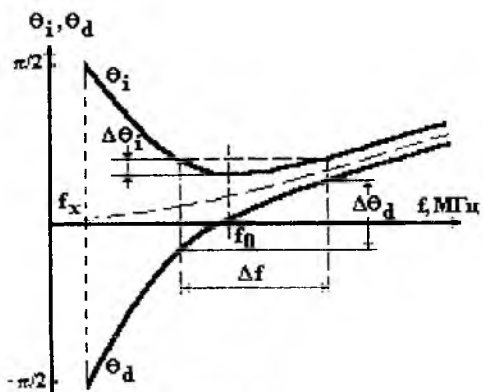


Рис. 3

Сравнивая выражения (5) и (11), видно, что увеличение полосы пропускания при использовании анизотропной дифракции тем больше, чем больше средняя частота устройства f и чем меньше скорость V акустической волны в среде АОВ. Так, при типичных для монокристаллов $V = 6 \times 10^6$ мм/с, $\lambda_0 = 0,6 \times 10^{-3}$ мм, $n=2$, $L = 4$ мм значения $\Delta f_{аниз} / \Delta f_{из} = 0,46$ на средней частоте $f = 10^8$ Гц, где $\Delta f_{аниз}$ и $\Delta f_{из}$ полосы радиочастот, соответственно, из условий (11 и 5).

Однако, выигрыш в полосе пропускания устройства, используемого в режиме анизотропной дифракции, еще не характеризует полностью преимуществ этого режима без сравнения его акустооптической эффективности по отношению к изотропной дифракции. Как правило, эта характеристика устройства меньше, чем при изотропной дифракции, что обусловлено типично меньшими значениями фотоупругих постоянных, ответственных на анизотропное рассеяние [5].

Другой, принципиально отличный от рассмотренного, режим акустооптического взаимодействия в оптически анизотропной среде – коллинеарное взаимодействие. Геометрия волновых векторов для этого случая показана на рис. 2, в, где треугольник волновых векторов трансформируется в прямую линию, т.е. векторная сумма может быть представлена алгебраически:

$$\vec{k}_i + \vec{K} = \vec{k}_d \quad (12)$$

В данном случае направления распространения акустической и оптической волн коллинеарны. Этому виду анизотропного АОВ соответствует частота коллинеарной дифракции - f_k (рис. 3). Из выражения (12) следует:

$$\Lambda(f_x) = \frac{\lambda_0}{|n_i \pm n_d|} \quad (13)$$

$$f_x = \frac{V}{\lambda_0} (|n_i \pm n_d|), \quad (14)$$

где λ_0 – длина волны света в вакууме. Знак + в этих выражениях соответствует очень большим частотам f_x , поэтому выражение (14) рациональнее записать в виде:

$$f_x = \frac{V}{\lambda_0} (|n_i - n_d|) = \frac{V}{\lambda_0} |\Delta n| \quad (15)$$

Коллинеарное анизотропное акустооптическое взаимодействие принципиально узкополосный процесс, его условиями являются:

– наличие анизотропии показателя преломления среды АОВ, когда возможно выполнение неравенства $n_i \neq n_d$;

– вектор поляризации дифрагированной волны должен быть ортогонален вектору поляризации падающей волны, т.е. $\vec{E}_i \cdot \vec{E}_d = 0$. Это условие выполняется, если дифракцию определяют фотоупругие коэффициенты p_{mn} , где n может принимать значения в пределах 1...6, а $m > 4$;

– значения соответствующих фотоупругих коэффициентов матрицы выбранной среды АОВ не должны иметь нулевых значений.

На основе монокристалла ниобата лития ($LiNbO_3$) рассмотрим возможности анизотропной дифракции. Кристалл $LiNbO_3$ – оптически одноосный, причем $n_o > n_e$ [5]. Его матрица фотоупругих коэффициентов, приведенная к главным кристаллографическим осям, имеет вид [6]:

$$p_{mn} = \begin{pmatrix} p_{11} & p_{12} & p_{13} & p_{14} & 0 & 0 \\ p_{12} & p_{11} & p_{13} & -p_{14} & 0 & 0 \\ p_{31} & p_{31} & p_{33} & 0 & 0 & 0 \\ p_{41} & -p_{41} & 0 & p_{41} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & p_{44} & p_{41} \\ 0 & 0 & 0 & 0 & p_{14} & p_{66} \end{pmatrix} \quad p_{66} = \frac{p_{11} - p_{12}}{2}$$

Значения индексов фотоупругих коэффициентов расшифровываются следующим образом $p_{mn} = p_{ijkl}$ – первые два индекса при четырехзначном обозначении определяют направления векторов поляризации падающей и дифрагированных световых волн, вторые два индекса – поляризацию и направление распространения акустической волны.

Воспользовавшись сформулированными выше условиями, в фотоупругой матрице коэффициентов $LiNbO_3$, можно выделить строки, содержащие фотоупругие коэффициенты и описывающие анизотропную дифракцию. Выделим две предпоследние строки матрицы, содержащие коэффициенты, определяющие анизотропную дифракцию. Последняя строка матрицы не может быть полезной, так как кристаллы $LiNbO_3$ обладают симметрией оптических свойств в плоскости, нормальной оптической оси Z (3).

Фотоупругий коэффициент $p_{41} = p_{2311}$ обуславливает коллинеарную дифракцию на продольных акустических волнах, распространяющихся вдоль оси X (1) в $LiNbO_3$. Частота коллинеарного взаимодействия на длине волны $\lambda_0 = 0,6328$ мкм составляет (14) $f_x \approx 590$ МГц. Фотоупругий коэффициент $p_{42} = -p_{41} = p_{2322}$ определяет широкополосную анизотропную дифракцию на продольных акустических волнах, распространяющихся вдоль оси Y (3) кристалла. Частота "перегиба" в этом случае составляет (10) – $f_0 \approx 6700$ МГц. Фотоупругий коэффициент $p_{44} = p_{2323}$ определяет широкополосную анизотропную дифракцию на поперечных акустических волнах, частота "перегиба" составляет в этом случае 3500 и 4350 МГц. Вследствие того, что последние два индекса этого фотоупругого коэффициента инвариантны к перестановкам [6], существует два вида поперечных акустических волн вызывающих дифракцию. Одна из них распространяется вдоль оси Z (3) с направлением вектора упругого смещения вдоль оси Y (2), другая – вдоль оси Y (2) с направлением поляризации по оси Z (3). Направление падающей световой волны должно ориентировочно совпадать в обоих случаях с осью X (1). Компонент матрицы $p_{55} = p_{44} = p_{1313}$ – коэффициент, аналогичный предыдущему. Посредством компонента $p_{56} = p_{41} = p_{1312}$ возможна коллинеарная дифракция при распространении световых и поперечных акустических волн в направлении оси Y (2) при поляризации акустической волны по оси X (1). Частота коллинеарного АОВ, в этом случае будет равной ~ 500 МГц.

Иногда возникает необходимость в уменьшении характерных частот анизотропной дифракции при использовании той же среды АОВ. Это принципиально возможно посредством уменьшения дву-

лучепреломления кристалла $|n_i - n_d|$ относительно максимально возможного $|n_0 - n_e|$. Для одноосных кристаллов всегда можно выбрать направление, для которого

$$n(\beta) = \left[\frac{n_0^2 n_e^2}{n_0^2 \sin^2 \beta + n_e^2 \cos^2 \beta} \right]^{\frac{1}{2}}, \quad (16)$$

где угол β – угол, отсчитываемый от оптической оси кристалла Z (3). Для коллинеарного взаимодействия этот угол будет задавать направление распространения оптической и акустической волн в среде. Частота коллинеарной дифракции будет определяться согласно выражению

$$f_x = \frac{V_\beta}{\lambda_0} [n_0 - n(\beta)], \quad (17)$$

где V_β – скорость акустической волны в направлении, задаваемом углом β . Для широкополосного анизотропного рассеяния направлением распространения световой волны будет нормаль к плоскости, образованной оптической осью кристалла и направлением, задаваемым углом β . Частота "перегиба" в этом случае будет определяться выражением:

$$f_0 = \frac{V}{\lambda_0} \sqrt{n_0^2 - n^2(\beta)} = \frac{n_0 V \sin \beta}{\lambda_0} \sqrt{\frac{n_0^2 - n_e^2}{n_0^2 \sin^2 \beta + n_e^2 \cos^2 \beta}} \quad (18)$$

Прикладная значимость изложенных выше соображений в области физики анизотропной коллинеарной дифракции состоит в возможности реализации оптических фильтров с электронной перестройкой путем изменения частоты акустического сигнала. Конструктивные элементы таких фильтров показаны на рис. 4. Меняя частоту входного радиосигнала, можно настроить фильтр на любую из длин волн оптического диапазона в соответствии с (15), причем быстродействие перестройки его будет определяться временем заполнения среды коллинеарного взаимодействия акустическим сигналом согласно:

$$\tau = l/V \quad (19)$$

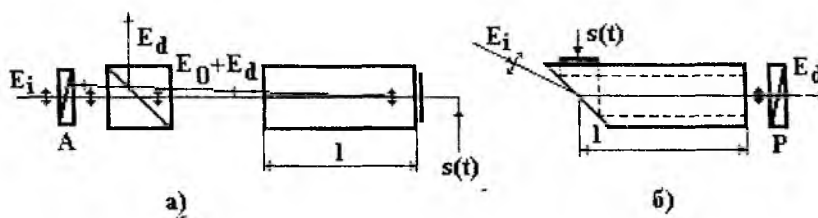


Рис. 4.

Эффективность дифракции акустооптического фильтра $\frac{I_d}{I_i}$ в общем случае зависит от плотности мощности акустической волны P_a и от расстройки частоты управляющего радиосигнала от величины, определяемой выражением (15):

$$\frac{I_d}{I_i} = \frac{P_a}{P_m} \frac{\sin^2(\pi/2) \sqrt{\frac{P_a}{P_m} + 4(\Delta f)^2 \tau^2}}{\frac{P_a}{P_m} + 4(\Delta f)^2 \tau^2}, \quad (20)$$

где $P_m = \lambda^2 / 2M_2 l^2$ – плотность мощности акустической волны, при которой в отсутствие расстройки достигается значение $\frac{I_d}{I_i} = 1$; $M_2 = \frac{n^6 p^2}{\rho V^3}$ – акустооптическая добротность среды АОВ.

Дифференцируя (15), найдем ширину полосы пропускания акустооптического фильтра (АОФ):

$$\Delta\lambda = \lambda^2 / \Delta n l \quad (21)$$

Соответственно, разрешающая сила АОФ может быть определена:

$$R = \lambda / \Delta\lambda = \Delta n l / \lambda = \tau f \quad (22)$$

Завершая изложенное, необходимо отметить следующее.

Наиболее важная особенность акустооптических устройств в технике оптических преобразований обусловлена динамическим характером процесса управления, измерения и отображения информации в системе. Эта особенность не имеет аналогов в традиционной технике обработки оптической информации.

Процесс акустооптического взаимодействия в анизотропных средах позволяет получить угло-частотные зависимости (8, 9), согласно которым вблизи частоты f_0 (10) при относительно небольшом изменении угла падения светового пучка на область акустооптического взаимодействия $\Delta\Theta_i$ наблюдается значительное изменение угла дифрагированного луча $\Delta\Theta_d$. Сравнение (5 и 11) позволяет сделать заключение, что увеличение полосы пропускания при использовании анизотропной дифракции тем больше, чем больше средняя частота устройства и чем меньше скорость акустической волны в среде АОВ.

Режим анизотропного акустооптического взаимодействия – коллинеарный. Диаграмма волновых его векторов, представленная на рис. 2, в, позволяет реализовать устройство селекции оптических сигналов – акустооптический фильтр. Коллинеарное анизотропное АОВ – принципиально узкополосный процесс, существующий при определенных условиях, основным из которых является наличие соответствующих компонентов матрицы фотоупругих коэффициентов среды АОВ.

Эффективность дифракции АОФ определяется выражением (20), полоса пропускания и разрешающая сила, соответственно, выражениями (21) и (22).

В заключение автор приносит благодарность чл.-корр. НАНУ, проф., д.т.н. Петрову В.В. (Институт проблем регистрации информации НАНУ) и проф., д.т.н. Клуздину В.В. (Академия аэрокосмического приборостроения, г. Санкт-Петербург) за постоянное внимание и методическую помощь.

Список литературы: 1. Данилов В.В. Акустооптические устройства управления лазерным пучком систем оптоэлектронной обработки радиосигналов // Радиотехника: Всеукр. науч.-техн. сб. 1999. №11. С.136-142. 2. Гусев О.Б., Кулаков С.В., Разживин Б.П., Тигин Д.В. Оптическая обработка радиосигналов в реальном времени. М.: Радио и связь, 1989. 136 с. 3. Ярив А., Юх П. Оптические волны в кристаллах. М.: Мир, 1987. 617 с. 4. Данилов В.В., Роганов Л.М., Чуркин А.В. Акустооптические элементы межблочной волоконно-оптической связи для высокопроизводительных вычислительных средств // Тезисы докладов VI международной научно-технической конференции «ВОЛСПИ-95» (Запорожье). 1995. С. 32-35. 5. Акустические кристаллы. Справочник / А.А. Блистанов, В.С. Бондаренко, В.В. Чкалова и др. / Под ред. М.П.Шаскольской. М.: Наука. 1982. 6. Нарасимхамурти Т. Фотоупругие и электрооптические свойства кристаллов. М.: Мир, 1984. 624 с.

О МАТЕМАТИЧЕСКИХ МОДЕЛЯХ ИМПУЛЬСНЫХ МОДУЛЯТОРОВ

Любой способ дискретизации воплощает разновидность той или иной аппроксимации функций. Поэтому для создания правильной математической модели импульсных модуляторов логично использовать теорию аппроксимации – конструктивную теорию функций. При этом из всего многообразия теорий приближения функций наиболее близок в своей постановке принцип, лежащий в основе теории интерполирования.

При преобразовании непрерывных сигналов $x(t)$ в импульсную последовательность $y(t)$ предполагаем, что сигнал $x(t)$ определен на отрезке $[a, b]$ и непрерывен в каждой точке. Из понятия непрерывности функции $x(t)$ установлено следствие: если покрыть отрезок $[a, b]$ конечным числом последовательных интервалов nT длиной T , то можно, выбирая произвольно значения τ_n аргумента t в каждом интервале T , аппроксимировать с точностью до ε данную функцию $x(t)$ объединением отрезков прямых, изображающих постоянные функции в каждом из интервалов nT в соответствии с одной дискретной выборкой на каждом T . Введенная приближающая функция $x_{\Delta}(t) = x(t) - \varepsilon(t)$ кусочно непрерывна. Способы размещения дискретных выборок на интервале T квантования по времени влияют на точность приближения функций $x_{\Delta}(t)$ и $x(t)$, в соответствии с чем импульсные модуляторы делятся по родам. Логично возрастание номера рода располагать в порядке возрастания точности приближения функций $x_{\Delta}(t)$ и $x(t)$.

Известно, что любую непрерывную функцию времени $x(t)$ можно записать с помощью дельта-функции Дирака в виде интеграла:

$$x(t) = \int_a^b x(\tau) \delta(t - \tau) d\tau. \quad (1)$$

Пределы интегрирования a и b можно произвольно расширять в соответствии с областью определения сигнала $x(t)$, например, для $x(t) \neq 0$ при $0 < t < \infty$ (эта область определения рассматривается в статье):

$$x(t) = \int_0^{\infty} x(\tau) \delta(t - \tau) d\tau. \quad (2)$$

Если $x(t)$ не изменяется в пределах $dt \rightarrow \Delta t = T$, а именно это вытекает из следствия, и имеет место в импульсных модуляторах, то интеграл можно заменить суммой, т.е.:

$$x(t) \approx x_{\Delta\delta}(t) = \begin{cases} \sum_{n=0}^{\infty} x[nT] \delta(t - nT)T, \\ \sum_{n=0}^{\infty} x[\tau_n] \delta(t - nT)T. \end{cases} \quad (3)$$

$$(4)$$

Здесь $x_{\Delta\delta}(t)$ – приближающая функция $x_{\Delta}(t)$, представленная с помощью дельта-функций. В этой записи функции $x(t)$ и $x_{\Delta}(t)$ задаются рядом своих дискретных значений: $x[nT]$ – значениями в тактовые nT моменты времени при модуляции (соответственно интерполяции) первого рода – это наиболее грубое приближение функций $x_{\Delta}(t)$ и $x(t)$; $x[\tau_n]$ – значениями функции внутри каждого интервала T при модуляции (соответственно интерполяции) второго и более высоких родов, что обеспечивает более точное приближение функций $x_{\Delta}(t)$ и $x(t)$. Так как $x(\tau)$, $x[nT]$, $x[\tau_n]$ являются числами, а умножение функций, в том числе, соответственно, $\delta(t - \tau)$, $\delta(t - nT)$ на эти числа, а также интегрирование и суммирование являются линейными операциями, то выражения (1–4) являются линейными. В записи (3, 4) $\lim_{T \rightarrow 0} x_{\Delta\delta}(t) = x(t)$, т.к. $nT \rightarrow \tau$, $T \rightarrow dt$, суммы (3, 4) заменяются интегралом и получа-

ем непрерывную функцию $x(t)$ в форме (2).

В соответствии с разложением входного непрерывного сигнала $x(t)$ на совокупность единичных импульсов $\delta(t - \tau)$ по формуле (2) и выполнением принципа суперпозиции в линейном непрерывном

звене, его выходной сигнал $y(t)$ получают с помощью интеграла свертки

$$y(t) = \int_0^{\infty} x(\tau)K(t - \tau)d\tau, \quad (5)$$

где $K(t)$ – весовая функция звена.

В соответствии с разложением (3, 4) входного сигнала $x_{\Delta\delta}(t)$ при преобразовании в линейном импульсном модуляторе его выходной сигнал $y(t)$ представим в виде дискретной интегральной свертки:

$$y(t) = \begin{cases} \sum_{n=0}^{\infty} x[nT]K_{\Phi 3}(t - nT)T & \text{- при модуляции } 1^{\text{го}} \text{ рода,} \\ \sum_{n=0}^{\infty} x[\tau_n]K_{\Phi 3}(t - nT)T & \text{- при модуляции } 2^{\text{го}} \text{ рода и выше,} \end{cases} \quad (6)$$

где $K_{\Phi 3}(t)$ – весовая функция формирующего звена импульсного модулятора.

Заметим, что при $T \rightarrow 0$ суммы в (6, 7) стремятся к интегралу (5). Следовательно, при достаточно малом T дискретное линейное звено можно приближенно рассматривать как непрерывное линейное звено.

Конкретное выражение $K_{\Phi 3}(t)$ для различных видов модуляции выходных импульсов модуляторов получим после записи конкретных сигналов $y(t)$. Так, при прямоугольных выходных импульсах в линейном амплитудно-импульсном модуляторе 1^{го} рода

$$y(t) = \sum_{n=0}^{\infty} A_n [1(t - nT) - 1(t - nT - \tau_u)], \quad (8)$$

где A_n, τ_u – соответственно амплитуда и длительность прямоугольного импульса на nT интервале; $0 < \tau_u \leq T$. Поскольку левые части выражений (6) и (8) должны быть по условию равны, то приравняем их правые части:

$$\sum_{n=0}^{\infty} x[nT]K_{\Phi 3}(t - nT)T = \sum_{n=0}^{\infty} A_n [1(t - nT) - 1(t - nT - \tau_u)],$$

откуда определяем весовую функцию $\Phi 3$ импульсного модулятора

$$K_{\Phi 3}(t) = \frac{A_n}{T x[nT]} [1(t) - 1(t - \tau_u)] = \frac{K_u}{\tau_u} [1(t) - 1(t - \tau_u)], \quad (9)$$

где $\frac{A_n \gamma}{\gamma T x[nT]} = \frac{y_{cp}}{\tau_u x[nT]} = \frac{K_u}{\tau_u}$; $y_{cp} = A_n \gamma$; $\tau_u = \gamma T$; $0 < \gamma \leq 1$.

В данном выражении $K_u = y_{cp}/x[nT]$ – статический коэффициент преобразования импульсного модулятора, определяемый как отношение среднего значения y_{cp} выходного импульсного сигнала $y(t)$ ко входному сигналу $x[nT]$ в статическом режиме; K_u является более полной статической характеристикой импульсного модулятора по сравнению со статическим модуляционным коэффициентом по амплитуде $K_A = A_n/x[nT]$, который не учитывает изменения длительности импульсов τ_u , кроме того, именно y_{cp} является постоянным выходным сигналом в статическом режиме, что также подтверждает принципиальную правильность применения K_u в качестве статического коэффициента импульсного модулятора; статические модуляционные характеристики ввиду положительности модулируемых параметров импульса искусственно порождают нелинейность типа “модуль”. Соотношения K_u и K_A выражается зависимостью:

$$K_u = \frac{y_{cp}}{x[nT]} = \frac{A_n \gamma}{x[nT]} = \gamma K_A. \quad (10)$$

При $\tau_u = T$, т.е. формирующем звене (экстраполяторе) нулевого порядка $K_u = K_A$, весовая функция имеет вид:

$$K_{\Phi 3}(t) = \frac{K_u}{T} [1(t) - 1(t - T)]. \quad (11)$$

Из выражений (9 и 11) видно, что весовые функции импульсных модуляторов имеют размерность статического коэффициента, умноженного на $[c^{-1}]$, что подтверждает их правильность, поскольку по определению они являются нормальной реакцией на дельта-функцию, имеющую размерность $[c^{-1}]$. Заметим, что в литературе, в том числе в работах [1÷3], в качестве весовой функции принимают выходной импульс с размерностью сигнала $y(t)$, что противоречит ее определению и является принципиальной математической ошибкой. Выходной импульс не может быть весовой функцией, так как в этом случае на входе импульсного модулятора должна быть дельта-функция, которая, как известно, физически не может быть реализована. Поэтому в любом физически реализуемом импульсном модуляторе выходные импульсы следует определять через дискретный интеграл свертки (6, 7) и отсюда получать его весовую функцию, а по ней и остальные характеристики. Согласно формулам (6, 7) для определения значения выходного сигнала $y(t)$ линейного импульсного звена в момент времени t необходимо значения $x[nT]$ или $x[\tau_n]$ умножить на ординату весовой функции $K_{\Phi 3}(t)$ при данном t , на интервал квантования T и все подобные произведения просуммировать по n . В этом легко убедиться, подставив, например, начальную часть выражения (9) в (6) и сравнив результат с выражением (8).

Преобразуя по Лапласу и Фурье весовые функции (9 и 11) амплитудно-импульсного модулятора, получим его передаточные и частотные функции:

$$K_{\Phi 3}(p) = K_u (1 - e^{-\tau_u p}) (\tau_u p)^{-1}, \quad \text{при } \tau_u < T; \quad (12)$$

$$K_{\Phi 3}(p) = K_u (1 - e^{-Tp}) (Tp)^{-1}, \quad \text{при } \tau_u = T; \quad (13)$$

$$K_{\Phi 3}(j\omega) = K_{\Phi 3}(\omega) \exp j\varphi_{\Phi 3}(\omega),$$

где $K_{\Phi 3}(\omega) = K_u (\sin 0,5\omega\tau_u) / 0,5\omega\tau_u$, $\varphi_{\Phi 3}(\omega) = -0,5\omega\tau_u$ - при $\tau_u < T$; (14)

$$K_{\Phi 3}(\omega) = K_u (\sin 0,5\omega T) / 0,5\omega T, \quad \varphi_{\Phi 3}(\omega) = -0,5\omega T \quad \text{при } \tau_u = T. \quad (15)$$

Из выражений (12÷15) также ясно видно их отличие от аналогичных, но ошибочных, в литературе. Например, из амплитудно-частотных характеристик $K_{\Phi 3}(\omega)$ легко видеть, что при $\omega=0$ (статика) $K_{\Phi 3}(0) = K_u$ - модуль равен статическому коэффициенту преобразования, в отличие от описанного в литературе, например, в [1÷3], где $K_{\Phi 3}(0) = \tau_u$ - при $\tau_u < T$ и $K_{\Phi 3}(0) = T$ - при $\tau_u = T$, т.е. модуль имеет размерность $[c]$, что противоречит определению модуля.

Кусочно-непрерывную приближающую функцию $x_{\Delta}(t)$ можно также представить и через единичные функции в виде

$$x_{\Delta 1}(t) = \begin{cases} \sum_{n=0}^{\infty} x[nT] [1(t - nT) - 1(t - (n+1)T)]; \\ \sum_{n=0}^{\infty} x[\tau_n] [1(t - nT) - 1(t - (n+1)T)], \end{cases} \quad (19)$$

$$\quad (20)$$

где $x_{\Delta 1}(t)$ - приближающая функция $x_{\Delta}(t)$, представленная с помощью единичных функций; выражение (19) отражает модуляцию первого рода, так как интерполяция полиномами нулевого порядка осуществляется по дискретным значениям функции $x[nT]$ в тактовые nT моменты времени; выражение (20) отражает модуляцию второго и более высоких родов, так как интерполяция полиномами нулевого порядка осуществляется по дискретным значениям функций $x[\tau_n]$ внутри интервалов квантования T .

В соответствии с уравнениями (19) и (20) реакция на выходе импульсного модулятора выражается через переходные функции:

$$y(t) = \begin{cases} \sum_{n=0}^{\infty} x[nT][h_{\Phi 3}(t-nT) - h_{\Phi 3}(t-(n+1)T)]; & (21) \\ \sum_{n=0}^{\infty} x[\tau_n][h_{\Phi 3}(t-nT) - h_{\Phi 3}(t-(n+1)T)], & (22) \end{cases}$$

где $h_{\Phi 3}(t-nT)$ – переходная функция от входного сигнала $1(t-nT)$; $h_{\Phi 3}(t-(n+1)T)$ – переходная функция от входного сигнала $1(t-(n+1)T)$.

Так как $h_{\Phi 3}(t-nT) - h_{\Phi 3}(t-(n+1)T) = \nabla h_{\Phi 3}(t-nT)$ является обратной конечной разностью первого порядка переходной функции и согласно теореме о конечном приращении $\nabla h(t-nT) = T \dot{h}_{\Phi 3}(t-nT) = TK_{\Phi 3}(t-nT)$, то выражения (21, 22) преобразуются к виду:

$$y(t) = \begin{cases} \sum_{n=0}^{\infty} x[nT] \nabla h_{\Phi 3}(t-nT) = \sum_{n=0}^{\infty} x[nT] K_{\Phi 3}(t-nT)T; & (23) \\ \sum_{n=0}^{\infty} x[\tau_n] \nabla h_{\Phi 3}(t-nT) = \sum_{n=0}^{\infty} x[\tau_n] K_{\Phi 3}(t-nT)T, & (24) \end{cases}$$

которые аналогичны выражениям (6, 7), а, следовательно, методика определения конкретных выражений $K_{\Phi 3}(t)$ аналогична рассмотренной выше. Полученный результат говорит о том, что задачу можно считать корректной, так как при использовании двух способов записи приближающей функции $x_{\Delta l}(t)$ получили одно и только одно решение в форме дискретной свертки. Это дает ответы на то, что приближающая функция существует и при том только одна – объединение полиномов нулевого порядка, которую можно представлять либо через дельта-функции и решения получать через интеграл свертки (6, 7), либо через единичные функции (19, 20). Чтобы изначально реакцию на выходе импульсного модулятора рассматривать не через переходные функции, а через весовые функции, выражения (19 и 20) необходимо разложить на модулированную последовательность дельта-функций, осуществив преобразование без изменения величины, т.е. представить в виде решетчатой функции, которая равна нулю везде, кроме дискретных значений при $t = nT$. Это преобразование можно осуществить с помощью известного единичного интегрального выражения

$$\int_0^{\infty} x(t) \delta(t-t_0) dt = x(t_0), \quad (25)$$

в котором выполняются оба свойства дельта-функции: фильтрующее и интегральное. В соответствие с линейными свойствами интеграла это выражение применимо для последовательности дельта-функций $\sum_{n=-\infty}^{\infty} \delta(t-nT)$. Если dt брать не как бесконечно малую, а конечной разностью $dt \rightarrow T$, то интеграл можно заменить суммой, а так как $x_{\Delta l}(t)$ из (19, 20) на каждом T постоянна и равна $x[nT]$ или $x[\tau_n]$, то решетчатая функция принимает вид:

$$x^*(t) = x[nT] = \int_0^{\infty} x_{\Delta l}(t) \sum_{n=-\infty}^{\infty} \delta(t-nT) dt = \begin{cases} \sum_{n=0}^{\infty} x[nT] \delta(t-nT)T & \text{- при модуляции 1 рода;} & (26) \\ \sum_{n=0}^{\infty} x[\tau_n] \delta(t-nT)T & \text{- при модуляции 2 рода и выше} & (27) \end{cases}$$

Из выражений (25-27) следует, что решетчатую функцию $x^*(t)$ можно также получить из кусочно-непрерывной $x_{\Delta l}(t)$ путем умножения ее (амплитудно-импульсной модуляции) на последовательность единичных дельта-функций $\delta_T(t)$ (преобразование без изменения величины):

$$x^*(t) = x_{\Delta}(t) \delta_T(t) = x_{\Delta}(t) \sum_{n=-\infty}^{\infty} \delta(t - nT)T = \begin{cases} \sum_{n=0}^{\infty} x[nT] \delta(t - nT)T - \text{при модуляции 1 рода;} & (28) \\ \sum_{n=0}^{\infty} x[\tau_n] \delta(t - nT)T - \text{при модуляции 2 и выше,} & (29) \end{cases}$$

где $\delta_T(t) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \delta(t - nT)T$ – последовательность именно единичных и безразмерных дельта-функций, существующих в моменты nT .

В выражениях (26-29) размерность решетчатой функции $x^*(t)$ такая же, как и непрерывной $x(t)$ и кусочно-непрерывной $x_{\Delta}(t)$. При отсутствии множителя T в выражении $\delta_T(t)$ (что имеет место в литературе, в том числе в [1+3]) размерность $x^*(t)$ изменяется в $[c^{-1}]$ за счет размерности дельта-функции. Это легко видеть, если последовательность дельта-функций представим рядом Фурье:

$$\sum_{n=-\infty}^{\infty} \delta(t - nT) = T^{-1} \sum_{r=-\infty}^{\infty} e^{jr\omega_0 t}, \quad (30)$$

где $\omega_0 = 2\pi T^{-1}$.

Умножив левую и правую части (30) на T , получим безразмерное выражение:

$$\sum_{n=-\infty}^{\infty} \delta(t - nT)T = \sum_{r=-\infty}^{\infty} e^{jr\omega_0 t} = \sum_{r=-\infty}^{\infty} (\cos r\omega_0 t + j \sin r\omega_0 t) \Big|_{t=nT} = 1, \quad (31)$$

которое в моменты $t = nT$ равно 1, так как в правой части будем иметь при любых r, n $\cos rn2\pi = 1$, $\sin rn2\pi = 0$, что также подтверждает и вещественность дельта-функции.

Покажем и количественную ошибочность в применении свойств дельта-функций в литературе, в том числе в [1+3], где используется только одно фильтрующее свойство дельта-функции:

$$x(t)\delta(t - a) = x(a)\delta(t - a) \neq x(a), \quad (32)$$

или для последовательности дельта-функций $\sum_{n=-\infty}^{\infty} \delta(t - nT)$:

$$x(t) \sum_{n=-\infty}^{\infty} \delta(t - nT) = \sum_{n=0}^{\infty} x[nT] \delta(t - nT) \neq x[nT]. \quad (33)$$

Оба свойства дельта-функции, фильтрующее и интегральное, используются в преобразовании:

$$x(t) \sum_{n=-\infty}^{\infty} \delta(t - nT)T = \sum_{n=0}^{\infty} x[nT] \delta(t - nT)T = x_{\Delta\delta}(t) \approx x(t), \quad (34)$$

т.е.
$$\sum_{n=-\infty}^{\infty} \delta(t - nT)T = 1, \quad (35)$$

что согласуется с доказательством (31), а также с тем, что

$$\lim_{T \rightarrow 0} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \delta(t - nT)T = \int_{-\infty}^{\infty} \delta(t - a)dt = \int_{-\infty}^{\infty} \delta(t)dt = \int_{-0}^{+0} \delta(t)dt = 1.$$

Выражения (26-29) аналогичны выражениям (3, 4) со всеми аналогичными свойствами. Выходные импульсы $y(t)$ в линейном импульсном модуляторе и в этом случае отражают процесс формирования (демодуляции и экстраполяции) из решетчатой функции $x^*(t)$ с помощью формирующего звена ФЗ и дискретной интегральной свертки, аналогичной выражениям (6, 7, 23, 24).

На основании изложенного, структурную схему импульсного модулятора можно изобразить двумя эквивалентными схемами (рис. 1, рис. 2). На рис. 1 структурная схема состоит из последова-

тельного соединения интерполирующего устройства (ИНТ δ), осуществляющего преобразование $x(t)$ в $x_{\Delta\delta}(t)$ в соответствии с выражениями (3, 4) и формирующего звена (ФЗ), осуществляющего формирование выходного сигнала $y(t)$ в соответствии с выражениями (6, 7). На рис. 2 структурная схема состоит из последовательного соединения интерполирующего устройства (ИНТ1), осуществляющего преобразование $x(t)$ в $x_{\Delta 1}(t)$ в соответствии с выражениями (19, 20), идеального импульсного элемента (ИИЭ или дельта-ключа), осуществляющего преобразование $x_{\Delta 1}(t)$ в решетчатую функцию $x^*(t) = x[nT]$ в соответствии с выражениями (26, 27 или 28, 29) и формирующего звена ФЗ, преобразующего решетчатую функцию $x^*(t)$ в выходной сигнал $y(t)$ в соответствии с выражениями (6, 7 или 23, 24).

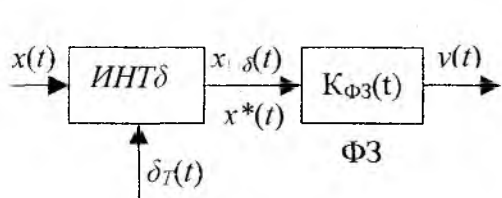


Рис. 1

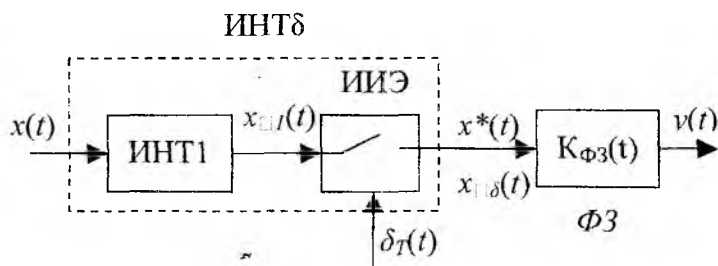


Рис. 2

Из рис. 2 видно, что этот вариант схемы является более развернутым по сравнению со схемой рис.1. При модуляции 1^{го} рода ИНТ1 можно на схеме не изображать, и тогда схема рис. 2 будет иметь вид, известный в литературе. При модуляции 2^{го} и более высоких родов отсутствие ИНТ1 приводит к ошибочным математическим моделям.

Рассмотрим применение изложенной методики для определения математических моделей линейных импульсных модуляторов с широтно-импульсной и частотно-импульсной модуляцией. В [4] показано, что широтно-импульсный сигнал является обратной дискретной функцией по сравнению с сигналами с амплитудно-импульсной модуляцией, поэтому вопросы линейности широтно-импульсных модуляторов должны рассматриваться в соответствии с этим. Например, в однополярном линейном широтно-импульсном модуляторе второго рода с модуляцией заднего фронта выходные прямоугольные импульсы можно записать в виде

$$y(t) = U_0 \sum_{n=0}^{\infty} [1(t - nT) - 1(t - nT - \tau_n)], \quad (36)$$

где U_0 , τ_n – соответственно амплитуда и длительность импульсов на nT интервале.

Приравнявая правые части выражений (36) и (24) или (7) и разрешая относительно весовой функции ФЗ, получим ее выражение:

$$K_{\Phi 3}(t) = \frac{U_0}{T x[\tau_n]} [1(t) - 1(t - \tau_n)] = \frac{K_u}{\tau_n} [1(t) - 1(t - \tau_n)], \quad (37)$$

где $\frac{U_0 \gamma_n}{\gamma_n T x[\tau_n]} = \frac{y_{cp}}{\tau_n x[\tau_n]} = \frac{K_u}{\tau_n}$; $\gamma_n T = \tau_n$; $K_u = y_{cp} / x[\tau_n] = U_0 / U_m = const$; U_m – амплитуда периодического треугольного (опорного) сигнала.

Преобразуя по Лапласу (37), получим передаточную функцию ФЗ:

$$K_{\Phi 3}(p) = K_u \frac{1 - e^{-\tau_n p}}{\tau_n p}. \quad (38)$$

При частотно-импульсной модуляции используются свойства определенного интеграла как меры функции на интервале преобразования (меры Лебега в пространстве двух измерений) [5]. Отличительная особенность частотно-импульсных преобразователей от других импульсных преобразовате-

лей состоит в использовании постоянной меры функции на каждом интервале преобразования. Поскольку при преобразовании используются аддитивность и линейные свойства определенного интеграла, то такие частотно-импульсные модуляторы следует отнести к линейным импульсным преобразователям, а, следовательно, применять дискретный интеграл свертки (6, 7 или 23, 24). Например, в однополярном интегральном частотно-импульсном модуляторе с прямоугольными выходными импульсами:

$$y(t) = U_0 \sum_{n=0}^{\infty} [1(t - nT_n) - 1(t - nT_n - \tau_u)], \quad (39)$$

где U_0 , τ_u , T_n – соответственно амплитуда, длительность и интервал следования импульсов. Приравняв правые части выражений (39) и (7 или 24) и разрешая относительно весовой функции ФЗ, получим ее выражение:

$$K_{\Phi 3}(t) = \frac{U_0}{T_n x[\tau_n]} [1(t) - 1(t - \tau_u)] = \frac{K_u}{\tau_u} [1(t) - 1(t - \tau_u)], \quad (40)$$

где $\frac{U_0 \tau_u}{\tau_u T_n x[\tau_n]} = \frac{y_{cp}}{\tau_u x[\tau_n]} = \frac{K_u}{\tau_u}$; $y_{cp} = \frac{U_0 \tau_u}{T_n}$; $K_u = \frac{y_{cp}}{x[\tau_n]} = const$; $U_0 \tau_u$ – постоянная интегральная мера выходных импульсов на каждом T_n ; $x[\tau_n]$ T_n – постоянная интегральная мера квантования по времени сигнала $x(t)$. Преобразуя по Лапласу выражение (40), получим передаточную функцию ФЗ ЧИМ:

$$K_{\Phi 3}(p) = \frac{K_u (1 - e^{-\tau_u p})}{\tau_u p}. \quad (41)$$

Список литературы: 1. Джурин Э. Импульсные системы автоматического регулирования. М.: Физматгиз, 1963. 456 с. 2. Куо Б. Теория и проектирование цифровых систем управления. М.: Машиностроение, 1986. 448 с. 3. Зайцев Г.Ф. Теория автоматического управления и регулирования. К.: Высш.шк., 1990. 431 с. 4. Попов Н.Р., Попов И.Н. Широтно-импульсный модулятор как преобразователь взаимно-обратных функций // Радиотехника. 1991. Вып.94. С. 3-7. 5. Попов Н.Р. Статические и динамические характеристики частотно-импульсных преобразователей // Вестник ХПИ "Автоматика и приборостроение". 1984. Вып.10. С. 49–52.

Национальный технический университет
Харьковский политехнический институт

Поступила в редколлегию 1.06.2000

*А. И. ЛУЧАНИНОВ, д-р. физ.-мат. наук, А. А. КОНОВАЛЬЦЕВ, канд. техн. наук,
Ю. А. ЛУЧАНИНОВ, М. А. ОМАРОВ, канд. техн. наук, В. М. ШОКАЛО, д-р. техн. наук*

АЛГОРИТМ АНАЛИЗА ЭКВИДИСТАНТНОЙ РЕШЕТКИ ЛЕНТОЧНЫХ МИКРОПОЛОСКОВЫХ ИЗЛУЧАТЕЛЕЙ ПРОИЗВОЛЬНОЙ ГЕОМЕТРИИ, АДАПТИРОВАННЫЙ К РАСЧЕТУ КРУПНОАПЕРТУРНЫХ АНТЕНН С НЕЛИНЕЙНЫМИ ЭЛЕМЕНТАМИ.

1. МОДЕЛЬ, ОПИСАНИЕ ГЕОМЕТРИИ И СИСТЕМА ИНТЕГРАЛЬНЫХ УРАВНЕНИЙ ДЛЯ ТОКОВ ЛЕНТОЧНЫХ МИКРОПОЛОСКОВЫХ ИЗЛУЧАТЕЛЕЙ СЛОЖНОЙ ГЕОМЕТРИИ В СОСТАВЕ БЕСКОНЕЧНОЙ РЕШЕТКИ

Постановка задачи

В современных радиоэлектронных системах микроволнового диапазона длин волн широкое применение находят антенны с нелинейными элементами (АНЭ), электродинамические структуры которых имеют большие электрические размеры и сложную конфигурацию излучающих элементов [1]. АНЭ больших электрических размеров принято называть крупноапертурными. Подход к анализу крупноапертурных периодических АНЭ изложен в [2] и базируется на приближении бесконечной решетки. Один из этапов анализа предусматривает определение электродинамических характеристик ячейки периодичности антенной структуры. Подобные задачи решались методом интегральных уравнений многими исследователями (например, [3, 4]). Однако при разработке АНЭ, в силу их особенностей, уже созданные алгоритмы анализа излучающих систем (ИС) имеют ограниченное применение, т.к. эффективно они могут быть использованы лишь для расчета микрополосковых излучателей (МПИ) относительно небольших размеров.

Прежде всего, это ограничение предопределяется необходимостью расчета характеристик АНЭ на частотах гармоник. С ростом номера гармоники N электрические размеры МПИ растут и эффективность существующих алгоритмов анализа ИС заметно падает, поэтому разумное время счета ограничено числом $N = 2, 3$, что явно недостаточно для исследования порождаемых АНЭ нелинейных эффектов [5].

Кроме того, в структуру ИС АНЭ зачастую включаются согласующие, фильтрующие и развязывающие распределенные и сосредоточенные пассивные элементы, а также проводники питания активных элементов (АЭ), что усложняет описание геометрии ИС при произвольной конфигурации излучателя и произвольного включения сосредоточенных элементов в его структуру.

Необходимо также иметь в виду, что АНЭ зачастую выполняются таким образом, что провода антенны и схемы питания АЭ пересекают границы ячейки Флоке, что дополнительно усложняет задачу.

Перечисленные особенности АНЭ в совокупности не учитывались при создании уже известных алгоритмов анализа крупноапертурных микроволосковых ИС. Так, например, программные реализации ряда алгоритмов [6] выполнены таким образом, что при анализе излучателей различной конфигурации приходится изменять модули программ, в которых описываются геометрические параметры антенны. Уже только это обстоятельство лишает разработчиков АНЭ возможности осуществлять параметрическую оптимизацию ИС на этапе схемотехнического проектирования.

Цель настоящей работы состоит в разработке на базе известных методов алгоритма анализа электродинамических характеристик периодических ленточных МПИ сложной геометрии, адаптированного к процессу схемотехнического проектирования АНЭ.

Решены следующие новые задачи:

- разработан универсальный способ формализованного описания сложной геометрии микрополосковой структуры одной ячейки периодичности с учетом произвольного расположения на ее теле сосредоточенных элементов, включая гальваническое соединение излучателей, расположенных в различных ячейках периодической структуры;

- разработаны новые приемы повышения быстродействия алгоритма решения системы интегральных уравнений для случая бесконечной структуры ленточных микрополосковых излучателей сложной геометрии, что позволило увеличить число удерживаемых при анализе АНЭ гармоник до $N = 5 \dots 7$.

Модель и описание геометрии излучающей системы крупноапертурной АНЭ

Рассмотрим крупноапертурную АНЭ, реализованную на базе плоской решетки линейных микрополосковых излучателей.

В качестве модели излучающей системы такой АНЭ примем участок бесконечной антенной решетки (рис. 1), периодичной вдоль осей p и q , угол между которыми составляет величину α_r . При этом ячейка периодичности имеет форму параллелограмма со сторонами d_p и d_q . Излучатели, находящиеся в пределах одной ячейки, могут быть расположены в нескольких параллельных плоскостях, совпадающих с границами раздела соседних слоев многослойной диэлектрической подложки. Последняя моделируется в виде слоисто-однородной среды с потерями ($\tilde{\epsilon}_i, \tilde{\mu}_i$ – материальные параметры i -го слоя) над бесконечным идеально проводящим экраном (рис. 2). Каждый излучатель представляет собой совокупность соединенных определенным образом прямолинейных отрезков ленточных проводников нулевой толщины таких, что выполняются условия:

$$2b_s \ll \lambda \text{ и } 2b_s \ll L_{\min}, \quad (1)$$

где $2b_s$ – ширина ленты; λ – длина волны рабочей частоты в среде распространения; L_{\min} – длина прямолинейного наименьшего отрезка проводника в структуре антенны. Предполагается, что материал проводников излучателя имеет конечную проводимость, вследствие чего на их поверхности выполняется условие Леонтовича-Щукина.

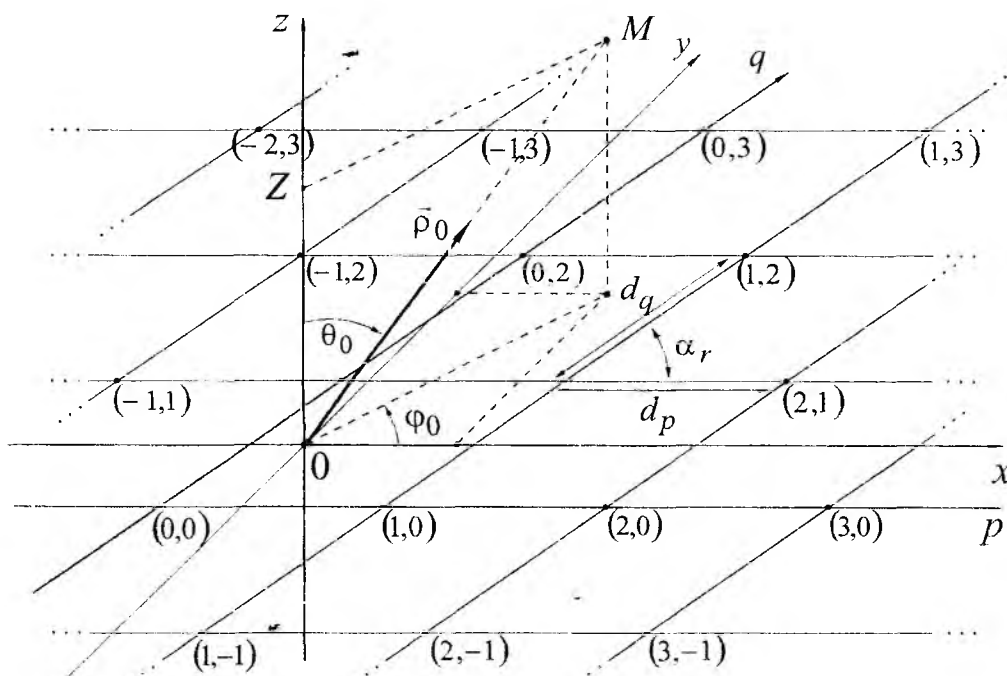


Рис. 1

Далее введем ряд понятий и определений, необходимых для описания геометрии исследуемой антенной системы. Под ветвью излучателя будем понимать однородный прямолинейный отрезок проводника между двумя соседними узлами (на рис. 3 ветви обозначены цифрами от 1 до 12). Однородность ветви предполагает неизменность геометрических и электрических параметров проводника, а также отсутствие расщепов для подключения нагрузок или сторонних источников возбуждения.

Из всей совокупности ветвей выделим свободные ветви, концы которых не подключены ни к одному из узлов любого типа (ветвь 1 на рис. 3), и ветви с одним свободным концом (ветви 4, 6 на рис. 3). Будем называть узлом излучателя точку соединения двух и более проводников (на рис. 3 узлы обведены пунктиром и обозначены цифрами в кружочках).

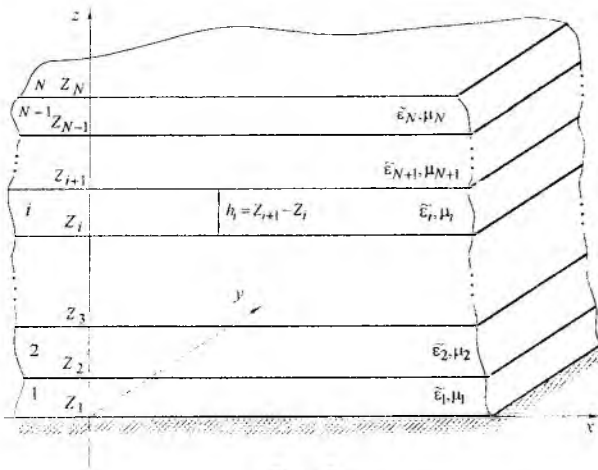


Рис. 2

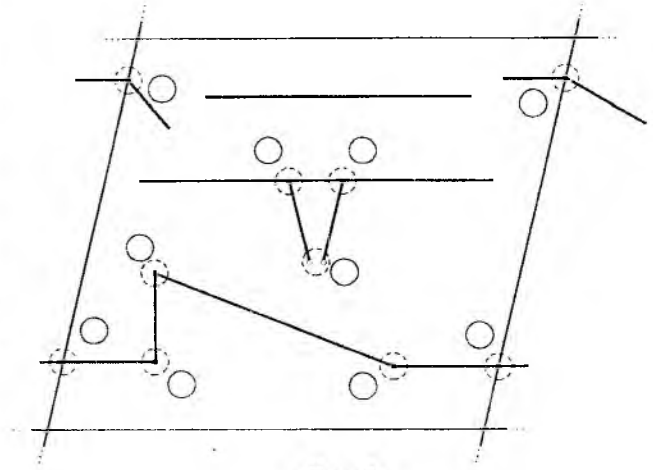


Рис. 3

Определим три типа узлов излучателя:

- внутренние узлы – точки непосредственного соединения (путем замыкания) двух и более ветвей (узлы 1, 2, 3, 4, 6, 7 на рис. 3). Во всех внутренних узлах должны выполняться закон Кирхгофа для токов и условие равенства нулю дивергенции последних, указывающее на отсутствие накопления зарядов в этих точках;

- внешние узлы – точки соединения двух и более ветвей, в рассечку между которыми включаются сторонние источники возбуждения или сосредоточенные нагрузки (узел 3 на рис. 3). Очевидно, что узлами данного типа являются входные клеммы излучателей, моделируемые в виде бесконечно узких зазоров;

- узлы, образованные пересечением ветвей излучателя со стенками канала Флоке, - имеют место в том случае, когда ИС содержит непрерывные вдоль апертуры (в рамках принятой модели – бесконечные) проводники (узлы 5 и –5 на рис. 3) или когда границы ячеек периодичности определены таким образом, что ветви одного излучателя оказываются в соседних ячейках (узлы 8 и –8 на рис. 3).

Каждой ячейке периодической сетки АР поставим в соответствие двузначный индекс (p, q) , параметры которого принимают значения последовательности целых чисел от $-\infty$ до $+\infty$. Ячейку с индексом $(0, 0)$ будем называть центральной.

Для описания геометрии ИС введем прямоугольную систему координат XYZ с началом в центральной ячейке решетки. Координатную ось x системы ориентируем в направлении оси p , а координатную плоскость XOY совместим с плоскостью экрана. При этом координаты произвольной точки $M_{pq} = \vec{r}(x, y, z)$, находящейся в ячейке (p, q) (здесь \vec{r} – радиус-вектор, проведенный из начала координат к точке M_{pq}), могут быть выражены через координаты расположенной аналогичным образом в ячейке (p, q) точки $M_{00} = \vec{r}(x_{00}, y_{00}, z_{00})$ и параметры сетки d_p, d_q, α_r :

$$\begin{aligned} x &= x_{00} + p \cdot d_p + q \cdot d_q \cdot \cos \alpha_r \\ y &= y_{00} + q \cdot d_q \cdot \sin \alpha_r \\ z &= z_{00} \end{aligned} \quad (2)$$

Таким образом, характеристика одной ячейки периодичности дает полное представление о геометрии антенной решетки в целом.

С учетом изложенного, можно предложить следующую процедуру описания геометрии анализируемой ИС.

Предварительно все узлы и ветви излучателей, расположенных в пределах одной ячейки периодичности, нумеруются последовательностью чисел натурального ряда. При этом необходимо обеспечить выполнение следующих условий. Все свободные концы ветвей считаются подключенными к нулевому узлу. Пары узлов, образованных пересечением проводников излучателя с противоположными стенками канала Флоке, присваиваются одинаковые номера с разными знаками. В остальном, порядок нумерации произвольный.

Задание координат всех узлов и свободных концов ветвей, а также указание номеров узлов, соответствующих началу и концу каждой ветви, однозначно определяют конфигурацию излучателей. Дополнительную информацию составляют данные о ширине образующих их проводников и последовательность номеров внешних узлов.

Размеры и форма ячейки периодичности определяют значениями параметров d_p , d_q , α_r соответственно, а геометрия подложки – указанием z -координат нижних границ всех ее N слоев (в качестве N -го слоя рассматривается полубесконечная область, в виде которой моделируют свободное пространство над антенной).

Очевидно, что перечисленные параметры образуют минимально необходимый объем исходных данных, который позволяет адекватно представить анализируемую антенную систему и, как будет показано ниже, построить эффективный алгоритм ее анализа.

В целях упрощения дальнейших выкладок помимо описанной уже прямоугольной системы координат XYZ удобно ввести связанные непосредственно с излучателями АР местные системы, координатные оси ξ и η которых ориентированы вдоль оси и поперечного сечения проводников соответственно (рис. 4). Тогда положение некоторой произвольной точки на поверхности проводника излучателя может быть определено следующим образом:

$$\begin{aligned} x &= x_H + \xi \cdot \cos \beta - \eta \cdot \cos \beta, \\ y &= y_H + \xi \cdot \sin \beta + \eta \cdot \cos \beta, \\ z &= z_H, \end{aligned} \quad (3)$$

где x_H , y_H , z_H – координаты точки начала отсчета местной системы, определяемые в соответствии с (2), а β – угол между координатными осями x и ξ .

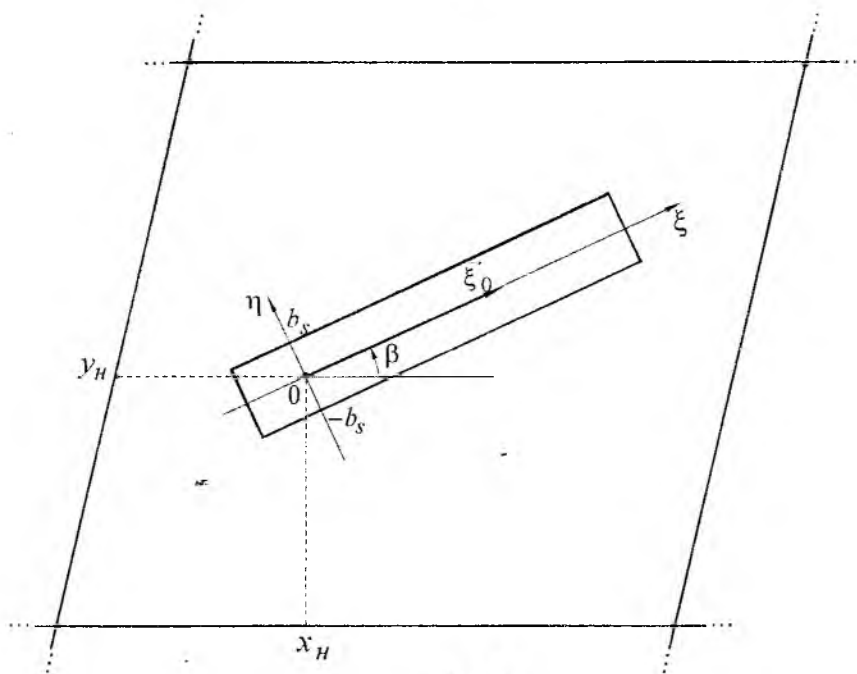


Рис. 4

Кроме того, для описания полей в пространстве над решеткой будем использовать сферическую систему координат $\rho\theta\varphi$, начало которой совпадает с началом прямоугольной системы. Направляющие косинусы единичного вектора $\vec{\rho}_0$, характеризующего направление (θ_0, φ_0) в сферической системе координат относительно осей прямоугольной системы, определяют следующим образом:

$$S_x = \sin \theta_0 \cdot \cos \varphi_0, \quad S_y = \sin \theta_0 \cdot \sin \varphi_0, \quad S_z = \cos \theta_0 \quad (4)$$

и соответственно

$$\vec{\rho}_0 = \vec{x}_0 \cdot S_x + \vec{y}_0 \cdot S_y + \vec{z}_0 \cdot S_z. \quad (5)$$

Таким образом, предложенная модель и процедура описания геометрии позволяет достаточно полно характеризовать ИС любой конфигурации при минимальном наборе исходных данных и, как будет показано ниже, строить эффективные алгоритмы их анализа.

Система интегральных уравнений для токов узких ленточных излучателей произвольной конфигурации в составе бесконечной решетки

Получим систему интегральных уравнений относительно распределения токов на элементах антенной решетки, модель которой описана в разделе 2.

Принимая во внимание условия (1), естественно предположить, что продольная составляющая вектора плотности поверхностного электрического тока \vec{j}_s в излучателях рассматриваемого типа существенно больше поперечной, и не учитывать последнюю в дальнейших выкладках. Известно также [7], что в случае узких ленточных проводников ток, установившийся на их поверхности под действием стороннего возбуждения, может быть описан произведением двух независимых функций координат ξ и η . Таким образом, оказывается справедливым выражение

$$\vec{j}_s(\xi, \eta) = j(\xi) \cdot f(\eta) \cdot \vec{\xi}_0, \quad (6)$$

где $\vec{\xi}_0$ – единичный вектор, $j(\xi)$ удовлетворяет условию обращения в нуль тока на свободном конце ветви излучателя, а $f(\eta)$ – граничному условию на ребре проводника. В [8] показано, что для металлической полоски шириной $2b_s$ функция $f(\eta)$ имеет вид:

$$f(\eta) = \frac{1}{\pi \sqrt{b_s^2 - \eta^2}}. \quad (7)$$

Однако, в случае, когда $2b_s \ll \lambda$ и $2b_s \ll L_{\min}$, допускается представление $f(\eta) = 1$, соответствующее равномерному распределению тока по ширине проводника. При этом весьма упрощаются математические преобразования, а поправка вида (7) может быть учтена в конечном результате.

Введем интегральную характеристику $\vec{I}(\xi)$, называемую полным током излучателя:

$$\vec{I}(\xi) = \int_{-b_s}^{b_s} \vec{j}(\xi, \eta) d\eta. \quad (8)$$

Тогда, положив $f(\eta) = 1$, представим искомую плотность тока $\vec{j}(\xi)$ следующим образом:

$$\vec{j}(\xi) = j(\xi) \vec{\xi}_0 = \frac{\vec{I}(\xi)}{2b_s}. \quad (9)$$

Очевидно, что в данном случае реальные излучатели могут быть заменены эквивалентными нитями тока $\vec{I}(\xi)$, расположенными на осях образующих их проводников, а система ИУ получена при помощи процедуры, аналогичной применяемой в теории тонко проволочных антенн [9]. Ее исходным положением является выполнение граничного условия на поверхности проводников.

Приравняем нулю тангенциальную составляющую вектора напряженности электрического поля во всех точках $\vec{r} = \vec{r}(x, y, z)$ на поверхности проводников излучателей АР, за исключением точек, соответствующих расщелкам во внешних узлах:

$$\vec{n}(\vec{r}) \times \vec{E}(\vec{r}) + \vec{n}(\vec{r}) \times \vec{E}^{cm}(\vec{r}) = 0, \quad (10)$$

где $\vec{n}(\vec{r})$ – единичный вектор, направленный по нормали к поверхности проводника в точке \vec{r} , а $\vec{E}(\vec{r})$ и $\vec{E}^{cm}(\vec{r})$ – векторы напряженности электрического поля, создаваемого в точке \vec{r} точками всех излучателей решетки и сторонними источниками возбуждения соответственно.

Пусть на излучателях, расположенных в пределах некоторой ячейки (p', q') исследуемой АР, устанавливается распределение тока $\vec{j}(\xi')$. Поле, порождаемое этим током в произвольной точке пространства \vec{r} , может быть определено следующим образом [8]:

$$\vec{E}(\vec{r}) = \frac{I}{i\omega\tilde{\epsilon}_n} \left(\text{grad div} + k_n^2 \right) \int_L j(\xi') \xi'_0 \cdot \overline{\overline{G}}(\vec{r}, \vec{r}') d\xi', \quad (11)$$

где $\overline{\overline{G}}(\vec{r}, \vec{r}')$ – тензорная функция Грина (ТФГ) слоисто-однородной среды с потерями; \vec{r}, \vec{r}' – радиус-векторы точек наблюдения и интегрирования соответственно; $\omega = 2\pi f$ – круговая частота; $\tilde{\epsilon}_n = \epsilon_a (1 - i \text{tg} \delta_n)$, $\epsilon_a = \epsilon_0 \epsilon_n$, ϵ_n – диэлектрическая проницаемость материала n -го слоя подложки, в котором расположена точка наблюдения; $\text{tg} \delta_n$ – тангенс угла диэлектрических потерь материала n -го слоя; $k_n = 2\pi/\lambda_n$ – волновое число, (λ_n – длина волны частоты f в среде с материальными параметрами $\tilde{\epsilon}_n, \tilde{\mu}_n$). Интегрирование в выражении (11) выполняется по всем ветвям излучателей ячейки (p', q') .

Для расчета полного электрического поля, создаваемого электрическими токами АР на поверхности излучателя, расположенного в ячейке (p, q) , необходимо просуммировать выражения типа (11) по всем индексам p', q' в бесконечных пределах, то есть:

$$\vec{E}(\vec{r}) = \frac{I}{i\omega\tilde{\epsilon}_n} \left(\text{grad div} + k_n^2 \right) \sum_{p'=-\infty}^{\infty} \sum_{q'=-\infty}^{\infty} \int_{L'} \frac{I p' q'(\xi')}{2b_s} \xi'_0 \cdot \overline{\overline{G}}(\vec{r}, \vec{r}') d\xi'. \quad (12)$$

При записи выражения (12) использовано соотношение (9) для плотности электрического тока.

В качестве стороннего возбуждения будем рассматривать падение на АР плоской электромагнитной волны, которая характеризуется амплитудой напряженности электрического поля в свободном пространстве $\vec{E}_m^{cm} = E_m^{cm} e^{i\varphi_{cm}}$ и направленности прихода (θ_0, φ_0) . Тогда в произвольной точке $\vec{r} = \vec{r}(x, y, z)$, расположенной в n -ом слое подложки, имеем:

$$\vec{E}^{cm}(\vec{r}) = \vec{e}_0 \vec{E}_m^{cm}(n) \cdot \exp \left[ik_n (x \cdot S_x^n + y \cdot S_y^n + z \cdot S_z^n) \right], \quad (13)$$

где $\vec{e}_0 = \vec{x}_0 (-\cos \varphi_0 \cdot \cos \theta_0^n \cdot \cos \varphi_0 - \sin \varphi_0 \cdot \sin \varphi_0) +$
 $+ y_0 (-\cos \varphi_0 \cdot \cos \theta_0^n \cdot \sin \varphi_0 + \sin \varphi_0 \cdot \cos \varphi_0) + \vec{z}_0 (\cos \varphi_0 \cdot \cos \theta_0^n)$ – орт, определяющий направление вектора напряженности электрического поля в плоскости фронта волны; φ_0 – угол поляризации, отсчитываемый от линии пересечения фронта волны и плоскости падения (рис. 5);

$\theta_0^n = 90^\circ - \arcsin \left(\sqrt{\frac{\tilde{\epsilon}_{n+1} \tilde{\mu}_{n+1}}{\tilde{\epsilon}_n \tilde{\mu}_n}} \sin \theta_0^n} \right)$ – угол падения электромагнитной волны на нижнюю границу

n -го слоя подложки; $\vec{E}_m^{cm}(n) = \vec{E}_m^{cm}(n+1) \cdot \chi_{n+1,n}$ – комплексная амплитуда поля волны в n -ом слое подложки; $\chi_{n+1,n}$ – коэффициент прохождения при отражении волны от границы раздела n -го и $(n+1)$ -го слоев; $S_x^n = \sin \theta_0^n \cos \varphi_0$; $S_y^n = \sin \theta_0^n \sin \varphi_0$; $S_z^n = \cos \theta_0^n$.

Подставляя (12) и (13) в (10), получим бесконечномерную систему ИУ относительно неизвестных токов $\vec{I}_{p'q'}(\xi')$:

$$\sum_{p'=-\infty}^{\infty} \sum_{q'=-\infty}^{\infty} \left[\vec{n}(\vec{r}) \times \int_{L'} \frac{I_{p'q'}(\xi')}{2b_s} \vec{e}_0' \frac{1}{i\omega \tilde{\epsilon}_n} (\text{grad div} + k_n^2) \cdot \vec{G}(\vec{r}, \vec{r}') d\xi' \right] =$$

$$= -[\vec{n}(\vec{r}) \times \vec{e}_0] \dot{E}_m^{cm}(n) \cdot \exp\left[ik_n(x \cdot S_x^n + y \cdot S_y^n + z \cdot S_z^n)\right],$$

$$-\infty < p < \infty, \quad -\infty < q < \infty.$$
(14)

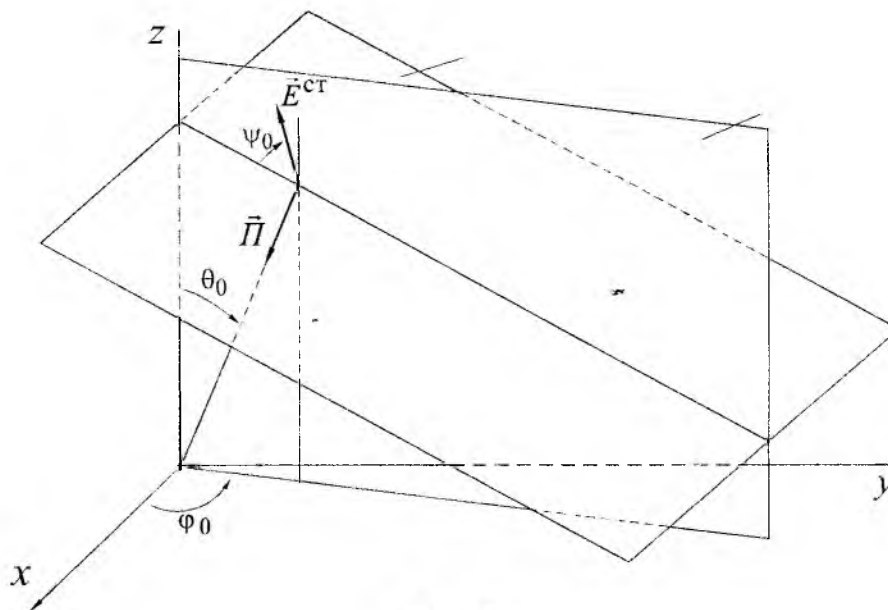


Рис. 5

- Список литературы:** 1. Лучанинов А.И., Шифрин Я.С. Антенны с нелинейными элементами // Глава X в кн: Справочник по антенной технике. Т.1 / Под ред. Л.Д. Бахраха и Е.Г. Зелкина. М.: ИПРЖР, 1997. С. 207-235. 2. Теоретические и экспериментальные исследования крупноапертурных ректенных решеток / А.И. Лучанинов, В.М.Шокало, А.А.Коновальце и др. // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 1998. Вып. 106. С. 63-72. 3. Pozar D.M., Schaubert D.H. Scan blindness in infinite phased arrays of printed dipoles// IEEE Trans. Antennas and Propag. 1984. Vol. 32, No.6. PP. 602-610. 4. Бодров В.В., Володина И.В. Математическая модель для проектирования малогабаритных свернутых излучателей для ФАР // Автоматизированное проектирование устройств СВЧ. М., 1988. С. 69-75. 5. Spurious radiation of rectenna receiving-rectifying elements / Y.S Shifrin, A.I. Luchaninov, V.M. Shokalo, A.A. Shcherbina // International Wroclaw Symposium on Electromagnetic Compatibility, (EMC-94). Wroclaw, Poland, 1994. PP.67-72. 6. Moment methods in electromagnetics. Techniques and applications / Edited by J. Moore and R. Pizer. New York: McMillan, 1984. P. 246. 7. Панченко Б.А., Нефедов Е.И. Микрополосковые антенны. М.: Радио и связь, 1986. 144 с. 8. Морс Ф.М., Фейсбах Г. Методы теоретической физики. Т.2. М.: Изд-во иностр. л-ры, 1960. 886 с. 9. Бодров В.В., Марков Г.Т. Возбуждение периодических антенных решеток // Сб. науч.-методич. статей по прикладной электродинамике. Вып. 1. М.: Высш. школа, 1977. С. 129-162.

Харьковский государственный технический
университет радиоэлектроники

Поступила в редколлегию 30.10.2000

TO CALCULATION OF ELECTRODYNAMIC CHARACTERISTICS OF THE H - TYPE ACCELERATING STRUCTURE

The resonance H – wave structures are widely used in the radio – frequency ion accelerators. These structures are strongly loaded cylindrical cavities. The finite integration technique (FIT) is commonly used for the design of such structures [1-2]. The FIT – method is based on sampling three – dimensional Maxwell integral equations and assumes the calculation of the electromagnetic field over all the vacuum volume of the cavity that requires very great computer resources [2]. The problem is simplified considerably in the case of two – dimensional integral equations for surface density of the current, flowing on the nonhomogeneity inside the cavity [3,4].

The cylindrical cavity is considered (Fig. 1). The cavity is loaded with one pair of combs with four drift tubes, which form two periods. The drift tubes are evenly spaced along the cavity axis. The accelerating structure has dimensions: $R = 80 \text{ mm}$, $R_1 = 10 \text{ mm}$, $R_2 = 25 \text{ mm}$, $R_3 = 8 \text{ mm}$, $L_1 = 105 \text{ mm}$, $L_2 = 60 \text{ mm}$; the thickness of the combs is 2 mm . The two-dimensional homogeneous Fredholm integral equation of the second kind for the surface density force of the current $\vec{j}(r_S)$ on the combs and drift tubes has the form [3,4]

$$[\vec{n}(r_S) \times \text{rot}(r_S) \int_S \hat{G}(k, r_S, r'_S) \vec{j}(r'_S) dS'] = \vec{j}(r_S) \quad (1)$$

In (1) S is the total area of the surface of the combs and drift tubes; $\hat{G}_E(k; r, r')$ is the Green function for the electrical vector potential of the cylindrical cavity. The Green function $\hat{G}_E(k; r, r')$ is obtained in the form of the sum [4]

$$\hat{G}_E(k; r, r') = \hat{G}_E^S(k; r, r') + \hat{G}_E^R(k; r, r'), \quad (2)$$

where the singular part of the Green function $\hat{G}_E^S(k; r, r')$ is taken in the explicit form and represents itself the Green function of the free space

$$\hat{G}_E^S(k; r, r') = e^{ik|\vec{r} - \vec{r}'|} / |\vec{r} - \vec{r}'|. \quad (3)$$

The regular Green function $\hat{G}_E^R(k; r, r')$ is the solution of the homogeneous Helmholtz equation

$$[\nabla^2 + k^2] \hat{G}_E^R(k; r, r') = 0 \quad (4)$$

and satisfies the nonhomogeneous boundary conditions on the cavity surface

$$[\vec{n} \times \hat{G}_E^R(k, r, r')] = (-1)[\vec{n} \times \hat{G}_E^S(k, r, r')], \quad (5)$$

$$\text{div} \hat{G}_E^R(k, r, r') = (-1) \text{div} \hat{G}_E^S(k, r, r'). \quad (6)$$

The accelerating H – structure is the object with a considerable space nonhomogeneity $0,01 \leq |\vec{r} - \vec{r}'| / \lambda \leq 1$ (λ is the free space wavelength). The representation of the Green function $\hat{G}_E(k; r, r')$ in the form (2) provides calculation of $\hat{G}_E(k; r, r')$ in the Eq (1) to a high degree of accuracy for any distance between the source point r' and the observation point r . It makes possible to avoid the problem of the divergence [5], which takes place while representing $\hat{G}_E(k; r, r')$ in the form of double series

The Eq. (1) is solved by the method of sewing together the points. The delta-functions are used as the basic functions and weight functions. The integral equation is reduced to the homogeneous matrix equation relatively to the expansion coefficients of current density $\vec{j}(r_S)$. The eigen frequencies of the cavity are de-

fined from the condition of vanishing the determinant in the homogeneous matrix equation. The matrix has the band form.

Table

No	f_{rc} [MHz]	f_{re} [MHz]	Δ [mm]	$2L$ [mm]
1	490.757	490.806	14.75	134.5
2	456.686	456.64	52.5	210
3	450.905	450.95	97.5	300

The calculation value f_{rc} and the experimental value f_{re} of the resonance frequency are given in the Table for several values Δ and $2L$ (Δ is the distance between the nonhomogeneity and the face cavity wall; $2L$ is the cavity length). The dependence of the calculated resonance frequency f_{rc} on the relative distance between the nonhomogeneity and face cavity wall $\Delta/2L$ is compared with the experimental results (Fig.1). The calculation accuracy of a plot in Fig.1 is about 0,1% . The quantity of mesh nodes is close to 10 thousands and 1 thousand for Table and Fig.1 respectively.

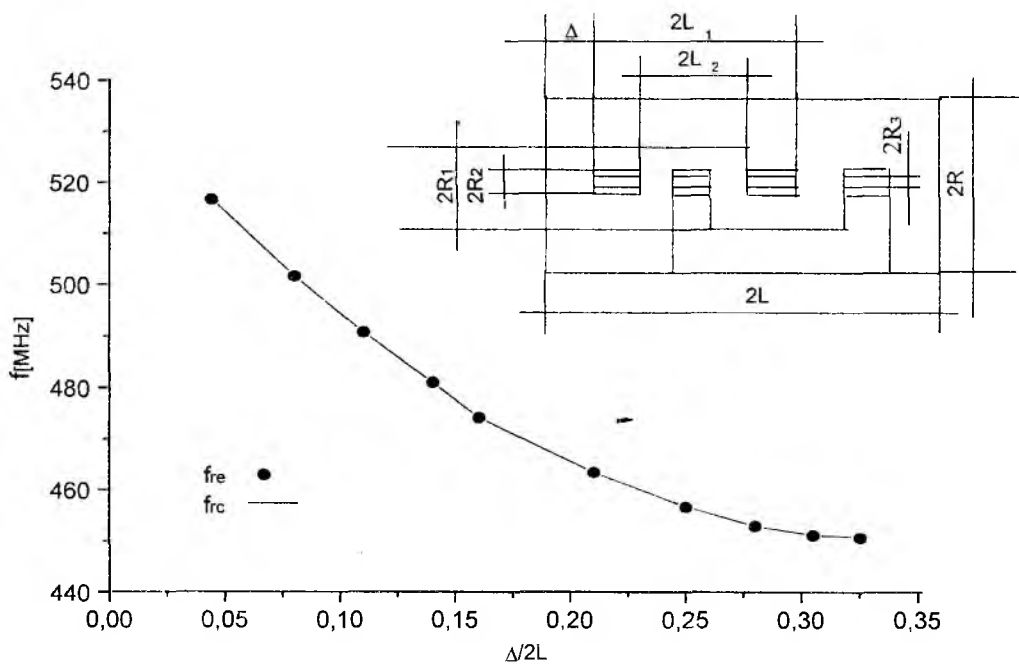


Fig.1. The resonance frequency f_r of the accelerating H - structure as the function of $\Delta / 2L$.

The relative longitudinal strength of the electrical field $E_z(z), E_z(0)$ at the axis of the accelerating structure as a function of the longitudinal coordinate z is represented in Fig.2. The Eq. (1) and the expression

$$\vec{E}(r) = (1/\omega\epsilon_0) \left(ik^2 + grad(r)div(r) \right) \int_S \hat{G}_E(k; r, r'_s) \cdot \vec{j}(r'_s) dS' \quad (7)$$

are used for the determination of $\vec{E}(r)$. The resonance frequency $f_r = 451.322$ and $\Delta/2L = 0.306$ correspond to plots of Fig.2. The deviation between the calculation (*cal*) and experiment (*exp*) is no more than 5% for Fig.2.

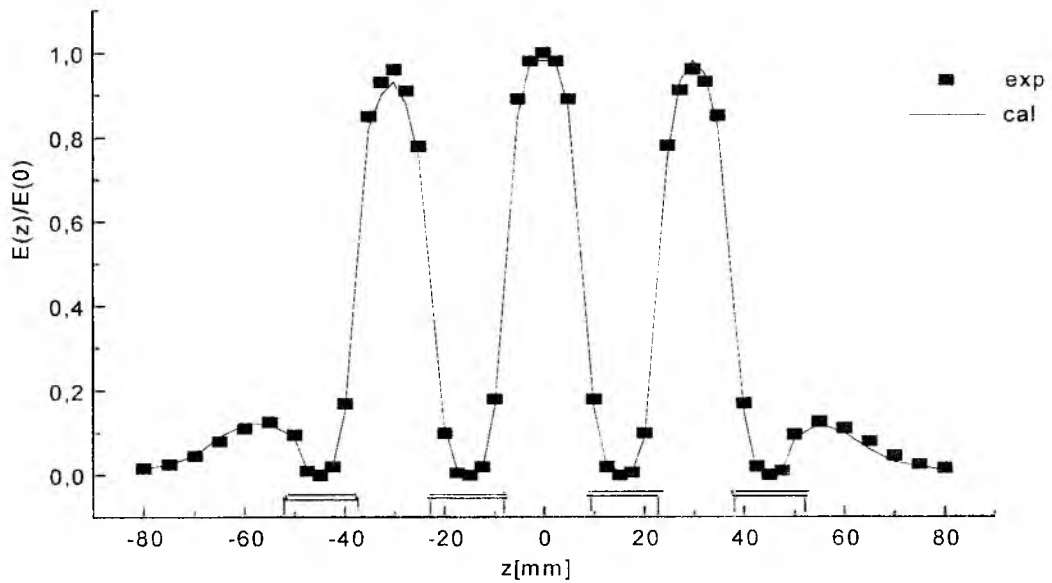


Fig.2. The variation of longitudinal strength of the electrical field $E_z(z)/E_z(0)$ along the axis of the accelerating structure.

The calculated results for the resonance frequency are in good agreement with the experimental results. The similar calculation accuracy for the FIT - method requires a considerably greater quantity of nodes, that implies the sharp increase of calculation volume.

Список литературы: 1. Weiland T. On the unique numerical solution of Maxwellian eigenvalue problems in three dimensions // Particle Accelerators. 1985. Vol. 17. P.227-242. 2. Kaspar K., U.Ratzinger U. Design of the GSI 36 MHz RFQ accelerator on the base of MAFIA calculations. Fifth European Particle Accelerator Conference, Sitges Barcelona, 1996. P.1973-1975. 3. Priymenko S.D., Khizhnyak N.A., Krivorukov E.V. The calculation of electrodynamic characteristics of the H-cavity for the ion acceleration. Proc. of 7-th Intern. Crimean Micr. Conf. Sept. Sevastopol. 1997. Vol.2. P.580-581. 4. Priymenko S.D., Brjuzgalov G.A., Khizhnyak N.A. Resonance frequency of the H - type accelerator structure. Proc. 7-th Intern. Conf. on Math. Meth. in Electr. Theory. Kharkov. 1998. Vol.2. P. 819-821. 5. Priymenko S.D., Khizhnyak N.A. Green's function with explicit asingularity in circular waveguide. Radio physics and radio astronomy. 2000. Vol.5. № 2. P. 182 - 184 (in Russian).

Institute of plasma electronics and new method of acceleration NSC KIPT

Enter to editorship 28.12.1999

ХАРАКТЕРИСТИКИ ИЗЛУЧЕНИЯ ВИБРАТОРНЫХ АНТЕННЫХ РЕШЕТОК КРУГОВОЙ ПОЛЯРИЗАЦИИ

Применение антенн круговой или эллиптической поляризации в диапазоне ультракоротких волн, в сравнении с антеннами линейной поляризации [1], позволяет повысить надежность радиосвязи. Одной из разновидностей антенн круговой (эллиптической) поляризации являются турникетные антенны, состоящие из четырех одинаковых симметричных ветвей, запитанных с периодически прогрессивным фазовым сдвигом $\Delta\psi = 90^\circ$, отличающиеся простотой изготовления и удобством эксплуатации. Однако, коэффициент направленного действия (КНД) и коэффициент эллиптичности поляризационного эллипса (КЭ) таких антенн, размещенных, например, над экраном, неравномерны в азимутальной плоскости, то есть в плоскости, перпендикулярной направлению основного излучения антенны.

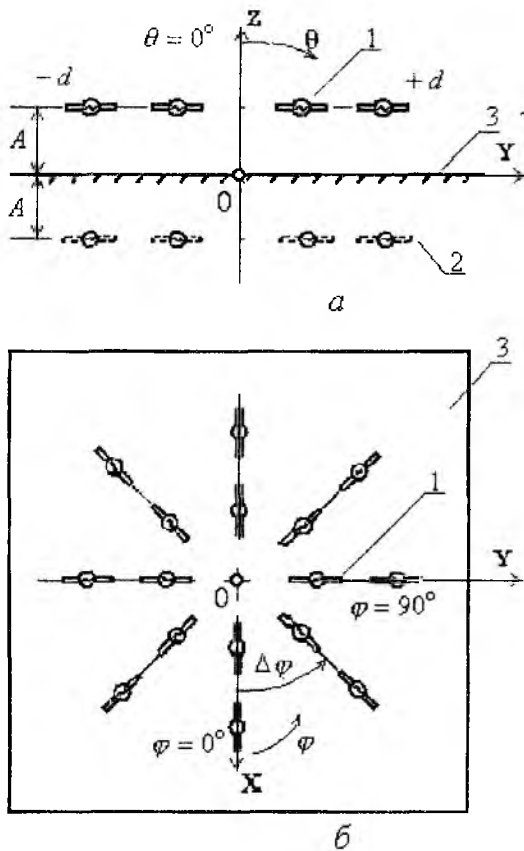


Рис.1

Предложен метод улучшения равномерности КНД и КЭ в азимутальной плоскости путем увеличения числа ветвей антенны [2]. При этом возбуждение соседних ветвей антенны производится с периодически прогрессивным фазовым сдвигом, равным геометрическому углу между соседними ветвями. Такую систему вибраторов можно считать антенной решеткой (АР), а обычную турникетную антенну – частным случаем этой решетки. На рис.1 представлен вариант АР, где: 1 – ветвь АР, 2 – зеркальное отображение ветви АР, 3 – проводящий экран.

Анализ характеристик излучения (ХИ) такой АР проводим с использованием известных соотношений [3] для составляющих электрического поля в дальней зоне:

$$E_\theta = -iB(N_y \sin \varphi \cos \theta - N_z \sin \theta), \quad (1)$$

$$E_\varphi = -iBN_y \cos \varphi,$$

где B – постоянный коэффициент; N_y, N_z – составляющие вектора излучения \vec{N} .

Так как ветви рассматриваемой решетки расположены как в верхнем ($z > 0$), так и в нижнем ($z < 0$) полупространствах, векторы излучения N_y и N_z имеют две составляющие:

$$\begin{aligned} N_y^G &= \int_{-d}^d I^G(s') \exp [ik(y \sin \varphi \sin \theta + z \cos \theta)] (\vec{s}', \vec{y}) ds', \\ N_y^H &= \int_{-d}^d I^H(s') \exp [ik(y \sin \varphi \sin \theta - z \cos \theta)] (\vec{s}', \vec{y}) ds', \\ N_z^G &= \int_{-d}^d I^G(s') \exp [ik(y \sin \varphi \sin \theta + z \cos \varphi)] (\vec{s}', \vec{z}) ds', \\ N_z^H &= \int_{-d}^d I^H(s') \exp [ik(y \sin \varphi \sin \theta - z \cos \varphi)] (\vec{s}', \vec{z}) ds', \end{aligned} \quad (2)$$

где $I^g(s)$, $I^h(s)$ – распределения токов на ветвях в верхнем и нижнем полупространствах; s' – текущая координата точек источников, отсчитываемая от оси Z вдоль ветви решетки; \vec{s}' , \vec{y} , \vec{z} – единичные векторы, совпадающие с направлением ветви решетки, а также координатных осей, соответственно; (\vec{s}', \vec{y}) , (\vec{s}', \vec{z}) – скалярные произведения единичных векторов.

Распределение тока на каждом вибраторе решетки представляем в виде ступенчатой функции, которая задается в исходных данных задачи массивами из M значений для модулей и фаз “верхнего” и “нижнего” токов. Интегралы в выражении (2) представляются в виде суммы из M интегралов. Токи, неизменные на каждом из M интервалов выносятся за знак интеграла. С учетом симметрии ветвей 1 и 2 относительно оси Z , а также синфазного возбуждения ветвей этих линейных решеток в полупространствах $y < 0$ и $y > 0$, составляющие N_y и N_z принимают вид:

$$N_{y(z)} = \sum_{m=1}^M |I_m| \exp[i(\psi_m + \psi_0)] \int_{s_m} \left\{ \exp[ik(y \sin \varphi \sin \theta + z \cos \theta)] + \exp[ik(z \cos \theta - y \sin \varphi \sin \theta)] \right\} \begin{matrix} (\vec{s}', \vec{y}) ds' \\ (\vec{s}', \vec{z}) ds' \end{matrix} \quad (3)$$

где ψ_0 – фазовый сдвиг между токами $I^g(s)$ и $I^h(s)$.

Выполняя интегрирование, получаем выражения для составляющих вектора излучения и, следовательно, для компонент уравнения (1) электромагнитного поля E_θ и E_φ . По полученным формулам разработаны алгоритм и программа для ЭВМ в системе МАТЛАВ. Программа позволяет вычислять объемные характеристики излучения АР в волновой зоне в масштабе коэффициента направленного действия (КНД) и коэффициента эллиптичности (КЭ) антенных решеток. В соответствии с алгоритмом, на первом этапе программа производит расчет объемной диаграммы направленности (ДН) полей E_θ и E_φ линейной решетки 1 и 2, расположенной в плоскости $\varphi = 90^\circ$. На втором этапе используется принцип суперпозиции полей E_θ и E_φ . Путем перестановки и суперпозиции начальных массивов полей E_θ и E_φ решетки 1 и 2 определяются характеристики излучения для произвольного числа ветвей сложных АР поворотом этих полей на угол φ , кратный $\Delta\varphi$. Соответствующие фазы токов (ψ) задаются в исходных данных задачи. На третьем этапе рассчитываются объемные характеристики КНД и КЭ. Применение математической модели, построенной на основе выражений (1 – 3), позволяет проанализировать характеристики излучения АР разнообразной конфигурации [4].

В качестве примера исследованы характеристики АР (рис. 1), расположенной параллельно проводящему экрану при высоте над ним $A = 0,25\lambda$. Число радиальных ветвей решетки – 12. Угол между соседними ветвями $\Delta\varphi = 30^\circ$. Каждая ветвь содержит по два полуволновых симметричных вибратора с интервалом между их концами $0,01\lambda$ и с синусоидальным распределением тока. Ветви решетки запитаны с периодически прогрессивным фазовым сдвигом $\Delta\psi = 30^\circ$. На рис. 2 приведены ДН антенной решетки в масштабе КНД (сплошные линии) и коэффициента эллиптичности (пунктирные линии).

Как следует из графиков, для любых сечений по φ зависимость ДН от θ имеет одинаковый вид (рис. 2, а), что следует также из графиков зависимостей КНД и КЭ от φ (рис. 2, б) при $\theta = 20^\circ$. Вдоль оси Z при максимальном значении коэффициента направленного действия обеспечивается круговая поляризация поля. При любых значениях θ характеристики излучения решетки и коэффициента эллиптичности поля при $\varphi = \text{var}$ являются изотропными.

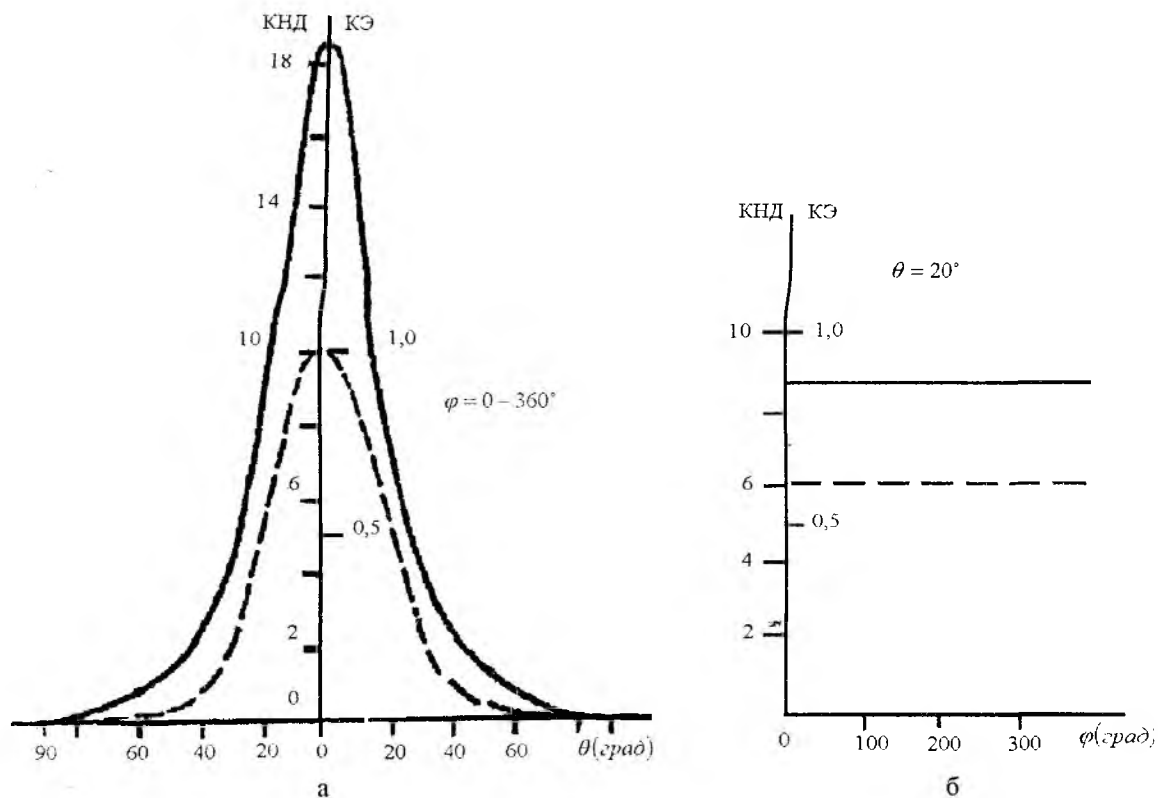


Рис. 2

Для сравнения на рис. 3 приведены расчетные графики КНД и КЭ антенной решетки аналогичной конфигурации, но с четырьмя радиальными ветвями.

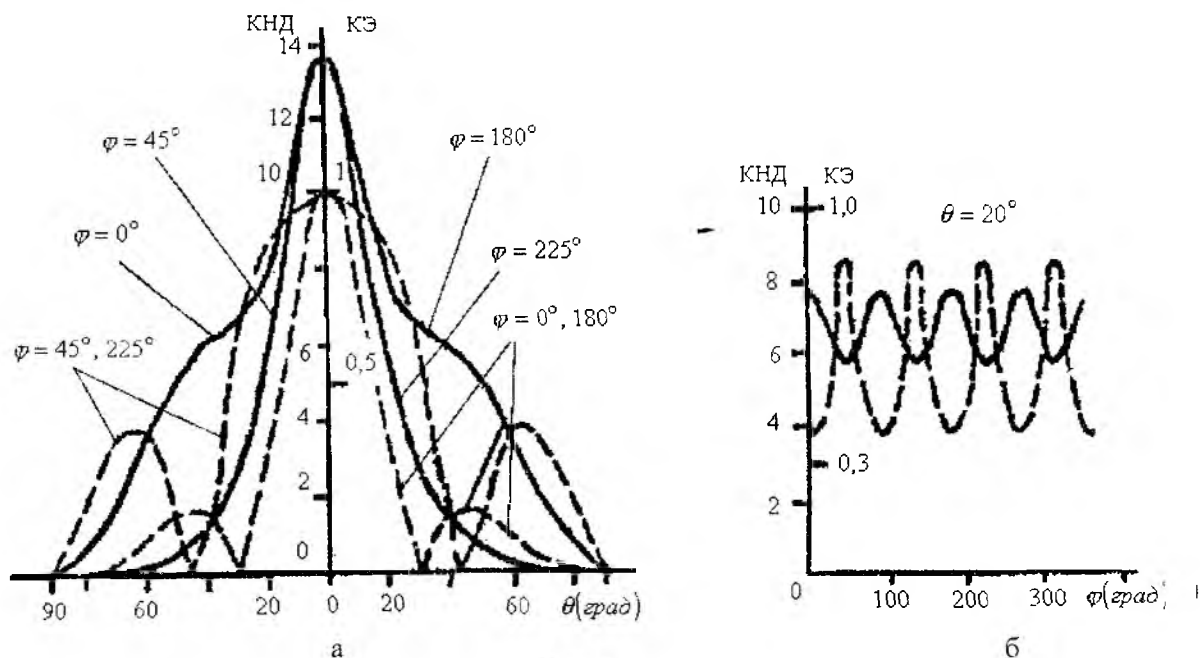


Рис. 3

Как видно из этих графиков, уменьшение числа ветвей решетки с 12 до 4-х приводит к появлению существенной неравномерности зависимостей КНД и КЭ от θ и φ в направлениях основного излучения АР. Кроме того, очевидно снижение величины КНД в направлении главного лепестка ДН. Можно также отметить, что в двух плоскостях $\varphi = 45^\circ, 225^\circ$ и $\varphi = 135^\circ, 315^\circ$ графики КЭ имеют близкую к “столообразной” зависимость от θ , резко спадающую до нуля при $\theta \approx 40^\circ$ (см. рис. 3, а).

Однако, как видно из рис. 3, б, эта характеристика имеет место только в узких диапазонах углов φ . Кроме того, из графиков рис. 3, б видно, что при изменении угла φ от 0° до 360° значения КНД периодически изменяются и каждый всплеск КНД сопровождается резким снижением КЭ.

Заключение

В результате исследований характеристик излучения АР показано, что увеличение числа ветвей при возбуждении их с прогрессивным фазовым сдвигом $\Delta\psi = \Delta\varphi$ позволяет улучшать равномерность КНД и КЭ в направлениях основного излучения АР. Применяемая математическая модель позволяет задавать на излучателях решетки комплексное распределение тока, а также изменять взаимную ориентацию антенн решетки. Это дает возможность проводить исследования ХИ и поиск оптимальных вариантов АР.

Список литературы: 1. *Антенны и устройства СВЧ (Проектирование фазированных антенных решеток: Учебн. пособ. для ВУЗ-ов. Д.И. Воскресенский и др. / Под ред. Д.И. Воскресенского. М.: Радио и связь, 1981. 432с.* 2. *Овсяников В.В. Исследование диаграмм направленности антенных решеток круговой поляризации // Труды 10 международной конференции КрыМиКо'2000. Севастополь. Украина. 11-15 сентября 2000. С. 346-347.* 3. *Драбкин А.Л., Зузенко В.Л. Антенно-фидерные устройства. М.: Сов. радио, 1961. 816с.* 4. *Варывдин В.С., Овсяников В.В., Романенко Е.Д. Машинный расчет диаграмм направленности вибраторных антенных решеток над проводящей плоскостью // Электродинамика и физика СВЧ: Сб. научн. трудов. Днепропетровск: ДГУ. 1980. С.79-83.*

Днепропетровский государственный университет

Поступила в редколлегию 06.12.2000

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ НЕЛИНЕЙНЫХ ЭЛЕКТРОННО-ВОЛНОВЫХ ПРОЦЕССОВ В НЕТРАДИЦИОННОМ МАГНЕТРОННОМ ГЕНЕРАТОРЕ

Введение

Процесс создания новых приборов со скрещенными полями предполагает проведение сложных расчетов для определения возможных значений их выходных параметров. Учитывая сложный нелинейный характер взаимодействия электронных потоков с ВЧ волной в электронно-волновых системах со скрещенными полями, проведение данных расчетов сопряжено со значительными математическими трудностями, связанными с разработкой и применением сложных математических моделей, а также с последующей разработкой программного обеспечения.

Одним из путей совершенствования конструкций классических приборов со скрещенными полями (повышение КПД и уровня выходной мощности, понижение анодного напряжения, улучшение стабильности рабочей частоты и т.д.) является применение новых технологий, что в конечном итоге обусловило переход к нетрадиционным конструкциям приборов со скрещенными полями [1]. Для изучения физических процессов в нетрадиционных приборах М-типа требуется создание сложной математической модели. Вычислительный эксперимент позволит получить предварительную оценку работы новой конструкции для последующей ее реализации в виде экспериментального макета, а также сократит этап проектирования и затраты на производство новой конструкции.

В данной статье рассматривается постановка задачи построения трехмерной математической модели нетрадиционного магнетронного генератора в квазипериодическом, нерелятивистском и одновидовом (π -вид) приближениях.

Математическая модель магнетрона

Предложенная конструкция представляет собой нетрадиционную электронно-волновую систему, в которой два электронных потока взаимодействуют с синхронной электромагнитной волной («два электронных потока + ВЧ волна»). Конструкция внутреннего и внешнего пространств взаимодействий нетрадиционного магнетронного генератора представлена на рис. 1, где 1 – внутренний катод; 2 – внешний катод; 3 – замедляющая система. Упрощенная модель генератора показана на рис. 2, где а – общий вид нетрадиционного автогенератора магнетронного типа; б – элементы его конструкции. Он сочетает в себе две разновидности азимутально-симметричных электронно-волновых систем – обычную и обращенную [2].

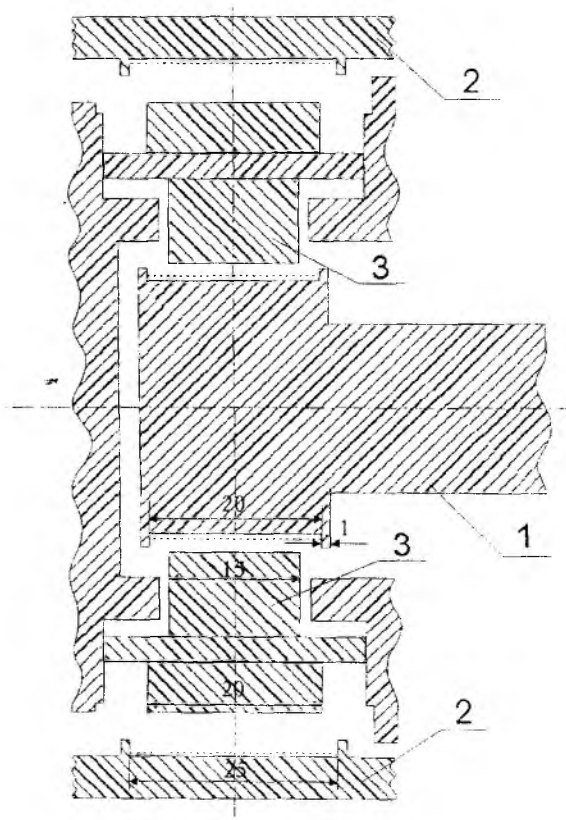


Рис. 1

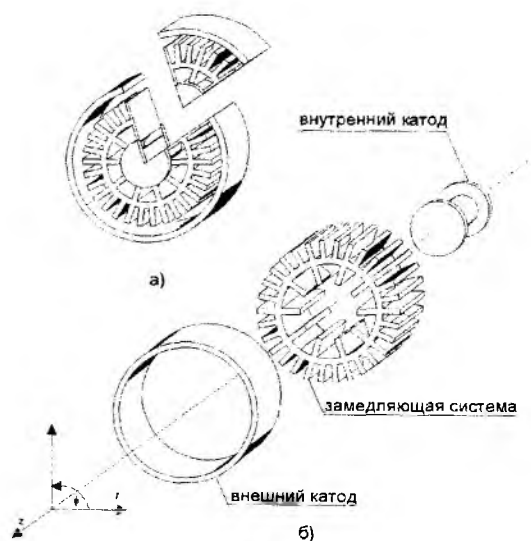


Рис. 2

Особенностью взаимодействия в нетрадиционном магнетронном генераторе является то, что электронные потоки в пространствах взаимодействий имеют противоположные направления вращения, то есть внутренний поток вращается вокруг внутреннего катода по часовой стрелке, а внешний – вокруг внешнего катода против часовой стрелки. Средние скорости дрейфа обоих потоков находятся как $V_e^{1,2} = E_0^{1,2} / B_0^{1,2} \approx U_a^{1,2} / d^{1,2} \cdot B_0^{1,2}$, где $U_a^{1,2}$ – анодное напряжение; $d^{1,2}$ – расстояние между анодом и катодом; $B_0^{1,2}$ – магнитное поле, где индексы “1” и “2” соответствуют внутреннему и внешнему пространствам взаимодействия.

Как известно, состояние наиболее эффективной работы отмечают, когда выполняется следующее условие $V_e^1 \approx V_e^2 \approx V_{\phi}^{+,-}$ (состояние синхронизма), где $V_{\phi}^{+,-}$ – фазовая скорость синхронной пространственной гармоники и индексы (+) и (-) связаны с вращением по часовой и против часовой стрелки. Имеется два рабочих режима нетрадиционного генератора со скрещенными полями, чтобы удовлетворить состоянию синхронизма. В первом случае мы имеем $U_a^1 \neq U_a^2$ (два источника питания) и $B_0^1 = B_0^2 = const$, а во втором – $U_a^1 = U_a^2$ и $B_0^1 \neq B_0^2$. Последний режим является более предпочтительным, так как позволяет использовать общее питание. Возможное двумерное распределение электрического поля на участке, соответствующем средней части сектора для этого случая, схематично показано на рис. 3. Учитывая, что внутреннее (1) и внешнее (2) пространства взаимодействия электродинамически связаны между собой с помощью щелей связи, в пространствах (1 и 2) устанавливается единое распределение ВЧ поля, соответствующее π -виду.

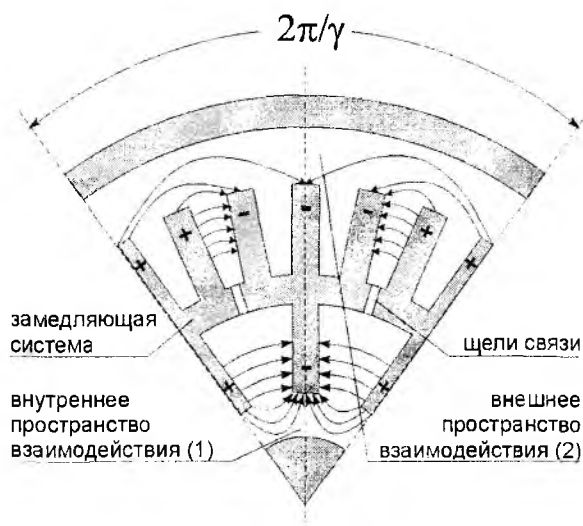


Рис. 3

Учитывая, что внутреннее (1) и внешнее (2) пространства взаимодействия электродинамически связаны между собой с помощью щелей связи, в пространствах (1 и 2) устанавливается единое распределение ВЧ поля, соответствующее π -виду.

В нетрадиционном магнетроне генераторе используется магнитно-фокусирующая система (МФС), которая обычно используется в классических приборах М-типа с азимутальной симметрией (классических магнетронах). Распределение индукции магнитного поля в этом случае имеет вид, приведенный на рис. 4.

Выделенные участки при этом соответствуют областям внутреннего (1) и внешнего (2) пространств генератора. Видно, что область квазиоднородного участка поля соответствует пространству взаимодействия внутреннего каскада, а область линейно неоднородного в радиальном направлении магнитного поля, которая в классических приборах практически не используется, в случае комбинированного генератора применяется для создания магнитного поля в области внешнего каскада. Тот факт, что поле является линейно неоднородным по радиусу (при одновременном его уменьшении от катода к аноду в обращенной конструкции внешнего каскада прибора) не только не ухудшает процесс взаимодействия, а, наоборот, позволяет улучшить энергетические характеристики прибора. Таким образом, применение в комбинированном генераторе стандартной МФС позволяет, с одной стороны, упростить его проектирование (за счет применения стандартной МФС), а с другой – повысить эффективность использования магнитного поля.

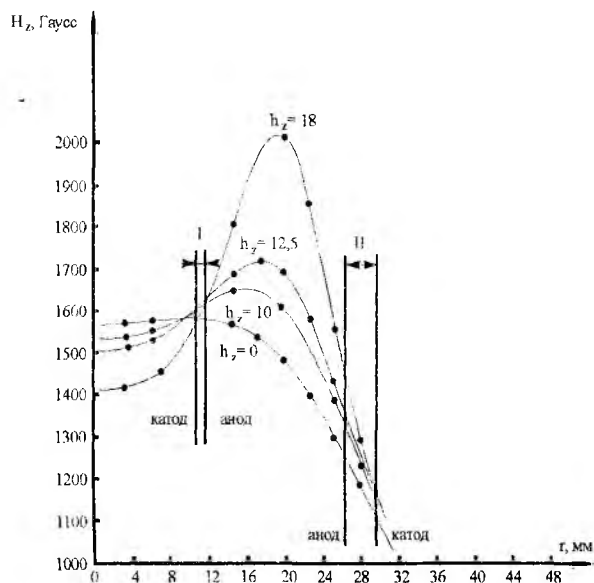


Рис. 4

Моделирование нелинейного взаимодействия электронных потоков с ВЧ полем проводится методом крупных частиц (PIC-метод) и в секторе с центральным углом, равным $2\pi/\gamma$, где $\gamma = \omega/\Omega$ – постоянная распространения, равная числу замедленных длин волн, укладываемых вдоль длины ЗС (выделенный участок на рис. 2, а), где Ω – угловая скорость вращения подвижной системы координат.

Используя переменные Лагранжа для описания поведения заряженных частиц, уравнения движения электронных потоков в пространствах 1 и 2 можно представить в виде:

$$\frac{dV^{1,2}}{dt} = -\eta \left(\tilde{E}^{1,2} + E_0^{1,2} + E_{nz}^{1,2} \left[V^{1,2} \times B_0^{1,2} \right] \right), \quad (1)$$

где $\eta = \frac{|e|}{m}$ – приведенный заряд электрона; $\tilde{E}^{1,2}$ – высокочастотная составляющая электромагнитного поля; $E_0^{1,2}$ – статическое электрическое поле; $E_{nz}^{1,2} = -grad\Phi^{1,2}$ – поле пространственного заряда.

Полное электромагнитное поле в пространствах взаимодействия (1) и (2) можно записать в виде [3]:

$$\tilde{E}^{1,2}(t) = \sum_{bi} (C_{+s} \tilde{E}_{+s} + C_{-s} \tilde{E}_{-s}) - grad \Phi^{1,2}, \quad (2)$$

$$C_{+s} = -\frac{1}{T} \frac{i}{2(\omega - \omega_{+s})} \frac{1}{N_{+s}} \int_0^T \int_V J_1 \tilde{E}_{+s} dV dt, \quad (3)$$

$$C_{-s} = -\frac{1}{T} \frac{i}{2(\omega + \omega_{-s})} \frac{1}{N_{-s}} \int_0^T \int_V J_2 \tilde{E}_{-s} dV dt, \quad (4)$$

где $\tilde{E}_{+s} = E_{+s}^r \vec{i} + E_{+s}^\phi \vec{j} + E_{+s}^z \vec{k}$, $\tilde{E}_{-s} = E_{-s}^r \vec{i} + E_{-s}^\phi \vec{j} + E_{-s}^z \vec{k}$ – электромагнитное поле; $N_{+s} = N_{-s} = \frac{1}{4\pi} \int_V \tilde{E}_s^2 dV$ – норма вида колебаний; $\omega_{+s} = \omega_{-s}$ – собственная частота резонатора;

ω – частота возбуждения резонатора; \vec{J}_1 и \vec{J}_2 – плотности токов во внутреннем и внешнем пространствах взаимодействий; C_{+s} , C_{-s} – коэффициенты разложения, представляющие собой медленно меняющиеся функции времени. Таким образом, решение (3 и 4) позволяет находить вихревую компоненту электромагнитного поля и определять с течением времени изменение амплитуд и фаз распространения электромагнитных волн в противоположных направлениях.

Для вычисления поля пространственного заряда (потенциальная составляющая электромагнитного поля) решается уравнение Пуассона во внутреннем и внешнем пространствах взаимодействия:

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial \Phi^{1,2}}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 \Phi^{1,2}}{\partial \phi^2} + \frac{\partial^2 \Phi^{1,2}}{\partial z^2} = -\frac{\rho^{1,2}}{\epsilon_0}. \quad (5)$$

Уравнение (2), с учетом (3 и 4), а также уравнение (5) позволяют вычислить полное электромагнитное поле (как вихревую, так и потенциальную составляющие электромагнитного поля) в пространствах взаимодействия 1 и 2 прибора.

Для описания движения электронных потоков для внутреннего и внешнего пространств взаимодействий выбираем неподвижную цилиндрическую систему координат (r, ϕ, z) (левая тройка, рис. 2, б).

Моделирование проводится относительно подвижной системы координат (r', ϕ', z') , вращающейся в положительном направлении с угловой скоростью Ω (внутреннее пространство взаимодействия 1) и в отрицательном направлении – с угловой скоростью $-\Omega$ (внешнее пространство взаимодей-

ствия 2). Тогда связь лабораторной системы координат с координатами подвижной системы определяется из следующих выражений:

$$\begin{aligned} r^1 &= r; & \varphi^1 &= \varphi - \Omega \cdot t; & z^1 &= z; \\ r^2 &= r; & \varphi^2 &= -(\varphi - \Omega \cdot t); & z^2 &= z. \end{aligned}$$

Окончательно система уравнений движения в скалярной форме относительно подвижной цилиндрической системы координат запишется в следующем виде:

$$\frac{dV_r^{1,2}}{dt} = -\eta \cdot \left[\tilde{E}_r^{1,2} + \hat{E}_r^{1,2} \mp E_0^{1,2} \pm B_0^{1,2} \cdot r^{1,2} \cdot (\Omega^{1,2} + \tilde{\Omega}^{1,2}) - V_z^{1,2} \cdot B_\varphi^{1,2} \frac{r^{1,2} \cdot (\Omega^{1,2} + \tilde{\Omega}^{1,2})^2}{\eta} \right], \quad (6)$$

$$\frac{d\tilde{\Omega}^{1,2}}{dt} = -\frac{\eta}{r} \cdot \left[\tilde{E}_\varphi^{1,2} + \hat{E}_\varphi^{1,2} \pm V_r^{1,2} \cdot B_0^{1,2} - V_z^{1,2} \cdot B_r^{1,2} - \frac{2 \cdot V_r^{1,2} \cdot (\Omega^{1,2} + \tilde{\Omega}^{1,2})^2}{\eta} \right], \quad (7)$$

$$\frac{dV_z^{1,2}}{dt} = -\eta \cdot \left[\tilde{E}_z^{1,2} + \hat{E}_z^{1,2} + V_r^{1,2} \cdot B_\varphi^{1,2} - B_r^{1,2} \cdot r^{1,2} \cdot (\Omega^{1,2} + \tilde{\Omega}^{1,2}) \right], \quad (8)$$

$$\frac{dr^{1,2}}{dt} = V_r^{1,2}, \quad \frac{d\varphi^{1,2}}{dt} = \tilde{\Omega}^{1,2}, \quad \frac{dz^{1,2}}{dt} = V_z^{1,2}, \quad (9, 10, 11)$$

где $V_r^{1,2}, V_z^{1,2}$ – координатные составляющие скорости частиц; $r^{1,2}, \varphi^{1,2}, z^{1,2}$ – цилиндрические координаты частицы.

Для решения самосогласованной системы уравнений возбуждения (3 и 4), уравнения Пуассона (5) и уравнений движения (6-11), необходимо сформулировать граничные и начальные условия для электромагнитной волны и электронного потока. Выбор данных условий осуществляется по аналогии с работой [4].

Заключение

Таким образом, в представленной работе получена самосогласованная система интегрально-дифференциальных уравнений (3, 4, 5 и 6-11), которые позволяют проводить анализ нелинейных процессов в нетрадиционных электронно-волновых системах со скрещенными полями, вычислять их основные параметры, оценивать их предельные значения, а также находить наиболее эффективные режимы работы данных конструкций.

Список литературы: 1. Чурюмов Г.И. Современное состояние теории и практики магнетронных приборов с азимутальной симметрией. Радиотехника. 1996. Вып. 100. С. 231-242. 2. Frolova T.I., Churyumov G.I., Sergeev G.I. Computer modelling of the electron-wave interaction in combined magnetron. Proceedings 1-st International Vacuum Electronics Conference (IVEC'2000). 2-4 May. Monterey. 2000. P. 551-554. 3. Вайнштейн Л.А., Солнцев В.А. Лекции по сверхвысокочастотной электронике. М.: Сов. радио, 1973. С. 398. 4. Чурюмов Г.И. Расчет стационарных рабочих характеристик амплитрона методом численного моделирования. Электронная техника. Сер.1. Электроника СВЧ. 1987. Вып. 7 (401). С. 38-43.

Харьковский государственный
технический университет радиоэлектроники

Поступила в редколлегию 21.11.00

ОСОБЕННОСТИ ТЕОРЕМЫ ЕДИНСТВЕННОСТИ И ПРИНЦИПА ДВОЙСТВЕННОСТИ ДЛЯ ОБЛАСТЕЙ С ИМПЕДАНСНЫМИ ПОВЕРХНОСТЯМИ

Вопросы единственности решений внутренних и внешних краевых задач системы уравнений Максвелла в известной литературе исследованы для монохроматических электромагнитных полей (здесь для определенности выберем временную зависимость в виде $e^{-i\omega t}$, где ω – круговая частота) в проводящих средах, которые характеризуются комплексными значениями диэлектрической $\epsilon = \text{Re}\epsilon + i\text{Im}\epsilon$ и магнитной $\mu = \text{Re}\mu + i\text{Im}\mu$ проницаемостей (i – мнимая единица, $\text{Im}\epsilon > 0$, $\text{Im}\mu > 0$), в общем случае изменяющимися от точки к точке. Эти вопросы достаточно полно изучены в случаях поверхностей раздела, на которых граничные условия для электрических и магнитных полей задаются обособленно друг от друга [1]. Для краевых задач с импедансными поверхностями [2], где граничные условия связывают тангенциальные компоненты полей функциональной зависимостью, аспекты доказательства теоремы единственности освещены в литературе [3,4] противоречиво, а поэтому требуют дополнительного рассмотрения.

Принцип двойственности (или теорема двойственности), обычно используемые в формулировке Л.А. Вашштейна [1], устанавливают связь между двумя дифракционными задачами: 1) дифракция в свободном пространстве на плоской бесконечно тонкой и идеально проводящей пластинке; 2) дифракция в свободном пространстве на плоском бесконечно тонком и идеально проводящем экране, имеющем отверстие, точно воспроизводящее по форме и размерам пластинку в 1-й задаче. Анализ возможности применения принципа двойственности для областей с импедансными поверхностями в известной литературе в настоящее время отсутствует. В связи с этим вопрос определения особенностей применения принципа двойственности для таких электродинамических объемов остается актуальным.

О доказательстве теоремы единственности

Ключевым моментом при доказательстве теоремы единственности в любом случае [1], [3], [4] является использование леммы о том, что однородные уравнения Максвелла не имеют решения отличного от нулевого. Она применяется для разностных электромагнитных полей (\vec{E}, \vec{H}) и доказывается либо на основании комплексной теоремы Пойтинга [1,4], либо на основании применения леммы Лоренца [3].

Если на граничной поверхности S в явном виде заданы тангенциальная составляющая электрического поля (определенная на части S_1 поверхности S) и тангенциальная составляющая магнитного поля (определенная на остальной части S_2 поверхности $S = S_1 + S_2$), разностное поле (\vec{E}, \vec{H}) должно удовлетворять однородным уравнениям Максвелла с однородными граничными условиями на поверхности S : $E_\tau = 0$ на S_1 и $H_\tau = 0$ на S_2 .

В отличие от этого, если на поверхности S заданы импедансные граничные условия Шюкина-Леонтовича [1, 2]:

$$[\vec{n}, \vec{E}] = -\xi[\vec{n}, [\vec{n}, \vec{H}]]|_S, \quad (1)$$

где \vec{n} – вектор нормали к поверхности S (направленный внутрь «импедансного тела»), а $\xi = (\text{Re}\xi + i\text{Im}\xi)$ [Ом] – комплексный поверхностный импеданс (в общем случае для анизотропной поверхности может быть тензорной функцией координат ее точек), нетрудно убедиться, что разностное поле (\vec{E}, \vec{H}) также будет удовлетворять однородным линейным уравнениям Максвелла, но с импедансными граничными условиями (1) на поверхности S .

На этом различии в получаемых граничных условиях для разностных полей не акцентировалось внимание в работах [3, 4], но именно оно диктует необходимость отдельного доказательства теоремы единственности для краевых задач с импедансными поверхностями.

Как указывалось выше, в работах [3, 4] было проведено такое доказательство для области пространства (обозначим D_e) вне импедансной поверхности. Однако в этих работах требования к значе-

нию реальной части поверхностного импеданса ξ при доказательстве теоремы оказались противоположны. Так в [3] утверждается, что единственность решения уравнений Максвелла имеет место, если выполняется условие $\text{Re } \xi \leq 0$. Поскольку при диссипации энергии $\text{Re} > 0$ [1, 2], а отрицательность $\text{Re } \xi$ соответствует режиму генерации, то с физической точки зрения требование $\text{Re} \leq 0$ является некорректным. Появление этой неточности в работе [3] могло быть вызвано несогласованностью выбора направления нормали при использовании граничного условия (1).

Действительно, до тех пор, пока ξ не наполнено конкретным физическим содержанием, выбор в (1) знака ξ и направления нормали \vec{n} может быть произвольным. Однако при физически корректном определении поверхностного импеданса выбор его знака и направления нормали \vec{n} произвольным быть не может.

Следует сказать, что при определении поверхностного импеданса в литературе используются различные подходы. Так в [5] это линейный оператор, связывающий тангенциальные компоненты \vec{E}_t и $[\vec{H}_t, \vec{n}]$, в монографиях [3], [6] определение поверхностного импеданса выводится из связи $[\vec{n}, \vec{E}_t]$ и \vec{H}_t , в обзоре [7] и [1, 2], [4] – из связи \vec{E}_t и $[\vec{n}, \vec{H}_t]$. Поэтому в любом случае необходимо следить за содержанием используемого определения поверхностного импеданса.

В общем случае поверхностный импеданс – тензор второго ранга, который определяется через объемный импеданс с помощью операций тензорного умножения [6]. Аналогично работе [4] введем обозначение тензора поверхностного импеданса в виде:

$$\hat{\xi} = \begin{vmatrix} \xi_{11} & \xi_{12} \\ \xi_{21} & \xi_{22} \end{vmatrix}, \text{ где } \xi_{jk} = R_{jk} + iX_{jk}; \quad (2)$$

где j и k – индексы, принимающие значения 1,2. Отметим, что при этом, согласно [4], требуется выполнение ряда неравенств:

$$R_{11} \geq 0; \quad R_{22} \geq 0; \quad 4R_{11}R_{22} \geq |\xi_{12} + \xi_{21}^*|^2, \quad (3)$$

где ξ_{21}^* – комплексно-сопряженная величина составляющей ξ_{21} . Эти неравенства обеспечивают отсутствие на импедансной поверхности источников дополнительной энергии, точнее, потоков энергии через поверхность внутрь рассматриваемой области. Отметим, что именно при таких условиях доказана теорема единственности в работе [4].

Следовательно, использование импедансных граничных условий в виде (1), когда \vec{n} – вектор нормали к поверхности S , направлен внутрь «импедансного тела», возможно только при выполнении требований (3) в случае тензорной функции поверхностного импеданса $\hat{\xi}$, либо при выполнении условия $\text{Re } \xi \geq 0$ в случае постоянного значения поверхностного импеданса ξ .

Дополнительно предположив, что в каждой точке рассматриваемой области D_e отличны от нуля не только электрические, как в [3], но и магнитные потери, используя импедансное граничное условие (1), было проведено доказательство теоремы единственности по методике работы [3]. В результате получено итоговое выражение в виде:

$$\oint_S \text{Re } \xi \left| [\vec{n}, \vec{H}] \right|^2 ds + \omega \cdot \int_{D_e} \left(\text{Im } \epsilon \cdot |\vec{E}|^2 + \text{Im } \mu \cdot |\vec{H}|^2 \right) dv = 0, \quad (4)$$

где dv – элемент объема. Оно отличается от приведенного в [3] дополнительным слагаемым, обусловленным учетом магнитных потерь в среде, и знаком перед поверхностным интегралом, но полностью согласуется с полученным в работе [4]. Очевидно, что для выполнения условия (4) при $\text{Im } \epsilon > 0$ и $\text{Im } \mu > 0$, а также когда $\text{Re } \xi \geq 0$, везде в области D_e должно $\vec{E} = 0$ и $\vec{H} = 0$. Отметим, что выражение (4) оказывается справедливым и в случае выбора временной зависимости монохроматических волновых

процессов в виде $e^{i\omega t}$. При этом в (4) одновременно изменяется знак при ω и мнимых частях проницаемостей $\text{Im } \varepsilon$ и $\text{Im } \mu$.

Следовательно, можно утверждать, что в проводящих средах, для которых мнимые части проницаемостей $\text{Im } \varepsilon > 0$ и $\text{Im } \mu > 0$, решения внутренних и внешних краевых задач системы уравнений Максвелла в областях, ограниченных импедансными поверхностями, единственны при выполнении условия $\text{Re } \xi \geq 0$ в случае постоянного значения поверхностного импеданса и при выполнении требований (3) и случае использования тензора поверхностного импеданса.

О применении принципа двойственности

Принцип двойственности, сформулированный выше, основывается на свойстве перестановочной симметрии или перестановочной инвариантности уравнений Максвелла по отношению к сторонним электрическим $\vec{j}^{\text{э}}$ и магнитным $\vec{j}^{\text{м}}$ токам. Из этого свойства следует, что возможны следующие двухсторонние замены [8]:

$$\vec{j}^{\text{э}} \Leftrightarrow -\vec{j}^{\text{м}}; \vec{H}_1 \Leftrightarrow \vec{E}_2; \vec{E}_1 \Leftrightarrow \vec{H}_2; \varepsilon \Leftrightarrow -\mu. \quad (5)$$

На основании анализа этих замен можно обосновывать выбор тех или иных пар связанных электродинамических задач конкретной геометрии, отличающихся условиями возбуждения ($\vec{j}^{\text{э}} \Leftrightarrow -\vec{j}^{\text{м}}$), которые собственно и будут определять содержание принципа взаимности для каждого из возможных вариантов. Здесь следует заметить, что при рассмотрении задач только с одним определенным типом токов возбуждения возникает необходимость использования несимметричных уравнений Максвелла относительно сторонних токов. В этих случаях затруднено непосредственное использование свойства перестановочной инвариантности и требуются отдельные доказательства принципа двойственности, например, как в [1].

Двусторонние перестановки (5) справедливы для электродинамических задач, исследуемых в бесконечном пространстве при выполнении условия ограниченности полей на бесконечности. Использование (5) в краевых задачах с импедансными поверхностями будет иметь одну существенную особенность. Она заключается в том, что взаимные перестановки должны также преобразовывать соответствующим образом и граничные условия. Отметим, что на это обстоятельство указывалось ранее в работе [4].

Поскольку импедансные граничные условия (1) несимметричны относительно замены только полей $\vec{E}_1 \Leftrightarrow \vec{H}_2$ и $\vec{H}_1 \Leftrightarrow \vec{E}_2$, необходимо произвести также и замену величины поверхностного импеданса. Так, нетрудно убедиться, что в случае постоянного импеданса ξ перестановки (5) должны быть дополнены еще одной:

$$\xi \Leftrightarrow -1/\xi. \quad (6)$$

Правомерность требования (6) можно также проанализировать на примере задачи из [1, 3] о нормальном падении плоской электромагнитной волны на плоскую границу раздела сред: пустого полупространства и полупространства с однородной средой, характеризующейся комплексными проницаемостями ε и μ . Именно из решения этой задачи традиционно определяется понятие волнового импеданса среды в виде $\xi = \sqrt{\mu/\varepsilon}$. Здесь при замене полей, согласно условиям (5), и $\varepsilon \Leftrightarrow -\mu$ требование (6) становится очевидным.

Анализируя перестановку (6) можно сделать следующий вывод: на практике в любых электродинамических объемах, содержащих импедансные границы, принцип двойственности может быть реализован только при соответствующей замене импедансных структур в связанных задачах. Поскольку условие $\text{Re } \xi > 0$ является условием физической осуществимости импедансных структур, то такая замена возможна только для поверхностей, характеризующихся чисто реактивными импедансами.

Этот вывод остается справедливым и в случае представления поверхностного импеданса тензорной функцией. Учитывая, что алгебра тензоров ранга 2 совпадает с алгеброй линейных операторов, условие (6) можно записать в виде:

$$\hat{\xi} \Leftrightarrow -\hat{\xi} / \det[\hat{\xi}], \quad (7)$$

где $\det[\hat{\xi}]$ – определитель матрицы тензора импеданса $\hat{\xi}$. При этом следует заметить, что перестановка (7) возможна только тогда, когда $\xi_{12} = \xi_{21}$, т.е. матрица $[\hat{\xi}]$ является симметрической.

Автор выражает свою благодарность Яцук Л.П. за внимание к работе и полезные замечания в процессе ее выполнения.

Список литературы: 1. *Ванштейн Л.А.* Электромагнитные волны. М.: Радио и связь, 1988. 440 с. 2. *Марков Г.Т., Чаплин А.Ф.* Возбуждение электромагнитных волн. М.: Радио и связь, 1983. 296 с. 3. *Ильинский А.С., Кравцов В.В., Свешиников А.Г.* Математические модели электродинамики. М.: Высшая школа, 1991. 224 с. 4. *Фельд Я.Н.* Основные уравнения, теорема единственности и граничные задачи электродинамики // 1-я Всесоюз. школа-семинар по дифракции и распространению волн (г. Паланга, 30 мая – 15 июня 1965 г.). Москва – Харьков: ВИРТА, 1968. С. 93–109. 5. *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Электродинамика сплошных сред. М.: Наука, 1982. 620 с. 6. *Морс Ф.М., Фешбах Г.* Методы теоретической физики. М.: Иностран. лит-ра, 1988. Т. 1. 520 с. 7. *Миллер М.А., Таланов В.И.* Использование понятия поверхностного импеданса в теории поверхностных электромагнитных волн (обзор) // Изв. вузов. Сер. Радиофизика. 1961. Т. 4, № 5. С.795 – 830. 8. *Чаплин А.Ф.* Анализ и синтез антенных решеток. Львов: Вища школа, 1987. 180 с.

*Национальная фармацевтическая академия Украины,
г. Харьков*

Поступила в редколлегию 19.10.2000

ЧИСЛЕННО-АНАЛИТИЧЕСКИЙ И ФИЗИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН В ЦИЛИНДРИЧЕСКИХ ПЕРИОДИЧЕСКИХ СТРУКТУРАХ. ЧАСТЬ 1

Введение

Известно, что цилиндрические периодические структуры широко и успешно применяются в физике и технике сверхвысоких частот, ускорителях заряженных частиц и антенной технике [1–4].

Математически строгая постановка задачи о распространении волн в цилиндрических периодических волноводах такова. Требуется найти нетривиальное решение однородной системы уравнений Максвелла, которое должно удовлетворять периодическим граничным условиям на идеально проводящей поверхности волновода; быть регулярным во всей области пространства, дополнительной к элементам периодического волновода; удовлетворять условию излучения (для открытых структур) и условию конечности энергии для любой области пространства.

Обычно для расчетов периодических волноводов применяются как аналитические, так и численные методы, позволяющие получить большой объем физической информации с помощью ЭВМ. Данное направление является достаточно перспективным в теории периодических волноводов. Таким путем можно, в принципе, вычислить дисперсионные характеристики и рассчитать структуру поля в периодическом волноводе с высокой, заранее заданной точностью, используя современные супер-ЭВМ.

Однако, развитие численных методов и алгоритмов для ЭВМ не только не исключает, но и предполагает параллельное развитие обоснованных аналитических методов исследования для такого рода задач. При этом допускаются некоторые ограничения на параметры задачи, которые приводят к аналитическим решениям.

Исходная краевая электродинамическая задача для уравнений Максвелла с периодическими граничными условиями формулируется в общепринятой в теории электромагнетизма строгой постановке. В такой постановке искомое поле представлено в виде разложений в ряды Фурье по полным системам функций, задача сводится к отысканию последовательностей коэффициентов разложения.

Для вычисления коэффициентов Фурье в работе использован метод переразложения системы функций, полной на одном интервале, по системе функций, полной на другом интервале. Заметим, что наиболее удобной формой для анализа процессов распространения волн в цилиндрических периодических волноводах является такая модификация метода переразложения, которая приводит к системам линейных алгебраических уравнений второго рода.

Важным фактом является то, что результирующая бесконечная система линейных алгебраических уравнений, с одной стороны, позволяет получить решение численными методами с высокой степенью точности, а с другой, – допускает аналитическое решение для частных случаев волноводов с узкими щелями. Последнее удается найти, если в исходной системе уравнений разложить коэффициенты при неизвестных в ряд по степеням отношения ширины щели к периоду, и в виде аналогичного разложения в степенной ряд, находить решение бесконечной системы алгебраических уравнений с точностью до квадратичных (или кубических) членов этого ряда. Такое решение может быть использовано в качестве начального приближения для разработки численного алгоритма решения исходной точной системы уравнений. Оно также имеет и самостоятельное значение, так как соответствует часто встречающимся ситуациям на практике. Существенно, что приближенное решение получается путем решения в явном виде бесконечной системы с упрощенными коэффициентами при неизвестных, а не в результате сведения исходной алгебраической системы бесконечного порядка путем произвольного усечения.

Постановка задачи

При решении задач о распространении электромагнитных волн в цилиндрических периодических структурах существенным образом используется теорема Флокэ. Действительно, во многих случаях векторную электродинамическую задачу обычно удается свести к одной (или двум) скалярным задачам и разделить переменные в волновом уравнении, после чего применяется теорема Флокэ. Она имеет ясный физический смысл: электромагнитное поле в любой точке периодической структуры при изменении продольной координаты на один пространственный период может отличаться от поля

в исходной точке только экспоненциальным множителем, учитывающим в общем случае изменение амплитуды и фазы поля.

Будем рассматривать чаще всего использующиеся в практических устройствах азимутально-однородные E-волны. Решение задачи удобно получить, если воспользоваться представлением электромагнитного поля с помощью однокомпонентного вектора Герца:

$$\vec{\Pi} = \vec{z}_0 \Pi(r, z) e^{-i\omega t} \quad (1)$$

Временной множитель $e^{-i\omega t}$ далее везде опускаем. Скалярная функция $\Pi(r, z)$ должна являться решением уравнения Гельмгольца:

$$\Delta \Pi(r, z) + k^2 \Pi(r, z) = 0 \quad (2)$$

Электромагнитное поле с помощью вектора Герца $\vec{\Pi}$ определяем по известным формулам:

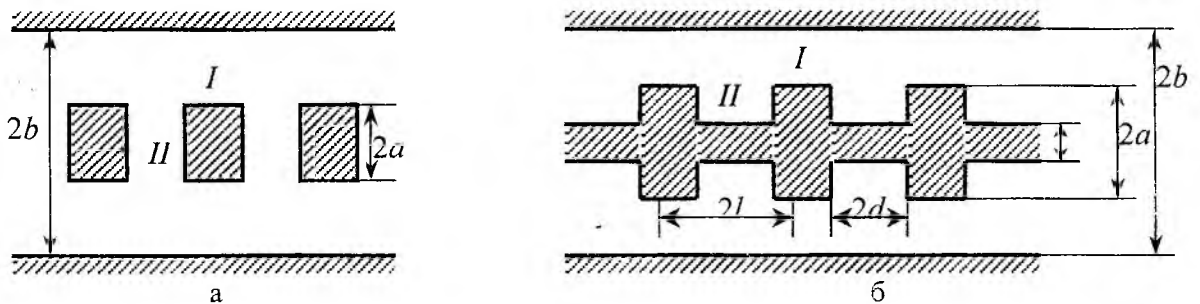
$$\vec{E} = \text{grad div } \vec{\Pi} + k^2 \vec{\Pi}, \quad \vec{H} = -ikr \text{rot } \vec{\Pi} \quad (3)$$

Решение задачи заключается в отыскании электромагнитного поля (3), которое удовлетворяет следующим требованиям: а) является решением однородного уравнения (2); б) подчиняется граничным условиям на идеально проводящих поверхностях $\vec{E}_{\text{тан}g} = 0$ и непрерывно всюду в дополнительной области пространства; в) удовлетворяет условию излучения для открытых систем;

г) удовлетворяет условию конечности энергии в произвольной области пространства. Эти условия являются необходимыми и достаточными для доказательства единственности решения неоднородной задачи, а решения однородных задач определяются при этих условиях с точностью до постоянного множителя.

Решение задачи

Будем считать, что на периодической границе раздела ($r = a$) участки $d < |z + 2Nl| \leq l$ соответствуют идеально проводящим элементам волновода, а остальная часть ее $|z + 2Nl| \leq d$ – щелям между ними (см. рис.).



Скалярные функции $\Pi(r, z)$, определяющие потенциалы Герца, представим соответственно для области распространения и внутренней области волновода в следующем виде:

$$\Pi^{(1)}(r, z) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} A_n R_n(r) e^{ih_n z} \quad (4, а)$$

$$\Pi^{(2)}(r, z) = E(N) \sum_{m=0}^{\infty} a_m Q_m(r) \cos \Psi_m(z) \quad (4, б)$$

где A_n, a_m – неизвестные коэффициенты разложения; $E(N) = \exp(ika2Nl)$; $h_n = ka + \frac{\pi n}{l}$;

$$\Psi_m(z) = \frac{\pi m}{2d} (z + d + 2Nl), \quad N = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$$

Достаточно указать, что $R_n(r)$ и $Q_m(r)$ находятся из условия подчинения поля (4) уравнению Гельмгольца и граничным условиям на поверхностях $r = const$ или же из условия регулярности этого решения при $r = 0$.

Для области распространения и внутренней области рассматриваемой периодической структуры компоненты электромагнитного поля соответственно таковы:

$$\left. \begin{aligned} E_z^{(1)} &= \sum_{n=-\infty}^{\infty} p_n^2 A_n R_n(r) e^{ih_n z}, \\ E_r^{(1)} &= \sum_{n=-\infty}^{\infty} ih_n p_n R_n'(r) e^{ih_n z}, \\ H_\phi^{(1)} &= ik \sum_{n=-\infty}^{\infty} p_n A_n R_n'(r) e^{ih_n z}. \end{aligned} \right\} \quad (5, a)$$

$$\left. \begin{aligned} E_z^{(2)} &= E(N) \sum_{m=0}^{\infty} a_m q_m^2 Q_m(r) \cos \Psi_m(z), \\ E_r^{(2)} &= -E(N) \sum_{m=0}^{\infty} a_m q_m \frac{\pi m}{2d} Q_m'(r) \sin \Psi_m(z), \\ H_\phi^{(2)} &= ikE(N) \sum_{m=0}^{\infty} a_m q_m Q_m'(r) \cos \Psi_m(z), \end{aligned} \right\} \quad (5, b)$$

где $q_m^2 = k^2 - (\pi m)^2 (2d)^{-2}$; $p_n^2 = k^2 - h_n^2$.

Электромагнитное поле (5) представлено в таком виде, что достаточно подчинить его граничным условиям только на одном периоде поверхности $r = a$ (например, при $N = 0$), чтобы на остальных периодах эти условия выполнялись автоматически. Остальным граничным условиям поле (6) удовлетворяет за счет надлежащего выбора решений уравнения Гельмгольца.

Итак, на периодической поверхности раздела ($r = a$) должны выполняться следующие граничные условия:

$$\left. \begin{aligned} E_z^{(1)} &= \begin{cases} 0, & d < |z| < l, \\ E_z^{(2)}, & |z| < d, \end{cases} \\ H_\phi^{(1)} &= H_\phi^{(2)}, |z| < d. \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

Из уравнений (5 и 6) следует система функциональных уравнений относительно Фурье-коэффициентов A_n и a_m :

$$\sum_{n=-\infty}^{\infty} A_n p_n^2 R_n e^{i \frac{\pi n}{l} z} = \begin{cases} 0, & d < |z| < l, \\ \sum_{m=0}^{\infty} a_m q_m^2 Q_m e^{-ixa \frac{\pi}{l} z} \cos \Psi_m(z), & |z| < d; \end{cases} \quad (7, a)$$

$$\sum_{n=-\infty}^{\infty} A_n p_n R_n' e^{i \pi(xa+n) \frac{z}{l}} = \sum_{m=0}^{\infty} a_m q_m Q_m' \cos \Psi_m(z), |z| < d, \quad (7, b)$$

$$R_n \equiv R_n(a), R_n' \equiv R_n'(a), Q_m \equiv Q_m'(a), Q_m' \equiv Q_m''(a), x = \frac{kl}{\pi}.$$

Слева в выражении (7, а) записан ряд Фурье по системе функций $\exp(i \frac{\pi n}{l} z)$, полной на интервале $(-1, 1)$. Правую часть выражения (7, а) можно рассматривать как значение этой функции, задан-

ной на интервале периодичности. В выражении (7, б) справа стоит ряд Фурье по системе функций $\cos \frac{\pi m}{2d}(z+d)$, полных на интервале $|z| \leq d$.

Пользуясь полнотой функции на соответствующих интервалах, получим эквивалентную системе уравнений (7) систему алгебраических уравнений:

$$A_n p_n^2 R_n = \sum_{m=0}^{\infty} a_m q_m^2 Q_m L_{mn}, |n| = 0, 1, 2, \dots, \quad (8, a)$$

$$a_m q_m Q_m' = \sum_{n=-\infty}^{\infty} A_n p_n R_n' K_{mn}, m = 0, 1, 2, \dots, \quad (8, б)$$

где $L_{mn} = \frac{2\theta^2(n+xa)}{2\theta(n+xa)+m} S_{mn} e^{im\frac{\pi}{2}}$; $K_{mn} = \varepsilon_m \frac{2\theta(n+xa)}{2\theta(n+xa)+m} S_{mn} e^{-im\frac{\pi}{2}}$;

$$S_{mn} = \frac{\sin \frac{\pi}{2} [2\theta(n+xa) - m]}{\frac{\pi}{2} [2\theta(n+xa) - m]}, \varepsilon_m = \begin{cases} 1, & m = 0, \\ 2, & m \neq 0. \end{cases}$$

Определим из функции (9) a_m через A_n с одновременным переобозначением индекса суммирования

$$a_m = \frac{1}{q_m Q_m'} \sum_{s=-\infty}^{\infty} A_s p_s R_s' K_{ms}. \quad (9)$$

Подставив уравнение (9) в (8, а), исключим из последнего известные a_m и получим окончательную систему алгебраических уравнений относительно амплитуд A_n :

$$A_n - \sum_{s=-\infty}^{\infty} A_s \frac{p_s R_s'}{p_n^2 R_n} \sum_{m=0}^{\infty} q_m \frac{Q_m}{Q_m'} K_{ms} L_{ms} = 0, n = 0; \pm 1; \pm 2, \dots \quad (10)$$

Полученная таким образом бесконечная однородная СЛАУ второго рода для коэффициентов Фурье A_n является строгим решением рассматриваемой граничной электродинамической задачи.

Искомую постоянную распространения для симметричных Е-волн можно найти из условия равенства нулю определителя системы (11) численными методами, не накладывая никаких ограничений на геометрические размеры волновода.

Список литературы: 1. Вальднер О. А., Власов А. Д., Шальнов А. В. Линейные ускорители. М.: Атомиздат, 1969. 2. Вайнштейн Л. А. Электромагнитные волны. М.: Сов. Радио, 1957. 582 с. 3. Уолтер К. Антенны бегущей волны. М.: Энергия, 1970. 448с. 4. Шестопалов В. П. Дифракционная электроника. Харьков: Выща шк., 1976. 232с.

Харьковский государственный технический университет радиозлектроники
Харьковский научный физико-технический центр
НАН Украины

Поступила в редколлегию 14.07.2000

ФАЗОВАЯ СКОРОСТЬ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН В ПЕРИОДИЧЕСКИХ СТРУКТУРАХ С ФРАКТАЛЬНЫМИ СВОЙСТВАМИ ГРАНИЦ

Взаимодействие электромагнитных волн с гладкими поверхностями, имеющими отличные от нуля поверхностные сопротивления (импедансными поверхностями), хорошо изучены (см., например, [1]). Для описания взаимодействия электромагнитного поля с такими поверхностями широко применяются импедансные граничные условия и их классический вариант – условия Щукина-Леонтовича. Эти условия имеют в основе ряд физических допущений, которые упрощают постановку и решение задачи. Но эти допущения налагают ограничения на некоторые геометрические характеристики контуров и поверхностей, участвующих в построениях алгоритмов решения задач электродинамики.

Уравнения Максвелла в интегральной форме требуют ввода геометрической информации о множествах определения поля и измерения их «величины» (расстояний, окрестностей, площадей, объемов) на контурах, поверхностях и пространственных областях, которые могут быть сильно изрезанными, шероховатыми, пористыми и т. п. Такие некоординатные границы объектов в современной электродинамике рассматриваются как предфрактальные структуры в соответствующих диапазонах масштабов, которые характеризуются значениями одной или нескольких фрактальных размерностей [2].

Одним из способов ввода геометрической информации о сложной области определения поля является разбиение – задание множества в виде объединения системы множеств, не имеющих попарно общих точек. Но при наличии сингулярных точек на границе сшиваемых областей могут возникать неоднозначные решения уравнений Максвелла. Использование традиционной методики предельных переходов с уменьшением диаметров компактов покрытия, что необходимо делать для учета малых по величине размеров неоднородностей поверхностей, не позволяет учесть их предфрактальность в миллиметровом и субмиллиметровом диапазонах длин волн.

В работе [3] обобщен прием введения покрытия границ и областей определения электромагнитного поля на случай гладкого контура, который на некотором участке имеет фрактальное распределение неоднородностей. Это осуществляется с помощью использования обобщения меры величины множества, связанным с выбором некоторой пробной степенной функции $h(\varepsilon) = \gamma(\nu) \times \varepsilon^\nu$ с весовым коэффициентом $\gamma(\nu)$ и покрытия рассматриваемого множества точек элементами длины ε с образованием ν -меры Хаусдорфа $H_\nu = \sum h(\varepsilon)$, которая может уже служить мерой протяженности и искривленности граничной непрерывной линии. Использование связи между измерениями с помощью меры Хаусдорфа и дробным интегрированием позволило рассматривать фрактальные свойства импедансной поверхности [4] с помощью нахождения α -характеристик $(D^\alpha \varphi)(r)$ [5] компонент электромагнитного поля $\varphi(r)$ с последующим восстановлением по формуле дробного интегрирования

$$\varphi(r) = ({}_a I_r^\alpha (D^\alpha \varphi))(r) = \frac{1}{\Gamma(\alpha)} \int_a^r \frac{(D^\alpha \varphi)(r')}{(r-r')^{1-\alpha}} dr',$$

где $\Gamma(\cdot)$ – гамма-функция Эйлера; определения и свойства интегралов см. в [6], примеры применения – в [7-10].

Применим далее указанный подход к рассмотрению задачи о распространении электромагнитных волн над импедансной поверхностью с фрактальной проводимостью, когда условие малости (расстояние L между неоднородностями поверхности много меньше длины волны λ) не выполняется. Таким образом будем изучать периодическую структуру ($L > \lambda$) с металлической фрактальной поверхностью. Будем считать, что закономерности распространения электромагнитных волн в рассматриваемых периодических структурах определяются теоремой Флоке, когда для данного типа волны α -характеристики в поперечных сечениях периодической структуры, отстоящих на длину периода L , отличаются только фазовыми множителями:

$$({}_a D_z^\alpha \vec{G}^{(\alpha)})(x_1, x_2, z + L) = ({}_a D_z^\alpha \vec{G}^{(\alpha)})(x_1, x_2, z) e^{-i\varphi}, \quad (1)$$

где $({}_a D_z^\alpha \vec{G}^{(\alpha)})(x_1, x_2, z)$ – α -характеристика электрического или магнитного вектора; (x_1, x_2) – координаты точки поперечного сечения; φ – сдвиг фазы в сечениях, отстоящих на один период L ; $({}_a D_z^\alpha \varphi)(\cdot)$ – оператор интегриродифференцирования

$$({}_a D_z^\alpha \varphi)(\cdot) = ({}_a I_z^{-\alpha} \varphi)(\cdot)$$

(при $\alpha = 0$ имеем описание нефрактальной структуры).

В традиционном подходе к описанию периодических структур изначально полагается, что фаза $\varphi = \varphi' - i\varphi''$ является комплексной величиной, где φ' определяет сдвиг фазы поля в периодической структуре, а φ'' – изменение амплитуды поля. Как будет далее показано, для фрактальной модели поверхности периодической структуры может быть установлена связь между комплексным показателем α -характеристики и действительной фазой φ в (1), причем мнимая часть α связана с описанием затухания в системе.

Если в гладкой линии передачи электромагнитное поле определяется продольной составляющей электрического или магнитного вектора Герца

$$\Gamma_z(x_1, x_2, z) = A \psi(x_1, x_2) e^{-ik_z z},$$

то в периодической структуре от продольной координаты z предполагается зависимость и амплитуды и фазы α -характеристики Γ_z^α :

$$\Gamma_z^\alpha(x_1, x_2, z) = ({}_a D_z^\alpha \Gamma_z^{(\alpha)})(x_1, x_2, z) = \Psi(x_1, x_2, z) e^{-ik_z z},$$

причем,

$$\Psi(x_1, x_2, z + L) = \Psi(x_1, x_2, z), \quad k_z 0 = \varphi / L.$$

Представляя $\Psi(x_1, x_2, z)$ в виде разложения в ряд Фурье

$$\Psi(x_1, x_2, z) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \psi_n(x_1, x_2) e^{-i \frac{2n\pi}{L} z},$$

определяем

$$\Gamma_z^{(\alpha)}(x_1, x_2, z) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \psi_n(x_1, x_2) \frac{e^{-ik_z n z}}{(ik_z n)^\alpha}. \quad (2)$$

Функция $\psi_n(x_1, x_2)$ удовлетворяет уравнению Гельмгольца

$$\nabla_{\perp}^2 \psi_n(x_1, x_2) + k_n^2 \psi_n(x_1, x_2) = 0,$$

где $k_n^2 = k^2 - k_{zn}^2$; $k = 2\pi / \lambda$; λ – длина волны в свободном пространстве.

В итоге, с учетом связи между векторами электрического и магнитного полей и продольной составляющей α -характеристики вектора Герца, получаем, например, электромагнитное поле E -волны

$$\vec{E}^{(\alpha)}(x_1, x_2, z) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} (-i(k_{zn})^{1-\alpha} \nabla_{\perp} \psi_n(x_1, x_2) + \frac{k_n^2}{(k_{zn})^\alpha} \psi_n(x_1, x_2) \vec{z}_0) e^{-i(k_{zn} z + \frac{\alpha\pi}{2})},$$

$$\vec{H}^{(\alpha)}(x_1, x_2, z) = i\omega \epsilon \sum_{n=-\infty}^{\infty} [\nabla_{\perp} \psi_n(x_1, x_2) \vec{z}_0] \frac{e^{-i(k_{zn} z + \frac{\alpha\pi}{2})}}{(k_{zn})^\alpha}. \quad (3)$$

Сравнивая полученные фазы $\varphi = k_{zn}L + \alpha\pi/2$ (записанные без ввода представления о затухании в системе) с традиционными комплексными фазами $\dot{\varphi} = \varphi' - i\varphi''$ и $k_{zn} = (\varphi' + 2n\pi)/L - i\varphi''/L$, применяющимися для учета затухания, получаем, полагая комплексным скейлинговый показатель $\alpha = \alpha' + i\alpha''$, связь:

$$k_{zn} = k'_{zn} - ik''_{zn}, \quad k'_{zn} = (\varphi + 2n\pi - \alpha'\pi/2)/L, \quad k''_{zn} = (\alpha''\pi/2)L, \quad (4)$$

откуда $\varphi' = \varphi + 2n\pi - \alpha'\pi/2$, $\varphi'' = \alpha''\pi/2$.

В итоге, из выражений (3 и 4) видно, что электромагнитные волны в периодической структуре с фрактальными свойствами поверхности, характеризующейся величиной скейлингового показателя α , представляются в виде суперпозиции плоских волн с одинаковыми постоянными затухания k''_{zn} и разными фазовыми скоростями

$$v_{\varphi n}^{(\alpha)} = \frac{\omega}{k'_{zn}} = \frac{\omega L}{\varphi - \frac{\alpha'\pi}{2} + 2n\pi}, \quad (5)$$

величина которых зависит от номера n гармоники и действительной части скейлингового показателя.

На рис. 1 показаны графики изменения фазовой скорости основной гармоники для разных значений скейлингового показателя α . Фазовые скорости $v_{\varphi n}^{(\alpha)}$ пространственных гармоник различны по величине и направлению. Если для падающей волны ($0 \leq \varphi \leq \pi$) в случае нефрактальной поверхности ($\alpha' = 0$) наибольшую по модулю фазовую скорость имеет нулевая (основная) пространственная гармоника ($n=0$), то в рассматриваемой модели фрактальной периодической структуры $v_{\varphi n}^{(\alpha)}$ может увеличиваться за счет разности $\varphi - \alpha'\pi/2$, когда $0 \leq \alpha' \leq 1$. При этом, например, когда $n = 0$ и $\varphi \rightarrow 0$, классическое значение фазовой скорости неограниченно возрастает, а фрактальное $v_{\varphi 0}^{(\alpha)}$ приближается к $\omega L / (-\alpha'\pi/2)$; фрактальная фазовая скорость $v_{\varphi 0}^{(\alpha)} \rightarrow \pm\infty$, когда $\varphi = (\alpha'\pi/2) \pm 0$, причем, $v_{\varphi 0}^{(\alpha)} < 0$, когда $\varphi < (\alpha'\pi/2)$, и $v_{\varphi 0}^{(\alpha)} > 0$, когда $\varphi > (\alpha'\pi/2)$. Фазовая скорость с $\alpha' = 1, \varphi = \pi$ соответствует случаю, когда $\alpha' = -1, \varphi = 0$.

Фазовая скорость $v_{\varphi n}^{(\alpha)}$ гармоник с $n \geq 1$ положительна при любых значениях скейлингового показателя $0 < \alpha < 1$ и отрицательная для гармоник с $n \leq -1$. На рис. 2 приведены графики фазовых скоростей для положительных и отрицательных значений номеров гармоник и скейлингового показателя.

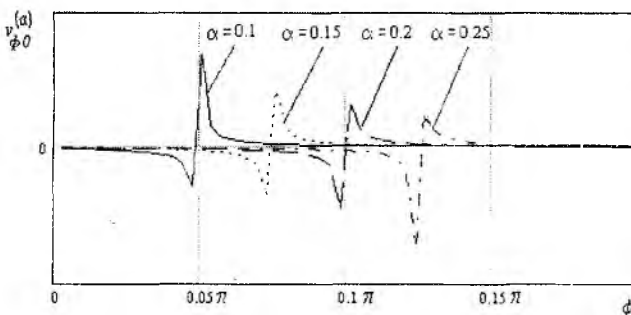


Рис. 1

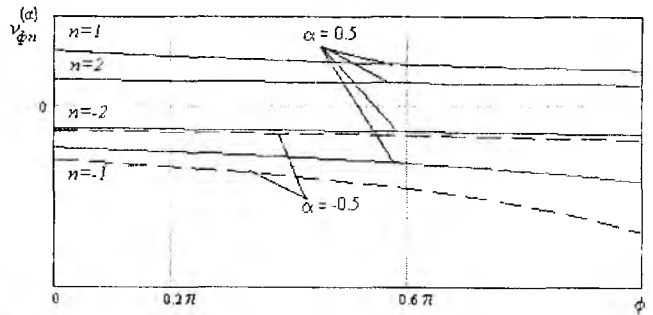


Рис. 2

Групповые скорости всех гармоник одинаковы и равны групповой скорости основной гармоники:

$$v_{gp n} = \left(\frac{dk'_{zn}}{d\omega} \right)^{-1} = \left[\frac{d}{d\omega} \left(k'_{z0} + \frac{2n\pi}{L} - \frac{\alpha'\pi}{2L} \right) \right]^{-1} = \frac{d\omega}{dk'_{z0}} = v_{gp 0}.$$

Для нулевой гармоники, имеющей в традиционной модели описания только положительные значения фазовой скорости, во фрактальном случае возможно регулирование с помощью показателя α совпадение или противоположность направлений фазовой и групповой скорости.

Если фазовая скорость гармоники на данной частоте ω меньше скорости света во фрактальной среде, то из связи $k_n^2 = k^2 - k_{zn}^2$ следует, что $k_n = i\chi_n$ – чисто мнимая величина. Степень замедления, а, следовательно, и степень концентрации поверхностной волны вблизи фрактальной поверхности, увеличивается с ростом абсолютного значения номера гармоники. Кроме этого, для случая фрактальной системы появляется дополнительный регулятор величины замедления: изменением величины или знака показателя α можно увеличивать или уменьшать замедление основной гармоники.

В заключение отметим, что определенная в работе связь фазовой скорости с параметром α , позволяет отличить и некоторые другие особенности распространения электромагнитных волн в периодических структурах с фрактальными свойствами поверхностей: наличие у каждого типа волн наборов нижних и верхних частот отсечки; изменение ширины пропускания, крутизны дисперсионной характеристики, сопротивления связи, волнового сопротивления, затухания и др.

Список литературы: 1. Ильинский А.С., Слепян Г.Я. Импедансные граничные условия и их применение для расчета поглощения электромагнитных волн в проводящих средах // Радиотехника и электроника. 1990. Т. 35, № 6. С.1121-1139. 2. Фракталы в физике // Труды 6-го международного симпозиума по фракталам в физике (Триест, Италия, 9-12 июля, 1985 год): Пер. с англ./ Под ред. Л.Пьетронеро, Э.Тозотти. М.: Мир, 1988. 672с. 3. Онуфрієнко В.М. Фізико-геометрична інтерпретація α -характеристик електромагнітного поля // Радиофизика и электроника. Харьков: Ин-т радиофизики и электроники НАН Украины. 1999. № 1. С. 7-10. 4. Onufrienko V. New Description of Spatial Harmonics of Surface Waves//Conference Proceeding MMET-98. Vol.1. Kharkov (Ukraine). 1998. P.219-221. 5. Onufrienko V. On “ α -features” of electrical waves above impedance plane // Conference Proceedings 12 International Conference on Microwaves & Radar. Krakov (Poland). 1998. Vol. 1. P.212-215. 6. Самко С.Г., Килбас А.А., Маричев О.И. Интегралы и производные дробного порядка и некоторые их приложения. Минск: Наука и техника. 1987. 7. Engheta N. On Fractional Calculus and Fractional Multipoles in Electromagnetism // IEEE Transactions on Antennas and Propagation. 1996. № 4. P. 554-566. 8. Engheta N. On the Role of Fractional Calculus in Electromagnetic Theory // IEEE Antennas&Propagation Magazin. Vol. 39, № 4, August 1997. P.35-46. 9. Онуфрієнко В.М. Взаємодія плоскої електромагнітної хвилі з металізованою фрактальною поверхнею//Радиофизика и электроника. Харьков: Ин-т радиофизики и электроники НАН Украины. 1999. №2. С.19-22. 10. Онуфрієнко В.М., Лисоконь І.В., Самолчев П. О., Слюсарова Т.І. Електромагнітні хвилі на фрактальній межі розділу двох середовищ // Радіоелектроніка, інформатика, управління. Запоріжжя: ЗДТУ. 1999. №1. С. 20-23.

Запорозький державний технічний
університет

Поступила в редколлегию 14.09.2000

АНАЛИЗ РАССЕЙЯНИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН НА ИМПЕДАНСНОЙ ЛЕНТЕ МЕТОДОМ РАВНОМЕРНОЙ АСИМПТОТИЧЕСКОЙ ТЕОРИИ

Введение

Исследование и синтез современных устройств СВЧ невозможны сейчас без рассмотрения дифракции электромагнитных волн. В то же время теоретический анализ этого явления сопряжён с большими трудностями, связанными с решением уравнения Гельмгольца. Поэтому для приближенных решений задач дифракции коротких волн часто пользуются геометрической оптикой (ГО). Однако ГО даёт большие погрешности. Компромиссный подход к дифракции, постулирующий образование новых ГО-полей там, где обычное ГО-поле терпит разрыв, получил название "Геометрическая Теория Дифракции" (ГТД). Однако и этот метод даёт большую погрешность в окрестности каустик, фокальных линий и фокусов, т. к. здесь не выполняется предположение ГО о наличии «почти плоской» волны. В таких местах для определения поля необходимо пользоваться асимптотическими методами, в частности, равномерной асимптотической теорией (РАТ) [1].

ГТД и РАТ обладают существенным преимуществом перед классическими методами решения задач дифракции – они позволяют использовать решения для простейших рассеивающих тел (модельные задачи) в более сложных задачах. Поэтому, решив небольшой набор т.н. модельных задач, можно затем решать задачи с практически любым рассеивателем, применяя, например, метод последовательных дифракций или метод самосогласованного поля.

В настоящее время многие из модельных задач решены для граничных условий (ГУ) Дирихле или Неймана. Однако для учета конечной проводимости тел, различных покрытий и т.д. необходимо иметь набор таких задач для импедансного ГУ:

$$\frac{\partial U}{\partial \bar{n}} + ikZU = 0.$$

В данной работе рассматривается задача о падении плоской волны на импедансную ленту в рамках ГТД и РАТ.

Постановка задачи

Падение плоской волны:

Плоская волна падает на ленту $\varphi = 0$ под углом φ_0 , как показано на рис. 1. При этом ГО-лучи волны, падающей на первую кромку, не проникают в область углов $\varphi > \pi + \varphi_0$, а ГО-лучи волны, отражённой от этой же кромки, - в область углов $\varphi > \pi - \varphi_0$. Для второй кромки падающие лучи не проникают в область углов $\psi > \psi_0$, а отражённые – в область углов $\psi > \pi - \psi_0$. Систему отсчёта привязываем к первой кромке, тогда $\psi_0 = \pi - \varphi_0$, ψ , r для второй кромки выражаются через координаты и углы первой.

На рис. 1, 2 стрелками обозначены ГО лучи падающей, отражённой и краевой волн; окружностью – фронт краевой волны. Границы тени G и \bar{G} для падающего и отражённого первой кромкой излучения разбивают физическое пространство на три области: 1, 2, 3. Области 1 и 2 освещены, область 3 является областью геометрической тени для первой кромки. То же самое можно показать и для второй кромки.

Необходимо найти скалярное поле U , удовлетворяющее уравнению Гельмгольца, а также импедансным граничным условиям на ленте. Предполагается, что произведение волнового числа k на расстояние от первого края ленты до точки наблюдения r существенно больше единицы. Это условие позволяет применять асимптотические методы. Под скалярным полем U в случае электродинамической задачи понимается компонента вектора напряжённости электрического или магнитного поля, параллельная ленте. Различие в решениях при этом будет обусловлено различием импедансов Z .

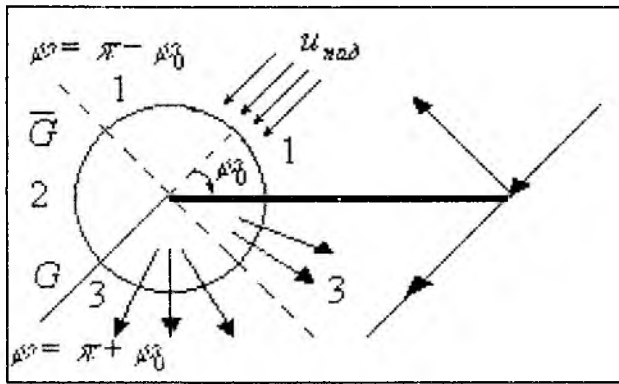


Рис. 1.

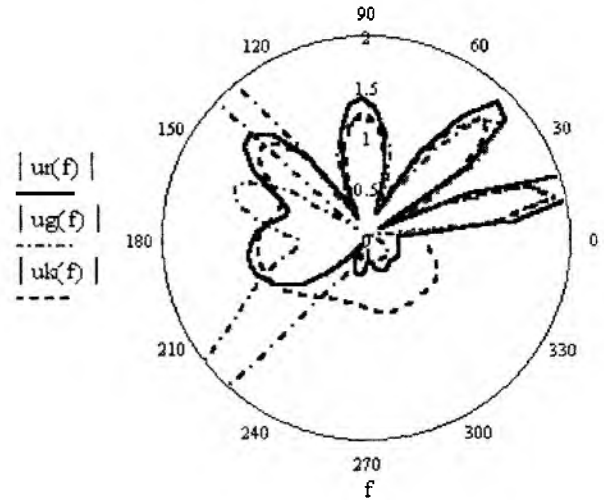


Рис. 2.

Метод решения задачи

Поле, найденное с помощью ГТД, ищем в виде:

$$U = U_{\text{пад}} + U_{\text{отр.}} + U_{\text{кр.1}} + U_{\text{кр.2}} + U_{\text{кр.12}} + U_{\text{кр.21}} + \dots, \quad (1)$$

где $U_{\text{пад}} = e^{-i \cdot k \cdot r \cdot \cos(\varphi - \varphi_0)} (\sigma(\pi - (\varphi - \varphi_0)) + \sigma(-\psi - \psi_0))$;

$U_{\text{отр.}} = A e^{-i \cdot k \cdot r \cdot \cos(\varphi + \varphi_0)} (\sigma(\pi - (\varphi + \varphi_0)) - \sigma(-\pi + (\psi - \psi_0)))$; $\sigma(x)$ - функция-ступенька Хевисайда;

$U_{\text{пад}}$ - геометрикооптическое (ГО) поле падающей волны; $U_{\text{отр.}}$ - ГО-поле отражённой волны; $U_{\text{кр}}$ - поле краевой волны; слагаемыми вторичной дифракции $U_{\text{кр.2}} + U_{\text{кр.12}} + U_{\text{кр.21}} + \dots$ - пренебрегаем из-за их малости.

Для плоской падающей волны [1, 2]:

$$U_{\text{кр}}(r, \varphi) \cong \frac{-e^{i(kr + \pi/4)}}{2\sqrt{2kr\pi}} \left(\frac{1}{\cos \frac{\varphi - \varphi_0}{2}} + \frac{A_0}{\cos \frac{\varphi + \varphi_0}{2}} \right) \quad (2)$$

Поле, решённое при помощи РАТ, имеет вид:

$$U = U_{\text{пад}}(r, \varphi) + U_{\text{отр.}}(r, \varphi) + \sum_{n=0}^{\infty} C_n e^{i k s_n r}, \quad (3)$$

где $U_{\text{пад}} = e^{-i \cdot k \cdot r \cdot \cos(\varphi - \varphi_0)} \left(F \left(\sqrt{2kr_1} \cdot \cos \left(\frac{\varphi - \varphi_0}{2} \right) \right) + F \left(-\sqrt{2kr_2} \cdot \cos \left(\frac{\psi - \psi_0}{2} \right) \right) \right)$;

$U_{\text{отр.}} = A_1 e^{-i \cdot k \cdot r \cdot \cos(\varphi + \varphi_0)} \left(F \left(\sqrt{2kr_1} \cdot \cos \left(\frac{\varphi + \varphi_0}{2} \right) \right) + F \left(-\sqrt{2kr_2} \cdot \cos \left(\frac{\psi + \psi_0}{2} \right) \right) \right)$;

$F(x)$ - интеграл Френеля; $s_{\text{кр}}, s_{\text{пад}}$ - эйконалы краевой и падающей волн соответственно; C_n - подлежащие определению коэффициенты, непрерывные вблизи ГО границы свет-тень. Для случая плоской падающей волны $C_n \equiv 0$. При этом РАТ-решение совпадает с точным. В этой работе не учитывались слагаемые в выражениях для краевой волны и РАТ-поля при степенях волнового числа, больших, чем $-1/2$. При этом вычислению подлежит лишь коэффициент C_0 .

В результате проведенных вычислений амплитуда отражённой волны приняла вид:

$$A_0 = -\frac{\sin(\varphi_0) - Z}{\sin(\varphi_0) + Z} \quad (4)$$

Для поля, решённого с помощью РАТ:

$$A_1 = A_0 \frac{\left(F\left(\sqrt{2kr_1} \cdot \cos\left(\frac{\varphi_0}{2}\right)\right) + F\left(-\sqrt{2kr_2} \cdot \cos\left(\frac{\psi_0}{2}\right)\right) \right)}{\left(F\left(\sqrt{2kr_1} \cdot \cos\left(\frac{\varphi_0}{2}\right)\right) - F\left(-\sqrt{2kr_2} \cdot \cos\left(\frac{\psi_0}{2}\right)\right) \right)}. \quad (5)$$

Результаты

Формулы (1-6) позволяют рассчитывать поле в любой точке, исключая точки с углами $\varphi = \pi \pm \varphi_0$, $\psi = \psi_0, \psi = \pi - \psi_0$ для ГТД-решения, т. к. на этих границах оно бесконечно большое. При этом импеданс Z может принимать любые комплексные значения.

Сопоставление полученных результатов с уже имеющимися решениями производилось при больших Z .

Ниже приведены графики зависимости амплитуды рассеянного поля от угла при различных импедансах, полученные в рамках ГТД (пунктирная линия с точками) и РАТ (сплошная линия), и методом Кирхгофа (пунктирная линия). Видно, что РАТ улучшает решение Кирхгофа в области тени и решение ГТД на границах свет-тень. Рассматривается плоская волна, падающая под углом $\varphi_0 = f_0 = \pi/4$. Радиус точки наблюдения – $r = 2\pi/k = \lambda = 5$, где λ – длина волны, $kr = 10$, толщина ленты $l = 2r$. Рис. 2 соответствует случаю $Z = \infty$, рис. 3-6 – соответственно $Z = 1+i$, $Z = 1-i$, $Z = 1$, $Z = -1$. Известно, что положительная действительная часть импеданса соответствует поглощающей среде, а отрицательная – среде с усилением. Мнимая же часть влияет на фазовые соотношения падающего и отраженного поля. Действительно, на рис. 3, 4, 5 амплитуда полного поля в максимумах меньше, чем на рис. 2, напротив, на рис. 6 она больше и сосредотачивается в одном направлении. Из рис. 3, 4 также видно, что мнимая часть существенно влияет на форму максимумов.

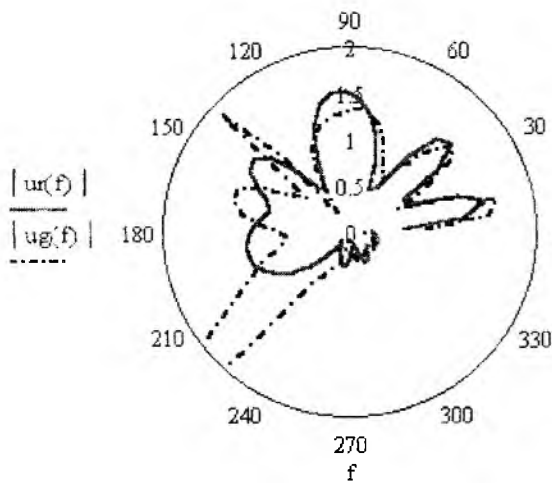


Рис. 3

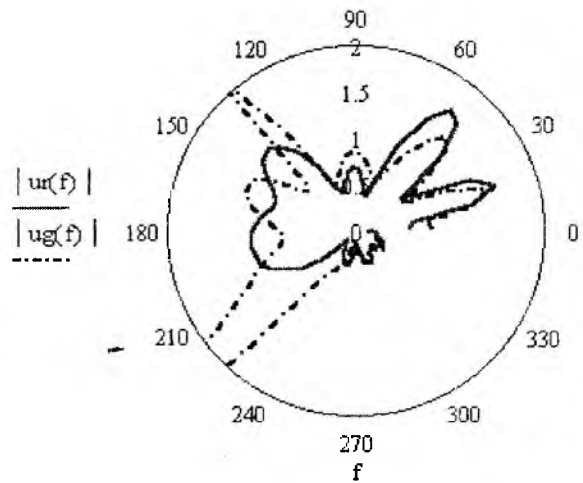


Рис. 4

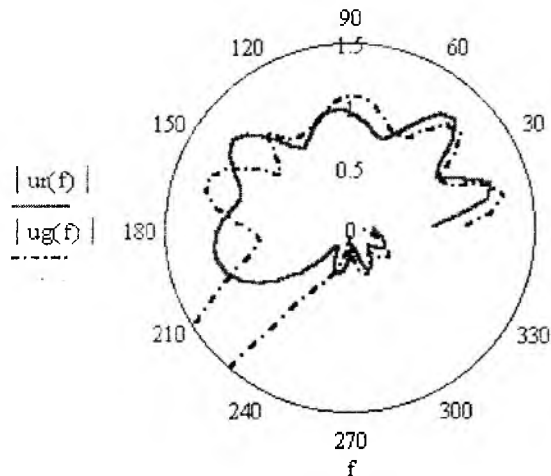


Рис. 5

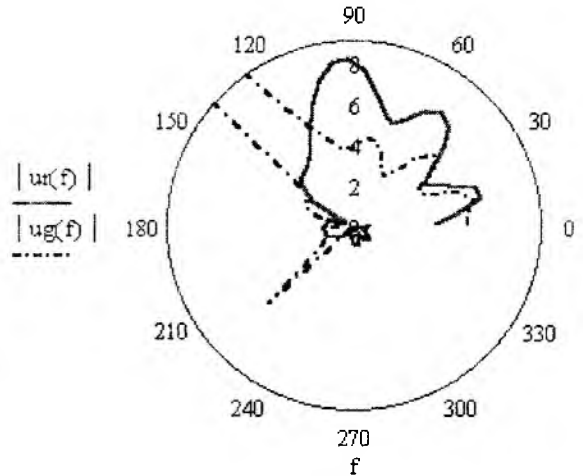


Рис. 6

Выводы

Анализ полученных выражений показывает, что РАТ- и ГТД-решения хорошо согласуются с точными результатами вдали от границ свет-тень. В окрестности же этих границ ГТД-решение стремится к бесконечности, а РАТ-решение остается регулярным. Поэтому для отыскания полей в окрестности границы свет-тень целесообразно использовать РАТ, для простых же, оценочных расчётов, можно применять более простую ГТД.

Анализ решений при различных Z показал, что при небольших изменениях, Z существенно влияет на распределение поля: происходит «качание» лепестков, изменение их формы и размеров. При больших Z , как мнимых, так и вещественных, а также при $Z = 0$, решения стремятся к решениям задач Дирихле и Неймана соответственно.

Список литературы: 1. Боровиков В.А., Кинбер Б.Е. Геометрическая теория дифракции. М.: Связь, 1978. 248 с. 2. Боровиков В.А. Дифракция на многоугольниках и многогранниках. М.: Наука, 1966. 455 с.

*Харьковский национальный университет
им. В.И. Каразина*

Поступила в редколлегию 24.10.2000

РОЗПОДІЛЕННЯ ЕЛЕКТРОСТАТИЧНОГО ПОТЕНЦІАЛУ МІЖ ЦИЛІНДРИЧНИМИ ЕЛЕКТРОДАМИ СКЛАДНОЇ КОНФІГУРАЦІЇ

Дослідження та моделювання фізичних процесів реальних об'єктів вимагають у залежності від деталізації опису процесу уточнення або додаткового опису окремих складових частин, що розглядаються.

У багатьох задачах вакуумної електроніки при дослідженні фізичних процесів, що мають місце в електронних приладах, постає необхідність визначення розподілення електричних полів у міжелектродному просторі, як основного чинника.

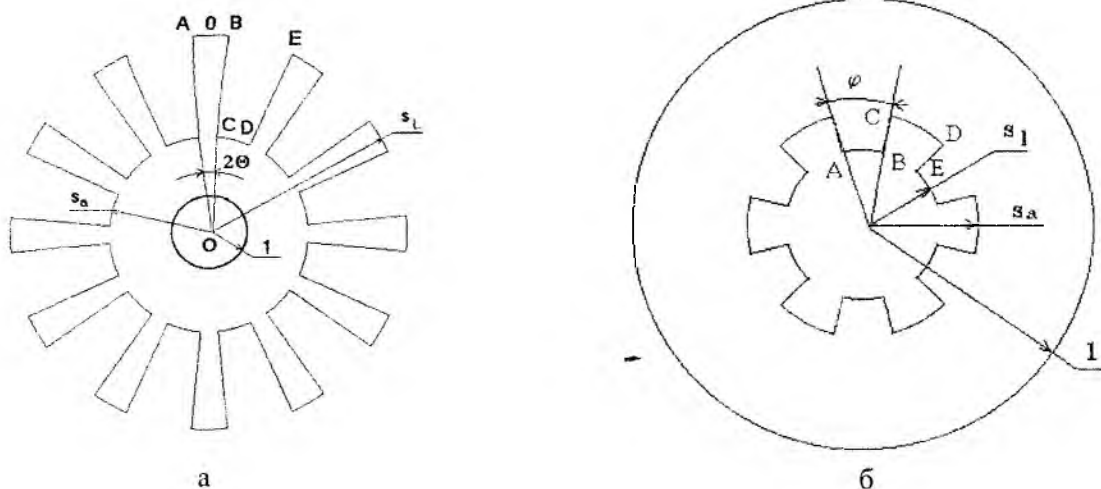
На першій стадії теоретичних досліджень фізичних процесів у таких приладах необхідно визначити ті початкові та межові умови, під впливом яких відбувається робота приладу. Однією з таких умов є розподілення електростатичного потенціалу у міжелектродному просторі.

Здебільшого конфігурація електродів таких приладів не є циліндричною, а має більш складну форму.

Методиці визначення розподілення електростатичного потенціалу між електродами складної конфігурації й присвячено цю статтю.

Формулювання задачі

Конфігурація систем зі схрещеними полями, котрі є базовими для приладів М-типу, має один з електродів, що називається сповільнюючою системою, просторово-періодичної форми по азимуту (див. рис.).



Для таких конфігурацій простору взаємодії необхідно знайти розподілення електростатичного потенціалу за умови, що між електродами існує різниця потенціалів U_0 .

Розподілення потенціалу у таких системах визначається розв'язком рівняння Лапласа, що записано у циліндричних координатах [1 — 3]

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial U}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 U}{\partial \varphi^2} = 0$$

Для узагальнення системи на будь-які розміри доцільніше перейти до безрозмірних координат. Тоді матимемо:

$$\frac{1}{s} \frac{\partial}{\partial s} \left(s \frac{\partial U}{\partial s} \right) + \frac{1}{s^2} \frac{\partial^2 U}{\partial \varphi^2} = 0, \quad (1)$$

де $s = r/r_c$.

Таким чином, необхідно здобути розв'язок рівняння (1) за таких межових умов:

1. $U(l) = 0$;
2. $U(l) = U_a$,

де Γ — поверхня анодного блоку.

Побудова розв'язку рівняння Лапласа за складних межових умов

Для розв'язання рівняння (1) використаємо метод розділення змінних.

Отже, загальний розв'язок рівняння (1) з застосуванням методу розділення змінних має вигляд:

$$u(s, \varphi) = A_0 \ln s + \sum_{n=1}^{\infty} (C_n s^n + D_n s^{-n})(A_n \sin n\varphi + B_n \cos n\varphi). \quad (3)$$

Періодом анодної сповільнюючої системи зі схрещеними полями, як наведено на рис., є кут АОЕ, або у кутовому обчисленні $2\pi/N$, де N - кількість резонаторів анодної системи. Тоді вираз (3) матиме вигляд:

$$u(s, \varphi) = A_0 \ln s + \sum_{n=1}^{\infty} (C_n s^n + D_n s^{-n})(A_n \sin Nn\varphi + B_n \cos Nn\varphi) \quad (4)$$

через те, що $2\pi / \frac{2\pi}{N} = N$.

Для знаходження конкретного вигляду виразу (4) необхідно застосувати межові умови.

1. Межові умови на катоді $u(l, \varphi) = \vartheta$

Через це $C_n + D_n = 0$, звідси $D_n = -C_n$. Після визначення коефіцієнту D_n , розв'язок (2) матиме вигляд

$$u(s, \varphi) = A_0 \ln s + \sum_{n=1}^{\infty} C_n (s^{Nn} - s^{-Nn})(A_n \sin Nn\varphi + B_n \cos Nn\varphi). \quad (5)$$

2. Межові умови на аноді

Дуга АВ

$$\begin{aligned} s &= s_L \\ -\theta &\leq \varphi \leq \theta \end{aligned}$$

$$u(s, \varphi) = A_0 \ln s_L + \sum_{n=1}^{\infty} C_n (s_L^{Nn} - s_L^{-Nn})(A_n \sin Nn\varphi + B_n \cos Nn\varphi)$$

Відрізок ВС

$$\begin{aligned} s_a &\leq s \leq s_L \\ \varphi &= \theta \end{aligned}$$

$$u(s, \varphi) = A_0 \ln s + \sum_{n=1}^{\infty} C_n (s^{Nn} - s^{-Nn})(A_n \sin Nn\theta + B_n \cos Nn\theta)$$

Дуга CD

$$\begin{aligned} s &= s_a \\ \theta &\leq \varphi \leq 2\pi/N - \theta \end{aligned}$$

$$u(s, \varphi) \Big|_{\substack{s_a \leq s \leq s_L \\ \varphi = \theta}} = A_0 \ln s_a + \sum_{n=1}^{\infty} C_n (s_a^{Nn} - s_a^{-Nn})(A_n \sin Nn\varphi + B_n \cos Nn\varphi) = U_a$$

Відрізок DE

$$\begin{aligned} s_a &\leq s \leq s_L \\ \varphi &= 2\pi/N - \theta \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} u(s, \varphi) \Big|_{\substack{s_a \leq s \leq s_L \\ \varphi = \theta}} &= A_0 \ln s + \sum_{n=1}^{\infty} C_n (s^{Nn} - s^{-Nn}) [A_n \sin Nn(\frac{2\pi}{N} - \theta) + B_n \cos Nn(\frac{2\pi}{N} - \theta)] = \\ &= A_0 \ln s + \sum_{n=1}^{\infty} C_n (s^{Nn} - s^{-Nn}) (-A_n \sin Nn\theta + B_n \cos Nn\theta) = U_a \end{aligned}$$

Порівняємо умови 3 та 5

$$\begin{aligned} A_0 \ln s + \sum_{n=1}^{\infty} C_n (s^{Nn} - s^{-Nn}) (A_n \sin Nn\theta + B_n \cos Nn\theta) = \\ = A_0 \ln s + \sum_{n=1}^{\infty} C_n (s^{Nn} - s^{-Nn}) (-A_n \sin Nn\theta + B_n \cos Nn\theta) \end{aligned}$$

Звідси випливає, що

$$\sum_{n=1}^{\infty} A_n C_n (s^{Nn} - s^{-Nn}) \sin Nn\theta = 0.$$

Позначимо $F_n = A_n C_n \sin Nn\theta$, тоді $\sum_{n=1}^{\infty} F_n (s^{Nn} - s^{-Nn}) = 0$, або $\sum_{n=1}^{\infty} F_n s^{Nn} = \sum_{n=1}^{\infty} F_n s^{-Nn}$

Для будь-якого фіксованого s це рівняння виконуватиметься за $F_n = 0$. Таким чином, остаточно маємо:

$$u(s, \varphi) = A_0 \ln s + \sum_{n=1}^{\infty} A_n (s^{Nn} - s^{-Nn}) \cos Nn\varphi \quad (6)$$

Отже, залишилися визначити коефіцієнти A_0 та A_n .

Визначення коефіцієнтів у розв'язанні рівняння Лапласа

Визначити коефіцієнти у виразі (6) можна за допомогою кількох методів: розвинення виразу (6) у ряд Фур'є, варіаційних методів, методу Л.В. Конторовича, методу Треффца, методів Ритца та Гальоркіна, методу сіток тощо.

Для визначення коефіцієнтів A_n розвинемо вираз (6) у ряд Фур'є. При визначенні коефіцієнтів ряду Фур'є зауважимо, що вираз (6) є парною функцією, тоді коефіцієнти ряду Фур'є визначаються як [4]:

$$a_m = \frac{N}{\pi} \int_{-\theta}^{\frac{2\pi}{N}-\theta} u(s, \varphi) \cos Nm\varphi d\varphi.$$

1. Розвинемо ліву частину виразу (6):

$$a_0 = \frac{N}{\pi} \int_{-\theta}^{\frac{2\pi}{N}-\theta} U_a d\varphi = 2U_a, \quad a_m = \frac{N}{\pi} U_a \int_{-\theta}^{\frac{2\pi}{N}-\theta} \cos Nm\varphi d\varphi = 0.$$

2. Розвинемо перший доданок правої частини

$$a_0 = \frac{N}{\pi} \left[\int_{-\theta}^{\theta} A_0 \ln s d\varphi + \int_{\theta}^{\frac{2\pi}{N}-\theta} A_0 \ln s d\varphi \right] = \frac{2A_0}{\pi} \left[\pi \ln s_a + \theta N \ln \frac{s_L}{s_a} \right],$$

$$a_m = \frac{NA_0}{\pi} \left[\ln s_L \int_{-\theta}^{\theta} \cos Nm\varphi d\varphi + \ln s_a \int_{\theta}^{\frac{2\pi}{N}-\theta} \cos Nm\varphi d\varphi \right] = \frac{2A_0}{\pi m} \ln \frac{s_L}{s_a} \sin Nm\theta$$

3. Розвинемо другий доданок правої частини:

$$\begin{aligned} a_0 &= \frac{N}{\pi} \left[\int_{-\theta}^{\theta} \sum_{n=1}^{\infty} A_n (s_L^{Nn} - s_L^{-Nn}) \cos Nn\varphi d\varphi + \int_{\theta}^{\frac{2\pi}{N}-\theta} \sum_{n=1}^{\infty} A_n (s_a^{Nn} - s_a^{-Nn}) \cos Nn\varphi d\varphi \right] = \\ &= 2 \sum_{n=1}^{\infty} \frac{A_n}{\pi n} (s_L^{Nn} - s_L^{-Nn} - s_a^{Nn} + s_a^{-Nn}) \sin Nn\theta \end{aligned}$$

За $m = n$

$$a_n = \frac{N}{\pi} \left[\int_{-\theta}^{\theta} A_n (s_L^{Nn} - s_L^{-Nn}) \cos Nn\varphi d\varphi + \int_0^{\frac{2\pi}{N} - \theta} A_n (s_a^{Nn} - s_a^{-Nn}) \cos Nn\varphi d\varphi \right] =$$

$$= \frac{A_n}{\pi n} \left\{ (s_L^{Nn} - s_L^{-Nn}) \left(Nn\theta + \frac{\sin 2Nn\theta}{2} \right) + (s_a^{Nn} - s_a^{-Nn}) \left[(\pi - N\theta)n - \frac{\sin 2Nn\theta}{2} \right] \right\}$$

За $m \neq n$

$$a_m = \frac{N}{\pi} \left[\int_{-\theta}^{\theta} \sum_{n=1}^{\infty} A_n (s_L^{Nn} - s_L^{-Nn}) \cos Nn\varphi \cos Nm\varphi d\varphi + \int_{\theta}^{\frac{2\pi}{N} - \theta} \sum_{n=1}^{\infty} A_n (s_a^{Nn} - s_a^{-Nn}) \cos Nn\varphi \cos Nm\varphi d\varphi \right] =$$

$$= \frac{2}{\pi} \sum_{n=1}^{\infty} A_n (s_L^{Nn} - s_L^{-Nn} - s_a^{Nn} + s_a^{-Nn}) \left[\frac{\sin(n-m)N\theta}{n-m} + \frac{\sin(n+m)N\theta}{n+m} \right]$$

Для перевірки правильності обчислення коефіцієнтів ряду Фур'є припустимо, що $s_a = s_L$, тоді

1. $a_0 = 2U_a$; $a_m = 0$
2. $a_0 = 2A_0 \ln s_a$; $a_m = 0$
3. $a_0 = 0$; $a_m = A_m$ ($m = n$); $a_m = 0$ ($m \neq n$)

$$2U_a = 2A_0 \ln s_a + 0 + 0 + \dots$$

$$0 = 0 + F_1 + 0 + \dots$$

$$0 = 0 + 0 + F_2 + \dots$$

$$F_n = 0$$

Звідси $A_0 = U_a / \ln s_a$, що збігається з розв'язком для магнетронного діода. Отже, за допомогою розвинення виразу (6) у ряд Фур'є й наступного розв'язання системи лінійних рівнянь, можна визначити коефіцієнти A_i , котрі для кількох конструкцій системи зведено в таблицю 1.

Таблиця 1

A_i	Кількість резонаторів			
	6	8	10	12
A_0	1,3970	1,394914304	1,457679883	1,529610919
A_1	$-8,0426 \cdot 10^{-4}$	$-3,2502 \cdot 10^{-5}$	$-3,7739 \cdot 10^{-7}$	$-2,6837 \cdot 10^{-7}$
A_2	$-1,5532 \cdot 10^{-7}$	$-4,0461 \cdot 10^{-9}$	$-7,9148 \cdot 10^{-12}$	$-6,6736 \cdot 10^{-13}$
A_3	$5,3288 \cdot 10^{-10}$	$-4,5171 \cdot 10^{-13}$	$-1,3896 \cdot 10^{-16}$	$-1,0385 \cdot 10^{-18}$
A_4	$4,5091 \cdot 10^{-13}$	$-3,4569 \cdot 10^{-18}$	$-2,4607 \cdot 10^{-21}$	$-4,7322 \cdot 10^{-25}$
A_5	$-6,4604 \cdot 10^{-16}$	$8,5250 \cdot 10^{-21}$	$-4,4089 \cdot 10^{-26}$	$9,1518 \cdot 10^{-31}$
A_6	$-1,0623 \cdot 10^{-18}$	$1,6079 \cdot 10^{-24}$	$-7,9871 \cdot 10^{-31}$	$4,1252 \cdot 10^{-36}$
A_7	$4,2498 \cdot 10^{-22}$	$1,8997 \cdot 10^{-28}$	$-1,4616 \cdot 10^{-35}$	$8,7933 \cdot 10^{-42}$

У ряді випадків застосування методу Треффтца призводить до простіших обчислень у порівнянні з застосуванням методів Ритца та Гальоркіна, оскільки за методом в Треффтца обчислюються лише інтеграли по межі області, а не по самій області.

Для визначення коефіцієнтів виразу (6) скористаємося методом Треффтца. Метод Треффтца є дещо протилежним щодо методів Ритца та Гальоркіна. В останніх методах розв'язок задачі шукають

у вигляді лінійної комбінації функцій, котрі задовольняють диференційному рівнянню, але не задовольняють межовим умовам.

Невизначені коефіцієнти, що входять до розв'язку задачі, за методом Треффтца визначаються таким чином, аби найточніше виконувалися межові умови; у методах Ритца та Гальоркіна невизначені коефіцієнти визначаються з умови найточнішого розв'язання диференційного рівняння задачі.

Методика знаходження коефіцієнтів за використанням цього метода була детально розглянута у [2, 3]. Тут ми лише наведемо результати обчислення коефіцієнтів рівняння (6), що отримано за методом Треффтца (табл. 2).

Таблиця 2

A_i	Кількість резонаторів			
	6	8	10	12
A_0	1,405925351	1,392418228	1,291912133	1,198669303
A_1	$-8,8195 \cdot 10^{-4}$	$-3,0827 \cdot 10^{-4}$	$-2,4145 \cdot 10^{-5}$	$-1,6387 \cdot 10^{-6}$
A_2	$-8,525 \cdot 10^{-6}$	$1,2561 \cdot 10^{-7}$	$8,5429 \cdot 10^{-10}$	$5,1289 \cdot 10^{-12}$
A_3	$6,4414 \cdot 10^{-8}$	$-4,0666 \cdot 10^{-11}$	$-2,3037 \cdot 10^{-14}$	$-1,3124 \cdot 10^{-17}$
A_4	$-2,4055 \cdot 10^{-10}$	$9,7948 \cdot 10^{-15}$	$4,4942 \cdot 10^{-19}$	$2,5999 \cdot 10^{-23}$
A_5	$5,7905 \cdot 10^{-13}$	$-1,7408 \cdot 10^{-18}$	$-6,1954 \cdot 10^{-24}$	$-3,8989 \cdot 10^{-29}$
A_6	$-9,5844 \cdot 10^{-16}$	$-2,2502 \cdot 10^{-22}$	$5,6207 \cdot 10^{-29}$	$4,2132 \cdot 10^{-35}$
A_7	$1,102 \cdot 10^{-18}$	$-2,0354 \cdot 10^{-26}$	$-2,6915 \cdot 10^{-35}$	$-2,7632 \cdot 10^{-39}$

Порівнюючи значення коефіцієнтів у таблицях 1 та 2, можна зробити висновок, що за порядком коефіцієнти збігаються. Отже, за необхідності й коли не вимагається висока точність результатів, то можна розраховувати коефіцієнти рівняння (6) за методом Треффтца [5].

Запропоновану методику визначення розподілення електростатичного потенціалу можна застосовувати для циліндричних конструкцій зі складною конфігурацією електродів.

Список літератури: 1. *Morishita Y.* CAD of Microwave Tubes //Теребідзьон гаккай ші. 1978. Vol. 32. N 3. P 182-188. Яп. 2. *Нікітенко О.М.* Розподілення електростатичного потенціалу в циліндричному магнетроні // Радіотехніка. 2000. Вип. 113. С. 113-120. 3. *Нікітенко О.М.* Розподілення електростатичного потенціалу в циліндричному магнетроні оберненої конструкції // Радіотехніка. 2000. Вип. 115. С. 111-116. 4. *Толстов Г.П.* Ряды Фурье. М.: Наука, 1980. 384 с. 5. *Миролюбов Н.Н., Костенко М.В., Левинштейн М.Л., Тиходеєв Н.Н.* Методы расчета электростатических полей. М.: Высшая школа, 1963. 415 с.

Харківський державний технічний університет
радіоелектроніки

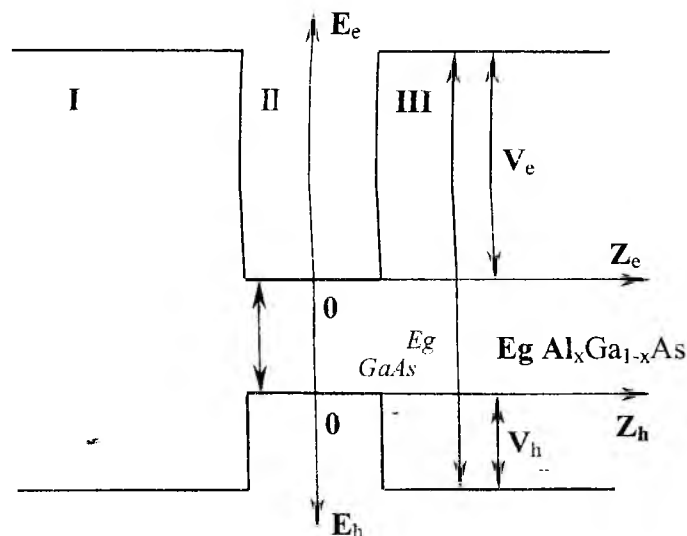
Надійшла до редколегії 04.10 2006

**ВЛИЯНИЕ ВНЕШНЕГО СТАЦИОНАРНОГО ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ
НА ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ СОСТОЯНИЯ ЧАСТИЦ И КВАЗИЧАСТИЦ
В КВАНТОВОРАЗМЕРНОЙ СТРУКТУРЕ.
ЧАСТЬ 1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ**

Современный уровень развития технологии производства квантоворазмерных структур (КРС) на основе полупроводниковых материалов и их твёрдых растворов требует адекватного описания физических процессов, протекающих в таких структурах. Это необходимо для расчёта рабочих режимов приборов наноэлектроники, большинство рабочих областей которых представляют собой квантоворазмерные структуры. Характеристики приборов этого класса определяются различного рода взаимодействиями частиц и квазичастиц в КРС с внешними воздействиями, в том числе с внешними электрическими и магнитными полями. Изучению влияния стационарных электрических полей на процессы, протекающие в КРС посвящён целый ряд работ, в частности работы [1-4].

Влияния внешнего электрического поля на состояния частицы в квантовой яме изучалось в фундаментальных работах квантовой теории, таких как [5-7]. В этих работах была разработана теория возмущений, на основании которой разработаны методы решения уравнения Шредингера с учётом оператора возмущения, описывающего внешнее воздействие на квантовую систему. Однако возможности вычислительной техники в тот период времени были таковы, что позволяли использовать эту теорию для ограниченного круга задач. В данной работе для учёта влияния внешнего стационарного электрического поля на энергетические состояния частиц и квазичастиц в одномерной КРС предлагается использовать теорию возмущений.

Рассмотрим одномерную квантоворазмерную структуру на основе соединения GaAs/Al_xGa_{1-x}As, энергетическая диаграмма которой представлена на рисунке.



Волновые функции и собственные значения энергии электронов и дырок в этой структуре, определяются при решении уравнения Шредингера в отсутствии внешнего электрического поля [8]:

$$\hat{H}_0 \Psi^0 = E_0 \Psi^0. \quad (1)$$

Для области ямы (область II на рисунке), чётные решения:

$$\Psi_2^+ = B_2 \cos(k_2 z). \quad (2)$$

нечётные решения:

$$\Psi_2^- = A_2 \sin(k_2 z). \quad (3)$$

Для областей барьеров (области I и III на рисунке):

$$\Psi_1 = B_1 e^{(k_1 z)} \quad (4)$$

и

$$\Psi_3 = A_3 e^{-(k_1 z)}. \quad (5)$$

Коэффициенты при гармонических и экспоненциальных составляющих:

$$B_2 = 1 / \sqrt{\frac{L}{2} + \frac{1}{2 \cdot k_2} \sin(k_2 z)}, \quad (6)$$

$$A_2 = 1 / \sqrt{\frac{L}{2} - \frac{1}{2 \cdot k_2} \sin(k_2 z)}, \quad (7)$$

$$B_1 = A_3 = \sqrt{2k_1} e^{\left(k_1 \frac{L}{2}\right)}. \quad (8)$$

Здесь

$$k_1 = \frac{1}{\hbar} \sqrt{2m_1^* (V_0 - E)}, \quad (9)$$

$$k_2 = \frac{1}{\hbar} \sqrt{2m_2^* E}. \quad (10)$$

Собственные значения энергии электронов или дырок, для чётных функций:

$$E = \frac{\hbar^2}{L \cdot m_2^*} \left[n\pi - \arccos \left(\frac{m_1^* E}{\sqrt{m_1^* E + m_2^* (V_0 - E)}} \right) \right], \quad n - \text{нечётное}, \quad (11)$$

для нечётных функций:

$$E = \frac{\hbar^2}{L \cdot m_2^*} \left[n\pi - \arcsin \left(\frac{m_1^* E}{\sqrt{m_1^* E + m_2^* (V_0 - E)}} \right) \right], \quad n - \text{чётное}. \quad (12)$$

где m_1^* и m_2^* – эффективные массы частиц в области барьера и ямы соответственно;

\hbar – постоянная Дирака;

V_0 – высота потенциального барьера для электронов V_e и дырок V_h ;

E – искомое собственное значение энергии частицы;

z – текущая координата;

L – ширина квантово ограниченного слоя.

Рассмотрим движение частиц и квазичастиц (электронов и дырок) в одномерной потенциальной яме, ограниченной равновысокими, полубесконечными по ширине, симметричными прямоугольными потенциальными барьерами высотой V_0 (для электронов $V_0 = V_e$, для дырок $V_0 = V_h$).

Будем считать, что на частицы, находящиеся в такой яме, действует возмущение в виде внешнего стационарного электрического поля напряженностью \vec{E} , направленное вдоль оси z . В этом случае оператор Гамильтона, входящий в уравнение Шредингера (1) записывается так:

$$\hat{H} = \hat{H}_0 + \hat{V}_0 + \hat{V}', \quad (13)$$

где \hat{V}' – оператор возмущения.

Для данного случая оператор \hat{V}' равен:

$$\hat{V}' = -e \vec{E} \vec{z}, \quad (14)$$

здесь e – заряд электрона; \vec{E} – напряженность внешнего поля.

Учитывая (13) и (14) уравнение Шредингера запишется так:

$$\left(\hat{H}_0 + \hat{V}_0 + \hat{V}' \right) \Psi = E \Psi \quad (15)$$

или

$$\left(\hat{H}_0 + \hat{V}_0 - e \vec{E} \vec{z} \right) \Psi = E \Psi. \quad (15, a)$$

Введём обозначения:

$$\hat{H}_0 + \hat{V}_0 = \hat{H}^0, \quad (16)$$

где \hat{H}^0 – гамильтониан, собственные значения энергии которого E^0 и собственные функции Ψ^0 удовлетворяют стационарному уравнению Шредингера (1) в отсутствие внешнего электрического поля.

С учётом (16) уравнение (15 а) переписывается так:

$$\left(\hat{H}^0 - e \vec{E} \vec{z} \right) \Psi = E \Psi. \quad (17)$$

Согласно теории возмущений [6, 7] решения для E и Ψ ищутся в виде рядов:

$$E = E^0 + E^{(1)} + E^{(2)} + E^{(3)} + \dots, \quad (18)$$

$$\Psi = \Psi^0 + \Psi^{(1)} + \Psi^{(2)} + \Psi^{(3)} + \dots, \quad (19)$$

где $E^{(1)}$, $\Psi^{(1)}$ – величины первого порядка малости по отношению к E^0 и Ψ^0 ; $E^{(2)}$, $\Psi^{(2)}$ – величины второго порядка малости по отношению к E^0 и Ψ^0 и т.д.

Подставляя (18) и (19) в (17), получим для волновой функции Ψ_k с учётом первого приближения теории возмущений следующее выражение:

$$\Psi_k = \Psi_k^0 + \Psi_k^{(1)}, \quad (20)$$

где

$$\Psi_k^{(1)} = \sum_{l \neq k} \left(\frac{V'_{lk}}{E_l^0 - E_k^0} \Psi_l^0 \right). \quad (21)$$

Для собственного значения энергии E_k :

$$E_k = E_k^0 + E_k^{(1)}. \quad (22)$$

Здесь

$$E_k^{(1)} = V'_{kk}, \quad (23)$$

$$V'_{kk} = \int \Psi_k^{0*} \hat{V}' \Psi_k^0 dz, \quad (23, a)$$

где Ψ_k^0 и Ψ_l^0 – волновые функции невозмущённого гамильтониана из уравнения (1), которые определяются по формулам (2), (3); E_l^0 и E_k^0 собственные значения энергии невозмущённого гамильтониана из уравнения (1), которые определяются по формулам (9, 10).

Список литературы: 1. *Time-resolved exciton transfer in GaAs/Al_xGa_{1-x}As double-quantum-well structures* / Ferreira R., Rolland P., Roussignol Ph., Delalande C., Vinattieri A., Carraresi L., Colocci M., Roy N., Sermage B., Palmer J.F., Etienne B. // Phys. Rev. B. 1992 Vol. 45, N. 20. P. 11782-11794. 2. *Band-Edge Electroabsorption in Quantum Well Structures: The Quantum-Confined Stark Effect* / Miller D.A.B., Chemla D.S., Damen T.C., Gossard A.C., Wiegmann W., Wood T.H., Burrus C.A. // Phys. Rev. Letters B. 1984. Vol. 53, N. 22. P. 2173-2176. 3. *Electric field dependence of optical absorption near the band gap of quantum-well structures* / Miller D.A.B., Chemla D.S., Damen T.C., Gossard A.C., Wiegmann W., Wood T.H., Burrus C.A. // Phys. Rev. B. 1985. Vol. 32, N. 2. P. 1043-1060. 4. *Mitsuru Matsuura, Tsuneo Kamizato. Subbands and excitons in a quantum-well in an electric field* // Phys. Rev. 1986. B. Vol. 33, N. 12. P. 8385 – 8389. 5. *Ферми Э. Квантовая механика (конспект лекций)* М.: Мир, 1968. 367 с. 6. *Бом Д. Квантовая теория: Изд. 2-е.* М.: Наука, 1965. 727 с. 7. *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Квантовая механика (нерелятивистская теория): Изд. 2-е.* М.: Физматгиз, 1963. 704 с. 8. *Пащенко А.Г., Ванцан В.М. Исследование стационарных энергетических состояний экситонов Ванье-Мотта в полупроводниковых инжекционных лазерах на основе квантоворазмерных структур* // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 1997. Вып. 102. С. 85-92.

Харьковский государственный технический
университет радиоэлектроники

Поступила в редколлегию 23.11.2000

К ВОПРОСУ ОБ ОПРЕДЕЛЕНИИ СИЛОВЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ПОЛЯ В СИСТЕМАХ МАГНИТНОГО СТЕРЕОТАКСИСА

В основу методологии проведения оперативных вмешательств на глубоко расположенных структурах головного мозга положен стереотаксический принцип, позволяющий с помощью средств интрокраниального анатомического картирования и специализированной хирургической аппаратуры обеспечить локальный доступ к внутримозговым образованиям. При этом клинический эффект операции зависит от точности попадания хирургического инструмента в заданную структуру головного мозга и степени травмирования окружающих тканей.

Основным компонентом данных нейрохирургических интервенционных систем является устройство, осуществляющее высокоточное манипулирование хирургическим инструментом – стереотаксический аппарат. Принцип жесткого сопряжения интактной части хирургического инструмента и направляющего устройства, реализуемый практически во всех моделях современных стереотаксических аппаратов, позволяет осуществлять только прямолинейное введение хирургического инструмента вглубь мозга, что существенно ограничивает возможности хирургического доступа и делает чрезвычайно сложно, а в ряде случаев вообще невозможно обеспечить воздействие на структуры ствола мозга и локальные новообразования этой области. Альтернативой традиционному стереотаксису является метод лучевой терапии, основанный на фокусировании в зоне оперативного вмешательства ионизирующего излучения системы радиоактивных излучателей. Однако данные системы способны обеспечить только деструктивное воздействие на оперируемые структуры. Поэтому актуальной является проблема разработки универсального способа воздействия на внутримозговые образования, сочетающего в себе оптимальный доступ к стереотаксической «мишени» и широкий спектр лечебных мероприятий, включающих введение лекарственных препаратов, биопсию, трансплантацию эмбриональной нервной ткани, электро- и лазерную стимуляцию патологически измененных структур.

Перспективным способом воздействия на глубоко расположенные структуры мозга является магнитный стереотаксис. Данный способ, находящийся в настоящее время на стадии экспериментальных исследований, основан на управлении хирургическим инструментом с помощью внешнего постоянного магнитного поля. Ввиду возможности бесконтактного воздействия на погруженную в мозговую ткань оконечность инструмента данный способ позволяет осуществить оптимальный доступ к оперируемым структурам по криволинейной, заранее рассчитываемой траектории, обеспечивающей минимальный травматизм жизненно важных центров нервной деятельности.

Хирургический инструмент в системах магнитного стереотаксиса представляет собой гибкий катетер или имплантат для ВЧ-термодеструкции с внешним диаметром порядка 2–3 мм, движущей частью которых является наконечник, выполненный из магнитотвердого материала с большими значениями остаточной индукции и коэрцитивной силы, приближенно рассматриваемый как точечный магнитный диполь [1]. Формирование внешнего магнитного поля заданной конфигурации осуществляется с помощью перемещаемых вокруг операционной зоны [2, 3] или стационарно установленных [1, 4, 5] магнитных катушек, величиной силы тока в которых можно управлять.

С учетом действия сторонних (немагнитных) сил закон движения хирургического инструмента в нервной ткани под действием внешнего магнитного поля определяется (в векторной форме):

$$\vec{F}_p = \vec{F}_m + \vec{F}_c + \vec{F}_m + \vec{F}_A, \quad (1)$$

где \vec{F}_p – результирующая сила, действующая на хирургический инструмент; \vec{F}_m – механическая сила, действующая на хирургический инструмент со стороны внешнего магнитного поля; \vec{F}_c – сила сопротивления, возникающая при движении в нервной ткани; \vec{F}_m – сила тяжести; \vec{F}_A – Архимедова сила. Причем пондеромоторная сила, характеризующая механическое действие магнитного поля, определяется согласно [6]:

$$\vec{F}_m = (\vec{m} \nabla) \vec{B}, \quad (2)$$

где \vec{m} – векторная величина, характеризующая магнитный момент объема «активной» части хирургического инструмента; \vec{B} – вектор индукции внешнего магнитного поля.

Из выражения (1) следует, что для перемещения хирургического инструмента в требуемом направлении необходимо формирование неоднородного магнитного поля, обладающего соответствующими градиентными характеристиками, определяющими модуль и направление механической силы (2), способной компенсировать сторонние (немагнитные) силы, и осуществлять движение хирургического инструмента в нервной ткани (вязкой среде, эквивалентной по реологическим свойствам желатину [7]) с заданной скоростью. Поэтому первостепенной задачей является точное определение силовых характеристик магнитного поля (вектора индукции и производных его компонент по координатам). При этом необходимость формирования управляющих воздействий в реальном масштабе времени по данным расчета уравнения движения хирургического инструмента предъявляет высокие требования к быстродействию алгоритма расчета параметров магнитного поля.

Так, при математическом описании магнитной стереотаксической системы (MSS), разработанной компанией Stereotaxis inc.[1], вычисление полной индукции поля, создаваемого магнитной катушкой, проводится численным интегрированием индукции, создаваемой элементами тока, по объему обмотки катушки (согласно закону Био–Савара):

$$\vec{B} = \frac{\mu_0}{4\pi} \int_V \frac{[\vec{j} \times \vec{r}]}{r^3} dV; \quad (3)$$

где \vec{j} – плотность объемного тока; \vec{r} – вектор расстояния от элемента тока до точки, в которой проводится нахождение магнитной индукции. Отсутствие намагничивающихся сред позволяет применить принцип суперпозиции при расчете полного поля, создаваемого системой с шестью тороидальными катушками, которые расположены парами во взаимно перпендикулярных плоскостях. Ввиду большого объема вычислений, в математической модели MSS применен комбинированный метод расчета характеристик магнитного поля, основанный на точном нахождении индукции (согласно закону Био–Савара) в матрице опорных точек, с последующим интерполированием [1].

В данной работе предлагается способ представления магнитной катушки в виде совокупности последовательно соединенных круговых токов, имеющих общую ось, и алгебраическом суммировании соответствующих компонент индукции, создаваемых отдельными витками. Нахождение магнитной индукции одного витка осуществляется методом векторного потенциала [6]:

$$\vec{A} = \frac{\mu_0}{4\pi} \oint \frac{I d\vec{l}}{r'}, \quad (4)$$

где r' – расстояние от элемента тока $I d\vec{l}$ до точки М.

В силу аксиальной симметрии системы расчет характеристик магнитного поля проводится в цилиндрической системе координат. Учитывая направление протекания тока, в цилиндрической системе координат только угловая компонента A_α векторного потенциала будет отлична от нуля. Применяя формулы векторного анализа для перехода к индукции магнитного поля согласно определению векторного потенциала: $\vec{B} = \text{rot}\vec{A}$, получаем аксиальную B_z и радиальную B_r компоненты вектора магнитной индукции:

$$B_z = \frac{\mu_0}{4\pi} \cdot 2I \cdot \frac{1}{\sqrt{(a+r)^2 + z^2}} \cdot \left[K(k) + \frac{a^2 - r^2 - z^2}{(a-r)^2 + z^2} E(k) \right], \quad (5)$$

$$B_r = \frac{\mu_0}{4\pi} \cdot \frac{2Iz}{r\sqrt{(a+r)^2 + z^2}} \cdot \left[\frac{a^2 + r^2 + z^2}{(a-r)^2 + z^2} E(k) - K(k) \right], \quad (6)$$

где I – величина силы тока, протекающего по витку; a – радиус витка; r, z – цилиндрические координаты точки, в которой находится вектор магнитной индукции; $K(k)$ и $E(k)$ – полные эллиптические интегралы Лежандра 1–го и 2–го рода. В силу аксиальной симметрии системы угловая компонента вектора индукции магнитного поля равна нулю.

При нахождении полной индукции магнитного поля, создаваемого катушкой, для сокращения времени вычислений проводится аппроксимация нескольких витков обмотки эквивалентным витком (с учетом выполнения условия идеальности модели):

$$a_{cp} \ll d_{k_{min}}, \quad (7)$$

где a_{cp} – средний размер сечения эквивалентного витка обмотки; $d_{k_{min}}$ – минимальный диаметр магнитной катушки.

Из выражений (5 и 6) следует, что индукция магнитного поля является линейной функцией тока, протекающего по обмотке катушки. На оси катушки вектор индукции магнитного поля определяется только аксиальной составляющей. Приведенные тоновые иллюстрации распределения составляющих и модуля величины вектора магнитной индукции (рис. 1), позволяют судить об абсолютной величине и степени неоднородности поля в рабочей области (обозначена пунктиром), представляющей собой куб со стороной 200 мм, в котором располагается зона хирургического воздействия.

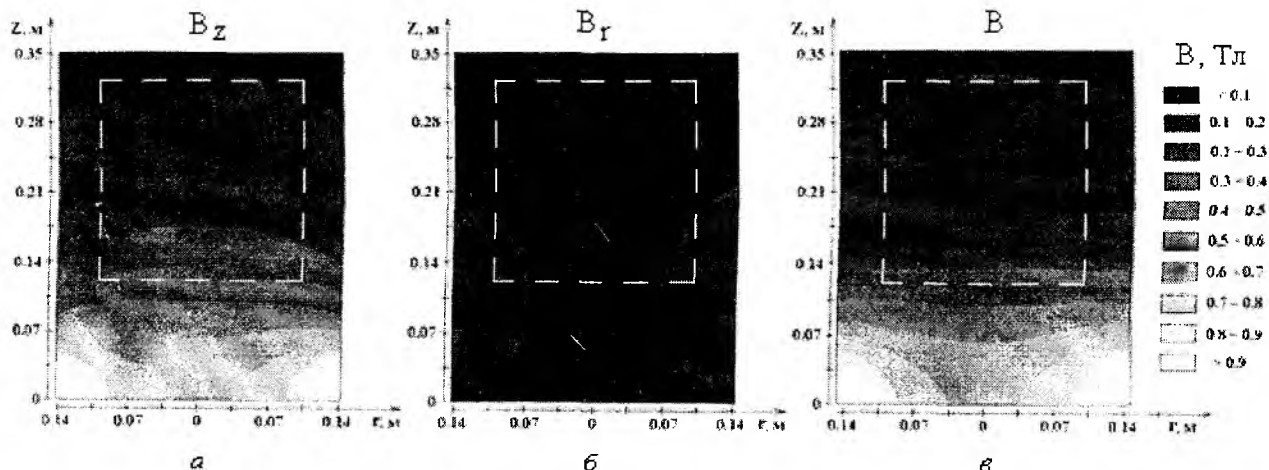


Рис. 1

Иллюстрации созданы для тороидальной сверхпроводящей магнитной катушки длиной 70,1 мм, внутренним (280 мм) и внешним (372 мм) диаметрами, с удельным числом витков в кв. сантиметре окна – 207,2, при силе тока в обмотке 100А. В указанной рабочей области аксиальная составляющая вектора индукции магнитного поля, создаваемого катушкой (рис. 1, а), возрастает по мере приближения к плоскости первого витка катушки, при этом неоднородность поля в аксиальном направлении в несколько раз больше его неоднородности в радиальном направлении, что так же наблюдается и для абсолютной величины вектора индукции (рис. 1, в). Радиальная компонента вектора индукции магнитного поля (рис. 1, б) в 5–6 раз меньше аксиальной и в рабочей зоне сравнительно однородна вдоль всех направлений.

Расчет силы, действующей на хирургический инструмент со стороны внешнего магнитного поля осуществляется, согласно выражению (2), с помощью численного определения производных компонент вектора магнитной индукции по координатам. Тоновая иллюстрация аксиальной, радиальной компонент и модуля вектора магнитной индукции приводятся на рис. 2. В качестве наконечника хирургического инструмента используется постоянный магнит на основе магнитотвердого сплава (Nd–Fe–В), обладающий магнитным моментом величиной 0,016 А·м² [1].

Абсолютная величина аксиальной составляющей (рис. 2, а) и модуль (рис. 2, в) вектора силы возрастают по мере приближения к плоскости первого витка катушки, причем аксиальная компонента вектора силы направлена в сторону уменьшения координаты z. Это означает, что хирургический инструмент будет притягиваться к катушке вне зависимости от направления протекания тока по ее обмотке, двигаясь в сторону увеличения индукции магнитного поля (см. рис. 1) – к минимуму потенциальной энергии магнитного диполя во внешнем поле, определяемой как:

$$W = -(\vec{m} \cdot \vec{B}). \quad (8)$$

Радиальная составляющая силы (рис. 2, б), направленная в большей части рабочей области к катушке, меняет знак и в нижней зоне рабочей области направлена в сторону увеличения координата r .

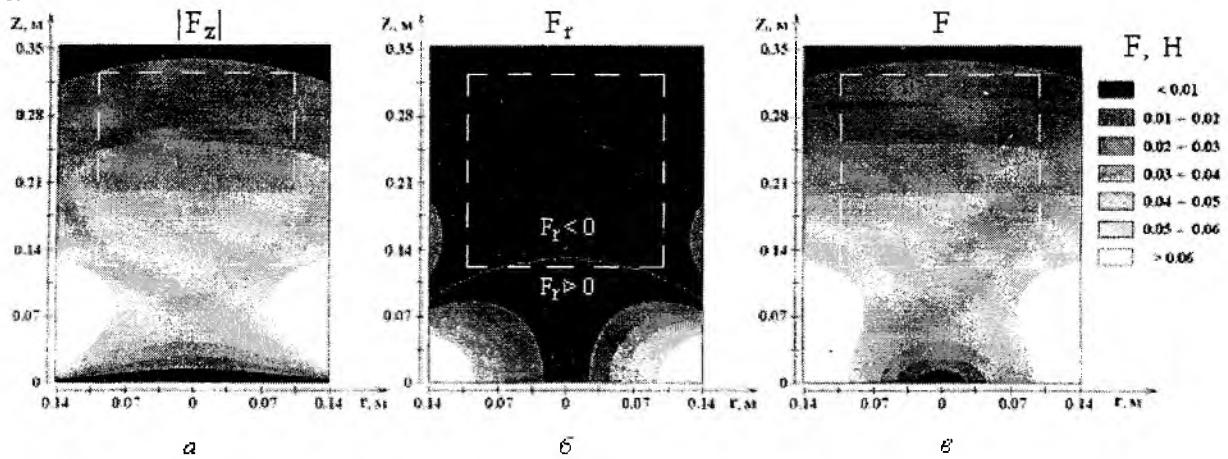


Рис. 2

Ввиду отсутствия намагничивающихся сред, нахождение результирующего поля и ponderomotive силы системы катушек находится по принципу суперпозиция.

Анализ топографии магнитного поля катушки и его силовых характеристик в системе MSS показывает, что двунаправленное перемещение хирургического инструмента вдоль оси z возможно исключительно путем использования двух катушек, расположенных симметрично относительно центра рабочей зоны. При этом компенсацию радиальной компоненты силы, вызывающей боковое смещение хирургического инструмента, необходимо обеспечивать с помощью двух пар катушек, расположенных в перпендикулярных плоскостях.

Вычислительными преимуществами метода являются его высокое быстродействие (более, чем на порядок превышающее аналогичный показатель для численного метода расчета магнитного поля по закону Био-Савара) и повышенная точность (при снижении скорости вычислений приблизительно в 4 раза), по сравнению с интерполяционным методом расчета индукции по предварительно определенной матрице опорных точек. Это позволяет отказаться от применения громоздкого метода комбинированного расчета магнитного поля предлагаемого в [1], с высокой точностью и минимальными затратами машинного времени проводить непосредственное вычисление силовых характеристик магнитного поля в произвольной точке рабочей области, что является актуальным при разработке новых и исследовании существующих систем бесконтактного стереотаксического магнитного управления хирургическим инструментом.

Список литературы: 1. *Optimal realization of arbitrary forces in a magnetic stereotaxis system* / Meeker D.C., Maslen E.H., Ritter R.C., Creighton F.M. // IEEE Transactions on Magnetics. 1996. Vol. 7. № 2. P. 320–328. 2. *Magnetic movement of a brain thermoceptor* / Howard M.A. 3d, Grady M.S., Ritter R.C et al. // Neurosurgery. 1989. Vol. 24, № 3. P. 444–448. 3. *Goniometric motion controller for the superconducting coil in a magnetic stereotaxis system* / Quate E.G., Wika K.G., Lawson M.A. et al. // IEEE Trans. Biomed. Eng. 1991. Vol. 38, № 9. P. 899–905. 4. *Experimental study of the magnetic stereotaxis system for catheter manipulation within the brain* / Grady M.S., Howard M.A. 3d, Dacey R.G. et al. // J. Neurosurg. 2000. № 93 (2). P. 282–288. 5. *Magnetic neurosurgery* / Howard M.A. 3d., Grady M.S., Ritter R.C. et al. // Stereotact. Funct. Neurosurg. 1996. Vol. 66, № 1–3. P. 102–107. 6. *Тамм И.Е.* Основы теории электричества. М.: Наука, 1976. 616 с. 7. *Ritter R.C., Quate E.G., Gillies G.T. et al.* Measurement of friction on straight catheters in in vitro brain and phantom material // IEEE Trans. Biomed. Eng. 1998. Vol. 45, № 4. P. 476–485.

Харьковский государственный технический университет радиотехники

Поступила в редколлегию 01.12.2000

ОПТИМАЛЬНАЯ КОМПЛЕКТАЦИЯ КОНСТРУКТИВНО-ФУНКЦИОНАЛЬНЫХ УЗЛОВ ЭЛЕКТРОРАДИОЭЛЕМЕНТАМИ

Качество выпускаемых изделий в значительной степени определяется точностью выходных параметров входящих в него конструктивно-функциональных узлов (КФУ), количественной мерой которых, как известно, является допуск. Обеспечение заданной точности является проблемой, решаемой на этапах от разработки электрической принципиальной схемы до сборки готового изделия.

Другой немаловажной проблемой, стоящей перед предприятиями в современных экономических условиях, является рациональное использование имеющихся в их арсенале материалов и комплектующих элементов.

Наиболее важными задачами при этом являются [1, 2]:

- назначение производственных допусков на параметры элементов при известном результирующем допуске (последовательное приближение, равные вычисления и т.п.);
- оценка допусков на выходные параметры КФУ при действии дестабилизирующих факторов;
- селективная сборка КФУ;
- регулировка (подстройка).

Решение каждой из перечисленных задач сопряжено с рядом трудностей. Так, первые три – с громоздкостью математического аппарата. Кроме того, их решение далеко не всегда приводит к единственному наиболее оптимальному результату. Последнее представляет трудно поддающуюся автоматизации технологическую операцию.

Оптимальная комплектация собираемых КФУ является задачей назначения. Элементная база, поступающая на сборку партии КФУ, должна быть распределена по ним так, чтобы достигался минимум целевой функции путем компенсации (взаимоуничтожения) погрешностей параметров элементов. Целевой функцией при этом является сумма модулей погрешности выходных параметров КФУ по всей партии. Таким образом, задача назначения сводится к поиску оптимального плана.

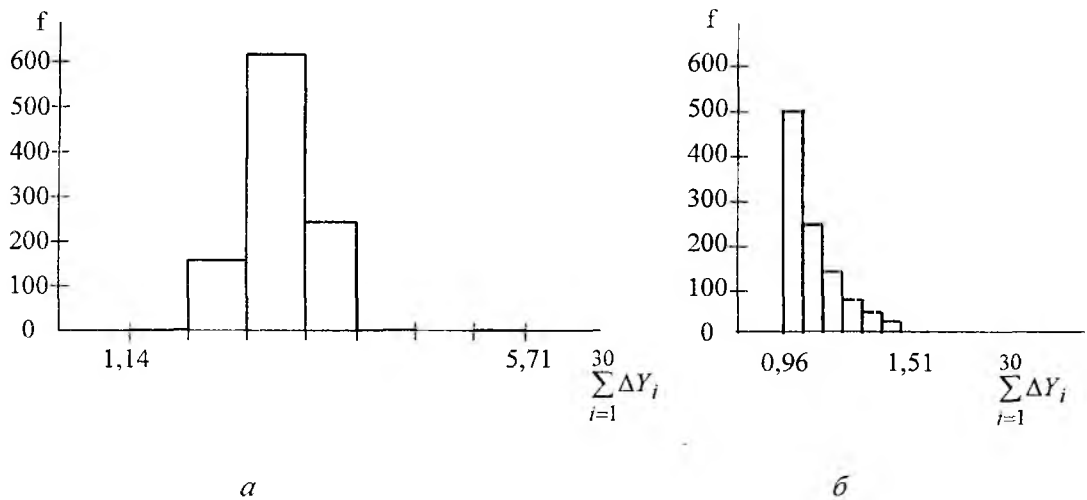
Решить поставленную задачу можно с помощью эвристического алгоритма, в котором сначала будет осуществлено начальное условное распределение элементов по КФУ в соответствии со случайной комбинацией. Затем из двух КФУ с максимальными вычисленными погрешностями выходного параметра (далее выходными погрешностями), имеющими разные знаки, условно будут переставляться элементы одинакового типономинала и оставляться на новых местах, если суммарная по модулю выходная погрешность уменьшится. Эта процедура должна повторяться до тех пор, пока в рассматриваемой паре КФУ не будет проведена перестановка последнего элемента. Как правило, она дает улучшение результата (уменьшение суммарной по модулю выходной погрешности обоих КФУ). Это объясняется тем, что в два КФУ с разными знаками выходной погрешности обязательно входят элементы одинаковых типономиналов, имеющие разные знаки погрешности своих параметров. Их перестановка обязательно приведет к изменению результата. Далее процедура может аналогично повторяться для следующей пары КФУ.

Если в результате начального распределения или проделанных перестановок не будут получены КФУ с разными знаками выходной погрешности, то необходимо рассматривать пару КФУ с максимальной погрешностью одинакового знака и аналогично переставлять из них элементы одинакового типономинала. Оставлять элементы на новых местах нужно в том случае, если уменьшается модуль погрешности хотя бы одного из них. Если в результате этой процедуры появятся КФУ с разными знаками выходной погрешности, то необходимо снова вернуться к перестановкам первой процедуры.

Конец алгоритма будет тогда, когда рассмотренные перестановки не приведут к улучшению результата либо его изменение станет несущественным.

На рисунке в одном масштабе приведены законы распределения суммарной погрешности выходного параметра партии стабилизаторов напряжения (коэффициента стабилизации напряжения): a – при случайной комбинации элементов, b – после завершения расчета.

Количество стабилизаторов в партии – 30 шт. Количество проделанных расчетов – 1000. Математические ожидания соответственно равны: $M_1 = 2,82$; $M_2 = 1,08$. Дисперсии: $D_1 = 0,172$; $D_2 = 0,01$. Среднеквадратические отклонения: $\sigma_1 = 0,41$; $\sigma_2 = 0,1$.



В данной статье приведены основные признаки, заложенные в алгоритм оптимальной комплектации. Не вдаваясь в его более детальное описание и анализируя полученные результаты, можно утверждать, что эффект с точки зрения повышения точности выходного параметра очевиден. Благодаря ему появляется возможность повысить точность собираемых КФУ и добиться минимального отбраковывания комплектующих элементов. Также появляется возможность исключить из конструкции изделия элементы подстройки, а из технологического процесса сборки-операции регулировки. Кроме того, возможна закупка более дешевой элементной базы с большим разбросом параметров, которые в ходе оптимизации будут скомпенсированы.

Для практической реализации необходимы: измерение параметров всех элементов, поступающих на сборку, и специальная технологическая тара для ее хранения до сборки под определенными номерами. Кроме того, необходимо хранить информацию о номерах и параметрах. Измерение может быть осуществлено на участках входного контроля сборочных цехов, оснащенных соответствующим измерительным оборудованием, а хранение - с помощью любого носителя информации, что принципиальных трудностей не вызывает.

Список литературы: 1. Фомин А.В. Допуски в РЭА. М.: Сов.радио, 1973. 128 с. 2. Буловский П.И. Автоматизация селективной сборки приборов. Л.: Машиностроение, 1978. 232 с.

Харьковский государственный технический университет радиотехники

Поступило в редколлегию 12.07.2000

ОРТОПЕДИЧЕСКИЙ КОМПЛЕКС С МНОГОЭЛЕМЕНТНЫМ ИЗМЕРИТЕЛЬНЫМ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЕМ

Вычислительная техника высокого уровня предоставляет новые возможности для автоматизации и углубления исследований в ортопедии. В таких областях, как стабилотография и постурография (исследование опорно-двигательного аппарата) и плантография (исследование стоп) все шире стали применяться многоэлементные измерительные преобразователи (МИП). Наиболее легко и быстро МИП внедрились в стабилотографию и плантографию [1-4]. Эти МИП обычно состоят из четырех независимых платформ, под которыми располагаются элементарные датчики (ЭД) тензометрического или индуктивного типа. Вычислительный комплекс с такими МИП может определять ряд параметров, характеризующих опорно-двигательные функции: координаты проекции общего центра масс (ОЦМ), его траекторию, частоту колебаний и др.

Программы вычислений этих параметров сравнительно просты. Например, координаты проекции ОЦМ определяются, исходя из равенства момента веса сумме моментов реакций платформ:

$$X_{\text{ОЦМ}} = \frac{\sum_{i=1}^4 P_i X_i}{\sum_{i=1}^4 P_i}; \quad Y_{\text{ОЦМ}} = \frac{\sum_{i=1}^4 P_i Y_i}{\sum_{i=1}^4 P_i}. \quad (1)$$

Попутно определяется и вес, как сумма реакций платформ $\sum_{i=1}^4 P_i$. Затем он может использоваться для расчета относительных величин.

Ввиду небольшого количества ЭД опрос МИП осуществляется с большой скоростью, поэтому комплекс может работать в реальном времени и получать информацию о высокочастотных колебательных процессах.

Дальнейший прогресс в ортопедии связан с появлением МИП с количеством элементов более 300. Использование МИП позволяет выполнять комплексные исследования, включающие плантографию и стабилотографию. Получать качественную и количественную информацию о распределении давления на поверхность стопы (качественно – посредством цветового кодирования), а также большинство параметров, характеризующих функции опорно-двигательного аппарата. Однако применение таких МИП порождает и ряд проблем. Рассмотрим их подробнее.

В качестве ЭД этих МИП наиболее подходящими считаются тензорезистивные (ТР), магнитоупругие (МУ) и индуктивные датчики. Применение ТР датчиков связано с технологическими сложностями (специальная механическая конструкция для размещения датчиков). Так как целесообразно применять полупроводниковые ТР, то стоимость датчиков достаточно высока, а механическая надежность – низка. МУ датчики механически надежны, но, вследствие использования большой доли ручного труда при их изготовлении, также весьма дороги. Перспективно применение индуктивных ЭД, так как их производство может быть автоматизировано (по крайней мере, на стадии изготовления).

Наличие большого числа ЭД усложняет съем информации и увеличивает время сканирования МИП, которое может достигать 1 с и более. При этом исследование быстрых колебательных процессов становится невозможным. Однако такие исследования требуются сравнительно редко.

Рассмотрим подробнее особенности использования индуктивных ЭД и МИП на их основе. Простейший индуктивный датчик состоит из двух плоских катушек индуктивности, разделенных слоем упругого диэлектрика (рис. 1).

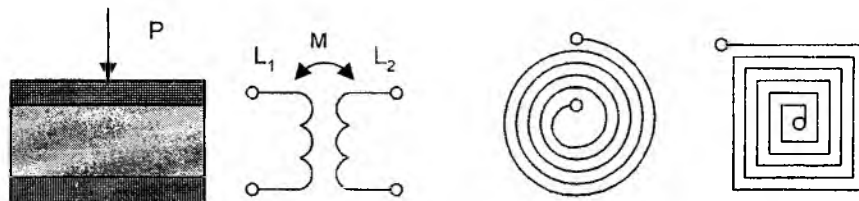


Рис. 1

При воздействии усилия на подвижную катушку, упругий диэлектрик сжимается, взаимная индуктивность M катушек увеличивается и растет напряжение на вторичной катушке. Катушки – однослойные со спиральной намоткой провода или спирально-квадратные, выполненные фотогальваническим способом. При втором способе имеется возможность в значительной мере автоматизировать процесс изготовления датчиков. Ввиду малости ЭД (1×1 см) индуктивности катушек оказываются очень маленькими – 1–2 мкГн, поэтому их приходится питать током весьма высокой частоты. Наиболее рациональной организацией МИП является объединение элементов в строки и столбцы (рис. 2).

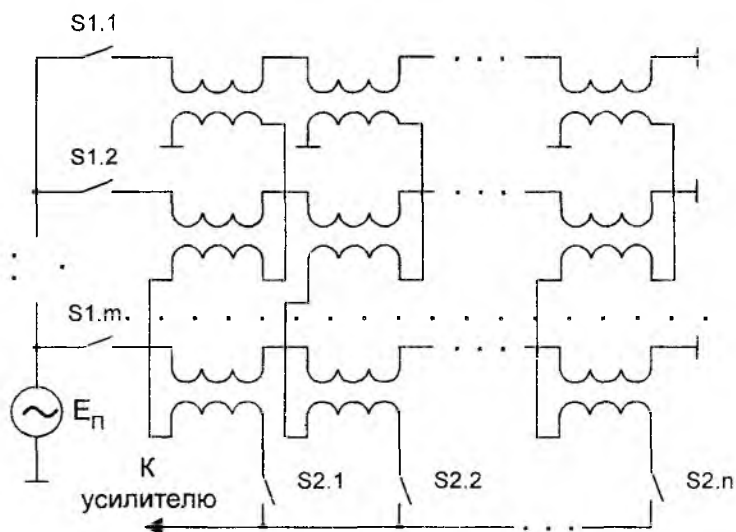


Рис. 2

С помощью аналоговых ключей S1 осуществляется коммутация строк, а с помощью ключей S2 – столбцов. При этом в строку соединяются первичные (токовые) катушки, а в столбцы – вторичные. Информация снимается с элемента, находящегося на пересечении выбранной строки и столбца. Даже при числе элементов в строке равном 30–35, их суммарная индуктивность оказывается небольшой – 30–70 мкГн, поэтому частоту питающего тока приходится брать большой (300–500 кГц). На таких частотах сказывается влияние паразитных параметров. Схема замещения одной строки, подключенной к источнику тока, показана на рис. 3.

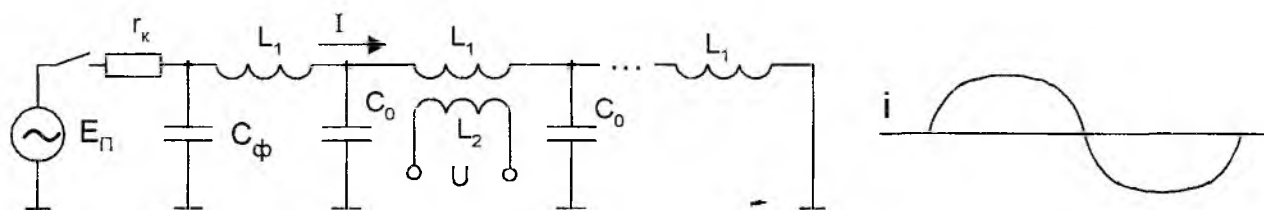


Рис. 3

Здесь r_k – сопротивление ключа, C_0 – емкость первичной катушки относительно платформы. Эта емкость невелика (5–10 пФ), и на частоте питающего тока в схеме замещения не наблюдаются волновые явления. Во вторичной цепи, ввиду большого входного сопротивления усилителя, влияние паразитных емкостей может проявиться, поэтому первичные (строковые) катушки целесообразно располагать ближе к платформе. Так как в качестве коммутирующих ключей используются МОП-транзисторы, их сопротивление нелинейно, и ток в строке имеет форму, показанную на рис. 3. В нем будет сильно выражена третья гармоника. Первая и третья гармоники выходного напряжения будут соответственно равны $U_1 = \omega M \cdot I_1$ и $U_3 = 3\omega M \cdot I_3$, т.е. относительная величина третьей гармоники в выходном напряжении возрастает, а наличие паразитных емкостей вызовет ее фазовый сдвиг. Все это может привести к нарушению адекватной реакции выходного сигнала на усилие: при увеличении давления на ЭД его выходное напряжение может не увеличиться, а уменьшиться. Чтобы избежать этого, на входе строки включается фильтрующая емкость C_ϕ . Вместе с сопротивлением ключа r_k она образует ФНЧ с частотой среза около 2ω , который подавляет высшие гармоники. Из сказанного также следует, что МИП с индуктивными ЭД должен быть расположен как можно ближе к источнику ВЧ тока и коммутаторам.

Одной из проблем всех МИП является большой разброс выходных сигналов при одинаковой нагрузке элементов. Главная причина этого – разброс сопротивлений коммутирующих ключей. Так как

элементарные датчики в МИП обычно небалансные, то даже при отсутствии нагрузки на их выходах присутствуют некоторые напряжения, из которых приходится создавать начальный или нулевой массив. Его затем вычитают из массива сигналов нагруженных элементов. Отдельной проблемой для индуктивных преобразователей является подбор упругого диэлектрика с малой остаточной деформацией. Из сказанного следует, что для получения достаточно точных количественных оценок в ортопедических комплексах с МИП требуются специальные средства для калибровки, которая должна проводиться достаточно часто.

Институтом патологии позвоночника и суставов АМН Украины совместно с Харьковским государственным университетом радиоэлектрониким был разработан и изготовлен экспериментальный образец комплекса для ортопедических исследований с индуктивным МИП, при выполнении которого были учтены их особенности, рассмотренные выше. Структурная схема комплекса приведена на рис. 4.

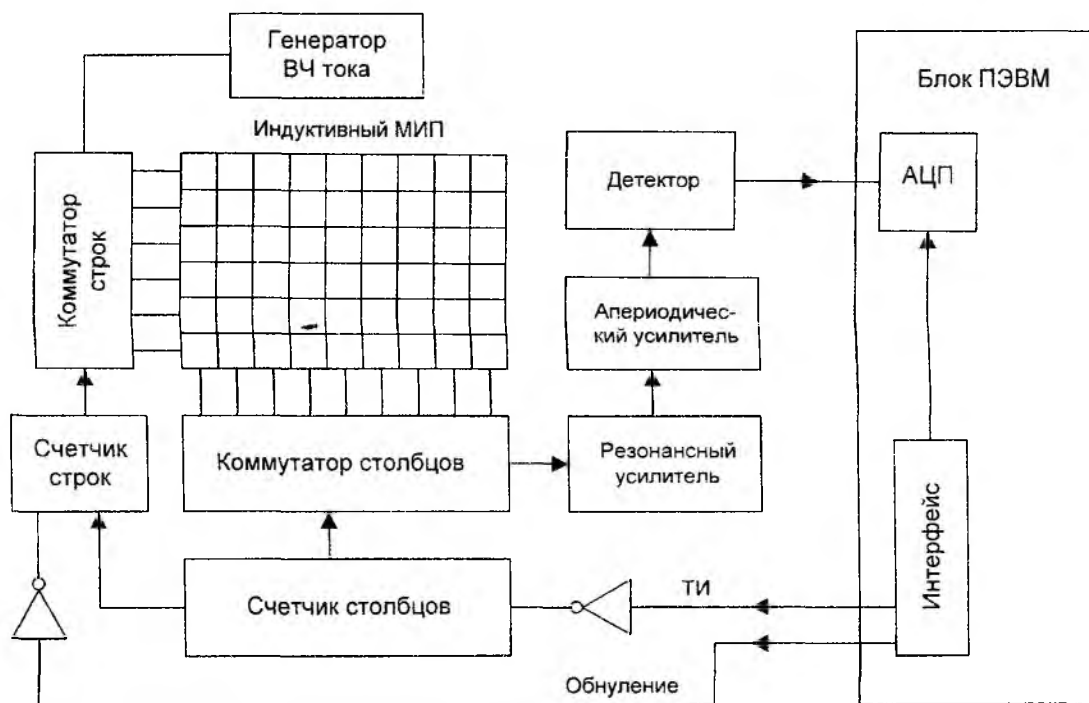


Рис. 4

Индуктивный МИП размерностью 27×35 элементов размещается на платформе, которая может выдержать нагрузку до 300 кг. Катушки ЭД выполнены со спиральной намоткой вручную. В качестве упругого диэлектрика используется полиуретан. Все электронные узлы находятся в аппаратном блоке, который размещается под платформой. Это позволяет соединять его с МИП очень короткими проводниками и тем самым уменьшить влияние паразитных параметров. Сканирование МИП осуществляется с помощью счетчиков и коммутаторов. Для этого из ПЭВМ подаются всего два управляющих импульса – тактовый ТИ и обнуления (в начале каждого цикла). Частота сканирования сравнительно невелика – 1 кГц, при этом цикл опроса составляет около 1 с. Аналоговый сигнал поступает на вход АЦП в виде ступенек длительностью 1 мс. Амплитудный детектор растягивает фронты ступенек, и это нужно учитывать при АЦ преобразовании введением задержек так, чтобы оно выполнялось при надежном выходе на плоский участок.

Комплекс позволяет выполнять:

- плантографию с выводом цветного изображения стоп и расчетом количественных параметров (общий вес, абсолютное и относительное давление на элементы и др.);
- стабิโลграфию с выводом проекции ОЦМ на фоне изображения стоп или ее траектории и расчетом количественных параметров: частотные характеристики, площадь кривой траектории ОЦМ, ее статистику (плотность вероятности) и др. Вычисление координат проекции ОЦМ производится так же, как и в четырехэлементных стабิโลграфах (статографах). Только число слагаемых в суммах (1) будет намного больше 945.

В заключение еще раз остановимся на калибровке МИП. Могут применяться два способа калибровки: индивидуальный и интегральный. При первом способе каждый ЭД поочередно нагружается грузом весом 5 Н. Для этого используется специальная планка с отверстиями, перемещаемая по строкам. Этот способ достаточно точен, но занимает много времени. Второй способ состоит в одновременном нагружении всех ЭД одинаковым давлением. Для этого была изготовлена специальная оснастка. Она состоит из резиновой камеры прямоугольной формы, которая размещается под крышкой. Камера укладывается на МИП и крышка прикрепляется к платформе. В камере может создаваться давление воздуха до 0,5 атм (5 Н/см²). Этот способ позволяет нагрузить элементы несколькими (одинаковыми) значениями давления и таким образом построить индивидуальные характеристики каждого элементарного датчика.

Список литературы: 1. Пат. 4429114 DE. МКИ А61 В5/103. Прибор для определения положения стопы и/или ноги человека, Бюл. №15. 2. Измерительная система для определения распределения давления на опорную поверхность стопы / З.М. Мителева, М.Ю. Карпинский, Е.Д. Карпинская, А.Г. Конашков // Биомеханика на защите жизни и здоровья человека: Мат. конф. Н.Новгород, 1992. Т.2. С.189. 3. Система для комплексной оценки состояния опорно-двигательного и вестибулярного аппарата человека – “Статограф” / З.М. Мителева, М.Ю. Карпинский, В.Я. Кокоровец, Г.И. Кружидин // Медицина и ... 1997. №1. С.35-36. 4. Киселев Д.Н., Карпинский М.Ю. Плантография // Медицина и ... 1998. №1. С.12-28.

*Институт патологии позвоночника и суставов
им. проф. М.И. Ситенко АМН Украины
Харьковский государственный технический
университет радиоэлектроники*

Поступила в редколлегию 29.11.2000

МОДЕЛЬ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ СЛУХОВОГО ВОСПРИЯТИЯ НА ОСНОВЕ НЕЛИНЕЙНО-ПАРАМЕТРИЧЕСКИХ СИСТЕМ

Значительные успехи медицины в области протезирования и выявления причин тех или иных функциональных отклонений непосредственно связаны с получением адекватных моделей физиологических явлений и происходящих нелинейных процессов в организме человека. Разработка моделей сенсорных систем представляет значительный научный и практический интерес в области прикладной медицины, биологического моделирования, биокибернетики, создания систем искусственного интеллекта и других современных направлений естествознания. Такие электрические модели с успехом могут быть применимы для создания научно-исследовательских и экспертных систем в лечебных центрах и отделениях посттравматической реабилитации больных с нарушением слуха. Существующие модели системы слухового восприятия рассматривают лишь процесс принятия и усиления звуковых колебаний, не учитывая при этом дальнейшую обработку сигнала и преобразование его в электрический. Можно утверждать, что существующие модели уха представляют собой лишь схемы, выполняющие функции слухового аппарата, что не отвечает полной достоверности процесса слухового восприятия.

Целью настоящей работы является моделирование процесса слухового восприятия на основе нелинейно-параметрической системы.

Как известно, слуховой тракт разбит на три составляющие: наружное, среднее и внутреннее ухо. Звуковые колебания от внешнего источника попадают в ушную раковину наружного уха. Вследствие специфической формы ушной раковины звуковые волны по-разному дифрагируют. Это приводит к различному изменению спектрального состава звуковых колебаний, попадающих в слуховой проход. Звуковая волна проходит через слуховой проход и приводит в движение барабанную перепонку среднего уха, частично отражаясь от нее. Барабанная перепонка перемещает последовательно соединенные между собой косточки среднего уха. Косточки осуществляют передачу механических колебаний от воздушной среды наружного уха к жидкой среде внутреннего. Среднее ухо согласует волновое сопротивление воздуха и жидкости внутреннего уха, т.е. способствует передаче большей интенсивности звука (эффект усиления порядка 28 дБ). Внутренняя косточка – стремечко – упирается в овальное окошко – отверстие в основании так называемой улитки. Улитка выполняет функцию преобразователя механических колебаний в электрические.

Улитка представляет собой спираль, вдоль которой проходят три канала. Два канала разделены базилярной мембраной. На ней находится кортиева орган, содержащий рецепторные (волосковые) клетки. Колебания овального окошка, располагаемого на входе улитки, передаются жидкости, заполняющей канал, прилегающий к базилярной мембране. Волоски кортиева органа отклоняются и волосковые клетки генерируют электрический сигнал. Далее этот сигнал по слуховому нерву передается в мозг: через два синаптических переключения сигнал попадает в первичную слуховую кору головного мозга. В дальнейшем за избирательность восприятия слуховой информации будет отвечать реакция мозга.

Для моделирования процесса слухового восприятия были использованы некоторые актуальные аспекты теории Бекеша [1], суть которой заключается в том, что при передаче колебаний основанию улитки, вызванных звуком определенной частоты, колебания с максимальной амплитудой возбуждятся только при равенстве резонансной частоты и частоты возбуждения улитки. Сложный акустический сигнал, состоящий из различных синусоидальных колебаний разной частоты, с различными фазами этих частотных составляющих, воздействуя на основание улитки, влечет появление сложного пространственного распределения вынужденных колебаний базилярной мембраны. Колебания высокой частоты локализируются вблизи основания улитки, а низкочастотные колебания – у вершины. Колебания волосков приводят к генерации в волосковых клетках сигналов, передаваемых в волокна слухового нерва. Передаваемый сигнал несет информацию об амплитудах и фазах колебаний базилярной мембраны в различные моменты времени и в различных точках мембраны.

Разработанная модель имеет косвенную аналогию и достаточно достоверно отображает процесс слухового восприятия. Представленная на рис. 1 схема моделирует функции слухового канала без учета бинаурального эффекта (определение направления на источник звука).

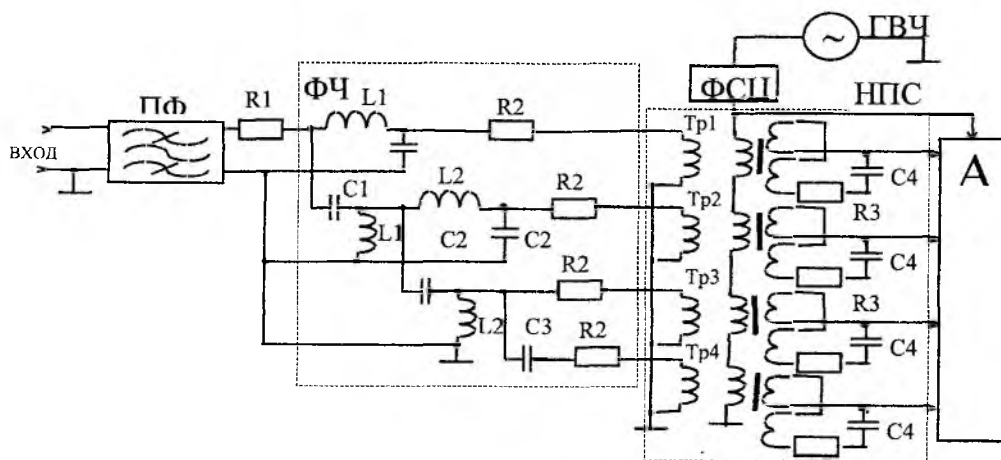


Рис. 1

Моделирующая система может быть представлена в следующем виде (рис. 1), где обозначены: ПФ – входной полосовой фильтр; R1 – аттенуатор входной цепи; ФЧС – фильтры частотной селекции каналов; ГВЧ – генератор сигнала частоты 100 кГц; ФСЦ – фазосдвигающая цепь; ИПС – индуктивные нелинейно-параметрические системы; А – анализатор. Для ограничения частоты работы схемы в диапазоне слухового восприятия человеческого уха на входе предусмотрен многозвеньевой LC-полосовой фильтр (ПФ), состоящий из параллельных и последовательных колебательных контуров. Введением активных сопротивлений снижается добротность последовательно резонансным контурам ПФ, что вызывает расширение частотной полосы пропускания фильтра (сглаживает боковые полосы по низкой частоте (НЧ) до уровня 100-120 Гц, по высокой частоте (ВЧ) до 16-17 кГц).

Известно, что, если сопротивление параллельного колебательного контура на резонансной частоте максимально, то для последовательного – минимально. При входном сигнале, частота которого равна резонансной, реактивное сопротивление последовательного контура резко возрастает, что сглаживает пик характеристики резонансной кривой фильтра. Для сигналов, частота которых будет ниже или выше полосы звуковых частот (диапазона слышимости человеческого уха), входное сопротивление схемы будет практически равно активному сопротивлению провода катушки индуктивности ПФ, и колебания таких частот будут шунтироваться. Прохождение постоянной составляющей входных сигналов ограничивается конденсатором последовательного резонансного контура фильтра. В качестве аттенуатора амплитуды входного сигнала выступает сопротивление резистора R1.

Таким образом, входной канал схемы производит частотную избирательность входных колебаний на уровне порога слышимости звукового восприятия уха и моделирует функции барабанной перепонки и среднего уха.

Далее, аналогично выполняемым функциям кортиева органа базилярной мембраны улитки, производится частотная селекция сигнала по четырем частотным диапазонам. Происходит разделение сложного входного электрического сигнала на колебания различных частот соответственно по четырем каналам: канал НЧ, канал первой средней частоты (СЧ), канал второй СЧ и канал ВЧ колебаний. Для этого входной сигнал попадает на два параллельных фильтра: фильтр НЧ и фильтр высших частот на элементах L1C1. Низкочастотная составляющая отфильтровывается на уровне 1 кГц и поступает через аттенуатор R2 на управляющую обмотку трансформатора Тр1 индуктивного параметрического устройства (ИПУ). Через фильтр высших частот электрический сигнал с частотами выше 1 кГц поступает на два параллельных фильтра на элементах L2C2. Один из них представляет собой фильтр, пропускающий сигналы с частотой до 7 кГц; другой – фильтр второй СЧ и ВЧ. С выхода этого фильтра ВЧ сигналы частотой выше 14 кГц проходят через конденсатор малой емкости C3, так как для них сопротивление прохождению в этом случае будет меньшим. Таким образом выделяются сигналы с колебаниями второй СЧ и ВЧ, верхняя частотная граница которых будет ограничиваться полосой пропускания входного полосового фильтра.

Четыре ИПУ, собранные соответственно на трансформаторах Тр1 - Тр4, выполненных на одинаковых сердечниках, имеют по три обмотки: обмотку управления, накачки и резонансную, причем, обмотки накачки и управления во всех трансформаторах содержат одинаковое количество витков, а резонансные - разное (Тр 1 самое большое количество витков, Тр 4 – самое меньшее и Тр 2 – соответ-

венно имеет больше витков резонансной обмотки, чем Тр 3). Каждая резонансная обмотка совместно с конденсатором С4 образует нелинейный колебательный контур. ИПУ питаются (накачиваются) через управляемую фазосдвигающую цепочку (ФСЦ) генератором синусоидального напряжения (ГВЧ), частота колебаний которого равна 100 кГц. ФСЦ, построенная на основе трех СL-звеньев с регулируемой емкостью, позволяет изменять фазу выходных колебаний генератора от 0° до 180°. Частота накачки будет лежать значительно выше верхней частотной области работы схемы, что дает возможность возбуждения модулируемых параметрических колебаний в ИПУ. Это аналогично характеру процесса преобразования электрических сигналов, проходящих по нервным окончаниям.

Обмотки управления обладают значительной добротностью по отношению к входному воздействию в рабочей полосе частот. Для исключения самовозбуждения (генерации) ИПУ в резонансные контуры последовательно включены сопротивления. Введение потерь приводит к тому, что при отсутствии сигнала на обмотке управления переводит ИПУ в режим "срыва" колебаний. При наличии управляющих сигналов с фазой, совпадающей с фазой накачки на входе ИПУ, в резонансном контуре возникают параметрические колебания. Таким образом моделируется функция слухового нерва.

Далее сигналы с выходов четырех ИПУ поступают на анализатор (А), который производит визуализацию и анализ характеристик входных колебаний, что является своего рода аналогом функции мозга.

Принцип действия моделирующей схемы заключается в следующем. Из полного электрического сигнала, содержащего различные синусоидальные колебания разной частоты, с различными фазами этих частотных составляющих, поступающих от внешнего источника, на полосовом фильтре выделяется сложный многочастотный сигнал с колебаниями в диапазоне от 100 Гц до 17 кГц. Затем этот сигнал поступает на каскад фильтров, где производится его селекция по четырем частотным каналам. Сигналы с каждого канала поступают на управляющие обмотки соответствующих нелинейно-параметрических систем – ИПУ, питание которых осуществляется через ФСЦ посредством внешнего генератора накачки. При условии достаточной амплитуды входного сигнала, совпадения его фазы с фазой накачки в соответствующем ИПУ возбуждятся колебания, амплитуда которых будет пропорциональна амплитуде входного сигнала. Разность витков резонансных обмоток приводит к разной величине индуктивности в соответствующих колебательных контурах, что вызывает возбуждение различных ИПУ на гармониках колебаний накачки. Величина индуктивности контуров подобрана таким образом, что частота возбуждения ИПУ, собранного на Тр 4, равна 100 кГц; частота возбуждения ИПУ, собранного на Тр 3, соответствует второй гармонике сигнала накачки; для ИПУ на Тр 2 и Тр1 – третьей и четвертой соответственно. Таким образом, на выходе различных ИПУ будут колебания различных частот.

Это связано с тем, что по обмотке накачки протекает ток, который периодически насыщает сердечники трансформаторов ИПУ и модулирует индуктивность в нелинейно-параметрической системе. Величина тока накачки определяет глубину модуляции индуктивности, которая изменяется с удвоенной частотой напряжения накачки. Внесение энергии от генератора накачки в различные ИПУ будет производиться каждый второй, третий и четвертый период собственных колебаний системы соответственно. Величина последовательного сопротивления в резонансном контуре подобрана так, чтобы без наличия входного сигнала (сигнала на обмотке управления) потери в системе были несколько больше количества энергии, передаваемой по цепи накачки, что переводит систему в устойчивый режим - отсутствие колебаний. При наличии входного сигнала с фазой, равной фазе питающего напряжения или отличной на 180°, в систему передается дополнительная энергия. Прирост энергии приведет к возникновению в контуре возрастающих параметрических колебаний, амплитуда которых будет ограничиваться нелинейностью системы. Следовательно, на выходе ИПУ будут колебания, промодулированные входным сигналом звукового диапазона, с амплитудой, пропорциональной величине входного сигнала.

В анализаторе происходит анализ частотных и амплитудных характеристик колебаний в ИПУ, сравнение фазы выходных колебаний относительно фазы опорных колебаний генератора накачки. По возбуждению ИПУ в любом канале можно судить о частоте подаваемого на вход схемы сигнала. Амплитуда колебаний в ИПУ будет зависеть от интенсивности воздействия на вход модели. При наличии на входе схемы полного электрического сигнала (сигнала, состоящего из различных синусоидальных колебаний разной частоты, с различными фазами частотных составляющих) вычленение определенного многочастотного сигнала (сигнала от одного источника) заключается в настройке с помощью ФСЦ фазы питающего напряжения ИПУ относительно фазы сигнала интересующего источника. Сиг-

налы от других источников не приведут к возбуждению ИПУ, так как их колебания не будут выгодны в энергетическом отношении.

Представленная модель на основе нелинейно-параметрических систем позволяет исследовать процесс слухового восприятия человека и моделирует функции восприятия звуковых колебаний от наружного уха до первичной слуховой коры головного мозга. С помощью моделирующей схемы удастся оценить амплитуду, частотный диапазон и фазу возбуждающего воздействия, то есть, в случае слухового восприятия – "идентифицировать" и "определить расстояние до источника звука". Использование двух аналогичных параллельных схем позволяет учитывать бинауральный эффект. При этом сдвиг фазы сигнала воздействия на входах модели позволяет определить "направление на источник звука". Реализации информационного канала слухового тракта и разработанной модели различны, несомненным является общий нелинейный характер взаимодействий в этих системах.

Построенная электрическая модель может быть применима для создания научно-исследовательских и экспертных систем в лечебных центрах и отделениях посттравматической реабилитации больных с нарушением слуха. Перспективным направлением использования модели является также разработка различных устройств звукового контроля и регистрации источников звука.

Список литературы: 1. Ремизов В.М. Медицинская и биологическая физика. М.: Наука, 1988. 584 с.

*Харьковский государственный технический
университет радиоэлектроники*

** Поступила в редколлегию: 30.10.2000*

АППАРАТНЫЕ СРЕДСТВА ФУНКЦИОНАЛЬНОЙ ДИАГНОСТИКИ

В настоящее время достаточно остро стоит вопрос разработки устройств, предназначенных для проектирования и тестирования электронных систем с большой степенью интеграции. Устройства должны обеспечивать связь в реальном масштабе времени программной среды моделирования и объекта диагностики.

Целью данной статьи является разработка структуры диагностического комплекса, отвечающей следующим поставленным задачам: открытая архитектура, возможность расширения числа каналов, формирование сигналов для проверки двунаправленных шин. Комплекс должен выполняться в отдельном корпусе, функционировать в составе ЭВМ как периферийное устройство и обеспечивать подключение как цифровых устройств, выполненных по различным технологиям, так и аналоговых устройств без изменения структуры.

На сегодняшний день ведущие производители предлагают достаточно широкий перечень комплексов, предназначенных для решения данной задачи [1]. При этом частота генерации и анализа колеблется от 160 Гц до 300 МГц, число каналов анализа – от 8 до 384, глубина анализа (число отсчетов на канал) – от 1000 до 100 млн. Практически стандартом является организация памяти данных на статических ОЗУ. Преимуществом СОЗУ является отсутствие необходимости регенерации памяти и высокая скорость работы, недостатком – малые объемы и высокая стоимость. Стоимость предлагаемых диагностических комплексов колеблется от 7000 \$ (число каналов 16, частота дискретизации 250 кГц, глубина анализа 8 Кбит) до 1 000 000 \$ (число каналов до 384, частота 300 МГц, глубина 1 Мбит, расширяемая до 32 Мбит).

Также различаются и способы методики построения диагностических комплексов. Различают автономные комплексы и предназначенные для работы в составе ЭВМ. Для автономных комплексов характерно наличие средств ввода-вывода (клавиатура, дисплей, дисковод) и встроенного управляющего процессора. Основным преимуществом автономных комплексов является их высокая мобильность, недостаток – непривычный интерфейс пользователя и наличие специализированного программного обеспечения для ввода диагностической информации. Данного недостатка практически лишены диагностические комплексы, предназначенные для работы в составе ПЭВМ, при этом ПЭВМ выступает в роли управляющего процессора, блока подготовки исходных данных и анализа результатов диагностирования. В функции аппаратной части диагностического комплекса входит сохранение подготовленной в ПЭВМ временной диаграммы в быстрой памяти, формирование входных данных для объекта диагностирования, сбор информации о функционировании объекта в виде соответствующих выходных временных диаграмм и передача данных в управляющую ПЭВМ.

Различают два типа построения диагностических комплексов, основанных на различных методиках проведения диагностической процедуры. При пассивном контроле о состоянии объекта судят на основе изучения только его выходных сигналов при работе в нормальном режиме. В данном случае в структуре комплекса присутствует только логический анализатор. При проведении активного контроля объект изучают путем подачи тестовых воздействий на его входы. В данном случае кроме анализатора в структуре присутствует и генератор сигналов. При использовании активного контроля значительно уменьшается время процедуры, но при этом снижается точность, так как необходимо моделирование не только логических уровней сигналов, но и физической среды объекта (уровни помех по питанию, зашумленность сигналов, длительность перепадов 0-1 и 1-0, и т.д.) Практически все современные диагностические комплексы строятся по схеме генератор – анализатор. Обобщенная структура данного комплекса приведена на рис. 1. Данная структура на сегодняшний день фактически является общепризнанным стандартом для диагностических комплексов [2].

В особенностях структурной схемы устройства можно выделить такие компоненты: модуль регистрации состояния физического объекта, модуль формирования временных диаграмм, модуль управления двунаправленными каналами, быстрая память и интерфейс с управляющей ЭВМ.

В особенностях функционирования устройства можно выделить то, что вначале временная диаграмма предварительно вычисляется в ПЭВМ и записывается в быструю память модуля формирования временных диаграмм. Временная диаграмма является параллельной диаграммой, как битов, так и оцифрованных аналоговых сигналов. Затем она извлекается из быстрой памяти и подается на физический объект, что заставляет его функционировать по собственной программе и выдавать свою временную диаграмму. Эта реакция физического объекта записывается в память модуля регистрации состояний физического объекта и анализируется в ЭВМ.

При решении поставленной задачи требуется программно – аппаратный комплекс для подключения исследуемого объекта к системе формирования тестов. Этот комплекс называется системой диагностирования и содержит в своем составе генератор слов (генератор данных, генератор тестовых последовательностей) и модуль регистрации состояний физического объекта (логический анализатор). Программное обеспечение необходимо для согласования протоколов обмена данными и управляющими структурами между системой моделирования и системой диагностирования.

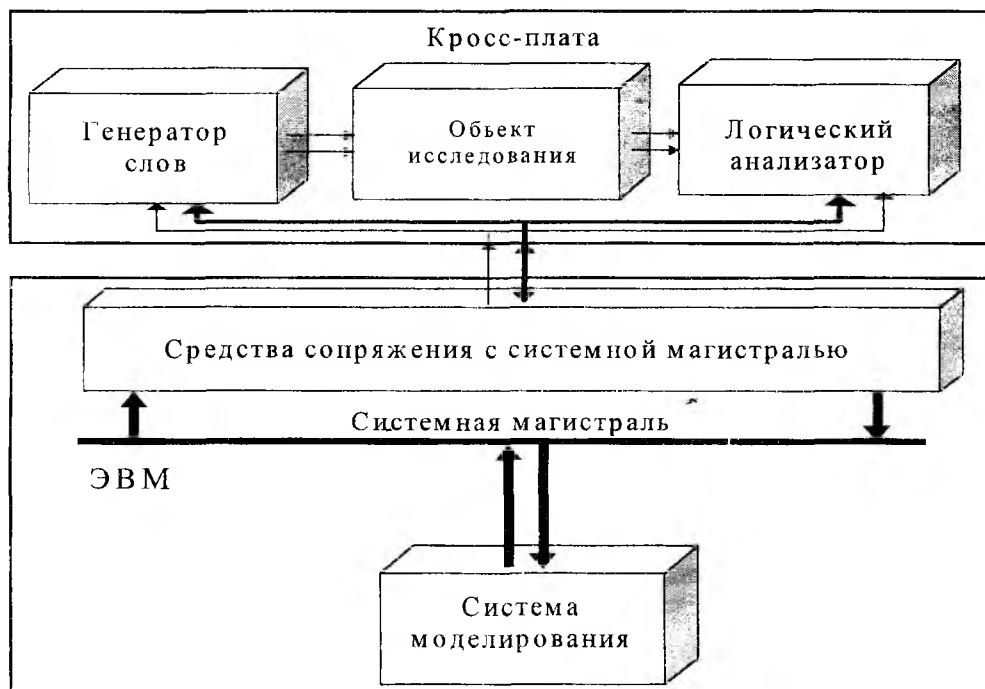


Рис. 1. Обобщенная структура диагностического комплекса

Структурная схема системы диагностирования включает в себя генератор слов, логический анализатор, кросс – плату исследуемого объекта и средства управления обменом с системной магистралью.

Взаимодействие этих компонентов приведено на рис. 2.

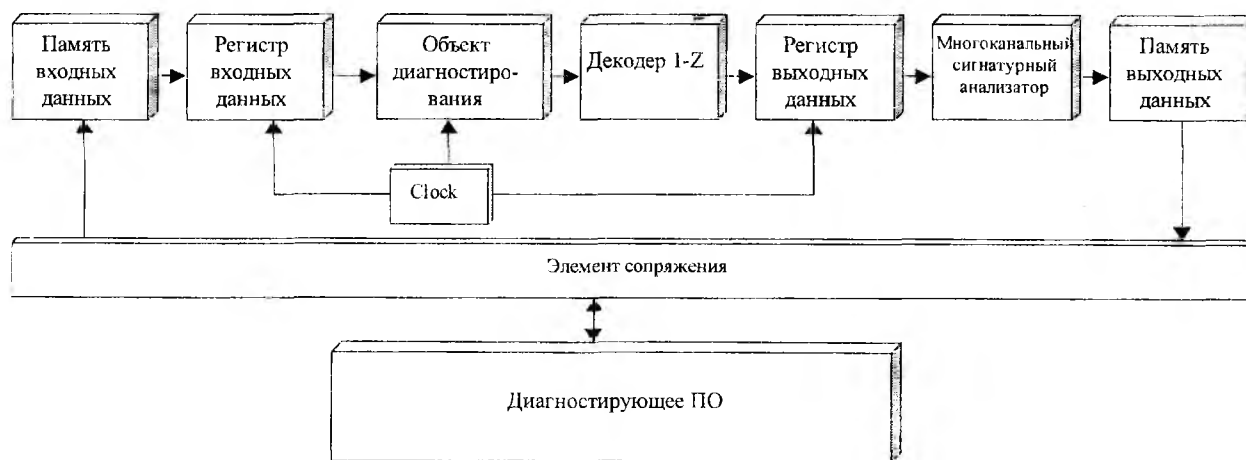


Рис. 2

Устройство формирования входных воздействий

Генераторы слов (генераторы данных, генераторы тестовых последовательностей) – приборы, предназначенные для формирования и подачи входных воздействий на проектируемую или диагностируемую дискретную систему. Совместно с логическими анализаторами генераторы слов образуют

системы подачи внешних стимулирующих сигналов и сбора ответных реакций как микропроцессорных модулей, так и схем произвольной логики. Генераторы слов применяются для дискретных схем, для эмуляции отсутствующих (например, еще не спроектированных или не изготовленных) дискретных устройств проектируемой системы. Известно несколько типов генераторов слов.

Генераторы слов характеризуются числом каналов, емкостью памяти, частотой подачи воздействий, называемой тактовой, способами подачи данных и формирования входных воздействий. Обобщенная структурная схема генератора слов приведена на рис. 3.

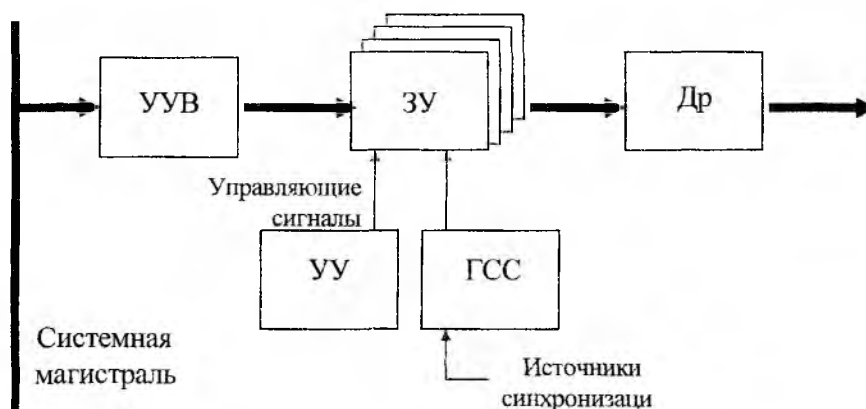


Рис. 3

Обобщенная структура генератора слов включает в себя ЗУ, драйверы (Др), устройство управления (УУ), генератор синхросигналов (ГСС), устройство управления вводом (УУВ).

Последовательность входных векторов, которую необходимо подать на объект диагностирования или проектируемую систему, заносится в ЗУ. Информация вводится в ЗУ из процессора или из памяти через системную шину под управлением УУ. Устанавливается частота тактирования, с которой входные наборы будут подаваться на схему диагностирования, уровни "0" и "1", (обеспечиваются драйверами, являющимися, по сути, управляемыми источниками напряжения), режим цикличности подачи воздействия (1 цикл, n циклов, непрерывный). К выходным линиям подключается объект диагностирования. Сигнал ПУСК подается либо от ЭВМ, либо извне (от объекта диагностирования, логического компаратора, другого генератора слов). После сигнала ПУСК данные считываются из памяти и поступают на выходные каналы генератора слов с заданной частотой.

Число выходных каналов – один из важнейших параметров генератора слов, так как при тестировании дискретных систем необходимо, чтобы на все входы были поданы вполне определенные последовательности сигналов. В ряде случаев можно вести тестирование разбиением всех входов на группы и подачу воздействий – последовательно на каждую группу входов. Однако при этом значительно усложняется построение тестов, удлиняется время диагностирования.

Тактовая частота – следующий важный параметр генератора слов. Ряд неисправностей дискретной системы, как физических, так и нефизических, проявляется только на высоких частотах функционирования системы. Для обнаружения этих неисправностей необходимо вести тестирование на максимально возможной для конкретной проверяемой системы частоте. Наличие в генераторе кодоуправляемого делителя частоты позволяет испытывать одним и тем же генератором слов различные системы.

Важным параметром генератора слов является также количество отсчетов на канал. Для диагностирования или моделирования сложных схем необходимое число тест – векторов может достигать десятков тысяч. При недостаточном количестве отсчетов тестирование и моделирование иногда становятся невозможными или сильно затрудненными, так как приходится искать минимальное количество входных воздействий, приводящих диагностируемый объект в состояние, эквивалентное требуемому.

Драйверы подключают генератор слов к испытуемым объектам, выполненным по различной технологии (ТТЛ, ТТЛ-ДШ, К-МОП, ЭСЛ) и имеющим различные нагрузочные характеристики. Некоторые драйверы имеют выходы с ОК или Z – состояниями. Наличие Z – состояния позволяет непосредственное подключение генератора слов к двунаправленным магистралям.

Структурно – функциональная схема ГС представлена на рис. 4.

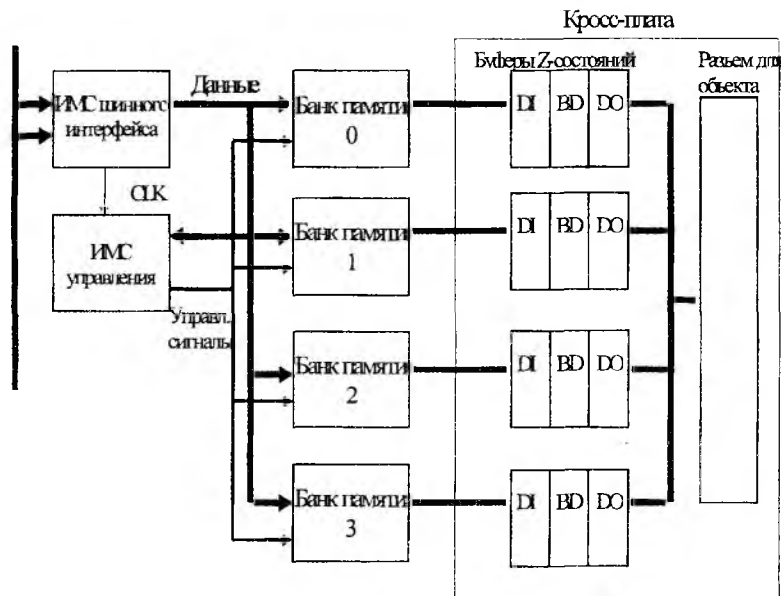


Рис. 4

Логический анализатор

Логический анализатор – прибор, предназначенный для сбора информации о сигналах.

Логический анализатор (ЛА) входит в состав комплекса наряду с генератором слов (ГС) и предназначен для сбора данных о поведении дискретных систем и передачи этих данных на обработку в ЭВМ. ЛА работает независимо от объекта диагностирования (ОД) и не должен оказывать влияния на его функционирование. Прибор применяется для отладки и диагностирования дискретных систем на всех этапах их жизненного цикла. Таким образом ЛА, работая совместно с ГС позволяет снять реакцию ОД на векторы, посланные ГС. Обобщенная структурная схема логического анализатора приведена на рис.5

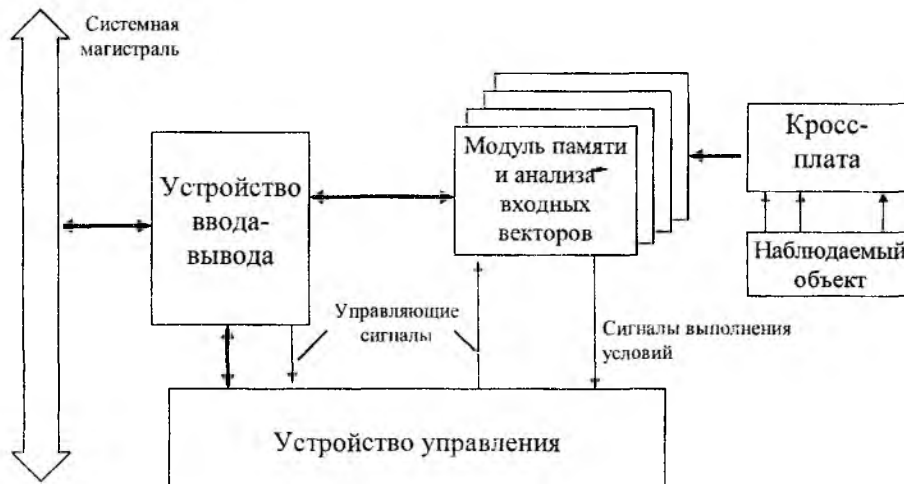


Рис. 5

Логический анализатор состоит из следующих модулей:

- *Устройство ввода-вывода.* Предназначено для осуществления интерфейса между персональным компьютером и логическим анализатором. В разрабатываемом варианте этот модуль выполнен в виде платы, вставляемой в ISA-разъем материнской платы компьютера.
- *Модуль памяти и анализа входных векторов.* В режиме анализа осуществляет запись входных сигналов от объекта, формирует признаки выполнения условий равенства входных векторов и регистров сравнения. В режиме чтения обеспечивает мультиплексирование и выдачу на шину данных запомненных векторов. Модуль памяти состоит из четырех независимых плат расширения.

- *Устройство управления.* Осуществляет выработку управляющих сигналов во всех режимах работы анализатора.

- *Кросс-плата.* Обеспечивает интерфейс между анализируемым объектом и модулями памяти. Возможны несколько конфигураций кросс-платы в зависимости от исследуемого объекта и возлагаемых функций (например, реализация режима скоростного анализа).

Кросс-плата

Кросс-плата является основным коммутирующим и конструктивным элементом комплекса диагностики. На ней располагается объект диагностирования, платы управления и памяти генератора и анализатора, линии межсоединений. Также в данном исполнении на кросс плате располагаются буферы управления Z – состояниями выводов генератора. Управление Z-состояниями осуществляется группами по 8 разрядов. Формирование Z-состояний осуществляется быстродействующими буферами АСТ245 фирмы Motorola.

Интерфейсная плата

Интерфейсная плата предназначена для согласования протоколов обмена шины ISA и устройства. Фактически интерфейсная плата формирует 16-разрядную внутреннюю двунаправленную шину данных устройства и управляющие сигналы.

Данная статья посвящена вопросу построения аппаратных средств функциональной диагностики электронных систем. Рассмотрен ряд существующих аналогов, проведён их анализ и предложена структура комплекса диагностики. Предлагаемая структура имеет открытую архитектуру, что позволяет легко изменять число каналов в генераторе и анализаторе, а также глубину анализа (количество отсчетов на канал). Для минимизации диагностической информации в структуре комплекса предложен многоканальный сигнатурный анализатор. Предложенная структура полностью соответствует всем требованиям, предъявляемым к современным комплексам диагностики. Макет устройства реализован с помощью программируемых СБИС фирмы ALTERA и функционирует на кафедре ЭВМ ХТУРЭ.

Список литературы: 1. *Логические анализаторы* // Радиолобитель. 1993. № 3 С. 29-33. 2. *Микропроцессоры* / Под ред. Л.Н. Преснухина. М.: Высшая школа, 1986. 352 с.

Харьковский государственный технический университет радиозлектроники

Поступила в редколлегию 14.07.2000

О ПРИЧИНАХ ИНТЕНСИФИКАЦИИ ТЕПЛООБМЕНА В ЖИДКОЙ СРЕДЕ ПРИ ПОДАЧЕ НА ЭЛЕКТРОНАГРЕВАТЕЛЬ НАПРЯЖЕНИЯ ВЫСОКОЙ ЧАСТОТЫ ВМЕСТО ПРОМЫШЛЕННОЙ ЧАСТОТЫ 50 ГЦ

Введение

Проблема интенсификации теплообмена – одна из наиболее обостряющихся по мере развития науки и техники. Для усиления теплообменных процессов в системе «нагреватель – жидкий теплоноситель» используются различные методы внешнего воздействия, в том числе и электромагнитные поля. Достаточно хорошие результаты получены при использовании постоянного электрического поля [1, 2]. Большой интерес вызвали работы [3, 4], где, благодаря применению высокочастотного (ВЧ) электромагнитного (ЭМ) поля (частота 650 кГц), получено возрастание коэффициента теплообмена более, чем в 2 раза (теплоносителем являлась вода); при этом величина напряженности ВЧ поля оказалась на 2-3 порядка меньше тех значений напряженности, которые обеспечивали такую же интенсификацию с помощью постоянного электрического поля [1]. Авторы [3, 4] не предложили конкретного объяснения полученных ими результатов, ограничившись утверждением, что эффект обусловлен действием сил электромагнитной природы. Кроме этого, они указали на возможность того, что ответственность за эффект несут изменения теплофизических свойств жидкости в поле.

В настоящем сообщении предлагается физическая трактовка полученных в [3, 4] результатов.

Экспериментальные данные по влиянию ВЧ ЭМ поля на теплообмен.

Объяснение экспериментальных результатов

Для экспериментального определения коэффициента теплообмена в [3] использовалась специальная ячейка. Она представляет собой массивный текстолитовый корпус с высверленной в ней цилиндрической полостью. Коаксиально в полости помещена металлическая трубка-нагреватель (при работе по ней пропускается переменный электрический ток), ее наружный диаметр меньше диаметра цилиндрической полости. В образовавшемся кольцевом канале слева и справа от торцов трубки-нагревателя в текстолите имеются отверстия, они предназначены для протекания жидкости через кольцевой канал. При протекании жидкость контактирует с наружной поверхностью трубки-нагревателя. Внутри ячейки находится набор термомпар, измеряющих температуру жидкости в объеме, а также на входе и выходе ячейки. Помимо этого, измеряется температура поверхности трубки-нагревателя.

Определение коэффициента теплообмена α системы нагреватель – жидкость осуществлялось по общепринятой методике теплофизических измерений [5, 6]. Из совместного рассмотрения известного соотношения Ньютона для теплового потока с поверхности нагревателя в жидкую среду и уравнения теплового баланса следует [6]:

$$\alpha = \rho V / \Delta t \cdot 1/S \cdot (T_{\text{вых}} - T_{\text{вх}}) / (T_c - T_{\text{ж}}). \quad (1)$$

Здесь ρ – плотность жидкости; V – объем кольцевого канала; Δt – время, в течение которого полностью обновляется жидкость, протекающая через кольцевой канал (соотношение $\rho V / \Delta t$ является скоростью расхода жидкости); S – площадь контакта теплоотдающей поверхности металлического нагревателя с нагреваемой жидкостью; $(T_{\text{вых}} - T_{\text{вх}})$ – разность температур на входе и выходе ячейки; T_c – средняя температура внешней поверхности трубки-нагревателя; $T_{\text{ж}}$ – средняя температура жидкости в кольцевом канале.

Когда через металлическую трубку-нагреватель пропускался электрический ток высокой частоты (использовался серийный генератор типа ЛЗ-13, который работал на частотах 385 и 650 кГц; напряженности электрического поля варьировали в пределах 200 - 500 В/м), то определялся коэффициент теплообмена, обозначаемый далее буквой $\alpha_{\text{вч}}$. Когда через трубку пропускался электрический ток промышленной частоты 50 Гц, то определялся коэффициент теплообмена α_0 . При фиксированном значении скорости расхода жидкости авторы последовательно определяли $\alpha_{\text{вч}}$ и α_0 . Отношение $\alpha_{\text{вч}}/\alpha_0$ является количественной характеристикой степени интенсификации теплообмена, обусловленного ВЧ полем.

Ниже перечислены основные результаты, полученные в [3].

1. При движении жидкости в ламинарном режиме $\alpha_{вч}/\alpha_0$ всегда больше единицы, т. е. ВЧ поле интенсифицирует теплообмен.

2. При одинаковых значениях напряженности ЭМ поля значения $\alpha_{вч}/\alpha_0$ для частот 385 и 650 кГц достаточно близки по величине.

3. С ростом температуры воды, втекающей в ячейку, $\alpha_{вч}/\alpha_0$ увеличивается.

4. Максимальная интенсификация теплообмена ($\alpha_{вч}/\alpha_0 = 2,5$) получена при медленном ламинарном движении воды. С ростом числа Рейнольдса отношение $\alpha_{вч}/\alpha_0$ понижается. В переходном и в турбулентном режимах течения жидкости интенсификации теплообмена за счет ВЧ поля не обнаружено.

5. Отношение $\alpha_{вч}/\alpha_0$ увеличивается с ростом напряженности электрического поля.

Для анализа этих результатов запишем, следуя (1), соотношение $\alpha_{вч}/\alpha_0$ в развернутом виде :

$$\alpha_{вч}/\alpha_0 = (T_{вых} - T_{вх})_{вч} / (T_c - T_{ж})_{вч} : (T_{вых} - T_{вх})_0 / (T_c - T_{ж})_0. \quad (2)$$

Примем для определенности, что $(T_{вых} - T_{вх})_{вч} = (T_{вых} - T_{вх})_0$, тогда

$$\alpha_{вч}/\alpha_0 = (T_c - T_{ж})_0 / (T_c - T_{ж})_{вч}. \quad (3)$$

Следовательно, наблюдаемый в [3] факт $\alpha_{вч}/\alpha_0 > 1$ означает, что $(T_c - T_{ж})_0 > (T_c - T_{ж})_{вч}$, т. е. при ВЧ нагреве реализуется более равномерное (с меньшим градиентом) температурное поле в объеме жидкости, чем в случае нагревания с помощью тока промышленной частоты 50 Гц.

В упомянутых выше публикациях по влиянию постоянного электрического поля на теплообмен [1, 2] показано, что повышение однородности температурного поля обеспечивается за счет перемешивания жидкости с помощью т. н. «электрического ветра», т. е. электроконвекции. В нашем случае «электрический ветер» отсутствует. Известно, что он не возникает даже при сравнительно низких частотах электрического поля, порядка нескольких герц [2]. У нас же частоты гораздо выше. Поэтому причину интенсификации теплообмена ВЧ полем следует искать, по-видимому, в другом.

Согласно условиям эксперимента при подключении электрического напряжения к противоположным торцам металлической трубки-нагревателя в экспериментальной ячейке реализуется общее электрическое сопротивление нагрузки, представляющее собой параллельное соединение двух проводников: собственно трубки и окружающего ее объема воды. Приведенные в [3, 4] геометрические размеры ячейки (длина кольцевого канала ячейки $L = 0,26$ м, наружный диаметр кольцевого канала $D = 1,2 \cdot 10^{-3}$ м, его внутренний диаметр, (он же – наружный диаметр металлической трубки-нагревателя), $d_{тр.нар} = 6,0 \cdot 10^{-3}$ м, внутренний диаметр трубки $d_{тр.вн} = 5,0 \cdot 10^{-3}$ м) позволяют произвести расчет электропроводности трубки $G_0^{тр}$ и электропроводности объема воды в канале G_0^{*} . Общее тепловыделение Q_0 , возникающее при подаче напряжения U_0 , обусловлено двумя слагаемыми: вкладом тепла, произведенного при протекании электрического тока через металлическую трубку $Q_0^{тр}$, и вкладом тепла Q_0^{*} , произведенного при протекании электрического тока через воду, содержащуюся в канале ячейки:

$$Q_0 = Q_0^{тр} + Q_0^{*} = U_0^2 (G_0^{тр} + G_0^{*}). \quad (4)$$

Расчет показывает, что доля теплопродукции, «произведенная» водой, составляет

$$G_0^{*} / (G_0^{тр} + G_0^{*}) = 1,78 \cdot 10^{-8}$$

в случае, если используется трубка-нагреватель, выполненная из меди (удельная электропроводимость меди – $5,95 \cdot 10^7$ См·м⁻¹ [7], удельная электропроводимость воды – $0,108$ См·м⁻¹ [8]). Гораздо большую величину имеет доля теплопродукции, «произведенная» водой в случае, когда на медную трубку в ячейке подается напряжение с частотой 650 кГц: $G_{вч}^{*} / (G_{вч}^{тр} + G_{вч}^{*}) = 2,39 \cdot 10^{-7}$. Увеличение «водной» доли в общей теплопродукции (в 13,4 раза по сравнению с частотой 50 Гц) обусловлено двумя моментами – уменьшением электропроводности меди на ВЧ за счет скин-эффекта [9] и ростом электропроводности воды с частотой [8]. Получившееся в ВЧ случае новое распределение теплопродукции между трубкой и водой, отличное от такового в случае подачи напряжения частотой 50 Гц, уменьшает разность температур $(T_c - T_{ж})$, т. е. делает более однородным температурное поле в объеме ячейки. А это и означает интенсификацию теплообмена, что очевидно и при рассмотрении выражения (3), т. к. $(T_c - T_{ж})_{вч}$ меньше, чем $(T_c - T_{ж})_0$.

Этот вывод подкрепляется данными [4], где при свободной конвекции воды получено $\alpha_{вч}/\alpha_0 = 2,2$ для случая, когда использовалась трубка-нагреватель, изготовленная из меди, и $\alpha_{вч}/\alpha_0 = 1,5$ для случая, когда трубка-нагреватель изготовлена из латуни. Этот результат понятен, поскольку из-за меньшей удельной электропроводимости латуни ($1,12 \cdot 10^7 \text{ См} \cdot \text{м}^{-1}$) толщина ее скин-слоя оказывается большей, чем у меди на той же частоте. (Толщина скин-слоя обратно пропорциональна корню квадратному из удельной проводимости [9]). Поэтому отношение электропроводимостей трубки из латуни на частоте 50 Гц и на ВЧ ($G_0^{\text{TP}} / G_{\text{вч}}^{\text{TP}})_{\text{латунь}} = 2,05$, в то время как для трубки из меди ($G_0^{\text{TP}} / G_{\text{вч}}^{\text{TP}})_{\text{медь}} = 4,59$. Из-за этого обстоятельства перераспределение величин вкладов в общую теплопродукцию между латунной трубкой и водой при переходе от частоты 50 Гц к ВЧ дает увеличение «водного» вклада в 5,9 раза, т. е. не столь ярко выражено, как перераспределение при использовании медной трубки, где «водный» вклад возрастает в 13,4 раза.

Из сказанного выше становится ясным, почему в [3] значения $\alpha_{вч}/\alpha_0$, полученные в случае использования ЭМ поля частотой 650 кГц, и в случае 385 кГц, оказались близкими друг к другу. Действительно, толщина скин-слоя в металле обратно пропорциональна корню квадратному из частоты поля [9], тогда как проводимость воды зависит от частоты по другому закону. В итоге, согласно расчету, доля «водной» теплопродукции в случае медного нагревателя на частоте 385 кГц всего в 1,44 раза меньше, чем на частоте 650 кГц. Для случая латунного нагревателя это отношение равно 1,55. Такое небольшое различие и обеспечивает близость значений $(T_c - T_{ж})$ при этих частотах и, следовательно, близкие значения величин $\alpha_{вч}/\alpha_0$.

Причина увеличения $\alpha_{вч}/\alpha_0$ с ростом температуры жидкости, втекающей в ячейку, заключается в известном факте возрастания удельной электропроводимости воды с температурой [10]. Это приводит к тому, что «водная» доля теплопродукции в ячейке при ВЧ воздействии на предварительно нагретую воду имеет большую величину, чем в случае менее горячей воды.

Ответ на вопрос относительно причины уменьшения интенсификации теплообмена с ростом скорости протекания воды через ячейку (с ростом числа Рейнольдса) следует из рассмотрения выражения (3). Основная причина состоит в том, что с увеличением скорости сильнее проявляются эффекты перемешивания жидкости в объеме, следовательно, температурное поле в кольцевом канале становится более однородным, т. е. разность $(T_c - T_{ж})_{\text{вч}}$ становится все менее и менее отличимой от разности $(T_c - T_{ж})_0$. В переходном и в турбулентном режимах течения это различие должно стать нулевым, что и подтверждается экспериментально в [3].

Для объяснения причины увеличения $\alpha_{вч}/\alpha_0$ с ростом напряженности ВЧ поля необходимо принять во внимание факт наличия в реальной жидкости (в воде) растворенного воздуха. При температуре 20°C и нормальном атмосферном давлении в 1 м³ воды содержится 0,01826 м³ растворенного воздуха. С ростом температуры растворимость газов в воде уменьшается [11]. «Лишние» газовые молекулы объединяются в микропузырьки, которые, в силу природы своего движения, перемешивают жидкость. Известно, что из-за температурных флуктуаций в воде при фиксированной температуре всегда имеется некоторое «равновесное» количество воздушных пузырьков. Расчет показывает, что уже при нагреве воды на 1 кельвин концентрация «пузырькового» воздуха в ней увеличивается почти в 10⁶ раз. Поэтому повышение температуры даже на очень незначительную величину приводит к существенному росту числа пузырьков. (Именно возникновением «дополнительных» воздушных пузырьков следует, очевидно, объяснять наблюдаемое в [12] увеличение светорассеяния в воде, подвергнутой обработке ВЧ полем (напряженность – 100 В/м, частота – 500 кГц)). При повышении напряженности ВЧ ЭМ поля усиливается разогрев воды во всем объеме ячейки (объемность эффекта обеспечивает диссипация энергии поля за счет электропроводимости жидкости). При этом резко увеличивается количество «дополнительных» воздушных пузырьков. Их движение эффективно перемешивает воду, тем самым снижая градиент температурного поля в ячейке, т. е. уменьшая разность $(T_c - T_{ж})_{\text{вч}}$. В итоге усиливается теплообмен.

Заключение

В результате анализа данных, полученных в [3, 4], показано, что причины интенсификации теплообмена при ламинарном течении жидкости в ВЧ поле заключаются в процессах, выравнивающих температурное поле в объеме жидкого теплоносителя. Продемонстрировано, что учет электропроводимости воды в кольцевом канале экспериментальной ячейки дает возможность объяснить возникновение более однородного, чем в случае нагрева током 50 Гц, температурного поля в жидкой среде при ВЧ нагреве. Показано, что это происходит за счет возникающего в ВЧ поле перераспределения мощностей двух источников тепла в ячейке: металлического нагревателя и воды. При этом за счет

скин-эффекта уменьшается количество теплопродукции, производимой металлическим нагревателем и возрастает теплопродукция, произведенная водой, что обусловлено законом дисперсии ее проводимости. С ростом температуры жидкости интенсификация теплообмена еще более усиливается, поскольку удельная электропроводность воды увеличивается с температурой. Выравнивание температуры по объему жидкости, безусловно, может производиться и за счет ее механического перемешивания, что реализуется при больших числах Рейнольдса. Именно поэтому в переходном и турбулентном режиме течения жидкости не обнаружено интенсификации теплообмена за счет ВЧ поля.

Факт «парциального» ВЧ нагрева воды в ячейке приводит к увеличению концентрации в водном объеме воздушных пузырьков. Последние являются серьезным перемешивающим фактором, способствующим выравниванию температуры жидкости по всему объему. Концентрация пузырьков возрастает с увеличением напряженности ВЧ поля (за счет усиления «парциального» нагрева), что и обеспечивает более эффективный теплообмен по сравнению со случаем меньшей величины напряженности поля.

Таким образом, имеющие место в [3, 4] эффекты интенсификации теплообмена находят свое объяснение в физических свойствах материалов (металлов и жидкостей), находящихся в определенных температурных и динамических режимах в ЭМ поле.

Список литературы: 1. *Болога М. К., Гросу Ф. П., Кожухарь И. А.* Электроконвекция и теплообмен. Кишинев: Штиинца, 1977. 320 с. 2. *Мосс Р. А., Грей Д.* Интенсификация теплоотдачи под влиянием постоянного и переменного электрических полей // Достижения в области теплообмена / Под ред. Б. М. Берковского. М.: Мир, 1970. С. 426-453. 3. *Гайнутдинов Р. Я., Дьяконов В. Г., Усманов А. Г.* Исследование теплообмена при вынужденной конвекции в высокочастотных электромагнитных полях // Инженерно-физический журнал. 1975. Т. 28. № 6. С. 961-967. 4. *Бакиров М. С., Дьяконов В. Г., Усманов А. Г.* Исследование теплообмена при свободной конвекции жидкостей в высокочастотном электромагнитном поле // Инженерно-физический журнал. 1973. Т. 24, № 1. С. 159-160. 5. *Михеев М. А.* Основы теплопередачи. М.-Л.: Госэнергоиздат, 1956. 392 с. 6. *Осинова В. А.* Экспериментальное исследование процессов теплообмена. М.: Энергия, 1979. 320 с. 7. *Физические величины. Справочник* / Под ред. И. С. Григорьева и Е.З. Мейлихова. М.: Энергоатомиздат, 1991. 1232 с. 8. *Lin J. C., Guy A. W., Johnson C. C.* RF – field interaction with water and biological objects // IEEE Trans. MTT. 1973. MTT-21. P. 791-797. 9. *Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М.* Электродинамика сплошных сред. М.: Наука, 1982. 620 с. 10. *Schwan H. P., Foster K. R.* RF- field interaction with biological systems // Proc. IEEE. 1980. Vol. 68, N. 1. P. 104-113. 11. *Справочник по растворимости* / Под ред. В. В. Кафарова. Том 1. Книга 1. М.-Л.: Изд-во АН СССР, 1961. 960 с. 12. *Плаксин Н. Н., Брунс С. А., Чантурия В. А., Шафеев Р. Ш.* Влияние частоты электрического поля на оптические и структурные свойства воды // Доклады АН СССР. 1966. Т. 168, № 1. С. 152-153.

Харьковский национальный университет
им. В.Н. Каразина

Поступила в редколлегию 31.08.2000

НЕСКОЛЬКО РЕКОМЕНДАЦИЙ ПО ОФОРМЛЕНИЮ НАУЧНЫХ ПУБЛИКАЦИЙ

Научная публикация является итогом части длительно научного исследования. Это, по сути, отчет о проделанной работе, в котором отражаются этапы поиска решений на поставленные задачи. Публикация является необходимым атрибутом при написании диссертации, в которой отражаются промежуточные этапы работы, и отчетом при выполнении научной темы, и средством передачи новых идей, теорий, гипотез. Следовательно, корректность передачи материала в статье, да и в любой научной публикации определяет не только общую грамотность работы, но и внешний вид работы.

В этой статье мы хотим рассказать, как грамотно оформить научную работу или публикацию с точки зрения компьютерной верстки.

Прежде всего, перед началом работы необходимо внимательно ознакомиться с правилами подачи и оформления публикаций для издания, в которое она будет направлена. Как правило, научные издания довольно жестко определяют требования к оформлению печатных работ. Технические издания оговаривают не только общие параметры оформления страниц, но и версии программ для встраиваемых объектов (формул, рисунков, графиков и т.д.). Внимательно относитесь к этим рекомендациям. Если по требованиям журнала необходимо использовать только встраиваемые объекты MS Office и рисунки в форматах *.jpg или *.tif, не используйте CorelDraw или другой экзотический формат – в лучшем случае вас попросят переделать статью. Рассмотрим некоторые программы, без которых трудно, а подчас и невозможно оформить научную публикацию.

Форматирование текста

Перед началом написания статьи выполните несколько необходимых операций, это в дальнейшем значительно облегчит и ускорит вашу работу.

Во-первых, проверьте, все ли необходимые компоненты для написания статьи установлены на вашем компьютере (редактор формул, редактор диаграмм, таблица символов и т.д.).

Запустите программу MS Word и установите в меню «Вид» режим «Разметка страницы». Установите необходимые параметры страницы (через функцию «Параметры страницы») (рис. 1). Желательно включить флажок установки границ текста (меню «Сервис» → «Параметры») (рис. 2), это позволит избежать искажения текста в публикации. Наличие на экране границ зоны печати значительно облегчает процесс верстки документа. Использование для установки границ текста крайних бегунков горизонтальной линейки часто приводит к тому, что края текста оказываются за пределами зоны печати.

Для выравнивания текста существуют специальные символы: выравнивание текста вправо, по центру, влево, по формату. Их можно найти на линейке графического меню «Форматирование».

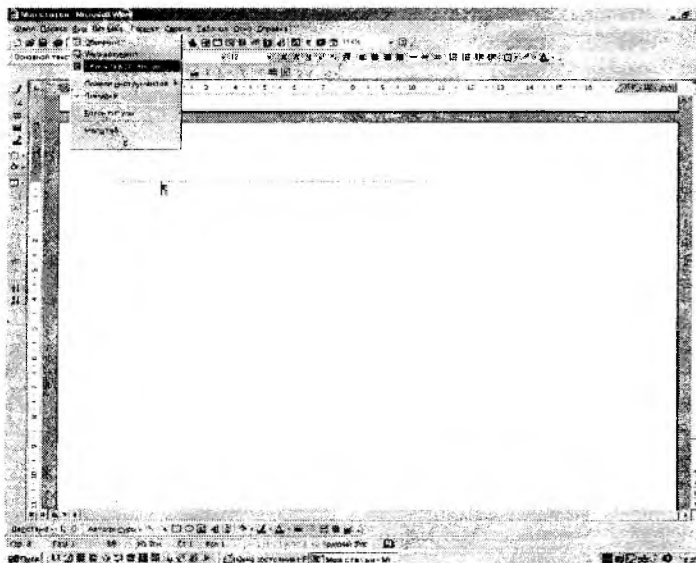


Рис. 1

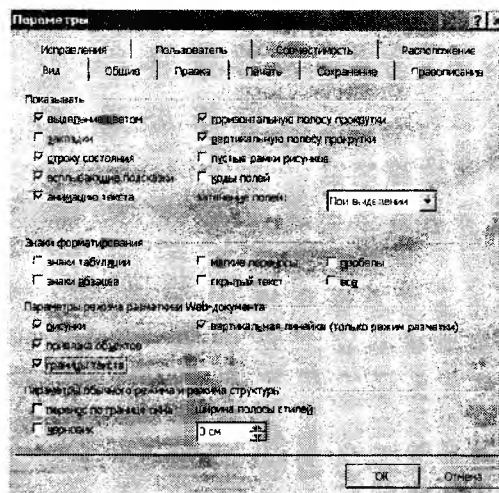


Рис. 2

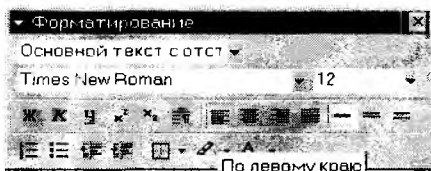


Рис. 3

Здесь же расположены и функции форматирования шрифта (**выделенный (Ж)**), *курсив (К)*, подчеркивание (Ч)), а также подстрочные и надстрочные символы (рис. 3).

При установке программы Word графические меню не содержат многих пиктограмм (кнопок управления). Для их настройки выберите пункт меню «Сервис» → «Настройка». После появления окна «Настройка» выберите вкладку «Команды», в окне «Категории:» строку «Формат». В окне «Команды:», выберите нужную пиктограмму и с помощью «мышки» перетащите в графическое меню (рис. 4). Наиболее часто употребляемые команды: верхний и нижний индекс, одинарный и полуторный интервалы.

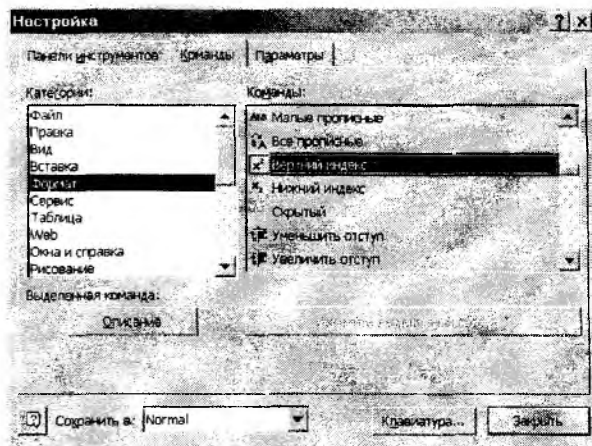


Рис. 4

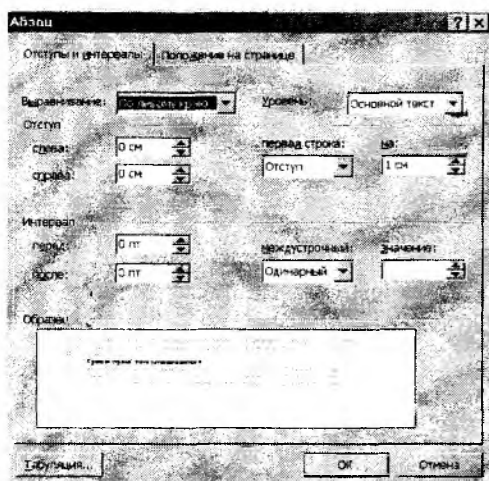


Рис. 5

«Красная строка» («Отступ») текста устанавливается с помощью функции «Абзац» (Меню «Формат»). В этом окне находятся все функции форматирования абзаца (рис. 5).

Параметры абзаца можно выставить и с помощью бегунков на верхней линейке. Верхний бегунок устанавливает красную строку абзаца, треугольник нижнего бегунка – отступ текста слева, а прямоугольник – одновременно сдвигает оба бегунка одновременно (рис. 6).

! Никогда не пользуйтесь для установки «красной строки» табулятором, и тем более пробелами. Эти приводит к искажению границы текста при выравнивании абзаца по правому краю страницы в процессе верстки

При форматировании документа полезно пользоваться «кнопкой «Непечатные знаки»». Попробуйте нажать эту «кнопку» хотя бы раз, и вы увидите как много лишнего «мусора» может быть в вашей работе (двойные пробелы, лишние строки в конце текста, пробелы перед началом строк и т.д.).

лишние строки в конце текста, пробелы перед началом строк и т.д.).

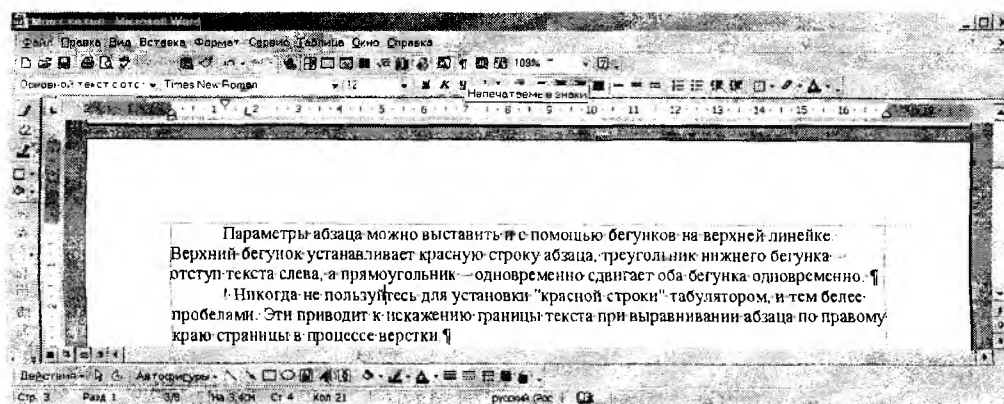


Рис. 6

Фокусы с таблицами

1. Таблицы – наиболее часто используемый способ представления информации. Word предоставляет широкие возможности для построения таблиц. Следует отметить, что в таблицах доступны все функции форматирования текста, шрифта, вставки символов и т.д. Кроме того, Word имеет целый ряд функций для работы с таблицами. Среди них: выравнивание текста в ячейке (выравнива-

ние по горизонтали и по вертикали), объединение и разбиение ячеек, поворот текста в ячейке.

Если ваша версия Word не поддерживает функции выравнивания текста, выполните только возможное форматирование, так как редактору легче отладить таблицу с нуля, чем тратить время на удаление лишних символов.

2. Кто работает в Word, хорошо знает, как трудно заставить картинку удержаться на необходимом месте. При изменении текста над вставкой, изображение произвольно «перескакивает» с места на место. Есть несколько приемов, чтобы заставить изображение «стоять на месте».

а) Вставьте в зону, где предполагается поместить рисунок, таблицу с необходимым количеством ячеек (по ячейке для рисунка и подписи);

б) Установите курсор в ячейку таблицы и выполните вставку рисунка (при этом рисунок может оказаться в любой зоне листа или текста) выделите рисунок и в графическом меню «Настройка изображения» установите режим обтекания текстом «Вокруг рамки». Поймайте изображение и перетащите его в ячейку таблицы;

в) Теперь поместите подписи в соседней ячейке и обрежьте таблицу до границ рисунка;

г) Выделите таблицу и установите невидимые границы.

д) Если вы работаете в последних версиях Word, то можно применить обтекание таблицы текстом.

3. Схемы. Довольно часто приходится предоставлять информацию в виде схемы или алгоритма. Многие используют для этого встроенный графический редактор и методом вставки текста формируют довольно сложные структуры. Однако, такой способ построения схем довольно сложен и неудобен по нескольким причинам: во-первых, для того, чтобы изменить параметры шрифта, необходимо выделять текст в каждом отдельном объекте схемы – невозможно изменить параметры шрифта, выделив все объекты. Есть довольно простой и удобный способ построения схем с помощью таблиц, однако он требует хорошего владения функциями таблиц.

а) Набросайте схему на листе бумаги и максимально упорядочьте связи и расположение элементов схемы;

б) Определите необходимый размер таблицы с учетом промежутков между элементами, областей связей и т.д. Вставьте таблицу в текст;

в) Ячейка таблицы будет элементом схемы. Далее заполняйте ячейки таблицы, согласно схеме. В такой таблице понадобится объединение ячеек или их разбиение, удаление лишних перегородок или установка новых, изменять направление текста, изменять размер шрифта;

а) Когда схема практически готова, можно приступать к прорисовке структуры. Выделите таблицу и установите невидимую границу таблицы (но не белый контур). Используя функции «Внешние границы», «Цвет границы», «Нарисовать границу» сформируйте схему. Стрелки, связки выполняются с помощью элементов палитры «Рисование».

Преимуществом такой схемы является ее наглядность, текст не пропадает в окошках объектов, и самое главное – она не рассыпается на части при перемещении.

Редактор формул – Microsoft Equation

Для написания математических формул наиболее часто используют редактор формул – Microsoft Equation, который входит в комплект MS Office. Он удобен для оформления практически любого набора математических формул, очень прост в использовании и не требует специальной подготовки.

При стандартной установке MS Office редактор формул не устанавливается, поэтому при инсталлировании необходимо выбрать пользовательский режим установки и включить флажок Microsoft Equation либо доинсталлировать MS Office, если он уже есть на вашем компьютере (рис. 7).

Запускается редактор формул через меню MS Word: <Вставка> → <Объект> → <Microsoft Equation>. Если Вы часто используете редактор формул, его можно вынести на графическую панель:

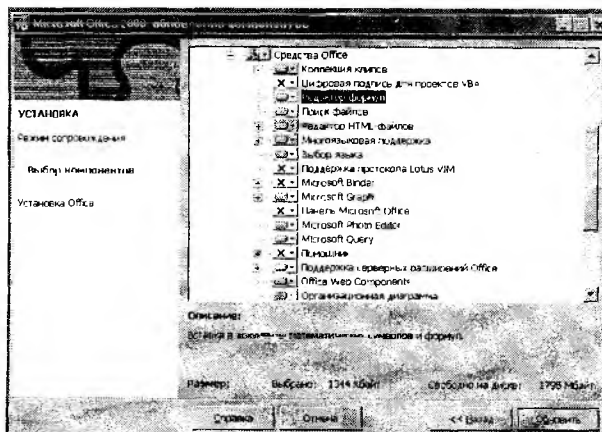
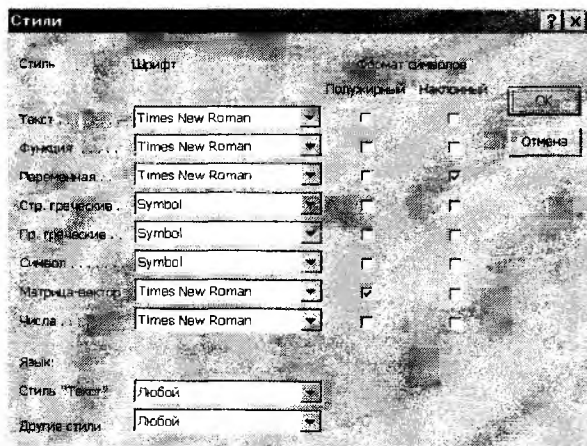
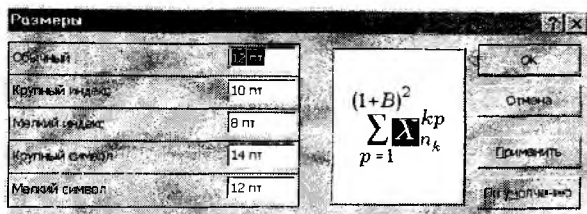


Рис. 7



а



б

Рис. 9

<Сервис> → <Настройка> → <Вставка> → <Редактор формул> → Пиктограмму редактора перенести в графическое меню.

Несколько замечаний по использованию программы Microsoft Equation.

Если вы хотите, чтобы все вставленные компоненты выглядели одинаково, перед использованием необходимо настроить редактор формул, для этого используйте настройки стиля и размера формул (рис. 8, а, б). При правильной настройке редактора все вставленные компоненты будут выглядеть одинаково.

Отступ «пробел» выполняется одновременным нажатием клавиш табуляции и пробела (Tab + «пробел»). Если формулы необходимо разместить одну под другой – их можно сформировать в одном сеансе работы редактора, одновременно выравнивая относительно страницы. Если формулу или группу формул размещают с новой строки, то даже очень длинные выражения желательно сформировать в одном сеансе редактора, не разрывая их на части. Если же формулы вставляют в строку, их следует формировать короткими, по смыслу сочетающимися участками – это предотвратит появление «жидких» строк в тексте.

Однако если редактор формул и предоставляет практически неограниченные возможности в представлении математических символов, не следует им злоупотреблять. В практике нашего издательства часто приходится сталкиваться с ситуацией, когда статьи перегружены вставками таких символов, как ±, °, буквы греческого алфавита. Это значительно усложняет работу над статьей с точки зрения ее редактирования и верстки. А ведь выход из подобной ситуации достаточно прост.

Таблица символов

В Windows существует специальная программа «Таблица символов» (рис. 10). С ее помощью можно без труда найти и вставить в документ любой символ.

Следует отметить, что эта программа не устанавливается при стандартной установке Windows. Ее можно доустановить.

При использовании Таблицы символов следует обратить внимание на один момент.

Если выбранный символ относится к кодировочной таблице используемого вами шрифта, то он вставится в текст корректно, если же это шрифт другой, например, Symbol, то при вставке в текст он «ломается» – его необходимо выделить отдельно и установить тип шрифта, к которому относится этот символ.

В правом нижнем углу окна можно увидеть сообщение: Клавиша: <код>, который меняется при передвижении по таблице символов. Это цифровой код клавиши. Полезно запомнить некоторые часто используемые символы и набирать их код с помощью цифровой клавиатуры: <Лев. Alt> + код символа (на цифровой клавиатуре).

Ниже приведем коды наиболее часто употребляемых символов.

Многие заметят, что Word имеет свою встроенную функцию вставки символов, которой удобнее пользоваться, чем Таблицей. Что на это можно ответить? Если Вы наверняка знаете, что редак-



Рис. 10

Коды символов часто используемых при написании статей

Символ	Код	Символ	Код	Символ	Код	Символ	Код
·	Alt+0146	±	Alt+0177	©	Alt+0169	¼	Alt+0188
§	Alt+0167	– (тире)	Alt+0150	®	Alt+0174	½	Alt+0189
° (градус)	Alt+0176	·	Alt+183	•	Alt+0149	¾	Alt+0190

ция журнала использует такую же версию Word, и журнал верстается именно в Word, то можно рискнуть использовать эту функцию. Но часто верстка журнала производится с помощью специальных программ, и корректность переноса специальных символов можно гарантировать только с использованием независимых от Word программ.

Диаграмма Microsoft Graph

Для выполнения диаграмм и графиков чаще всего применяют Microsoft Graph – редактор диаграмм. Порядок его установки такой же, как и редактора формул. Он так же прост в использовании и не требует специальной подготовки пользователя. Трудности возникают уже на этапе распечатки статьи. Microsoft Graph использует цветовую заливку объектов при формировании изображения. Трудно подобрать сочетание цветов, чтобы они достаточно дифференцировались при выводе на печать, особенно если диаграмма содержит большое количество представляемых данных (больше пяти градаций серого цвета трудно передать даже на качественном лазерном принтере). Следует отметить, что использование возможностей цветного принтера не допустимо для оформления научной статьи: во-первых практически все журналы печатаются в один цвет – черный, и такие цвета как голубой – розовый, красный – синий – зеленый, будут выглядеть совершенно одинаково; во-вторых, в основном оригинал-макет журнала выводится на обычном лазерном принтере, а сам журнал печатается на офисном оборудовании с малым разрешением и бледные цвета (голубой, желтый и др.) в конечном итоге просто-напросто исчезают – не пропечатываются.

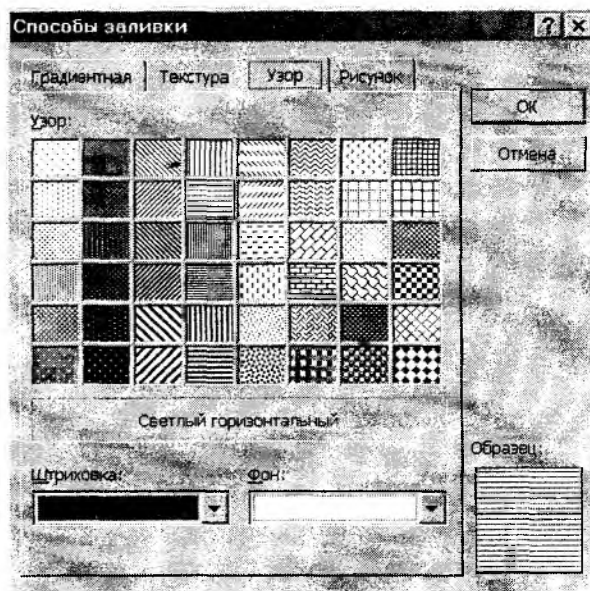


Рис. 11

Есть несколько секретов, знание которых поможет вам корректно представить графический материал в статье.

Если Вы используете не более пяти цветов в диаграмме, то можно подобрать и градации серого цвета. Если же цветов необходимо больше, в программе есть возможность использовать в качестве заливки – сетку, причём цвет штриховки должен быть черным, а фон – белым.

При печати на лазерном принтере установите режим печати – 300 dpi. В этом режиме сетка будет хорошо видна.

Если необходимо построить график с несколькими кривыми – лучше всего использовать линии отличающиеся начертанием (сплошная, пунктир, штрих-пунктир). Такие графики можно печатать и в обычном режиме принтера.

По умолчанию Microsoft Graph устанавливает объёмный вид графика. Лучше установить планшетный – плоский вид графика, и убрать фон стенок – на печати любой фон кроме белого будет иметь вид грязного пятна.

Редактор диаграмм имеет в своем распоряжении достаточно много полезных функций представления диаграмм, поэтому желательно поэкспериментировать с настройками. Графики в статье должны быть выполнены в одном стиле, и желательно соответствовать общему стилю научного издания, в котором планируется публикация статьи.

Рисунки, фотографии, схемы

Очень часто в статьях используются полутоновые иллюстрации. Это снимки результатов экспериментов, этапы операций, рентгенограммы и т.д. Существует много графических редакторов, которые можно использовать для подготовки таких материалов. Как правило, фотографии сканируют и после предварительной подготовки (или без нее) сохраняют в одном из графических форматов, далее иллюстрацию помещают в текст. Процесс достаточно прост и понятен. Однако следует заметить, что качественный снимок при тиражировании можно получить далеко не всегда, и автору следует хорошо продумать не только необходимость размещения в статье полутоновых изображений, но и обратить особое внимание на качество снимков. Изображение должно быть четким и контрастным, не иметь физических дефектов, царапин, пятен.

Сохранять изображение лучше всего в форматах *.jpg или *.tif, и ни в коем случае не использовать *.cdt (если это, конечно, не оговаривается требованиями журнала), и если вы не уверены в качестве полученного снимка, приложите его оригинал к статье — в издательстве придумают, как его лучше обработать.

Что же касается штриховых рисунков — здесь правило одно — рисунок должен быть четким, контрастным, без лишних элементов.

Надеемся, что эта статья поможет вам в подготовке публикаций, научных отчетов и диссертаций. В дальнейшем мы продолжим рассказывать вам о секретах компьютерной верстки публикаций.

Более полную информацию вы можете почерпнуть в любом руководстве по MS Word или MS Office, благо выбор подобной литературы очень широк.

*Редакция журнала "Медицина и..."
г. Харьков*

Поступила в редколлегию 8.02.20001



ЛАГУТИН МИХАИЛ ФЕДОРОВИЧ

50 лет трудовой и 40 лет научно-педагогической деятельности

После окончания с медалью школы и с отличием радиотехнического факультета Лагутин Михаил Федорович был оставлен на кафедре основ радиотехники ХПУ для выполнения научных исследований по программе Международного геофизического года (МГГ) для изучения радиометеоров. Участвуя в разработке базисного импульсного радиолокационного комплекса, он впервые в СНГ создал радиоастрономическую систему и провел радиоизмерения радиантов индивидуальных метеоров в окрестности орбиты Земли.

По результатам исследований был создан каталог орбит радиометеоров и опубликован в монографии "Метеорные явления, а атмосфере Земли". После защиты диссертации, он в 32 года возглавил кафедру радиопередающих устройств (РПУ) на радиотехническом факультете в институте "Горного машиностроения, автоматизации и вычислительной техники" (ХИГМАВТ), на которой работает до настоящего времени. При его непосредственном участии была создана учебно-научная лабораторная база, учебно-методическое обеспечение для всех лекционных курсов, курсового и дипломного проектирования и в 1963-64 учебном году был произведен первый выпуск радиоинженеров.

Одновременно Лагутин М.Ф. ведет большую организационную работу, дважды избирался деканом радиофака активно участвует в перепрофилирование ХИГМАВТа в Харьковский институт радиоэлектроники. Расширяя область прежних научных интересов, он внедряет радиоастрономическую РЛС непрерывного действия, на территории Туркмении, где были получены сведения об орбитах с учетом измеренного торможения частиц в атмосфере. Оценки притока космического вещества в атмосферу Земли, были им обоснованы на измерениях радиометеоров в Антарктиде. Арктике на созданных им радиоустройствах.

С 1969 г. по 1989 г. аспиранты и сотрудники кафедры РПУ, руководимые им участвуют в антарктических исследованиях верхней атмосферы комплексными радиоэлектронными и оптическими методами.

С 1975 г. его научные интересы сосредотачиваются на разработке перестраиваемых лазеров и создании на их основе лазерных локационных систем дистанционного резонансного зондирования искусственных примесей верхней атмосферы, на фоне динамики естественного (метеорного) вещества. При его непосредственном участии впервые в СНГ была создана глобальная сеть из лидаров (в Антарктиде на ст. Молодежная, Мирный; Туркмении, Туапсе, Харькове и др.). Для контроля последствий ядерных взрывов в атмосфере и других экспериментов с выбросом щелочных металлов в верхнюю атмосферу, создана уникальная РЛС оптического диапазона, что позволило регистрировать единицы (атомов в кубическом сантиметре) изотопов лития на высоте 100 км. По результатам комплексных исследований мезосферы была защищена докторская диссертация, через год ему было присвоено звание профессора по кафедре РПУ. Результаты научных исследований представлены в 250 научных трудах, 3 монографиях, 15 патентах. Им подготовлено 12 кандидатов наук. С 90-х годов при его непосредственном участии начаты разработки научных основ новой специальности: "Радиоэлектронные устройства, системы и комплексы" по специализации медицинские приборы и устройства и в 2000 г. был произведен первый выпуск. В настоящее время он ведет аспирантскую подготовку по специальности медицинские приборы и устройства, по которой произведен первый выпуск аспирантов. Область его новых научных интересов связана с разработкой диагностической и лечебной радиоаппаратуры с использованием особенностей взаимодействия оптического и КВЧ излучения с биосредами. Он лично поставил и читает 7 курсов по новой специальности. М.Ф. Лагутин является членом трех докторских советов по защите диссертаций, является академиком Международной академии прикладной радиоэлектроники, избирался депутатом областного совета г. Харькова 10-го созыва.

Широкий круг научных интересов, постоянный активный творческий поиск Лагутина М.Ф. в области фундаментальной и прикладной радиоэлектроники продолжает привлекать к нему коллег и учеников к сотрудничеству.

Исправление к статье

А. Г. ТЫЖНЕНКО

НОВЫЙ МЕТОД РЕШЕНИЯ КРАЕВОЙ ЗАДАЧИ ДЛЯ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОГО КЛИНА, опубликованной во Всеукраинском межведомственном научно-техническом сборнике

Радиотехника. 2000. № 116. С. 64-68.

... Все вычисления в работе [1] справедливы для цилиндрической падающей волны с источником в дальней зоне, расположенном в третьем квадранте, но не для плоской волны. Поэтому формулу (2) следует заменить следующей:

$$E_0(x, y) = aH_0^{(2)}(k_0 \sqrt{(x - x_0)^2 + (y - y_0)^2}) \quad (2)$$

($x_0 = -\rho_0 \sin i_0$, $y_0 = -\rho_0 \cos i_0$, $\rho_0 \rightarrow \infty$) с соответствующей нормировкой амплитуды.

Автор сожалеет о возможных недоразумениях из-за этой ошибки, возникшей при компоновке статьи.

СОДЕРЖАНИЕ

<i>Зюкин В. Ф., Грызо А. А., Андришин В. М.</i> Потенциальные возможности селекции движущихся целей в обзорных РЛС при воздействии нестационарных по мощности пассивных помех	3
<i>Мартыненко С. С.</i> Обнаружение импульсного радиосигнала с флюктуирующей амплитудой на фоне негауссовых помех при некогерентном приеме	13
<i>Быков М. М., Тюрин С. В., Глиняный А. В., Романюк В. А.</i> Обнаружение и распознавание малозаметных целей лидарными методами	17
<i>Куприй В. Н.</i> Ошибки в оценке направлений прихода сигналов в режиме сверхразрешения, обусловленные средой распространения радиоволн	21
<i>Кунченко Ю. П., Прокопенко Т. В., Даник В. А.</i> Определение угла прихода волны многоэлементной антенной решеткой на фоне негауссовских помех	26
<i>Прокопов А. В., Ремаева О. А., Снурникова Г. К.</i> Определение атмосферных поправок к результатам лазерных измерений расстояний до ИСЗ методами численного интегрирования	31
<i>Харченко О. И., Седышев П. Ю.</i> Рекурсивные методы обработки данных в малобазовых угломерно-разностно-дальномерных комплексах пассивной радиолокации источников излучения	35
<i>Антипов И. Е., Бавыкина В. В., Коваль Ю. А., Нестеренко Г. В., Трощин О. Л.</i> Приём телевизионных сигналов времени и частоты по метеорному радиоканалу	42
<i>Карташов В. М.</i> Энергетические возможности систем радиоакустического зондирования атмосферы в импульсно-доплеровском режиме	46
<i>Алёшин Г. В., Трублин А. А.</i> Синтез селективных свойств радиоприемных устройств по критерию электромагнитной совместимости при ограничении на стоимость	50
<i>Аль-Михлафи Мурад, Жегестовский В. И.</i> Анализ вероятности нарушения условий электромагнитной совместимости в спутниковых системах связи	54
<i>Омельченко С. В.</i> Выделение стационарных компонент бипериодически коррелированных случайных процессов методом фильтрации	58
<i>Павлов О. И.</i> Свойства линейных спектральных частот высших порядков	62
<i>Данилов В. В.</i> Физические основы построения акустооптических устройств селекции оптических сигналов	65
<i>Попов Н. Р., Попов И. Н.</i> О математических моделях импульсных модуляторов	71
<i>Лучанинов А. И., Коновальцев А. А., Лучанинов Ю. А., Омаров М. А., Шокало В. М.</i> Алгоритм анализа эквидистантной решетки ленточных микрополосковых излучателей произвольной геометрии, адаптированный к расчету крупноапертурных антенн с нелинейными элементами 1. Модель, описание геометрии и система интегральных уравнений для токов ленточных микрополосковых излучателей сложной геометрии в составе бесконечной решетки	78
<i>Прийменко С. Д., Хиженяк Н. А.</i> К расчету электродинамических характеристик ускоряющей структуры Н-типа	85
<i>Овсяников В. В., Романенко Е. Д.</i> Характеристики излучения вибраторных антенных решеток круговой поляризации	88
<i>Чурюмов Г. И., Фролова Т. И.</i> Математическое моделирование нелинейных электронно-волновых процессов в нетрадиционном магнетронном генераторе	92

<i>Пенкин Ю. М.</i> Особенности теоремы единственности и принципа двойственности для областей с импедансными поверхностями	96
<i>Зуев Н. Г., Пятак Н. И., Чумаченко В. С., Чумаченко С. В.</i> Численно-аналитический и физический анализ распространения электромагнитных волн в цилиндрических периодических структурах. Часть I	100
<i>Онуфриенко В. М.</i> Фазовая скорость электромагнитных волн в периодических структурах с фрактальными свойствами границ	104
<i>Звягинцев А. А., Демченко Т. Н., Иванов А. И.</i> Анализ рассеяния электромагнитных волн на импедансной ленте методом равномерной асимптотической теории	108
<i>Никитенко А. Н.</i> Распределение электростатического потенциала между цилиндрическими электродами сложной конфигурации	112
<i>Пащенко А. Г.</i> Влияние внешнего стационарного электрического поля на энергетические состояния частиц и квазичастиц в квантоворазмерной структуре. Часть 1. Постановка задачи	117
<i>Аврунин О. Г., Семенец В. В.</i> К вопросу об определении силовых характеристик поля в системах магнитного стереотаксиса	121
<i>Мамонтов А. В.</i> Оптимальная комплектация конструктивно-функциональных узлов электрорадиоэлементами	125
<i>Карпинский М. Ю., Остроухов В. Д.</i> Ортопедический комплекс с многоэлементным измерительным преобразователем	127
<i>Подгайко О. И., Цибульский А. А., Чередников П. И.</i> Модель для исследования слухового восприятия на основе нелинейно-параметрических систем	131
<i>Саранча С. Н., Степаненко В. В.</i> Аппаратные средства функциональной диагностики	135
<i>Емец Б. Г.</i> О причинах интенсификации теплообмена в жидкой среде при подаче на электронагреватель напряжения высокой частоты вместо промышленной частоты 50 герц	140

CONTENTS

<i>Zjukin V. F., Gryzo A. A., Andriishin V.M.</i> The potential for moving targets indication in the surveillance radars under the action of passive jamming nonstationary in power	3
<i>Martynenko S.</i> Detection of the pulse radiosignal with a fluctuating amplitude on the background of non-gaussian noise with noncoherent reception	13
<i>Bykov M. M., Tyurin S. V., Romanyuk V. A., Glinyany A. V.</i> Detection and recognition of unobtrusive targets with lidar methods	17
<i>Kupriy V. N.</i> Errors in estimation of signals arrival direction in the mode of the super-resolution stipulated by the radio waves propagation medium	21
<i>Kunchenko Y. P., Prokopenko T. V. Danyk V. A.</i> Determination of the wave arrival angle with the multielemental antenna array on the background of non-gaussian interference	26
<i>Prokopov A. V., Remayeva O. A, Snurnikova G. K.</i> determination of the atmospheric corrections to slr results by methods of the numeric integration	31
<i>Kharchenko O.I., Sedyshev P.Yu.</i> The recursive methods of data processing in small baselengths angle-range-difference-measurement passive radars	35
<i>Antipov I. E., Bavykina V. V., Koval' Ju. A., Nesterenko G. V., Troshchin O. L.</i> Reception of the TV time and frequency signals by meteor-burst channel	42
<i>Kartashov V. M.</i> Energetic possibilities of the radio-acoustic systems for the atmosphere sounding in pulse-doppler mode	46
<i>Aljoshin G. V., Trublin A. A.</i> Synthesis of receiving devices selective properties on the criterion of electromagnetic compatibility with restriction on the cost	50
<i>Morad AL Meklve, Zheguestovskiy V. I.</i> Analysis of probability of electromagnetic compatibility conditions violation in the satellite communication systems	54
<i>Omelchenko S. V.</i> Selection of stationary components of the bi periodically correlated random processes by the filtering method	58
<i>Pavlov G. I.</i> High order line spectrum frequencies properties	62
<i>Danilov V. V.</i> Physical bases of designing the acoustooptical devices for optical signals selection	65
<i>Popov N. R., Popov I. N.</i> About mathematical models of pulse modulators	71
<i>Shokalo V. M., Luchaninov A. I., Konovaltsev A. A., Luchaninov Yu. A., Omarov M. A.</i> The analysis algorithm of equidistant arrays of tapered microstrip radiators of an arbitrary geometry adapted to designing large-aperture antennas with non-linear elements 1. Model, method of geometry description and system of integral equations for currents of tapered microstrip radiators of a complex geometry which are being part of an infinite array	78
<i>Priyemenko S. D., Khizhnyak N. A.</i> To calculation of the electrodynamic characteristics of the H type accelerating structure	85
<i>Ovsyanikov V. V., Romanenko E. D.</i> The patterns of the vibrator arrays of circular polarization	88
<i>Churyuiov G. I., Frolova T. I.</i> Simulation of nonlinear electronic-wave processes in nontraditional magnetron oscillator	92

<i>Penkin Yu. M.</i> Particularities of the theorem of uniqueness and the theorem of duality for volumes with impedance surfaces ...	96
<i>Zujev V. G., Pyatak N. I., Chumachenko V. S., Chumachenko S. V.</i> Numerical-analytical and physical analysis of the electromagnetic waves propagation in the open cylindrical periodical structures	100
<i>Onufriyenko V. M.</i> Phase velocity of electromagnetic waves in periodic structures with fractal borders properties	104
<i>Zvyagintsev A. A., Demchenko T. N., Ivanov A. I.</i> Analysis of electromagnetic waves scattering on the impedance strip with the uniform asymptotic theory method .	108
<i>Nikitenko O. M.</i> Distribution of electrostatic potential between complex configuration cylindrical electrodes	112
<i>Pashchenko A. G.</i> Influence of the external stationary electrical field on the particles and quasi-particles power state in the quantum-well structure. Part 1. The problem statement	117
<i>Avrunin O. G., Semenets V. V.</i> To a question of determining power characteristics of field in magnetic stereotaxis systems	121
<i>Mamontov A. V.</i> Optimal assembling of function units with electroradioelements	125
<i>Karpinsky M. Yu., Ostrouhov V. D.</i> Orthopedic complex with multielement converter	127
<i>Podgajko O. I., Tsibulskiy A. A., Cherednikov P. I.</i> Nonlinear - parametric system based model for studying the acoustic perception	131
<i>Sarancha S. N., Stepanenko V. V.</i> Functional diagnostic's means	135
<i>Yemets B. G.</i> On the causes of heat exchange intensification in fluids in case of applying to the heater of high frequency voltage instead of power system of 50 Hz	140

УДК 621.396.26

Потенциальные возможности селекции движущихся целей в обзорных РЛС при воздействии нестационарных по мощности пассивных помех / В.Ф. Зюкин, А.А. Грызо, В. М. Андришин // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2001. Вып. 117. С. 3-12.

Приведен анализ вида автокорреляционной функции междупериодных флуктуаций пассивных помех для случая произвольного изменения их мощности в процессе регулярного обзора по азимуту наземной РЛС. Рассмотрены подходы к синтезу устройств междупериодной когерентной обработки принимаемых колебаний в условиях априорной параметрической неопределенности относительно статистических характеристик помехового фона. Намечены варианты расчета показателей качества устройств селекции движущихся целей в рассматриваемых ситуациях, приведены некоторые оценки эффективности.

Ил. 1. Библиогр.: 8 назв.

УДК 621.396.26

Потенційні можливості селекції рухомих цілей в оглядових РЛС при впливі нестационарних по потужності пасивних завад / В.Ф. Зюкін, А.А. Грызо, В.М. Андришин // Радиотехніка: Всеукр. межвід. наук.-техн. зб. 2001. Вып. 117. С. 3-12.

Приведено аналіз виду автокореляційної функції міжперіодних флуктуацій пасивних завад для випадку довільної зміни їхньої потужності в процесі регулярного огляду по азимуту наземною РЛС. Розглянуто підходи до синтезу пристроїв міжперіодної когерентної обробки прийнятих коливань в умовах априорної параметричної невизначеності відносно статистичних характеристик завадового фона. Намічено варіанти розрахунку показників якості пристроїв селекції рухомих цілей у розглянутих ситуаціях, приведені деякі оцінки ефективності.

Ил. 1. Библиогр.: 8 назв.

UDC 621.396.26

The potential for moving targets indication in the surveillance radars under the action of passive jamming nonstationary in power / V.F. Zjukin, A.A. Gryzo, V.M. Andriishin // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interderp. Mag. 2001. № 117. P. 3-12.

The present work analyses the autocorrelation function type of the passive jamming interperiodical fluctuations for the case of random variations in their power in the process of regular azimuth survey of the ground-based radar. Approaches are treated to the synthesis of devices for the interperiodical coherent procession of the received radio signals in conditions of the a priori parametric ambiguity relative to noise background statistical characteristics. Variants of calculation of the moving targets selection devices quality indices in the considered situations are outlined, some efficiency estimates are given.

1 fig. Ref.: 8 items.

УДК 621.391

Обнаружение импульсного радиосигнала с флюктуирующей амплитудой на фоне негауссовых помех при некогерентном приеме / С.С. Мартыненко // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2001. Вып. 117. С. 13-16.

Предложены алгоритмы синтеза обнаружителей импульсного сигнала, который принимается на фоне негауссовских помех при некогерентном приеме. Решающие правила построены оптимальными по критерию минимума верхних границ вероятностей ошибок при моментном и кумулянтном описании случайных величин. Проведен анализ синтезированных обнаружителей. Оценен учет негауссовости помех на качество обнаружителей.

Библиогр.: 2 назв.

УДК 621.391

Виявлення імпульсного сигналу з флюктуючою амплітудою на фоні негауссівських завад при некогерентному прийомі / С.С. Мартиненко // Радиотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2001. Вып. 117. С. 13-16.

Запропоновано алгоритми синтезу виявлячів імпульсного сигналу, що приймається на фоні негауссовських завад при некогерентному прийомі. Вирішальні правила побудовані оптимальними за критерієм мінімуму верхніх меж імовірностей помилок при моментному та кумулянтному описі випадкових величин. Проведено аналіз синтезованих виявлячів. Оцінено врахування негауссовості завад на якість виявлячів.

Библиогр.: 2 назв.

UDC 621.391

Detection of the pulse radiosignal with a fluctuating amplitude on the background of non-Gaussian noise with noncoherent reception / S. Martynenko // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interderp. Mag. 2001. № 117. P. 13-16.

Algorithms for the pulse signal detector synthesis are offered, this signal is received on the background of non-Gaussian noise with noncoherent reception. Decision rules are constructed to be optimum according to the criterion of minimum of the errors probabilities upper bounds with the moment and cumulant description of random variables. The synthesized detectors analysis is performed. The non-Gaussian noise account effect on the detectors quality is estimated.

Ref.: 2 item.

УДК 621.378

Обнаружение и распознавание малозаметных целей лидарными методами / М.М. Быков, С.В. Тюрин, А.В. Глиняный, В.А. Романюк // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2001. Вып. 117 С. 17-20.

Обоснована возможность обнаружения и распознавания воздушных объектов по их следам в атмосфере на основе результатов лидарных измерений. Проведен анализ параметров следа как объекта локации. Рассмотрены принципы применения различных лидарных методов. Получены оценки дальности действия таких систем обнаружения.

Ил. 1. Библиогр. 2.

УДК 621.378

Виявлення та розпізнавання малопомітних цілей лідарними методами / М.М.Быков, С.В. Тюрин, А.В. Глиняний, В.А. Романюк // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2001. Вип. 117. С17-20.

Обґрунтована можливість виявлення та розпізнавання повітряних об'єктів по їх слідах в атмосфері на основі результатів лідарних вимірювань. Проведено аналіз параметрів сліду як об'єктів локації. Розглянуто принципи застосування різних лідарних методів. Отримано оцінки дальності дії таких систем виявлення.

Ил. 1. Библиогр. 2.

UDC 621.378

Detection and recognition of unobtrusive targets with lidar methods / M.M.Bykov, S.V. Tyurin, A.V. Glinyany, V.A. Romanyuk // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interderp. Mag. 2001. № 117. P. 17-20.

The possibility to detect and recognise air object by their trails in the atmosphere on the basis of the lidar measurement results is substantiated. The trail parameters analysis as the object of location is performed. Principles of various lidar methods application are considered. The estimates of such detection system detection range estimates are obtained.

1 fig. 2 items.

УДК 621.396.677

Ошибки в оценке направлений прихода сигналов в режиме сверхразрешения, обусловленные средой распространения радиоволн / В.Н. Купрій // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2001. Вып.117. С. 21-25.

Получена аналитическая зависимость между ошибками в формировании амплитудно-фазового распределения модели сигналов, обусловленными влиянием среды распространения радиоволн и ошибками в оценке направления прихода сигналов в режиме сверхразрешения.

Библиогр.: 4 назв.

УДК 621.396.677

Помилки в оцінці напрямку прибуття сигналів у режимі надрозрізнення, обумовлені середовищем поширення радіохвиль / В.М. Купрій // Радіотехніка. Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2001. Вип.117 С. 21-25.

Отримана аналітична залежність між помилками у формуванні амплітудно-фазового розподілу моделі сигналів, обумовленими впливом середовища поширення радіохвиль та помилками в оцінці напрямку прибуття сигналів у режимі надрозрізнення.

Бібліогр.: 4 назви.

UDC 621.396.677

Errors in estimation of signals arrival direction in the mode of the super-resolution stipulated by the radio waves propagation medium / V.N.Kupriy // Radiotekhnika: All-Ukr.Sci. Interderp. Mag. 2001. № 117. P. 21-25.

The analytical relation between errors in shaping the amplitude-phase distribution of signals model stipulated by an environmental effect of the radio waves propagation and errors in estimation of the signals arrival direction in the mode of the super-resolution is derived.

Ref.: 4 items.

УДК 621.391

Определение угла прихода волны многоэлементной антенной решеткой на фоне негауссовских помех / Ю.П. Кунченко, Т.В. Прокопенко, В.А. Даник // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2000. Вып. 117. С. 26-31.

Используя метод максимизации полинома для случая нахождения оценок параметров векторной случайной величины, в работе приводятся алгоритмы измерения углового положения источника излучения гармонического сигнала с помощью многоэлементной антенной решётки. Предполагается, что сигналы в каждом элементе решётки принимаются на фоне негауссовских помех. Исследована точность получаемых оценок.

Библиогр.: 4 назв.

УДК 621.391

Визначення кута надходження хвилі багатоелементною антенною решіткою на фоні негауссівських завад / Ю.П. Кунченко, Т.В. Прокопенко, В.О. Даник // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2001. Вип. 117. С. 26-31.

Використовуючи метод максимізації полінома для знаходження оцінок параметрів векторної випадкової величини, в роботі наведені алгоритми знаходження кутового положення джерела випромінювання гармонічного сигналу за допомогою багатоелементної антенної решітки. Вважається, що сигнали в кожному елементі решітки приймаються на фоні негауссівських завад. Досліджена точність отриманих оцінок.

Бібліогр.: 4 назви.

УДК 621.391

Determination of the wave arrival angle with the multielemental antenna array on the background of non-Gaussian interference / Y.P. Kunchenko, T.V. Prokopenko, V.A. Danyk // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interderp. Mag. 2001. № 117. P. 26-31.

Using the polynomial maximization method for the case of finding the vector random value parameters estimates, the algorithms of measurement of the harmonic signal radiation source angular position with a multielemental antenna array are deduced in this work. The signals in each array element are assumed to be received on the background of non-Gaussian interference. The accuracy of the obtained estimates is studied.

Ref.: 4 items.

УДК 386.2+521.2:629.705:391.26

Определение атмосферных поправок к результатам лазерных измерений расстояний до ИСЗ методами численного интегрирования / А.В. Прокопов, О.А. Ремаева, Г.К. Снурникова // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2001. Вып. 117. С. 32-34.

В работе описан метод численного интегрирования несобственных интегралов второго рода с медленно меняющейся функцией, входящей в подынтегральное выражение. Метод применен для вычисления интегралов рефракции, определяющих поправки к лазерным измерениям расстояний до ИСЗ. Данные, полученные для различного числа узлов интегрирования, показали хорошую сходимость предложенного в статье метода.

Ил. 1. Библиогр.: 5 назв.

УДК 386.2+521.2:629.705:391.26

Визначення атмосферних поправок до результатів лазерних вимірювань відстаней до ШСЗ методами чисельного інтегрування / О.В.Прокопов, О.О.Ремаєва, Г.К.Снурнікова // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2001. Вип. 117. С. 32-34.

В роботі описано метод чисельного інтегрування невластних інтегралів другого роду з повільно змінною функцією, що входить до підінтегрального виразу. Метод використано для обчислень інтегралів рефракції, які визначають поправки до лазерних вимірювань відстаней до ШСЗ. Дані, які отримано для різного числа вузлів інтегрування, показали добре збігання методу, запропонованого у статті.

Іл. 1. Бібліогр.: 5 назв.

UDC 386.2+521.2:629.705:391.26

Determination of the atmospheric corrections to SLR results by methods of the numeric integration/ A.V. Prokopov, O.A. Remayeva, G.K. Snurnikova // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interderp. Mag. 2001. № 117. P. 32-34.

The method of numerical integration of improper integrals of the second kind with a slowly varying function included in the integrand is described. The method is used for calculations of refraction integrals, defining the corrections results of satellite laser ranging. The data obtained for different number of integration points have shown good convergence of the method offered in the paper.

1 fig. Ref.: 5 items.

УДК 621.396.96.001(07)

Рекурсивные методы обработки данных в малобазовых угломерно-разностно-дальномерных комплексах пассивной радиолокации источников излучения / О.И. Харченко, П.Ю. Седышев // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2001. Вып. 117. С. 35-41.

Рассматривается рекурсивная модель обработки информации в малобазовых угломерно-разностно-дальномерных комплексах пассивной радиолокации источников радиоизлучений (МБК). Разработан алгоритм Калмановской фильтрации с использованием методики программного обзора пространства и преобразования матрицы ошибок в криволинейной системе координат угломерно-разностно-дальномерного МБК.

Ил. 6. Библиогр.: 4 назв.

УДК 621.396.96.001(07)

Рекурсивні методи обробки даних у малобазових кутомірно-різницево-далекомірних комплексах пасивної радіолокації джерел випромінювання / О.И. Харченко, П.Ю. Седышев // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2001. Вип. 117. С. 35-41.

Розглянуто рекурсивну модель обробки інформації у малобазових кутомірно-різницево-далекомірних комплексах пасивної радіолокації джерел радіовипромінювання (МБК). Розроблено алгоритм Калманівської фільтрації з використанням методики програмного огляду простору і перетворення матриці помилок у криволінійній системі координат кутомірно-різницево-далекомірного МБК.

Ил. 6. Бібліогр.: 4 назв.

UDC 621.396.96.001(07)

The recursive methods of data processing in small baselengths angle – range – difference – measurement passive radars / O.I. Kharchenko, P.Yu.Sedyshev // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2001. № 117. P. 35-41.

The recursive model of information processing in small baselengths angle – range – difference - measurement complexes passive radars (SBMR) is considered. Kalman filtration algorithm is derived using the strategy of programme review of space and transformations of mistakes matrix in curvilinear coordinate system of SBMR.

6 fig. Ref.: 4 items.

ДК 621.396.96

Прием телевизионных сигналов времени и частоты по метеорному радиоканалу / И.Е. Антипов, В.В. Бавыкина, Ю.А. Коваль, Г.В. Нестеренко, О.Л. Трошин // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2001. Вып. 117. С. 42-45.

Рассмотрены источники погрешностей при сличении шкал времени по сигналам точного времени и частоты, содержащихся в ТВ сигнале. Показано, что наибольшую погрешность вносят неизвестные задержки в радиорелейных линиях связи. Предложен метод сличения шкал времени путём непосредственного приёма ТВ сигнала по метеорному радиоканалу и его техническая реализация. Представлена математическая модель метеорного радиоканала и полученные на её основе значения погрешностей сличения при использовании данного метода для трассы Харьков-Москва. Значение погрешности сильно зависит от высоты метеорного следа.

Ил. 6. Библиогр.: 5 назв.

УДК 621.396.96

Приймання телевізійних сигналів часу і частоти по метеорному радіоканалу / І.Є. Антипов, В.В. Бавикіна, Ю. О. Коваль, Г.В. Нестеренко, О.Л. Трошчін // Радіотехніка. Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2001. Вип. 117. С. 42-45.

Розглянуті джерела похибок при порівнянні шкал часу за сигналами точного часу і частоти, що містяться в ТВ сигналі. Показано, що найбільшу похибку вносять невідомі затримки в радіорелейних лініях зв'язку. Запропоновано метод звірення шкал часу шляхом безпосереднього приймання ТВ сигналу по метеорному радіоканалу і його технічна реалізація. Представлена математична модель метеорного радіоканалу і отримані на її основі значення похибок звірення при використанні даного методу для траси Харків-Москва. Значення похибок дуже залежить від висоти метеорного сліда.

Ил. 6. Бібліогр.: 5 назв.

UDC 621.396.96

Meteor-burst channel receiving of the TV time and frequency signals / I.E. Antipov, V.V. Bavykina, Ju.A. Koval', G.V. Nesterenko, O.L. Troshchin // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2001. № 117. P. 42-45.

The sources of errors that arise on the time scale comparison by the standard time and frequency signals in the TV signal are discussed. It is shown that major errors are due to unknown time delay in radio-relay lines. The method of time synchronization by direct reception of TV signal by meteor-burst channel and its technical realization are proposed. The mathematical model of meteor-burst channel and the time scale comparison errors estimates based on this model for Kharkov-Moscow route are presented. The error value strongly depends on the meteor trail altitude.

6 fig. Ref.: 5 items

УДК 621.396.96'02:621.396.962.23

Энергетические возможности систем радиоакустического зондирования атмосферы в импульсно--доплеровском режиме / В.М. Карташов // Радиотехника. Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2001. Вып. 117. С. 46-49

Показано, что замена в радиоакустических системах зондирования атмосферы непрерывного зондирующего радиосигнала квазинепрерывным сигналом сопровождается значительным энергетическим выигрышем. Величина выигрыша от устранения влияния сигнала передатчика на приемный канал значительно превышает проигрыш от введения дискретности излучения.

Библиогр.: 3 назв.

УДК 621.396.96'02:621.396.962.23

Енергетичні можливості систем радіоакустичного зондування атмосфери в імпульсно-доплеровському режимі / В.М. Карташов // Радіотехніка. Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2001. Вип.117. С. 46-49.

Показано, що заміна в радіоакустичних системах зондування атмосфери неперервного зондуючого радіосигналу квазинепрервним сигналом супроводжується значним енергетичним вииграшем. Величина вииграшу від усунення впливу сигналу передавача на приймальний канал значно перевищує програш від введення дискретності випромінювання.

Бібліогр.: 3 назви.

UDC 621.396.96'02:621.396.962.23

Energetic possibilities of the radio-acoustic systems for the atmosphere sounding in pulse-doppler mode / V.M. Kartashov // Radiotekhnika. All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2001. № 117. P. 46-49.

It is shown that replacement of a continuous sounding radio signal by a quasicontinuous signal is accompanied by a sufficient power gain in the radioacoustic atmosphere sounding system. The gain magnitude of eliminating the transmitter signal influence on the reception channel significantly exceeds the loss of the radiation discreteness introduction.

Ref.: 3 items.

УДК 621.396.62

Синтез селективных свойств радиоприемных устройств по критерию электромагнитной совместимости при ограничении на стоимость / Г.В. Алешин, А.А. Трублин // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2001. Вып. 117. С. 50-53.

На основе новой теории электромагнитной совместимости решена задача об оптимальном по критерию электромагнитной совместимости распределении усилий селективных устройств радиоэлектронных средств для подавления побочных каналов приёма, образованных гармониками гетеродина. Получены зависимости для оптимального выбора смесителя радиоприёмного устройства по критерию электромагнитной совместимости при ограничении на стоимость. Получен метод проверки оптимальности параметров избирательности современных средств авиационной радиосвязи.

Ил. 2. Библиогр.: 2 назв.

УДК 621.396.62

Синтез селективных властивостей радіоприймальних пристроїв за критерієм електромагнітної сумісності при обмеженнях на вартість / Г.В. Альошин, О.А. Трублін // Радіотехніка. Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2001. Вип. 117. С. 50-53.

На основі нової теорії електромагнітної сумісності вирішена задача про оптимальний за критерієм електромагнітної сумісності розподіл зусиль селективних пристроїв радіоелектронних засобів для пригнічування побічних каналів прийому, що створені гармоніками гетеродину. Отримані залежності для оптимального вибору змішувача радіоприймального пристрою за критерієм електромагнітної сумісності при обмеженні на вартість. Отримано метод перевірки оптимальності параметрів вибірковості сучасних засобів авіаційного радіозв'язку.

Лл. 2. Бібліогр.: 2 назви.

UDC 621.396.62

Synthesis of receiving devices selective properties on the criterion of electromagnetic compatibility with restriction on the cost / G.V. Aljoshin, A.A. Trublin // Radiotekhnika. All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2001. № 117. P. 50-53.

The problem of optimum (according to electromagnetic compatibility criterion) distribution of efforts of radio-electronic means selective devices for suppression of accessory receptions channels, formed by harmonics of a heterodyne, has been solved based on a new theory of electromagnetic compatibility. The dependencies for the optimum choice of the receiving devices mixer on the criterion of electromagnetic compatibility are obtained with restrictions on the cost. The method of testing the selectivity of the modern air radio communication tool parameters optimality is obtained.

2 fig. Ref.: 2 items.

УДК 621.396.946:621.391.827

Анализ вероятности нарушения условий электромагнитной совместимости в спутниковых системах связи / Мурад Аль-Михлафи, В.И. Жегестовский // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2001. Вып. 117. С. 54-57.

Рассматривается методика оценки вероятности нарушения условий электромагнитной совместимости в системах спутниковой связи в предположении одиночных и групповых взаимодействий. Получены аналитические соотношения для вероятности нарушения ЭМС. Использован аппарат анализа Марковских случайных процессов и решения уравнений Фоккера–Планка–Колмогорова. Рассмотрен численный пример.

Ил. 1. Библиогр.: 6 назв.

УДК 621.396.946:621.391.827

Аналіз імовірності порушення умов електромагнітної сумісності в супутникових системах зв'язку / Мурад Аль-Михлафи, В.І. Жегестовський // Радіотехніка. Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2001. Вип. 117. С. 54-57.

Розглядається методика оцінки імовірності порушення умов електромагнітної сумісності в системах супутникового зв'язку в припущенні одиночних і групових взаємодій. Отримано аналітичні співвідношення для імовірності порушення ЭМС. Використано апарат аналізу Марковських випадкових процесів і рішення рівнянь Фоккера–Планка–Колмогорова. Розглянуто чисельний приклад.

Іл. 1. Бібліогр.: 6 назв.

UDC 621.396.946:621.391.827

Analysis of probability of electromagnetic compatibility conditions violation in the satellite communication systems / Morad AL Meklve, V.I. Zhegestovsky // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2001. № 117. P. 54-57.

The technique of estimating the probability of the electromagnetic compatibility conditions violation in the satellite communication systems in the assumption of single and group interactions is considered. The analytical relations for the probability of EMC violation are derived. The apparatus of Markov random processes analysis and Fokker–Planck–Kolmogorov equations solutions are used. The numerical example is considered.

1 fig. Ref.: 6 items.

УДК 621.391

Выделение стационарных компонент бипериодически коррелированных случайных процессов методом фильтрации / С.В. Омельченко // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2001. Вып. 117. С. 58-61.

Статья посвящена исследованию возможности определения стационарных компонент БПКСП. Найден алгоритм восстановления стационарных компонент сумм ПКСП на фоне аддитивной помехи типа "гауссов белый шум" методом линейной Калмановской фильтрации. По результатам статистического эксперимента показана возможность практического использования алгоритмов восстановления реализаций бипериодически коррелированных случайных процессов. Найденны характеристики приведенных алгоритмов.

Ил. 1. Библиогр.: 4 наим.

УДК 621.391

Виділення стаціонарних компонент біперіодично корельованих випадкових процесів методом фільтрації / С.В. Омельченко // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2001. Вип. 117. С. 58-61.

Наведено дослідження можливості визначення стаціонарних компонент БПКСП. Знайдений алгоритм відновлення стаціонарних компонент сум ПКСП на фоні адитивної завади типу "гаусів білий шум" методом лінійної Калмановської фільтрації. За результатами статистичного експерименту показана можливість практичного використання алгоритмів відновлення реалізацій біперіодично корельованих випадкових процесів. Знайдено характеристики приведених алгоритмів.

Іл. 1. Бібліогр.: 4 назв.

UDC 621.391

Selection of stationary components of the bi periodically correlated random processes by the filtering method // S.V. Omelchenko // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2001. № 117. P. 58-61.

The work is devoted to the research on the possibility to define BPKRP stationary components. The algorithm of the PKRP sums stationary components restoration on the background of the additive noise of the "Gaussian white noise" type using Kalman linear filtering method is derived. By the statistical experiment results the possibility to use practically the algorithm of the periodically correlated random processes realization restoration is demonstrated. The cited algorithms characteristics are deduced.

1 fig. Ref.: 4 items.

УДК 621.396.21

Свойства линейных спектральных частот высших порядков / О.И. Павлов // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2001. Вып. 117. С. 62-64

Предложена естественная нумерация коэффициентов П-спектра, вытекающая из истории их образования. Показано, что этапы прямого П-преобразования осуществляют расщепление номеров индексов коэффициентов П-спектра по основанию 2. Сформулирована теорема о чередовании коэффициентов П-спектра. Найден критерий устойчивости исходного (восстанавливаемого) многочлена линейного предсказателя в терминах коэффициентов П-спектра.

Табл. 1. Ил. 3. Библиогр.: 7 назв.

УДК 621.396.21

Властивості лінійних спектральних частот вищих порядків / О.І. Павлов // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2001. Вип. 117. С. 62-64.

Запропоновано природну нумерацію коефіцієнтів П-спектра, котра є наслідком послідовності їх утворення. Показано, що етапи прямого П-перетворення здійснюють розщеплення номерів індексів коефіцієнтів П-спектра за базисом 2. Сформульовано теорему про чергування коефіцієнтів П-спектра. Знайдено критерій стабільності початкового (відновлюваного) многочлена лінійного провісника в термінах коефіцієнтів П-спектра.

Табл. 1. Ил. 3. Библиогр.: 7 назви.

UDC 621.396.21

High order line spectrum frequencies properties / O.I. Pavlov // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2001. № 117. P. 62-64.

The intrinsic numeration of the P-spectrum coefficients, resulting from the history of their formation is offered. It is shown that the stages of the direct P-transformation realize P spectrum coefficient indices decomposition by the radix 2. The theorem about P-spectrum coefficients rotation is formulated. The stability criterion of the initial (restored) polynomial of the linear predictor in terms of the P-spectrum coefficients is found.

1 tab. 3 fig. Ref.: 7 items.

УДК 535.241.13:534

Физические основы построения акустооптических устройств селекции оптических сигналов / В.В. Данилов // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2001. Вып. 117. С. 65-70.

Предложены физические основы построения акустооптических устройств предназначенных для селекции оптических сигналов. Подчеркивается что важнейшей особенностью которых в технике оптических преобразований, является динамический характер процесса управления, измерения и отображения информации соответствующих систем, что не имеет аналогов в традиционной технике обработки оптической информации.

Ил. 4. Библиогр.: 5.

УДК 535.241.13:534

Фізичні основи побудови акустооптичних пристроїв селекції оптичних сигналів / В.В. Данилов // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2001. Вип. 117. С. 65-70.

Запропоновані фізичні основи побудови акустооптичних пристроїв призначених для селекції оптичних сигналів. Підкреслюється що найважливішою особливістю яких у техніці оптичних перетворень, є динамічний характер процесу керування, виміру і відображення інформації у відповідних системах, що не має аналогів у традиційній техніці опрацювання оптичної інформації.

Ил. 4. Библиогр.: 5.

UDC 535.241.13:534

Physical bases of designing the acoustooptical devices for optical signals selection / V.V. Danilov // Radiotekhnika: All-Ukr. Scient. Int. Dep. Mag. 2001. № 117. P. 65-70.

Physical bases of designing the acoustooptical devices intended for the optical signals selection are offered. It is pointed out that their major feature in the optical transformation technique is the dynamic nature of the process of control, measurement and representation of the relevant systems information. They have no analogs in the conventional technique of the optical information procession.

4 fig. Ref.: 5 items.

УДК 621.376.5 + 621.396

О математических моделях импульсных модуляторов / Н.Р. Попов, И.Н. Попов // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2001. Вып. 117. С. 71-77.

Показано, что при математическом описании процессов импульсной модуляции необходимо применять теорию аппроксимации и единичное интегральное преобразование, в котором используются фильтрующие и интегральные свойства дельта-функции, использование только фильтрующего ее свойства приводит к принципиальным ошибкам математических моделей. При описании процессов экстраполяции выходные сигналы необходимо выражать с помощью дискретного интеграла свертки, из которого получают весовую функцию и остальные характеристики, так как в физически реализуемом импульсном модуляторе выходной сигнал не может быть весовой функцией. Методика определения весовых функций применена на примерах амплитудно-широотно-частотно-импульсных модуляторов, приведены две эквивалентные структурные схемы, полученные математические модели имеют правильную размерность.

Ил. 2. Библиогр.: 5 назв.

УДК 621.376.5 + 621.396

Про математичні моделі імпульсних модуляторів/ М.Р. Попов, І.М. Попов // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2001. Вип. 117. С. 71-77.

Показано, що при математичному описі процесів імпульсної модуляції необхідно застосовувати теорію апроксимації та одиничне інтегральне перетворення, у якому використовуються фільтруюча та інтегральна властивості дельта-функції, використання тільки фільтруючої її властивості призводить до принципових помилок у математичних моделях. При описі процесів екстраполяції вихідні сигнали необхідно виражати за допомогою дискретного інтеграла згортки, з якого одержують вагову функцію та інші характеристики, так як у модуляторі, що фізично реалізується, вихідний сигнал не може бути ваговою функцією. Методика визначення вагових функцій застосована на прикладах амплітудно-широотно-частотно-імпульсних модуляторів, наведені дві еквівалентні структурні схеми, здобуті математичні моделі мають вірну розмірність.

Іл. 2. Бібліогр. :5 назв.

UDC 621.376.5 + 621.396

About mathematical models of pulse modulators / N.R. Popov, I.N. Popov // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2001. № 117. P. 71-77.

It is shown, that in the mathematical description of the pulse modulation processes it is necessary to apply the theory of approximation and individual integrated transformation, where the filtering and integrated properties of delta - function are used, employment only of its filtering property results in the basic mistakes of mathematical models. When describing the extrapolation processes the target signals should be expressed with the help of discrete integral of convolution, the weight function and other characteristics, are obtained with it as in the physically realized pulse modulator the target signal can not be a weight function. The technique of weight functions definition is applied in the amplitude - pulse width - pulse frequency modulators, two equivalent block diagrams are given, the received mathematical models have correct dimension.

2. fig. Ref.: 5 items.

УДК 621.396.67

Алгоритм анализа эквидистантной решетки ленточных микрополосковых излучателей произвольной геометрии, адаптированный к расчету крупноапертурных антенн с нелинейными элементами 1. Модель, описание геометрии и система интегральных уравнений для токов ленточных микрополосковых излучателей сложной геометрии в составе бесконечной решетки / А.И. Лучанинов, А.А. Коновальцев, Ю.А. Лучанинов, М.А. Омаров, В.М. Шокало // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2001. Вып. 117. С. 78-84.

Предлагается универсальный способ формализованного описания сложной геометрии микрополосковых периодических структур, позволяющий учитывать включение в структуру сосредоточенных элементов. Получена система интегральных уравнений относительно распределения токов на элементах антенной решетки микрополосковых излучателей.

Ил. 5. Библиогр.: 9 назв.

УДК 621.396.67

Алгоритм аналізу еквідистантної решітки стрічкових мікросмушкових випромінювачів довільної геометрії, адаптований до розрахунку великоапертурних антен з нелінійними елементами 1. Модель, опис геометрії і система інтегральних рівнянь для струмів стрічкових мікросмушкових випромінювачів складної геометрії у складі нескінченної решітки / А.І. Лучанінов, А.О. Коновальцев, Ю.А. Лучанінов, М.А. Омаров, В.М. Шокало // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2001. Вип. 117. С. 78-84.

Запропоновано універсальний засіб формалізованого опису складної геометрії мікросмушкових періодичних структур, що дозволяє враховувати включення у структуру зосереджених елементів. Отримано систему інтегральних рівнянь відносно розподілу струмів на елементах антенної решітки мікросмушкових випромінювачів.

Лл. 5. Бібліогр.: 9 назв.

UDC 621.396.67

The analysis algorithm of equidistant arrays of tapered microstrip radiators of an arbitrary geometry adapted to designing large-aperture antennas with non-linear elements 1. Model, method of geometry description and system of integral equations for currents of tapered microstrip radiators of a complex geometry which are being part of an infinite array / V.M. Shokalo, A.I. Luchaninov, A.A. Konovaltsev, Yu.A. Luchaninov, M.A.Omarov // Radiotekhnika. All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2001. N 117. P. 78-84.

The universal method of formalized description of microstrip periodic structure complex geometry is proposed. The method allows to take into account insertion of lumped elements into the microstrip structure. The system of integral equations for current distribution over elements of the array of microstrip radiators is obtained.

5 fig. Ref.: 9 items.

УДК 537.8.029.6: 621.372.852

К расчету электродинамических характеристик ускоряющей структуры Н-типа / С.Д. Прийменко, Н.А. Хижняк // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2001. Вип. 117. С. 85-87.

Решена задача о собственных значениях однородного интегрального уравнения Фредгольма второго рода для поверхностной плотности тока, протекающего по металлическим неоднородностям внутри резонатора. Определена резонансная частота и распределение напряженности электрического поля для ускоряющей структуры Н-типа. Зависимость резонансной частоты от геометрии резонатора хорошо согласуется с экспериментальными данными.

Табл. 1. Ил. 2. Библиогр.: 5.

УДК 537.8.029.6: 621.372.852

До розрахунку електродинамічних характеристик прискорювальної структури Н-типу / С.Д. Прийменко, М.А. Хижняк // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2001. Вип.117. С. 85-87.

Вирішена задача о власних значеннях однорідного інтегрального рівняння Фредгольма другого роду для поверхневої щільності струму, котрий протікає по металевим неоднорідностям у резонаторі. Визначена резонансна частота і розподіл напруженості електричного поля для прискорювальної структури Н-типу. Залежність резонансної частоти від геометрії резонатора добре співпадає з експериментальними даними.

Табл. 1. Ил. 2. Библиогр.: 5.

UDC 537.8.029.6: 621.372.852

To calculation of the electrodynamic characteristics of the H type accelerating structure / S.D. Priyimenko, N.A. Khizhnyak // Radiotekhnika: All - Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2001. № 117. P. 85-87.

The eigenvalue problem is solved for the homogeneous Fredholm integral equation of the second kind for the surface current density, which flows on the metallic nonhomogeneity inside the cavity. The resonance frequency and the distribution of the electrical field strength for the H type accelerator structure is determined. The dependence of resonance frequency on cavity geometry is in good agreement with the experimental data.

1 tabl., 2 il. Ref.: 5.

УДК 621.396.67

Характеристики излучения вибраторных антенных решеток круговой поляризации /

В.В. Овсяников, Е.Д. Романенко // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2001. Вип. 117. С. 88-91.

Приведены результаты исследований характеристик излучения вибраторных антенных решеток круговой поляризации. Рассмотрен пример расчета диаграмм направленности и коэффициентов эллиптичности антенной решетки над проводящим экраном с двенадцатью ветвями, запитанными с периодически прогрессивным фазовым сдвигом. Показано, что азимутальные характеристики излучения в плоскостях, перпендикулярных оси этой решетки, при разных углах с осью изотропны.

Ил. 3. Библиогр.: 3 назв.

УДК 621.396.67

Характеристики випромінювання вібраторних антенних решіток кругової поляризації /

В.В. Овсяніков, Є.Д. Романенко // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2001. Вип. 117. С. 88-91.

Наведені результати досліджень характеристик випромінювання вібраторних антенних решіток кругової поляризації. Розглянуто приклад розрахунку діаграм спрямованості і коефіцієнтів еліптичності антенної решітки над провідним екраном з дванадцятьма гілками, заживленими з періодично прогресивним фазовим зрушенням. Показано, що азимутальні характеристики випромінювання у площинах, перпендикулярних до вісі цієї решітки, при будь-яких кутах з віссю ізотропні.

Лл. 3. Бібліогр.: 3 назви.

UDC 621.396.67

The Patterns of the vibrator arrays of circular polarization / V.V. Ovsyanikov, E.D. Romanenko

// Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2001. N 117. P. 88-91.

The results of the investigation the patterns of the vibrator arrays of the circular polarizations are shown. We considered the example of the calculation of pattern and ellipticity factor array which consists of symmetrical vibrators over the conducting screen with twelve branches being fed with periodic progressive phase shift. It is shown, that pattern and ellipticity factor of this array in planes perpendicular to array axis with different corners about axis are isotropics.

3 fig. Ref.: 3 items.

УДК 621.385.6.029.6

Математическое моделирование нелинейных электронно-волновых процессов в нетрадиционном магнетронном генераторе/ Г.И. Чурюмов, Т. И. Фролова // Радіотехніка: Всеукр. Межвед. науч.-техн. сб. 2001. Вып. 117. С. 92-95.

В работе рассматривается математическая модель нетрадиционного магнетронного генератора. Получена самосогласованная система уравнений, которая позволяет проводить нелинейный анализ электронно-волновых процессов в данном приборе. Приведенные уравнения дают возможность вычислять основные параметры и оценивать их предельные значения, а также находить наиболее эффективные режимы работы магнетрона.

Лл. 4 Библиогр.: 4 назв.

УДК 621.385.6.029.6

Математичне моделювання нелінійних електронно-хвильових процесів у нетрадиційному магнетронному генераторі/ Г.І. Чурюмов, Т. І. Фролова // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2001. Вип. 117. С. 92-95.

У роботі розглянута математична модель нетрадиційного магнетронного генератора. Отримана самоузгоджена система рівнянь, які дозволяють провести нелінійний аналіз електронно-хвильових процесів у даному приладі. Приведені рівняння дають можливість обчислювати основні параметри та оцінювати їх граничні значення, а також знаходити найбільш ефективні режими роботи магнетрона.

Лл. 4 Бібліогр.: 4 назв.

UDC 621.385.6.029.6

Simulation of nonlinear electronic-wave processes in nontraditional magnetron oscillator /

G.I. Churyumov, T.I. Frolova// Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2001. № 117. P. 92-95.

The nontraditional magnetron oscillator mathematical model is considered in this paper. The self-consistent system of equations is obtained, it allows to perform nonlinear analysis of electronic-wave processes in the given device. The mentioned equations permit to calculate the basic parameters and to estimate their limiting values, and also to find the most effective operating conditions of a magnetron.

4 fig. Ref.: 4 items.

УДК 621.371

Особенности теоремы единственности и принципа двойственности для областей с импедансными поверхностями / Ю.М. Пенкин // Радіотехніка: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2001. Вып. 117. С.96-99.

Проведен сравнительный анализ известных доказательств теоремы единственности для краевых задач системы уравнений Максвелла в областях, ограниченных импедансными поверхностями. Сформулированы условия реализуемости принципа двойственности для таких электродинамических объемов.

Библиогр.: 8 назв.

УДК 621.371

Особенности теоремы единственности та принципу подвійності для областей з імпедансними поверхнями / Ю.М. Пенкін // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2001. Вип. 117. С. 96-99.

Здійснено порівняльний аналіз відомих доведень теорема єдиності для крайових задач системи рівнянь Максвелла у областях, обмежених імпедансними поверхнями. Сформульовані умови реалізованості принципу подвійності для таких електродинамічних об'єктів.

Бібліогр.: 8 назв.

UDC 621.371

Particularities of the theorem of uniqueness and the theorem of duality for volumes with impedance surfaces / Yu. M. Penkin // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2001. № 117. P. 96-99

Comparative analysis of the known proofs of the uniqueness theorem for the system of Maxwell equations in the domains limited by the impedance surfaces is performed. Conditions of the duality principle realizability for such electrodynamic volumes is formulated.

Ref.: 8 items.

УДК 621.372.8:621.372.853(084)

Численно-аналитический и физический анализ распространения электромагнитных волн в цилиндрических периодических структурах. Часть I / Н.Г. Зуев, Н.И. Пятак, В.С. Чумаченко, С.В. Чумаченко // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2001. Вип. 117. С. 100-103.

Приводятся формулировка и описывается методика решения задач о распространении электромагнитных волн в различного рода толстостенных периодических волноводах. Методика решения иллюстрируется на примерах распространения волн в односвязных и многосвязных волноводах, а также может быть обобщена на случай сложной периодической системы с произвольным числом периодических границ раздела.

Ил. 1. Библиогр.: 4 назв.

УДК 621.372.8:621.372.853(084)

Чисельно-аналітичний і фізичний аналіз розповсюдження електромагнітних хвиль у циліндричних періодичних структурах. Частина 1 / Н.Г. Зуєв, М.І. П'ятак, В.С. Чумаченко, С.В. Чумаченко // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2001. Вип. 117. С. 100-103.

Наведено формулювання та описано методику розв'язання задач щодо розповсюдження електромагнітних хвиль в круглих товстостінних періодичних хвилеводах. Методика проілюстрована на прикладах розповсюдження хвиль в однозв'язних та багатозв'язних хвилеводах, а також може бути узагальнена на випадок складної періодичної системи з довільним числом періодичних границь розподілу.

Ил. 1. Библиогр.: 4 назви.

UDC 621.372.8:621.372.853(084)

Numerical-analytical and physical analysis of the electromagnetic waves propagation in the open cylindrical periodical structures / V.G. Zujev, N.I. Pyatak, V.S. Chumachenko, S.V. Chumachenko // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2001. № 117. P. 100-103.

The formula and the solution procedure of the problem of electromagnetic wave propagation in the periodic thick-walled round waveguides of different type are described. The solution procedure is illustrated by the wave propagation in both single and multiple connected waveguides. This procedure can be generalised in the case of complicated periodic system with the arbitrary number of periodic boundary surface.

1 fig. Ref.: 3 items.

УДК 537.86:621.372.2

Фазовая скорость электромагнитных волн в периодических структурах с фрактальными свойствами границ / В.М. Онуфриенко // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2001. Вип. 117. С. 104-107

Определенная связь между измерениями с помощью меры Хаусдорфа и использованием аппарата интегрально-дифференциального исчисления применяется для решения задачи о нахождении характеристик электромагнитного поля в металлических периодических структурах с фрактальными свойствами границ. Исследована зависимость величины фазовой скорости гармоник от значений скейлингового показателя. Указываются новые возможности регулирования величины замедления, совпадения или противоположности направлений фазовой и групповой скоростей. Перечислены особенности влияния фрактальности на электродинамические характеристики полей в рассматриваемых структурах.

Ил. 2. Библиогр.: 10 назв.

УДК 537.86:621.372.2

Фазова швидкість електромагнітних хвиль у періодичних структурах з фрактальними властивостями меж / В.М. Онуфрієнко // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2001. Вип. 117. С. 104-107.

Визначений зв'язок між вимірюваннями за допомогою міри Хаусдорфа та використанням апарату інтегродиференціального числення застосовується для розв'язування задачі про знаходження характеристик електромагнітного поля в металевих періодичних структурах з фрактальними властивостями меж. Досліджена залежність величини фазової швидкості гармонік від значень скейлінгового показника. Зазначено нові можливості регулювання величини уповільнення, збігу чи протилежності напрямків фазової та групової швидкостей. Перераховано особливості впливу фрактальності на електродинамічні характеристики полів у розглядуваних структурах.

Ил. 2. Бібліогр.: 10 назв.

UDC 537.86:621.372.2

Phase velocity of electromagnetic waves in periodic structures with fractal borders properties / V.M. Onufriyenko // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2001. № 117. P. 104-107

Definite connection between measurement with the Hausdorff measure and usage of the fractal calculus is applied to the solution of the problem on finding of the electromagnetic field performances in metal periodic structures with fractal borders properties. The dependence of harmonics phase velocity on the scaling index values is explored. The new resources of deceleration control, concurrence or contrast directions of phase and group velocities are specified. The features of fractality influence on the electrodynamic performances of fields in the considered structures are outlined.

2 fig. Ref.: 10 items.

УДК 537.874.6

Анализ рассеяния электромагнитных волн на импедансной ленте методом равномерной асимптотической теории / А.А. Звягинцев, Т.Н. Демченко, А.И. Иванов // Радіотехніка. Всеукр. міжвід. науч.-техн. сб. 2001 Вип. 117. С. 108-111.

В данной работе рассматривается задача о дифракции волн на импедансной ленте. Представлены теоретические результаты рассеяния плоской волны, полученные в рамках геометрической теории дифракции (ГТД) и равномерной асимптотической теории (РАТ). Проводится сравнение этих результатов как между собой, так и с результатами других методов. Обсуждается влияние импеданса на рассеянное поле. Приводятся графики рассеянного поля при различном удалении от ленты, а также при различных импедансах.

Ил.6. Библиограф.: 2 назв.

УДК 537.874.6

Аналіз розсіювання електромагнітних хвиль на імпедансній стрічці за допомогою метода рівномірної асимптотичної теорії / А.О. Звягинцев, Т.Н. Демченко, О.І. Иванов // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2001 Вип. 117. С. 108-111.

В даній роботі розглянута задача дифракції хвиль на імпедансній стрічці. Приведені теоретичні результати розсіювання плоскої хвилі, які отримані в рамках геометричної теорії дифракції (ГТД) і рівномірної асимптотичної теорії (РАТ). Проведено порівняння цих результатів як між собою, так і з результатами інших методів. Обговорюється вплив імпедансу на розсіяне поле. Приведені графіки розсіяного поля при різному віддаленні від стрічки, а також при різних імпедансах.

Ил.6. Бібліогр.: 2 назви.

UDC 537.874.6

Analysis of electromagnetic waves scattering on the impedance strip with the uniform asymptotic theory method / A.A. Zvyagintsev, T.N. Demchenko, A.I. Ivanov // Radiotekhnika. All-Ukr. Sci. Interp. Mag. 2001. № 117 P. 108-111.

The present paper deals with the problem of wave diffraction on the impedance strip. Theoretical results of plane wave scattering obtained in the context of geometrical theory of diffraction (GTD) and uniform asymptotic theory (UAT) are outlined. Comparison of these results both between themselves and results of other methods are performed. Impedance action on the scattered field is discussed. The plots of the scattered field with different distance from the strip and with different impedances are given

6 fig. Ref.: 2 items.

УДК 621.385

Распределение электростатического потенциала между цилиндрическими электродами сложной конфигурации / А.Н. Никитенко // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2001. Вып. 117. С. 112-116.

Одним из главных вопросов, представляющих практический интерес для специалистов в области электроники и электродинамики СВЧ, является вопрос об адекватном описании процессов, имеющих место в системах со скрещенными полями. Камнем преткновения для систем со сложными граничными условиями является решение уравнений Лапласа для таких систем.

В статье описывается методика нахождения решений уравнения Лапласа для определения распределения электростатического потенциала в системах со сложной геометрической формой.

Ил. 1. Табл. 2. Библиогр.: 5 назв.

УДК 621.385

Розподілення електростатичного потенціалу між циліндричними електродами складної конфігурації / О.М. Нікітенко // Радіотехніка. Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2001. Вип. 117. С. 112-116.

Одним з головних питань, що викликає практичну зацікавленість для фахівців у галузі електроніки та електродинаміки НВЧ, є питання про адекватний опис фізичних процесів, що мають місце у системах зі хрещеними полями. Камнем спотикання для систем зі складними межовими умовами є здобуття розв'язання рівняння Лапласа для таких систем.

В статті подано опис методики знаходження розв'язків рівняння Лапласа для визначення розподілення електростатичного потенціалу у системах зі складною геометричною формою.

Ил. 1. Табл. 2. Бібліогр.: 5 назв

UDC 621.385

Distribution of electrostatic potential between complex configuration cylindrical electrodes / O.M. Nikitenko // Radiotekhnika, All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2001. № 117. P. 112-116.

One of the main problems, being of practical interest for specialists in the field of microwave electronics and electrodynamics, is the problem of adequate description of the processes occurring in the crossed-field. Solution of Laplace equation is a stumbling block for the systems with complex boundary conditions.

The paper presents the methods of finding Laplace equation solution for defining electrostatic contribution potential in the complex-shaped systems.

1 fig. 2 tab. Ref.: 5 items.

УДК 621.373.826

Влияние внешнего стационарного электрического поля на энергетические состояния частиц и квазичастиц в квантоворазмерной структуре. Часть 1. Постановка задачи / А.Г. Пащенко

// Радиотехника. Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2001. Вып. 117. С. 117-120

В работе рассматривается влияние внешнего стационарного электрического поля на энергетические состояния частиц и квазичастиц в квантоворазмерной структуре, созданной на основе GaAs/Al_xGa_{1-x}As, с использованием теории возмущений.

Ил. 1. Библиогр.: 8 назв.

УДК 621.373.826

Вплив зовнішнього стаціонарного електричного поля на енергетичні стани частинок і квазічастинок в квантоворозмірній структурі. Частина 1. Постановка задачі / О.Г. Пащенко

// Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2001. Вип. 117. С. 117-120

В роботі розглянуто вплив зовнішнього стаціонарного електричного поля на енергетичні стани частинок і квазічастинок в квантоворозмірній структурі, створеній на основі GaAs/Al_xGa_{1-x}As, з використовуючи теорію збурень.

Ил. 1. Бібліогр.: 8 назв.

UDC 621.373.826

Influence of the external stationary electrical field on the particles and quasi-particles power state in the quantum-well structure. Part 1. The problem statement / A.G. Pashchenko // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2001. № 117. P. 117-120.

The influence of the external stationary electric field on the particles and quasi-particles power state in the quantum-well structure manufactured on the basis GaAs/Al_xGa_{1-x}As using excitation theory is considered in this paper.

Fig. 1. Ref.: 8 items

УДК 61.007

К вопросу об определении силовых характеристик поля в системах магнитного стереотаксиса /

О.Г. Аврунин, В.В. Семенец // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. зб. 2001. Вып. 117. С.121-124.

Рассмотрен высокоточный метод расчета компонент вектора индукции и градиентных характеристик магнитного поля в системах стереотаксической магнитной нейрохирургии. Определены компоненты вектора силы, действующей на хирургический инструмент со стороны поля магнитной катушки, и проведен анализ топографии силовых характеристик магнитного поля.

Ил.2. Библиогр.: 7 назв.

УДК 61.007

До питання про визначення силових характеристик поля у системах магнітного стереотаксису /

О.Г. Аврунін, В.В. Семенец // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2001. Вип. 117. С. 121-124.

Описано високоточнісний метод розрахування компонентів вектора індукції і градієнтних характеристик магнітного поля в системах стереотаксичної магнітної хірургії. Визначені копоненти вектора сили, що діє на хірургічний інструмент зі сторони магнітного поля котушки і виконано аналіз топографії силових характеристик магнітного поля.

Іл.2. Бібліогр.: 7 назв.

UDC 61.007

To a question of determining power characteristics of field in magnetic stereotaxis systems /

O.G. Avrunin, V.V. Semenets// Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2001. № 117. P. 121-124.

High-precision method of determining components of magnetic field and its gradient characteristics in magnetic stereotaxis systems is described. Components of power, acting on surgical tool from magnetic field of single coil are determined. Analysis of magnetic field topography is carried out.

Fig. 2. Refs: 7 items.

УДК 681.05.015

Оптимальная комплектация конструктивно-функциональных узлов электрорадиоэлементами /

А.В. Мамонтов // Радиотехника: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2001. Вып.117. С. 125-126.

Рассматриваются вопросы повышения точности выходных параметров узлов РЭС в процессе их сборки путем оптимального подбора элементов. Оптимальный подбор позволяет свести к минимуму количество элементов, отбракованных по точности, и тем самым - снизить затраты на закупку дорогостоящей высокоточной элементной базы.

Ил.1. Библиогр.: 2 назв.

УДК 681.05.015

Оптимальна комплектація конструктивно-функціональних вузлів електрорадіоелементами /

О.В. Мамонтов // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2001. Вип. 117. С. 125-126.

Розглядаються питання підвищення точності вихідних даних вузлів РЕЗ у процесі їх складання шляхом оптимального підбору елементів. Оптимальний підбір дозволяє звести до мінімуму кількість елементів, які відбраковуються за низькою точністю, і тим самим - знизити витрачання коштів на закупку висококоштовної високоточної елементної бази.

Іл.1. Бібліогр.: 2 назви.

UDC 681.05.015

Optimal assembling of function units with electroradioelements / A.V. Mamontov // Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep.Mag. 2001. №117. P. 125-126

The problems of accuracy increase in the output parametres of the radioelectronic circuit units in the process of their assembling through the optimal choosing of elements are considered. The optimal choice makes it possible to minimize the amount of elements according to their accuracy and in this way to minimize the expenditures for purchasing a very expensive, highly precise element base.

1 fig. Ref.: 2 items

УДК 617.286-073.175

Ортопедический комплекс с многоэлементным измерительным преобразователем /

М.Ю. Карпинский, В.Д. Остроухов // Радиотехника: Всеукр. межвед. научно-техн. сб. 2001. № 117. С. 127-130.

Рассмотрены методы решения проблемы обработки и коррекции информации в диагностическом комплексе с многоэлементным индуктивным преобразователем, связанные с разбросом характеристик датчиков, их нелинейностью и остаточной деформацией, а также способы повышения скорости обработки данных.

Ил. 2. Библиогр. 3 наз.

УДК 617.286-073.175

Ортопедичний комплекс з багатоелементним вимірювальним перетворювачем / М.Ю.Карпінський, В.Д.Остроухов // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. науково-технич. зб. 2001. № 117. С. 127-130.

Розглянуто методи рішення проблеми обробки та корекції інформації в діагностичному комплексі з багатоелементним перетворювачем, що пов'язані з розкладом характеристик датчиків, їх нелінійністю та остаточною деформацією, а також способи підвищення швидкості обробки даних.

Іл. 2. Бібліогр. 3 назви.

UDC 617.286-073.175

Orthopedic complex with multielement converter / M.Yu. Karpinsky, V.D. Ostrouhov

// Radiotekhnika: All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2001. № 117. P. 127-130.

Method for solving the problem of information procession and correction in the diagnostic complex with a multielement inductive converter associated with the sensors characteristics scattering, their nonlinearity and permanent deformation and also the means of increasing the data procession rate are considered.

2 fig. Ref.: 3 items.

УДК 621.375.7

Модель для исследования слухового восприятия на основе нелинейно-параметрических систем /

О.И. Подгайко, А.А. Цибульский, П.И. Чередников // Радіотехніка. Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2001.

Вып.117. С. 131-134.

Предложена модель слухового тракта человека на основе нелинейно-параметрической системы, которая моделирует функции восприятия звуковых колебаний от наружного уха до первичной слуховой коры головного мозга. Представленная схема выделяет из колебаний внешнего воздействия входной сложный многочастотный сигнал звукового диапазона с различными фазами частотных составляющих и разбивает его в дальнейшем на четыре частотных канала. Избирательность относительно одного "источника звука" производится с помощью нелинейно-параметрической системы. Данная модель может быть использована в медицинских целях.

Ил. 1. Библиогр.: 1 назв.

УДК 621.375.7

Модель для дослідження слухового сприйняття на основі нелінійно-параметричних систем /

О.І. Подгайко, А.А. Цибульський, П.І. Чередников // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2001.

Вип.117. С. 131-134.

Запропонована модель слухового тракту людини на основі нелінійно-параметричної системи, яка моделює функції сприйняття звукових коливань від зовнішнього вуха до первинної слухової кори головного мозку. Дана схема виділяє з коливань зовнішнього впливу вхідний складний багаточастотний сигнал звукового діапазону з різними фазами частотних складових і розбиває його в подальшому на чотири частотних канали. Вибірність відносно одного "джерела звуку" утворюється за допомогою нелінійно-параметричної системи. Дана модель може бути використана в медичних цілях.

Іл. 1. Бібліогр.: 1 назва.

UDC 621.375.7

Nonlinear - parametric system based model for a studying the acoustic perception / O.I. Podgajko,

A.A. Tsibulskiy, P.I. Cherednikov // Radiotekhnika: All-Urk. Sci. Interdep. Mag. 2001. № 117. P. 131-134.

The model of the human acoustic duct based on the nonlinear - parametric system simulating the functions of sound oscillations perception from the auricle to the primary acoustic cortex is offered. The presented scheme singles out the input complex multifrequency audio signal with various frequency components phases from the external oscillations and then divides it into four frequency channels. Selection regarding to one «sound source» is performed with the nonlinear – parametric system. The given model can be used in the medical purposes.

1 fig. Ref.: 1 items

УДК 681.32

Аппаратные средства функциональной диагностики / С.Н. Саранча, В.В. Степаненко

// Радіотехніка: Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2001. Вып. 117. С. 135-139.

Данная статья посвящена вопросу построения аппаратных средств функциональной диагностики электронных систем. Рассмотрен ряд существующих аналогов, проведен их анализ и предложена структура комплекса диагностики. Предлагаемая структура имеет открытую архитектуру, что позволяет легко изменять число каналов в генераторе и анализаторе, а также глубину анализа (количество отсчетов на канал). Для минимизации диагностической информации, в структуре комплекса предложен многоканальный сигнатурный анализатор. Предложенная структура полностью соответствует всем требованиям предъявляемым к современным комплексам диагностики. Макет устройства реализован с помощью программируемых СБИС фирмы ALTERA и функционирует на кафедре ЭВМ ХГТУРЭ.

Ил. 5. Библиогр.: 2 назв.

УДК 681.32

Апаратні засоби функціональної діагностики / С.М. Саранча, В.В. Степаненко // Радіотехніка: Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2001. Вип. 117. С. 135-139.

Дана стаття присвячена питанню побудови апаратних засобів функціональної діагностики електронних систем. Розглянуто ряд існуючих аналогів, проведено їхній аналіз і запропонована структура комплексу діагностики. Запропонована структура має відкриту архітектуру, що дозволяє легко змінювати число каналів у генераторі й аналізаторі, а також глибину аналізу (кількість відліків на канал). Для мінімізації діагностичної інформації у структурі комплексу запропоновано багатоканальний сигнатурний аналізатор. Запропонована структура цілком відповідає усім вимогам до сучасних комплексів діагностики. Макет пристрою реалізовано за допомогою програмованих ІС фірми ALTERA і функціонує на кафедрі ЕОМ ХДТУРЕ.

Л. 5. Бібліогр.: 2 назв.

UDK 681.32

Functional diagnostic's means / S.N. Sarancha, V.V. Stepanenko

// Radiotekhnika. All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2001. №117. P. 135-139.

The given work is devoted to the problem of the electronic systems functional diagnostics means construction. A number of the existing prototypes is considered, their analysis is performed and the diagnostics complex structure is offered. The offered structure has open architecture, which allows easily to change number of channels in the generator and analyzer, and also the depth of the analysis (quantity of readout to the channel). The multichannel signature analyzer is offered in the structure of the complex for minimization of the diagnostic information. The offered structure completely meets all requirements showed to the modern complexes of diagnostics.

5 fig. Ref.: 2 items.

УДК 537. 868:536

О причинах интенсификации теплообмена в жидкой среде при подаче на электронагреватель напряжения высокой частоты вместо промышленной частоты 50 герц / Б.Г. Емец

// Радиотехника. Всеукр. межвед. науч.-техн. сб. 2001. Вип. 117. С. 140-143.

Предложена физическая трактовка наблюдаемой ранее интенсификации высокочастотным электромагнитным полем теплообмена в системе «нагреватель – жидкая вода». В высокочастотном поле теплопродукция металлического нагревателя уменьшается за счет скин-эффекта, тогда как теплопродукция воды возрастает согласно закону дисперсии ее электропроводимости. Показано, что физические свойства тел в системе, находящейся в определенном температурном и динамическом режиме в высокочастотном поле, полностью определяют наблюдаемые параметры интенсификации теплообмена.

Библиогр. : 12 назв.

УДК 537. 868: 536

Про причини інтенсифікації теплообміну в рідкому середовищі при поданні на електронагрівач напруги високої частоти замість промислової частоти 50 герц / Б.Г. Ємець // Радіотехніка.

Всеукр. міжвід. наук.-техн. зб. 2001. Вип. 117. С. 140-143.

Запропонована фізична трактовка спостереженої раніш інтенсифікації високочастотним електромагнітним полем теплообміну в системі “нагрівач – рідка вода”. У високочастотному полі теплопродукція металевого нагрівача зменшується за рахунок скин-ефекту, тоді як теплопродукція води зростає згідно з законом дисперсії її електропровідності. Продемонстровано, що фізичні властивості тіл в системі, що знаходиться в певному температурному і динамічному режимі при наявності високочастотного поля, повністю визначають експериментально спостережені параметри інтенсифікації теплообміну.

Бібліогр. : 12 назв.

UDC 537. 868: 536

On the causes of heat exchange intensification in fluids in case of applying to the heater of high frequency voltage instead of power system of 50 Hz / B.G. Yemets // Radiotekhnika. All-Ukr. Sci. Interdep. Mag. 2001. N 117. P. 140-143

Physical interpretation of the previously observed intensification of heat exchange in a heater-fluid water system by high-frequency electromagnetic field has been given. In a high-frequency field the heat production of the metal heater decreases because of a decrease in the skin depth and the heat production of fluid water increases in accordance with its electric conductivity dispersion relation. It has been demonstrated that physical properties of bodies in the system in a high-frequency electromagnetic field completely determine the observed heat exchange intensification parameters within certain temperature and dynamical ranges.

Ref.: 12 items.