

621.396. (06)
P15

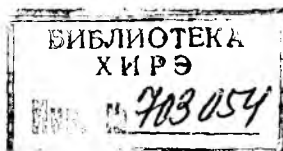
МИНИСТЕРСТВО ВЫСШЕГО И СРЕДНЕГО СПЕЦИАЛЬНОГО
ОБРАЗОВАНИЯ УССР
ХАРЬКОВСКИЙ ОРДЕНА ТРУДОВОГО КРАСНОГО ЗНАМЕНИ
ИНСТИТУТ РАДИОЭЛЕКТРОНИКИ ИМ. М. К. ЯНГЕЛЯ

РАДИОТЕХНИКА

Республиканский
межведомственный
научно-технический
сборник

Основан в 1965 г.

ВЫПУСК 85



ХАРЬКОВ
ИЗДАТЕЛЬСТВО ПРИ ХАРЬКОВСКОМ
ГОСУДАРСТВЕННОМ УНИВЕРСИТЕТЕ
ИЗДАТЕЛЬСКОГО ОБЪЕДИНЕНИЯ
«ВЫЩА ШКОЛА»

1988

ХНУРЕ Radyotekhnika



703054

В сборнике рассмотрены вопросы теории и техники антенных и волноводных устройств СВЧ. Изложены результаты исследований в области анализа и синтеза сигналов, оптимальной обработки и распознавания их в радиосистемах и акустических локаторах.

Нормативные материалы приведены по состоянию на 1 января 1988 г.

Для преподавателей, научных работников, специалистов.

Редакционная коллегия: д-р техн. наук проф. А. И. Терещенко (отв. ред.), канд. техн. наук проф. В. Д. Кукуш (зам. отв. ред.), канд. техн. наук доц. Ж. Ф. Пащенко (отв. секр.), д-р техн. наук пр. И. Волощук, д-р техн. наук проф. Б. Л. Кашеев, д-р техн. наук проф. В. М. Кузьмичев, канд. техн. наук доц. Е. М. Кулешов, д-р техн. наук проф. Н. Д. Колпаков, д-р физ.-мат. наук проф. О. А. Третьяков, д-р физ.-мат. наук проф. Н. А. Хижняк, д-р техн. наук проф. А. Г. Шейн, д-р техн. наук проф. Я. С. Шифрин, акад. АН УССР В. П. Шестопапов

Ответственный за выпуск д-р техн. наук проф. Я. С. Шифрин

Адрес редакционной коллегии: 310141 Харьков, просп. Ленина, 14, институт радиоэлектроники, тел. 40-94-84

Редакция научно-технической литературы
Зав. редакцией Л. А. Гаврилова

Я. С. ШИФРИН, д-р техн. наук, Ю. М. БОРОДАВКО, В. А. НАЗАРЕНКО

ИНТЕГРАЛЬНЫЕ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ПОЛЯ ЛИНЕЙНОЙ АНТЕННЫ В ЗОНЕ ФРЕНЕЛЯ ПРИ НАЛИЧИИ СЛУЧАЙНЫХ ФАЗОВЫХ ОШИБОК В РАСПРЕДЕЛЕНИИ ИСТОЧНИКОВ

Интегральные энергетические характеристики поля антенны показывают, как распределяется излучаемая антенной мощность между различными областями пространства [1—3]. Изучение этих характеристик в зоне Френеля на различных расстояниях от антенны позволяет проследить динамику изменения (перераспределения) в пространстве мощности излучения антенны [3]. Для антенн со случайными ошибками в амплитудно-фазовом распределении (АФР) источников [4] интегральные энергетические характеристики определяют динамику изменения в пространстве средней излучаемой мощности [5]. С изменением параметров случайных ошибок меняются и интегральные энергетические характеристики поля. Исследуем соответствующие зависимости в зоне Френеля линейной непрерывной антенны при наличии в АФР источников случайных фазовых ошибок.

Рассмотрим три типа интегральных характеристик: область основного потока средней мощности (ОПСМ), коэффициент рассеяния средней мощности и коэффициенты концентрации средней мощности в заданных угловых интервалах.

Исходные соотношения. Комплексная амплитуда поля линейной непрерывной антенны в зоне Френеля определяется соотношением

$$E(\psi, \chi) = \frac{1}{R} f(\psi, \chi) = \frac{1}{R} \int_{-1}^1 A(x) e^{i\varphi(x)} e^{i(\psi x - \lambda x^2)} dx, \quad (1)$$

где x — относительная координата вдоль антенны, $x = 2z/L$; L — длина антенны; ψ — угол, отсчитываемый от нормали к антенне, $\psi = \pi L \sin \theta / \lambda$; λ — длина волны; $\chi = kL^2 \cos^2 \theta / 8R$, k — волновое число, $k = 2\pi/\lambda$; R — расстояние от центра антенны до точки наблюдения; $f(\psi, \chi)$ — комплексный множитель системы в зоне Френеля; $A(x)$, $\varphi(x)$ — амплитудное и фазовое распределения источников в антенне. В правой части соотношения (1) опущены несущественные для последующего анализа постоянные множители, фазовый множитель e^{-ikR} и множитель, характеризующий направленность элементарных источников. Амплитудное распределение полагаем детерминированным, равномерным: $A(x) = A_0 = \frac{1}{2}$. Фазовое распределение $\varphi(x)$ считаем нормальной, однородной случайной функцией со средним значением $\overline{\varphi(x)} = 0$, дисперсией $\sigma^2(x) = \overline{\varphi^2(x)} = \alpha$ и коэффициентом корреляции

$$r(x, x_1) = \frac{\overline{\varphi(x)\varphi(x_1)}}{\sigma(x)\sigma(x_1)} = \frac{\overline{\varphi(x)\varphi(x_1)}}{\alpha} = r(x - x_1),$$

который выберем в гауссовой форме $r = e^{-\frac{(x-x_1)^2}{c^2}}$. Здесь c — радиус корреляции в относительных единицах, связанный с радиусом корреляции фазовых ошибок ρ соотношением $c = 2\rho/L$. Запишем соотношение для нахождения интенсивности поля антенны в зоне Френеля

$$P(\psi, \chi) = \frac{1}{R^2} |f(\psi, \chi)|^2 = \frac{1}{4R^2} \int_{-1}^1 \int_{-1}^1 e^{i[\varphi(x) - \varphi(x_1)]} e^{j[\psi(x-x_1) - \chi(x^2 - x_1^2)]} dx dx_1. \quad (2)$$

Усредняя его, аналогично тому, как это сделано в монографии [4] для дальней зоны, получим следующее выражение для средней интенсивности поля:

$$\bar{P}(\psi, \chi) = \frac{1}{R^2} \overline{|f(\psi, \chi)|^2} = \frac{e^{-\alpha}}{4R^2} \int_{-1}^1 \int_{-1}^1 e^{\alpha r} e^{j[\psi(x-x_1) - \chi(x^2 - x_1^2)]} dx dx_1. \quad (3)$$

Разложив показательную функцию $e^{\alpha r}$ в ряд, преобразуем соотношение (3) к виду

$$\bar{P}(\psi, \chi) = \frac{1}{R^2} \overline{|f(\psi, \chi)|^2} = \frac{e^{-\alpha}}{R^2} \left[|f_0(\psi, \chi)|^2 + \frac{1}{4} \sum_{m=1}^{\infty} \frac{\alpha^m}{m!} I(c_m, \psi, \chi) \right], \quad (4)$$

где $f_0(\psi, \chi)$ — множитель системы в отсутствие ошибок;

$$|f_0(\psi, \chi)|^2 = \frac{1}{4} \int_{-1}^1 \int_{-1}^1 e^{j[\psi(x-x_1) - \chi(x^2 - x_1^2)]} dx dx_1; \quad (5)$$

$$I(c_m, \psi, \chi) = \int_{-1}^1 \int_{-1}^1 e^{-\frac{(x-x_1)^2}{c_m^2}} e^{j[\psi(x-x_1) - \chi(x^2 - x_1^2)]} dx dx_1, \quad c_m = c/\sqrt{m}.$$

Если ошибки малы ($\alpha \ll 1$), то в выражении (4) можно ограничиться первым слагаемым суммы. Тогда

$$\bar{P}(\psi, \chi) = \frac{1}{R^2} [(1 - \alpha) |f_0(\psi, \chi)|^2 + \frac{\alpha}{4} I(c, \psi, \chi)]. \quad (6)$$

При больших ошибках ($\alpha \gg 1$) из выражения (3) находим

$$\bar{P}(\psi, \chi) = \frac{1}{4R^2} \int_{-1}^1 \int_{-1}^1 e^{-\frac{(x-x_1)^2}{c^2}} e^{j[\psi(x-x_1) - \chi(x^2 - x_1^2)]} dx dx_1 = \frac{1}{4R^2} I(c/\sqrt{\alpha}, \psi, \chi). \quad (7)$$

Соотношения (4), (6), (7) для средней интенсивности поля — исходные при изучении интегральных характеристик поля.

Область ОПСМ. В отсутствие случайных ошибок основной поток мощности (ОПМ) определяется как часть полной мощности излучения, которая содержится в главном лепестке диаграммы направленности (ДН) антенны. Для антенны с круглой апертурой границы области ОПМ рассчитаны в работе [3]. В интервале расстояний, от апертуры

до так называемого «релеевского расстояния» $R_p = L^2/2\lambda$, область ОПМ близка к «области трубчатого луча». Характерные особенности последней рассмотрены в работе [6]. Линейные поперечные размеры «области трубчатого луча» и соответственно области ОПМ в указанном интервале расстояний фактически равны размерам апертуры. При дальнейшем удалении от апертуры, т. е. при $R > R_p$, поперечные размеры области ОПМ заметно растут, достигая на границе дальней зоны при $R = R_{дз} = \frac{2L^2}{\lambda}$ значений, в несколько раз превышающих размеры апертуры, например для круглой апертуры это превышение близко к пяти.

При наличии случайных ошибок в антенне целесообразно ввести понятие области основного потока средней мощности (ОПСМ). Границы этой области $\psi_{ср}^{гр}(R)$ в зоне Френеля линейной антенны определяются из условия равенства потока средней мощности в угловом интервале $\pm \psi_{ср}^{гр}$ основному потоку мощности, т. е. величине $P_{\Sigma гл}$. Для нахождения $\psi_{ср}^{гр}(\chi)$ линейной антенны с равномерным амплитудным распределением и случайными фазовыми ошибками запишем следующее уравнение:

$$\int_0^{\psi_{ср}^{гр}(\chi)} |f(\psi, \chi)|^2 d\psi = \int_0^{\pi} |f_0(\psi, 0)|^2 d\psi = \int_0^{\pi} \frac{\sin^2 \psi}{\psi^2} d\psi = \text{Si}(2\pi), \quad (8)$$

где $\text{Si}(2\pi)$ — интегральный синус аргумента 2π , равный 1,418. Используя соотношение (4), преобразуем (8) к виду

$$e^{-\alpha} \int_0^{\psi_{ср}^{гр}(\chi)} \left[|f_0(\psi, \chi)|^2 + \frac{1}{4} \sum_{m=1}^{\infty} \frac{\alpha^m}{m!} I(c_m, \psi, \chi) \right] d\psi = 1,418. \quad (9)$$

При малых и больших фазовых ошибках, используя выражения (6), (7), соответственно имеем

$$\int_0^{\psi_{ср}^{гр}(\chi)} \left[(1 - \alpha) |f_0(\psi, \chi)|^2 + \frac{\alpha}{4} I(c, \psi, \chi) \right] d\psi = 1,418; \quad (10)$$

$$\frac{1}{4} \int_0^{\psi_{ср}^{гр}(\chi)} I(c/\sqrt{\alpha}, \psi, \chi) d\psi = 1,418. \quad (11)$$

Численное решение уравнений (9) — (11) производилось на ЭВМ ЕС-1060. Полученные значения $\psi_{ср}^{гр}$ представлены на рис. 1, а. На рис. 1, б приведены линейные размеры области ОПСМ — значения $z_{ср}^{гр} = R \text{tg } \theta_{ср}^{гр} \approx R \sin \theta_{ср}^{гр} = \frac{\lambda}{\pi L} R \psi_{ср}^{гр}$. Здесь R_n — удаление точки наблю-

дения, нормированное на расстояние до границы дальней зоны. В отсутствие ошибок ($\alpha = 0$) поперечный размер области ОПМ при $R_n \ll 0,1$ практически равен размеру антенны L (рис. 1, б). Область от антенны до $R_n \sim 0,1$ — аналог «области трубчатого луча». Основной поток мощности переносится цилиндрической волной, образующая фронта которой имеет высоту, равную L [1; 5]. При удалении от антенны ($R_n > 0,1$) линейный размер ОПМ растет, достигая на границе дальней зоны при $R_n = 1$ значения $2z_{ср}^{гр} = 4L$.

Наличие случайных ошибок приводит к расширению области ОПСМ, которое сильнее проявляется с увеличением дисперсии ошибок

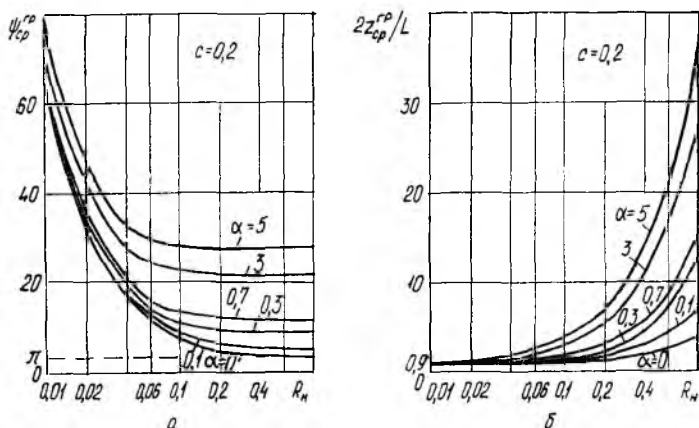


Рис. 1

и уменьшением их радиуса корреляции s . Расширение области ОПСМ может быть значительным (рис. 1, б). Так, при $\alpha = 3$ и $s = 0,2$ линейный размер области ОПСМ на границе дальней зоны увеличивается примерно в семь раз по сравнению со случаем, когда фазовых ошибок в антенне нет. При этом заметно сокращается и протяженность примыкающей к ближней границе зоны Френеля части области ОПСМ, поперечный размер которой близок к L .

Представленные на рис. 1, а значения $\psi_{ср}^{гр}$ при $R_n = 1$, т. е. $\psi_{ср}^{гр}(1)$, практически совпадают с асимптотическими значениями $\psi_{ср}^{гр}(\infty)$. Значения $\psi_{ср}^{гр}(1)$ «вырезают» в средних ДН угловой интервал, в пределах которого сосредоточен основной поток средней мощности и «интегрально» характеризуют распыление средних ДН антенны. Информация о значениях $\psi_{ср}^{гр}(1)$ — ценное дополнение к приведенным в работе [4] графикам средних ДН антенны при различных значениях α и s .

Коэффициент рассеяния средней мощности. Используемый в обычной (детерминированной) теории антенн коэффициент рассеяния мощности β [2] определяет часть излучаемой антенной мощности, которая сосредоточена в боковых лепестках ее ДН. При статистическом подходе естественно рассматривать коэффициент рассеяния средней

мощности $\beta_{\text{ср}}$. Обобщая далее это понятие для случая зоны Френеля, определим

$$\beta_{\text{ср}}(\chi) = 1 - \frac{\bar{P}_{\Sigma}(\psi_{\text{ср}}(\chi))}{\bar{P}_{\Sigma}}$$

В соответствии с этим соотношением значение $\beta_{\text{ср}}$ показывает, какая часть излучаемой антенной средней мощности сосредоточена вне области, соответствующей ширине средней «ДН» $2\psi_{\text{ср}}(\chi)$. Здесь понятие ДН для зоны Френеля заключено в кавычки, так как, строго говоря, это понятие справедливо лишь для дальней зоны. Значения $2\psi_{\text{ср}}(\chi)$ определяются по уровню половинной средней мощности [4; 5].

Предполагая далее, что полная средняя мощность излучения антенны \bar{P}_{Σ} равна полной мощности излучения P_{Σ} , имеем для $\beta_{\text{ср}}$ следующее выражение:

$$\beta_{\text{ср}}(\chi) = 1 - \frac{4}{\pi} \int_0^{\psi_{\text{ср}}(\chi)} \overline{|f(\psi, \chi)|^2} d\psi. \quad (12)$$

Условия, при которых $\bar{P}_{\Sigma} = P_{\Sigma}$, рассмотрены в работе [4].

При изучении $\beta_{\text{ср}}(\chi)$ целесообразно ограничиться случаем малых ошибок и значениями χ , удовлетворяющими неравенству $\chi \ll \pi$ ($R_{\text{н}} \geq 0,125$). Это означает, что далее рассматриваются ситуации, когда поперечное распределение средней интенсивности поля $\bar{P}(\psi, \chi)$ сходно с распределением интенсивности поля в дальней зоне в отсутствие ошибок $P_0(\psi, 0)$, т. е. сходно с «невозмущенной» ДН антенны [5].

Результаты расчета коэффициента рассеяния средней мощности по формуле (12) с использованием соотношения (6) представлены на рис. 2, а.

$R_{\text{н}}$	χ	$ f_0(0, \chi) ^2$	$2\psi_0(\chi)/2\psi_0$
1	0,393	0,986	1,004
0,5	0,785	0,945	1,011
0,25	1,571	0,802	1,061
0,125	3,142	0,427	3,389

Как видно из рис. 2, а, в отсутствие ошибок ($c = \infty$) при углублении в зону Френеля вначале (до значений $\chi \approx 2$ или $R_{\text{н}} \approx 0,2$) коэффициент рассеяния мощности β_0 растет. Это объясняется уменьшением значения $|f_0(\psi, \chi)|^2$ в направлении $\psi = 0$ при почти неизменной ширине «ДН» — $2\psi_0(\chi)$ (см. таблицу, взятую из работы [5]). Здесь $2\psi_0(\chi)$ — ширина «ДН» антенны в зоне Френеля в отсутствие ошибок, $2\psi_0$ — ширина ДН в дальней зоне.

При дальнейшем углублении в зону Френеля до значений $\chi \approx \pi$ или $R_{\text{н}} \approx 0,125$ $\beta_{\text{ср}}$ уменьшается, что связано с заметным расширением «ДН» (таблица) и соответственно увеличением мощности внутри области $2\psi_0(\chi)$.

Наличие случайных ошибок приводит к увеличению коэффициента рассеяния. Это увеличение тем ощутимее, чем меньше радиус корреляции ошибок. Значения $\beta_{\text{ср}}$ при $R_{\text{н}} = 1$ практически определяют

коэффициент рассеяния средней мощности в дальней зоне. При радиусах корреляции $c \sim 0,05 \div 0,1$ средняя мощность бокового излучения в дальней зоне составляет примерно 50 % от всей излучаемой мощности, даже в случае сравнительно малых ошибок ($\alpha = 0,3$) (рис. 2, а).

Коэффициенты концентрации мощности в заданных угловых интервалах. Такие коэффициенты характеризуют часть излучаемой антенной мощности, содержащуюся в заданном телесном угле.

Введем в зоне Френеля линейной антенны коэффициенты концентрации мощности в следующих угловых интервалах: $[\psi_n, \psi_{n+1}]$, где

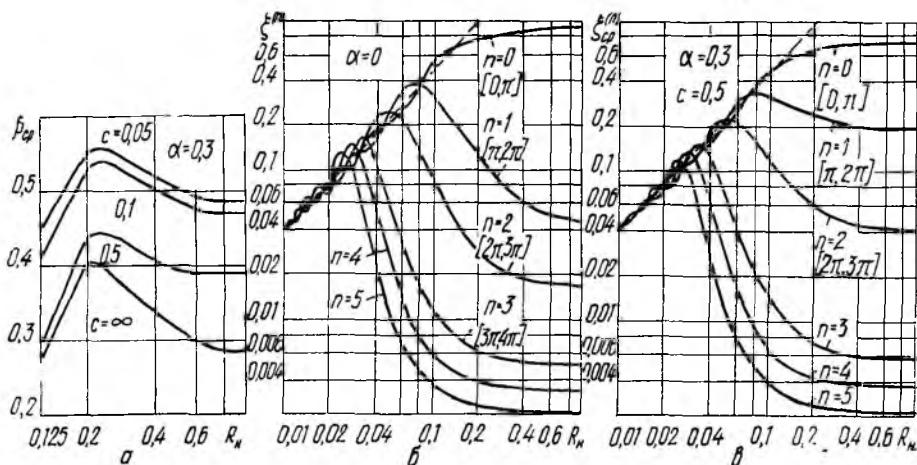


Рис. 2

$\psi_n = n\pi$, $\psi_{n+1} = (n+1)\pi$, $n = 0, 1, 2, \dots$ Эти интервалы соответствуют главному ($n = 0$) и боковым ($n = 1, 2, 3, \dots$) лепесткам «невозмущенной» ДН линейной антенны с равномерным амплитудным распределением. Следовательно, в отсутствие ошибок имеем

$$\xi^{(n)}(\chi) = \frac{P_{\Sigma}^{(n)}(\chi)}{P_{\Sigma}} = \frac{2}{\pi} \int_{n\pi}^{(n+1)\pi} |f_0(\psi, \chi)|^2 d\psi, \quad n = 0, 1, 2, \dots \quad (13)$$

При наличии ошибок в распределении источников на антенне целесообразно ввести в рассмотрение коэффициенты концентрации средней мощности в указанных угловых интервалах

$$\xi_{\text{ср}}^{(n)}(\chi) = \frac{\bar{P}_{\Sigma}^{(n)}(\chi)}{\bar{P}_{\Sigma}}, \quad n = 0, 1, 2, \dots \quad (14)$$

Предполагая, как и при определении $\beta_{\text{ср}}$, что $\bar{P}_{\Sigma} = P_{\Sigma}$, имеем

$$\xi_{\text{ср}}^{(n)}(\chi) = \frac{2}{\pi} \int_{n\pi}^{(n+1)\pi} |\bar{f}(\psi, \chi)|^2 d\psi, \quad n = 0, 1, 2, \dots \quad (15)$$

Результаты расчета значений $\xi^{(n)}$, $\xi_{\text{ср}}^{(n)}$ по формулам (13), (15) с использованием соотношений (5), (6) представлены на рис. 2, б, в. Эти рисунки иллюстрируют динамику перераспределения мощности между различными угловыми интервалами на различных удалениях от антенны при изменении параметров случайных ошибок.

Рассмотрим более детально рис. 2, б, на котором приведены значения $\xi^{(n)}$ для угловых интервалов $[n\pi, (n+1)\pi]$, $n = 0, 1, 2, \dots, 5$ на различных расстояниях R_n в отсутствие ошибок ($\alpha = 0$). Как отмечалось, указанные угловые интервалы соответствуют главному ($n = 0$) и первым пяти боковым лепесткам ($n = 1, \dots, 5$) ДН антенны. Из рис. 2, б видно, что перераспределение мощности между угловыми интервалами, обусловленное влиянием квадратичных фазовых ошибок (эти ошибки являются следствием конечности расстояния до точки наблюдения), таково, что при его анализе целесообразно для каждого углового интервала выделить три характерные области: область постоянной мощности, свидетельствующая о наличии в интерференционной структуре поля антенны сформировавшихся главного или соответствующих боковых лепестков; область заметного спада мощности в угловом интервале $[0, \pi]$ и соответствующего роста в угловых интервалах $[n\pi, (n+1)\pi]$, $n = 1, \dots, 5$; область, в которой мощность, соответствующая угловому интервалу $[0, \pi]$, уменьшается практически по линейному закону (пунктирная прямая). При этом мощность в угловых интервалах $[n\pi, (n+1)\pi]$, $n = 1, \dots, 5$ также уменьшается, осциллируя относительно указанной прямой. В этой области по мере приближения к антенне мощность в рассматриваемых угловых интервалах приближается к одинаковому для всех интервалов уровню.

Следует отметить, что протяженность первой из указанных областей по мере роста номера бокового лепестка увеличивается. Это подтверждает известное в теории антенн положение, относящееся к дальним боковым лепесткам: чем дальше боковой лепесток в ДН антенны отстоит от главного лепестка, тем на меньшем удалении от антенны заканчивается процесс его формирования [1].

Рассмотрим влияние случайных фазовых ошибок на динамику перераспределения средней мощности между угловыми интервалами (рис. 2, в). Из рис. 2, в следует, что кривые $\xi_{\text{ср}}^{(n)}$ качественно сходны с кривыми $\xi^{(n)}$. Количественные отличия имеют место и наиболее сильно проявляются в первой области. Здесь, например, в интервале $[\pi, 2\pi]$ (при $\alpha = 0,3$; $c = 0,5$) средняя мощность увеличивается примерно в три раза по сравнению со случаем отсутствия ошибок. По мере углубления в зону Френеля влияние случайных фазовых ошибок на распределение мощности между угловыми интервалами ослабляется.

В заключение отметим, что значения $\xi_{\text{ср}}^{(n)}$ при $R_n = 1$ характеризуют перераспределение мощности в средней ДН между угловыми интервалами, которые соответствуют главному и боковым лепесткам «невозмущенной» ДН.

Список литературы: 1. Сканирующие антенные системы СВЧ/ Под ред. Р. Хансена.— М.: Сов. радио, 1966.— 536 с. 2. Марков Г. Т., Сазонов Д. М. Антенны.— М.: Энергия, 1975.— 528 с. 3. Беляев Б. Г. Интегральные характеристики поля

апертурной круглой сфокусированной антенны в области Френеля // Антенны.— 1976.— Вып. 23.— С. 51—64. 4. Шифрин Я. С. Вопросы статистической теории антенн.— М.: Сов. радио, 1970.— 384 с. 5. Шифрин Я. С., Бородавко Ю. М., Назаренко В. А. Статистика поля линейной антенны в зоне Френеля.— Х., 1986.— 162 с.— Деп. в УкрНИИНТИ 08.07.86. № 1620. 6. Ramsay J. F. Tubular beams from radiating aperture // Advances Microwave.— 1968.— P. 127—221.
Поступила в редколлегию 27.01.87

УДК 621.396

И. М. ЕФАНОВ, Н. П. ЖУК, канд. физ.-мат. наук, О. А. ТРЕТЬЯКОВ,
д-р физ.-мат. наук

РАССЕЯНИЕ ВОЛН ПРОВОЛОЧНЫМ ВИБРАТОРОМ В ПЛОСКОСЛОИСТОЙ СРЕДЕ

Решение задачи рассеяния волн электрически тонким проводником играет ключевую роль в теории антенн [1]. Известные аналитические результаты относятся к случаю, когда рассеиватель находится в безграничной однородной среде или в полом волноводе [1; 2]. Решим задачу рассеяния электромагнитных волн неизолированным проволочным вибратором, который расположен произвольным образом в однородном слое плоскостойкой среды.

Безграничная по $\vec{R} = (x, y, z)$ плоскостойкая среда заполняет трехмерное пространство и характеризуется параметрами $\epsilon(z)$, $\mu(z)$. Последние представляют собой произвольные кусочно-непрерывные и в общем случае комплекснозначные ($\text{Im } \epsilon, \mu \geq 0$) функции вертикальной координаты z .

Погрузим в эту среду идеально проводящий вибратор, который имеет вид отрезка кругового цилиндра длиной $2l$ и диаметром $2a$. Пусть \vec{R}_1, \vec{R}_2 — точки пересечения оси вращения цилиндра с торцами вибратора: \vec{R}_c — его геометрический центр, $\vec{R}_i = \vec{r}_i + z_0 \vec{z}_i$ ($i = 0, 1$), $\vec{R}_c = (\vec{R}_1 + \vec{R}_2)/2 = \vec{r}_c + z_0 \vec{z}_c$, где $\vec{r} = (x, y, 0)$, \vec{z}_0 — орт оси z , $z_2 \geq z_1$. Обозначим через \vec{s}_0 орт вдоль оси вибратора, направленный от нижнего торца к верхнему, \vec{n}_0 — единичный вектор в направлении горизонтальной проекции \vec{s}_0 , $\vec{s}_0 = (\vec{R}_2 - \vec{R}_1)/|\vec{R}_2 - \vec{R}_1|$, $\vec{n}_0 = (\vec{r}_2 - \vec{r}_1)/|\vec{r}_2 - \vec{r}_1|$. Векторы $\vec{\varphi}_0 = \vec{z}_0 \times \vec{n}_0$, $\vec{\theta}_0 = \vec{s}_0 \times \vec{\varphi}_0$ и \vec{s}_0 образуют ортогональный базис с началом в \vec{R}_c . Далее удобно использовать прямоугольную декартову систему координат u, v, s относительно этого базиса. Боковая поверхность Σ вибратора задается в этих координатах условиями $u^2 + v^2 = a^2$, $-l < s < l$. Для произвольной точки $\vec{R} \equiv \vec{R}(x, y, z)$ далее подразумеваем соответствие $\vec{R} \equiv \vec{R}(u, v, s) = \vec{R}_c + \vec{\varphi}_0 u + \vec{\theta}_0 v + \vec{s}_0 s$.

Пусть $\vec{E}_0(\vec{R}), \vec{H}_0(\vec{R})$ — первичное электромагнитное поле, возбуждаемое сторонними монохроматическими ($e^{-i\omega t}$) источниками в слоис-

той среде в отсутствие вибратора. При наличии вибратора поле, создаваемое теми же источниками, есть сумма $\vec{E}_0 + \vec{E}_s$, $\vec{H}_0 + \vec{H}_s$ первичного и рассеянного полей. Последнее подчиняется уравнениям Максвелла

$$\nabla \times \vec{E}_s(\vec{R}) - ik_0 c \mu(z) \vec{H}_s(\vec{R}) = 0, \nabla \times \vec{H}_s(\vec{R}) + ik_0 \varepsilon(z) \vec{E}_s(\vec{R}) = 0, \quad (1)$$

вне области, занятой вибратором, удовлетворяет условию излучения в бесконечности и граничному условию $\vec{N}(\vec{R}) \times \vec{E}_s(\vec{R}) = -\vec{N}(\vec{R}) \times \times \vec{E}_0(\vec{R})$ на поверхности вибратора. Здесь $k_0 = \omega/c$, c — скорость света в вакууме, $\vec{N}(\vec{R})$ — нормаль к поверхности вибратора. Условия непрерывности горизонтальных компонент поля на структурных границах раздела среды ($z = \text{const}$) «встроены» в уравнения (1) и далее не упоминаются.

В рамках тонкопроволочного приближения [1], справедливого при $a \ll l$, λ (λ — характерный масштаб пространственного изменения поля в среде), решение поставленной задачи ищем в виде поля, порожденного некоторым током $I(s)$, текущим вдоль оси вибратора. Привлекая аппарат полевых функций Грина в плоскостной среде [4], имеем

$$\begin{aligned} \vec{E}_s(\vec{R}) &= [4\pi / ik_0 c \varepsilon(z)] [k^2(z) + \varepsilon(z) \nabla \varepsilon^{-1}(z) \nabla] \cdot \int_{-l}^l \vec{f}(\vec{R}, s') I(s') ds'; \\ \vec{H}_s(\vec{R}) &= -[4\pi / c \mu(z)] \nabla \times \int_{-l}^l \mu(z) \vec{f}(\vec{R}, s') I(s') ds', \end{aligned} \quad (2)$$

где

$$\begin{aligned} \vec{f}(\vec{R}, s') &= \vec{s}_0 A(\vec{R}, s') + \vec{\theta}_0 B(\vec{R}, s'); \\ A(\vec{R}, s') &= \sin \theta_0 \cos \theta_0 [\cos \theta_0 (\partial/\partial s) - \sin \theta_0 (\partial/\partial v)] \mathcal{W}(\vec{R}, \vec{R}_c + \vec{s}_0 s') + \\ &+ \sin^2 \theta_0 \mathcal{H}_\varepsilon(\vec{R}, \vec{R}_c + \vec{s}_0 s') / \varepsilon(z_c + s' \sin \theta_0) + \\ &+ \cos^2 \theta_0 \mathcal{H}_\mu(\vec{R}, \vec{R}_c + \vec{s}_0 s') / \mu(z); \\ B(\vec{R}, s') &= \cos^2 \theta_0 [\cos \theta_0 (\partial/\partial s) - \sin \theta_0 (\partial/\partial v)] \mathcal{W}(\vec{R}, \vec{R}_c + \vec{s}_0 s') + \\ &+ \sin \theta_0 \cos \theta_0 \mathcal{H}_\varepsilon(\vec{R}, \vec{R}_c + \vec{s}_0 s') / \varepsilon(z_c + s' \sin \theta_0) - \\ &- \sin \theta_0 \cos \theta_0 \mathcal{H}_\mu(\vec{R}, \vec{R}_c + \vec{s}_0 s') / \mu(z); \end{aligned} \quad (3)$$

$k(z)$ — локальное волновое число, $k(z) = k_0 [\varepsilon(z) \mu(z)]^{1/2}$ ($\text{Im } k \geq 0$); θ_0 — угол скольжения вибратора, $\sin \theta_0 = s_{0z}$, $\cos \theta_0 = (s_{0x}^2 + s_{0y}^2)^{1/2}$. Функции $\mathcal{H}_\eta(\vec{R}, \vec{R}')$ ($\eta = \varepsilon, \mu$) определены как решения уравнений

$$\begin{aligned} [\eta(z) \nabla \eta^{-1}(z) \cdot \nabla + k^2(z)] \mathcal{H}_\eta(\vec{R}, \vec{R}') &= \eta(z) \delta(\vec{R} - \vec{R}'), \\ -\infty < x, y, z < +\infty, \end{aligned} \quad (4)$$

удовлетворяющие условию излучения в бесконечности. Функция $W(\vec{R}, \vec{R}')$ вводится соотношениями

$$\begin{aligned} \nabla_t^2 W(\vec{R}, \vec{R}') &= \varepsilon^{-1}(z') \frac{\partial}{\partial z'} \mathcal{H}_\varepsilon(\vec{R}, \vec{R}') + \mu^{-1}(z) \frac{\partial}{\partial z} \mathcal{H}_\mu(\vec{R}, \vec{R}'), \\ W(\vec{R}, \vec{R}') &\rightarrow 0 \quad (|\vec{r} - \vec{r}'| \rightarrow +\infty, \end{aligned} \quad (5)$$

где ∇_t — горизонтальная компонента оператора ∇ , $\nabla_t = \vec{x}_0(\partial/\partial x) + \vec{y}_0(\partial/\partial y)$, \vec{x}_0, \vec{y}_0 — орты осей x, y . Выражения (2) удовлетворяют уравнениям Максвелла (1) и условию излучения. Используя граничное условие на боковой поверхности вибратора Σ в пренебрежении компонентой электрического поля, ортогональной \vec{s}_0 , получаем уравнение типа Поклингтона

$$\begin{aligned} \left[\varepsilon(z_\Sigma) \frac{d}{ds} \varepsilon^{-1}(z_\Sigma) \frac{d}{ds} + k^2(z_\Sigma) \right] \int_{-l}^l A(s, s' | u_\Sigma, v_\Sigma) I(s') ds' + \\ + \varepsilon(z_\Sigma) \frac{d}{ds} \varepsilon^{-1}(z_\Sigma) \int_{-l}^l D(s, s' | u_\Sigma, v_\Sigma) I(s') ds' = \\ = -ik_0 c \varepsilon(z_\Sigma) E_{0s}(s | u_\Sigma, v_\Sigma) / 4\pi, \quad -l < s < l, \end{aligned} \quad (6)$$

которое совместно с физическим условием на концах вибратора $I(+l) = I(-l) = 0$ (7) образует задачу относительно $I(s)$.

Величины $A(s, s' | u_\Sigma, v_\Sigma)$, $D(s, s' | u_\Sigma, v_\Sigma)$, $E_{0s}(s | u_\Sigma, v_\Sigma)$ представляют собой значения соответственно функций $A(\vec{R}, s')$, $\partial B(\vec{R}, s')/\partial v$, $\vec{s}_0 \cdot \vec{E}_0(\vec{R})$, когда радиус-вектор \vec{R} находится на Σ , т. е. при $\vec{R} = \vec{R}_\Sigma \equiv \vec{R}_c + \vec{\varphi}_0 u_\Sigma + \vec{\theta}_0 v_\Sigma + \vec{s}_0 s$, $u_\Sigma^2 + v_\Sigma^2 = a^2$; $z_\Sigma \equiv z_0 \cdot \vec{R}_\Sigma$. Координаты u_Σ, v_Σ , считающиеся фиксированными, определяют положение точки наблюдения \vec{R}_Σ на контуре поперечного сечения вибратора. В пределах справедливости тонкопроволочного приближения $I(s)$ не зависит от параметров u_Σ, v_Σ . В связи с этим далее в качестве аргументов их не указываем

$$\begin{aligned} A(s, s' | u_\Sigma, v_\Sigma) &\equiv A(s, s'); \quad D(s, s' | u_\Sigma, v_\Sigma) \equiv D(s, s'); \\ E_{0s}(s | u_\Sigma, v_\Sigma) &\equiv E_{0s}(s). \end{aligned}$$

Считаем, что вибратор целиком находится в однородном слое, в котором материальные параметры $\varepsilon(z)$, $\mu(z)$ плоскостной среды принимают постоянные значения ε_c, μ_c^* . Тогда дифференциальный оператор в первом слагаемом из уравнения (6) можно обратить, если воспользоваться произвольным решением $G(s, s')$ уравнения

$$\left(\frac{d^2}{ds^2} + k_c^2 \right) G(s, s') = \delta(s - s'), \quad (8)$$

рассматриваемого на интервале $-l < s < l$. В результате приходим к уравнению типа Халлена

$$\int_{-l}^l K(s, s') I(s') ds' = C_1 \cos k_c s + C_2 \sin k_c s + Q(s), \quad (9)$$

где

$$K(s, s') = A(s, s') + \int_{-l}^l G(s, s'') \frac{d}{ds''} D(s'', s') ds'';$$

$$Q(s) = - (ik_0 c \epsilon_c / 4\pi) \int_{-l}^l G(s, s'') E_{0s}(s'') ds'', \quad (10)$$

k_c — волновое число в однородном слое, $k_c = k_0 \sqrt{\epsilon_c \mu_c}$ ($\text{Im } k_c \geq 0$); C_1, C_2 — произвольные постоянные.

Когда \vec{R}, \vec{R}' находятся в пределах однородного слоя, $\mathcal{H}_\eta(\vec{R}, \vec{R}')$ ($\eta = \epsilon\mu$) можно представить в виде суммы статической части — $\eta_c/4\pi |\vec{R} - \vec{R}'|$ и слагаемого, которое не имеет особенностей при $\vec{R} \rightarrow \vec{R}'$. Подставив это разложение в выражение для $A(s, s')$ с помощью стандартной схемы [1], перейдем от уравнения (9) к следующему:

$$I(s) = -\alpha [C_1 \cos k_c s + C_2 \sin k_c s + F(s|I) + Q(s)], \quad (11)$$

где α — логарифмический параметр малости, $\alpha = 2\pi/\ln(2a^{-1}l)$; $F(s|I)$ — линейный функционал тока, зависящий от s ,

$$F(s|I) = - \int_{-l}^l [A(s, s') I(s') + I(s)/4\pi \sqrt{a^2 + (s - s')^2}] ds' -$$

$$- \int_{-l}^l I(s') ds' \int_{-l}^l G(s, s'') \frac{d}{ds''} D(s'', s') ds''. \quad (12)$$

Уравнение (11) совместно с условиями (7) образует задачу относительно неизвестных $I(s), C_1, C_2$. Функцию $I(s) \equiv I(s, \alpha)$ ищем в виде формального асимптотического разложения, которое отвечает методу последовательных приближений [1]:

$$I(s, \alpha) = C_1(\alpha) \sum_{n=0}^{+\infty} \alpha^{n+1} L_n(s) +$$

$$+ C_2(\alpha) \sum_{n=0}^{+\infty} \alpha^{n+1} M_n(s) + \sum_{n=0}^{+\infty} \alpha^{n+1} Q_n(s). \quad (13)$$

Подставим это разложение в уравнение (11) и приравняем коэффициенты при одинаковых степенях α , а затем — при $C_1 \equiv C_1(\alpha)$ и $C_2 \equiv C_2(\alpha)$. Здесь зависимость искомых величин от параметра α указана явным образом.

Для L_n, M_n, Q_n получаем цепочку прямых формул

$$L_0(s) = -\cos k_c s, \quad M_0(s) = -\sin k_c s, \quad Q_0(s) = -Q(s);$$

$$L_{n+1}(s) = -F(s|L_n), \quad M_{n+1}(s) = -F(s|M_n),$$

$$Q_{n+1}(s) = -F(s|Q_n), \quad n = 0, 1, 2, \dots \quad (14)$$

Подчинив разложение (13) условиям (7), находим

$$C_1(\alpha) = \frac{\sum_{m=0}^{+\infty} \alpha^m \rho_{1m}}{\sum_{m=0}^{+\infty} \alpha^m \tau_m}; \quad C_2(\alpha) = \frac{\sum_{m=0}^{+\infty} \alpha^m \rho_{2m}}{\sum_{m=0}^{+\infty} \alpha^m \tau_m}, \quad (15)$$

где

$$\rho_{1m} = \sum_{n=0}^m [M_n(-l) Q_{m-n}(l) - M_n(l) Q_{m-n}(-l)];$$

$$\rho_{2m} = \sum_{n=0}^m [L_n(l) Q_{m-n}(-l) - L_n(-l) Q_{m-n}(l)]; \quad (16)$$

$$\tau_m = \sum_{n=0}^m [L_n(-l) M_{m-n}(l) - L_n(l) M_{m-n}(-l)], \quad m = 0, 1, 2, \dots$$

В результате получим окончательное выражение для функции распределения тока $I(s)$:

$$I(s, \alpha) = \alpha \frac{\sum_{m=0}^{+\infty} \alpha^m v_m(s)}{\sum_{m=0}^{+\infty} \alpha^m \tau_m}. \quad (17)$$

Здесь

$$v_m(s) = \sum_{n=0}^m [\rho_{1n} L_{m-n}(s) + \rho_{2n} M_{m-n}(s) + \tau_n Q_{m-n}(s)]. \quad (18)$$

Для практических расчетов в числителе и знаменателе (17) достаточно удержать члены первого порядка малости по α : $I(s) = +\alpha v_0(s)/(\tau_0 + \alpha \tau_1)$ (19), где

$$\tau_0 = \sin 2k_c l; \quad \tau_1 = [F(-l | \sin k_c s) - F(l | \sin k_c s)] \cos k_c l - [F(-l | \cos k_c s) + F(l | \cos k_c s)] \sin k_c l. \quad (20)$$

Если в качестве $G(s, s')$ взять функцию $(1/k_c) h(s - s') \sin k_c (s - s')$, где $h(s)$ — функция Хевисайда, равная единице при $s > 0$ и нулю при $s < 0$, величина $v_0(s)$ и значения функционала F в точках $s = \pm l$ будут равны:

$$v_0(s) = -[ik_0 c \epsilon_c / 4\pi k_c] [\sin k_c (l + s) \int_s^l E_{0s}(s') \sin k_c (l - s') ds' + \sin k_c (l - s) \int_{-l}^s E_{0s}(s) \sin k_c (l + s') ds']; \quad (21)$$

$$F(l | U(s)) = - \int_{-l}^l U(s') A(l, s') ds' - \frac{1}{k_c} \int_{-l}^l U(s') ds' \int_{-l}^l \sin k_c (l - s'') \rightarrow$$

$$\rightarrow \frac{d}{ds''} D(s'', s') ds'', \quad F(-l | U(s)) = - \int_{-l}^l U(s') A(-l, s') ds'.$$

Здесь U — произвольная функция.

В случае вертикальной ориентации вибратора, когда $\theta_0 = \pi/2$, $\vec{\varphi}_0 = \vec{x}_0$, $\vec{\theta}_0 = \vec{y}_0$, $\vec{s}_0 = \vec{z}_0$, $s = z - z_c$, из (20), (21) имеем

$$\tau_1 = \varepsilon^{-1} \int_{-l}^l [\mathcal{H}_\varepsilon(a, z_c + l, z_c + s') \sin k_c(l + s') + \mathcal{H}_\varepsilon(a, z_c - l, z_c + s') \sin k_c(l - s')] ds'. \quad (22)$$

В этой формуле учтено, что для плоскостной среды $\mathcal{H}_\eta(\vec{R}, \vec{R}') \equiv \mathcal{H}_\eta(|\vec{r} - \vec{r}'|, z, z')$. Выражение (19) для тока при этом переходит в результат работы [3], полученный методом усреднения.

В случае, когда вибратор расположен горизонтально вдоль оси Ox , имеем $\theta_0 = 0$, $\vec{s}_0 = \vec{x}_0$, $\vec{\varphi}_0 = \vec{y}_0$, $\vec{\theta}_0 = \vec{z}_0$, $s = x - x_c$, $u = y$, $v = z$. Из (20), (21) следует

$$\begin{aligned} \tau_1 = & \mu_c^{-1} \int_{-l}^l [\mathcal{H}_\mu(\sqrt{(l - s')^2 + y_\Sigma^2}, z_\Sigma, 0) \sin k_c(l + s') + \\ & + \mathcal{H}_\mu(\sqrt{(l + s')^2 + y_\Sigma^2}, z_\Sigma, 0) \sin k_c(l - s')] ds' + \\ & + \frac{1}{k_c} \int_{-l}^l \sin k_c(l + s') ds' \int_{-l}^l \sin k_c(l - s'') \frac{\partial^2}{\partial s''^2} \frac{\partial}{\partial z} \Big|_{z=z_\Sigma} W(\sqrt{(s'' - s')^2 + y_\Sigma^2}, \\ & z, 0) ds'', \quad y_\Sigma^2 + z_\Sigma^2 = a^2, \end{aligned} \quad (23)$$

где учтено, что $W(\vec{R}, \vec{R}') = W(|\vec{r} - \vec{r}'|, z, z')$ [4]. Точка $(0, y_\Sigma, z_\Sigma)$ на контуре поперечного сечения $x = 0$ вибратора произвольная. При численном расчете значения (23) полагаем $y_\Sigma = a$, $z_\Sigma = 0$.

Для определения поля по известному току в соответствии с формулой (2) нужно также решить задачи (4)–(5) относительно $\mathcal{H}_\eta(\vec{R}, \vec{R}')$, $W(\vec{R}, \vec{R}')$. Эти функции можно искать в виде разложения по собственным функциям «поперечного» оператора [4] или с помощью преобразования Ганкеля по переменной $|\vec{r} - \vec{r}'|$. Последний путь приводит к следующим выражениям:

$$\begin{aligned} \mathcal{H}_\eta(\vec{R}, \vec{R}') &= (1/2\pi) \int_0^{+\infty} \kappa J_0(\kappa |\vec{r} - \vec{r}'|) \tilde{\mathcal{H}}_\eta(\kappa, z, z') d\kappa; \\ \tilde{\mathcal{H}}_\eta(\kappa, z, z') &= -\varphi_\eta^+(z_>, \kappa) \varphi_\eta^-(z_<, \kappa) / \Delta_\eta(\kappa); \\ \Delta_\eta(\kappa) \eta(z) &= \varphi_\eta^+(z, \kappa) \frac{\partial \varphi_\eta^-(z, \kappa)}{\partial z} - \varphi_\eta^-(z, \kappa) \frac{\partial \varphi_\eta^+(z, \kappa)}{\partial z}. \end{aligned} \quad (24)$$

Здесь $z_> = \max(z, z')$; $z_< = \min(z, z')$; $\varphi_\eta^\pm(z, \kappa)$ — произвольные решения уравнения

$$[\eta(z) \frac{d}{dz} \eta^{-1}(z) \frac{d}{dz} + k^2(z) - \kappa^2] \varphi_\eta^\pm(z, \kappa) = 0, \quad -\infty < z < +\infty, \quad (25)$$

такие, что $\Phi_{\eta}^{+}(z, \kappa)$ подчиняется условию излучения при $z \rightarrow +\infty$, а $\Phi_{\eta}^{-}(z, \kappa)$ — при $z \rightarrow -\infty$. Подстановка (24) в (2) доставляет следующие выражения для рассеянного поля в любой точке пространства

$$\begin{aligned} \vec{E}_s(\vec{R}) &= (2/ik_0c) \int_{-l}^l I(s') ds' \int_0^{+\infty} \{ \varepsilon^{-1}(z) \varepsilon^{-1}(z') [z_0 z_0 \kappa^2 J_0 + \\ &+ \kappa J_1 (\vec{z}_0 n (\partial/\partial z') - \vec{n} z_0 (\partial/\partial z)) + \vec{n} n J_0 (\partial^2/\partial z \partial z')] \vec{\mathcal{H}}_e + \\ &+ k_0^2 \vec{z}_0 \times \vec{n} z_0 \times \vec{n} J_0 \vec{\mathcal{H}}_{\mu} \} \cdot \vec{s}_0 \kappa d\kappa + \\ &+ (2/ik_0c) \int_{-l}^l I(s') ds' \int_0^{+\infty} (J_1/D) (\vec{z}_0 \times \vec{n} z_0 \times \vec{n} - \vec{n} n) \cdot \vec{s}_0 \rightarrow \\ &\rightarrow [\varepsilon^{-1}(z) \varepsilon^{-1}(z') \partial^2 \vec{\mathcal{H}}_e / \partial z \partial z' - k_0^2 \vec{\mathcal{H}}_{\mu}] d\kappa; \\ \vec{H}_s(\vec{R}) &= (2/c) \int_{-l}^l I(s') ds' \int_0^{+\infty} \{ \mu^{-1}(z) [\vec{n} J_0 (\partial/\partial z) - \vec{z}_0 \kappa J_1] \rightarrow \\ &\rightarrow \vec{z}_0 \times \vec{n} \vec{\mathcal{H}}_{\mu} + \varepsilon^{-1}(z') \vec{z}_0 \times \vec{n} [\vec{n} J_0 (\partial/\partial z') - \vec{z}_0 \kappa J_1] \vec{\mathcal{H}}_e \} \cdot \vec{s}_0 \kappa d\kappa - \\ &- (2/c) \int_{-l}^l I(s') ds' \int_0^{+\infty} (J_1/D) (\vec{z}_0 \times \vec{n} n + \vec{n} z_0 \times \vec{n}) \cdot \vec{s}_0 [\mu^{-1}(z) \rightarrow \\ &\rightarrow \partial \vec{\mathcal{H}}_{\mu} / \partial z + \varepsilon^{-1}(z') \partial \vec{\mathcal{H}}_e / \partial z'] d\kappa. \end{aligned} \quad (26)$$

Здесь $J_v \equiv J_v(\kappa D)$ ($v = 0, 1$); D — расстояние по горизонтали от переменной точки интегрирования на оси вибратора до точки наблюдения, $D = |\vec{r} - \vec{r}_c - \vec{n}_0 s' \sin \theta_0|$; \vec{n} — орт вдоль указанного направления, $\vec{n} = (\vec{r} - \vec{r}_c - \vec{n}_0 s' \sin \theta_0) / D$. Операторы $(\partial/\partial z)$, $(\partial/\partial z')$ действуют (по z, z') на функции $\vec{\mathcal{H}}_{\eta} \equiv \vec{\mathcal{H}}_{\eta}(\kappa, z, z')$; переменная z' связана с s' соотношением $z' = z_c + s' \sin \theta_0$. Если точка наблюдения достаточно удалена от вибратора в горизонтальном направлении ($|k_c (\vec{r} - \vec{r}_c)| \gg 1$), вторым слагаемым, пропорциональным $1/D$, в каждом из выражений (26) можно пренебречь.

Отметим, что в настоящее время разработаны эффективные алгоритмы для вычисления интегралов от функций Бесселя вида (24), (26) на ЭВМ [5].

Список литературы: 1. *Коротковолновые антенны* / Г. З. Айзенберг, С. П. Белусов, Э. М. Журбенко и др. — М.: Радио и связь, 1985. — 535 с. 2. *Петленко В. А., Хижняк Н. А.* Резонансное рассеяние электромагнитных волн тонкими проводниками в прямоугольном волноводе // *Изв. вузов. Радиофизика.* — 1981. — 24, № 4. — С. 472. 3. *Ефанов И. М., Жук Н. П., Петленко В. А.* Распределение тока вдоль проволочного вибратора в плоскостной среде // *Радиотехника.* — 1987. — Вып. 82. — С. 97—102. 4. *Богомолов Н. М., Жук Н. П., Третьяков О. А.* Интегральные уравнения электродинамики в плоскостной среде. — Х., 1983. — 42 с. — (Препринт/Ин-т радиофизики и электрон. АН УССР; № 223). 5. *Смагин С. И.* Об одном численном алгоритме расчета полей в слоистых средах // *Журн. вычислит. математики и мат. физики.* — 1986. — 26, № 8. — С. 1234—1242.

Поступила в редколлегию 23.10.86

ИМПЕДАНСНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ПЛОСКОЙ ЛОГАРИФМИЧЕСКОЙ СПИРАЛИ С ПЛОТНОЙ НАМОТКОЙ

Плоские спирали используются в качестве элементов антенных решеток и облучателей зеркальных антенн. Хорошо изучены поля излучения таких антенн, но данные для расчета их входного сопротивления недостаточны. Известные методы интегральных уравнений непригодны для расчета входного сопротивления $Z_{вх}$ спиралей с плотной намоткой и большой длиной плеча. Предлагается провести расчет $Z_{вх}$ спиралей с плотной намоткой в приближении анизотропно проводящей плоскости.

Предположим, что спираль расположена в плоскости $z = 0$ цилиндрической системы координат ρ, φ, Z , возбуждена на кольце радиуса ρ_0 системой δ — генераторов с полем $E_0 = K_0 \delta(\rho - \rho_0) e^{in\varphi}$ (K_0 — амплитуда входного сигнала) и имеет активную излучающую область в районе $k\rho \approx 1$, где k — волновое число свободного пространства. В приближении одной волны на участке, предшествующем активной области, спираль заменяется неоднородной линией с коэффициентом распространения $p(k\rho)$ и волновым сопротивлением $W(k\rho)$, а активная область — нагрузкой, сопротивление которой равно сопротивлению излучения R_Σ [1].

Для неоднородной линии входное сопротивление удовлетворяет уравнению типа Риккати

$$\frac{dZ_{вх}}{d\rho} + i \frac{p(k\rho)}{W(k\rho)} Z_{вх}^2 - i\rho(k\rho) W(k\rho) = 0 \quad (1)$$

с граничным условием, определяемым нагрузкой [2]. Таким образом, задача сводится к определению $p(k\rho)$, $W(k\rho)$, R_Σ и численному анализу уравнения (1).

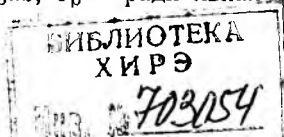
Излучение спирали в режиме несимметричных волн обусловлено трансформацией поверхностной волны в излученную [3; 4]. Поэтому для нашей модели волну, распространяющуюся в неоднородной линии, можно считать поверхностной с коэффициентом распространения

$$p(k\rho) = k\kappa(k\rho), \quad (2)$$

где $\kappa(k\rho) = u(1 - n/k\rho)$; u — параметр намотки спирали. Волновое сопротивление для радиальной поверхностной волны определим по формуле [5]

$$W(k\rho) = \frac{2 P_\rho^n}{|I_\rho^n|^2}. \quad (3)$$

Здесь P_ρ^n — мощность, переносимая поверхностной волной, $P_\rho^n = \frac{c}{4\pi} \int_0^{2\pi} \rho d\varphi \int_0^\infty [\vec{E}^n \vec{H}^{n*}]_\rho dz$; I_ρ^n — радиальная составляющая тока поверх-



ностной волны $I^n = 2\pi\rho J^n$ (4), где J^n — плотность тока в направлении проводимости спирали,

$$J^n = -(J_\phi^n + uJ_\rho^n)/\sqrt{1+u^2} = \frac{-c}{2\pi\sqrt{1+u^2}} (H_\rho^n + uH_\phi^n)_{z=0}. \quad (4a)$$

Используя компоненты полей из работы [4], получаем соотношения для составляющих тока

$$I_\rho^n = c \left[(n - k\rho) \kappa(k\rho) + \frac{i}{2} \right] F(\rho, \varphi, 0); \quad (5)$$

$$I_\phi^n = -c \left\{ \kappa(k\rho) [k\rho\kappa(k\rho) - i \left(\frac{1}{2} - \frac{n u}{k\rho} \right)] + n \right\} F(\rho, \varphi, 0), \quad (6)$$

где $F(\rho, \varphi, 0) = \frac{i}{2} B e^{in\varphi} \beta(k\rho)$; $\beta(k\rho) = e^{-ik\rho\sqrt{1+u^2}}(k\rho)^{-\frac{1}{2} + i n u}$,

B — константа, зависящая от u , K_0 , ρ_0 . При этом выражение для мощности поверхностной волны примет вид

$$P^n = -\frac{c}{8} |B|^2 \{ \kappa^2(k\rho) + 1 \} \kappa(k\rho). \quad (7)$$

После подстановки (5), (7) в (3) получаем волновое сопротивление (в омах)

$$W(k\rho) = \frac{30 [(k\rho - n)^2 u^2 + (k\rho^2)] (n - k\rho)}{(k\rho - n)^4 u^2 + \frac{1}{4} (k\rho)^2}. \quad (8)$$

Сопротивление излучения спиральной антенны определим по формуле

$$R_\Sigma = \frac{2P_\Sigma}{|I_{\text{вх1}}^n|^2}, \quad (9)$$

где P_Σ — суммарная мощность излучения спирали в верхнее и ниж-

нее полупространства, $P_\Sigma = \frac{c}{4} \int_0^{\pi/2} (|E_\theta|^2 + |E_\varphi|^2) R^2 \sin\theta d\theta$ (10); E_θ ,

E_φ — компоненты излученного поля в сферической системе координат R, θ, φ ; $I_{\text{вх1}}^n$ — значение поверхностного тока (4) в начале области излучения при $k\rho = k\rho_1$.

Компоненты полей E_θ, E_φ определим через векторный потенциал электрического тока поверхностной волны \vec{A} [5]

$$\vec{E} = \frac{1}{ik} (\text{grad div} + k^2) \vec{A}(R, \theta, \varphi); \quad \vec{H} = \text{rot} \vec{A}(R, \theta, \varphi), \quad (11)$$

где

$$\vec{A}(R, \theta, \varphi) = \frac{1}{c} \int_s \vec{J}^n(R', \theta', \varphi') \frac{e^{-ikr}}{r} ds; \quad (12)$$

r — расстояние между точками интегрирования R', θ', φ' и наблюдения R, θ, φ ; s — площадь области излучения; $\vec{J}^n(R', \theta', \varphi')$ — повер-

хностная плотность тока в области s . Сферические компоненты A удобно выразить через тангенциальную A_w и нормальную A_n к виткам спирали, составляющие [3]

$$\begin{aligned} A_\varphi &= (-uA_w - A_n)/\sqrt{1+u^2}; \\ A_\theta &= \cos \theta (A_w - uA_n)/\sqrt{1+u^2}; \end{aligned} \quad (13)$$

которые для тока (4) и радиальных размеров активной области $\rho_1 \div \rho_2$ запишем в виде

$$\begin{aligned} \left. \begin{aligned} A_w(R, \theta, \varphi) \\ A_n(R, \theta, \varphi) \end{aligned} \right\} &= \frac{1}{4\pi} B \frac{e^{-ikR}}{R} \int_{\rho_1}^{\rho_2} G(k\rho') d\rho' \times \\ &\times \int_0^{2\pi} e^{in\varphi'} e^{ik\rho' \sin \theta \cos(\varphi-\varphi')} \left\{ \begin{aligned} \cos(\varphi-\varphi') \\ \sin(\varphi-\varphi') \end{aligned} \right\} d\varphi', \end{aligned} \quad (14)$$

$$\begin{aligned} \text{где } G(k\rho) &= c(1+u^2)\beta(k\rho) \left[ik\rho\sqrt{1+u^2} + \frac{1}{2} + 2inu + \right. \\ &\left. + \frac{n\sqrt{1+u^2}}{k\rho} \left(in - \frac{u}{2(1+u^2)} \right) \right]. \end{aligned}$$

После замены переменных $\Phi = \varphi - \varphi'$, $\kappa = k\rho$ и использования интегрального представления Зоммерфельда

$$\int_0^\pi e^{iz \cos \Phi} \cos n\Phi d\Phi = \pi i^n J_n(z)$$

выражения (14) упрощаются и принимают вид

$$\begin{aligned} A_w &= -\frac{1}{2k} Bi^{n-1} \frac{e^{-ikR}}{R} e^{in\varphi} \int_{k\rho_1}^{k\rho_2} G(x) J'_n(x \sin \theta) dx; \\ A_n &= -\frac{1}{2k} Bi^n n \frac{e^{-ikR}}{R} e^{in\varphi} \int_{k\rho_1}^{k\rho_2} G(x) \frac{J_n(x \sin \theta)}{x \sin \theta} dx, \end{aligned} \quad (15)$$

$k\rho_1$, $k\rho_2$ — начальное и конечное значения безразмерных радиусов $k\rho'$ активной области, $k\rho_2 = 2 - k\rho_1$. Подставляя (15) в (13) для спирали с плотной намоткой $u > 10$, получаем соотношения для сферических компонент векторного потенциала:

$$\begin{aligned} A_w &= \frac{1}{2k} Bi^{n-1} \frac{e^{-ikR}}{R} e^{in\varphi} \int_{k\rho_1}^{k\rho_2} \left[J_{n-1}(x \sin \theta) - \right. \\ &\quad \left. - \frac{nJ_n(x \sin \theta)}{x \sin \theta} \right] G(x) dx; \\ A_\theta &= \frac{1}{2k} Bi^n \frac{e^{-ikR}}{R} e^{in\varphi} n \cos \theta \int_{k\rho_1}^{k\rho_2} \frac{J_n(x \sin \theta)}{x \sin \theta} G(x) dx. \end{aligned} \quad (16)$$

При этом поля в дальней зоне выражаются через компоненты векторного потенциала

$$E_{\theta} = H_{\varphi} = -ikA_{\theta}; \quad E_{\varphi} = -H_{\theta} = -ikA_{\varphi}. \quad (17)$$

Поскольку интегралы в (16) не берутся в квадратурах, определение сопротивления излучения сводится к численному интегрированию соотношений для компонент полей (16), мощности излучения (10) и последующему расчету R_{Σ} по формуле (9), в которой значение токов (4) берется при $kr = kr_1$.

При известных $p(k\rho)$, $W(k\rho)$, R_{Σ} входное сопротивление рассчитывается по уравнению (1). Подстановка (2), (8) в (1) приводит к дифференциальному уравнению для $Z_{\text{вх}}$ относительно безразмерной переменной kr

$$\frac{dZ_{\text{вх}}}{d(k\rho)} + i \frac{\kappa(k\rho)}{W(k\rho)} Z_{\text{вх}} - i\kappa(k\rho) W(k\rho) = 0. \quad (18)$$

Так как нагрузка расположена в начале активной области при $kr = kr_1$, сделаем замену переменной $\eta = kr_1 - kr$. Кроме того, представим входное сопротивление в комплексной форме $Z_{\text{вх}} = R_{\text{вх}} + iX_{\text{вх}}$, где $R_{\text{вх}}$, $X_{\text{вх}}$ — активная и реактивная части входного сопротивления. Тогда уравнение (18) преобразуется в систему двух связанных дифференциальных уравнений для $R_{\text{вх}}$, $X_{\text{вх}}$:

$$\begin{aligned} \frac{dR_{\text{вх}}}{d\eta} + 2 \frac{\kappa(k\rho_1 - \eta)}{W(k\rho_1 - \eta)} R_{\text{вх}} X_{\text{вх}} &= 0; \\ \frac{dX_{\text{вх}}}{d\eta} - \frac{\kappa(k\rho_1 - \eta)}{W(k\rho_1 - \eta)} (R_{\text{вх}}^2 - X_{\text{вх}}^2) + \kappa W &= 0, \end{aligned} \quad (19)$$

где $\kappa(k\rho_1 - \eta)$, $W(k\rho_1 - \eta)$ описываются выражениями (2) и (8), в которых необходимо принять $kr = kr_1 - \eta$. Граничные условия при $\eta = 0$ записываются в виде $R_0 = R_{\Sigma}$, $X_0 = 0$.

Расчеты начинались с определения сопротивления излучения и места расположения нагрузки $kr = kr_1$. Для этого по формуле (8) рассчитывалась зависимость волнового сопротивления W от kr , а по формуле (9) — R_{Σ} от kr , при этом пределы интегрирования в (15) полагали $kr_1 = kr$ и $kr_2 = 2 - kr_1$. На рис. 1 представлены эти зависимости (сплошные линии для W , пунктирные для R_{Σ} , $n = 1$, кривая $1 - u = 20$, $2 - 30$, $3 - 50$). Из рис. 1 видно, что W , R_{Σ} с изменением kr проходят через максимум при $kr = kr_{\text{опт}}$, высота которого увеличивается с ростом плотности намотки спирали. Уменьшение W при $kr > kr_{\text{опт}}$ объясняется тем, что в активной области происходит падение мощности, переносимой поверхностной волной. Поэтому максимальное значение $W(k\rho)$ соответствует началу области активного излучения и $kr = kr_{\text{опт}}$ может быть принято за место положения нагрузки kr_1 . Таким образом, сопротивление нагрузки можно взять равным R_{Σ} в начале области излучения, т.е. при $kr_{\text{опт}}$. Из анализа кривых следует, что ширину активной области Δkr можно принять равной удвоенному значению $(1 - kr_{\text{опт}})$. На рис. 2 представлены полученные по кривым рис. 1 значения Δkr , kr_1 в зависимости от параметра намотки спира-

ли u . Треугольниками отмечены экспериментально полученные $\Delta k\rho$ из анализа зондограмм ближнего поля спиралей с $u = 30$ и $u = 50$. Совпадение расчетных и экспериментальных данных подтверждает правильность критерия оценки ширины активной области спирали, а следовательно, и выбора места расположения нагрузки.

Анализ системы (19) для практически важного случая осевого излучения ($n = 1$) проводился численно методом Рунге—Кутты. Для трех параметров намоток спиралей $u_{1,2,3} = 20, 30, 50$ согласно рис. 1, 2 были установлены граничные условия в виде $(R_0)_{1,2,3} = 50, 80, 140$ Ом; $(X_0)_{1,2,3} = 0$; $(k\rho_1)_{1,2,3} = 0,78, 0,8, 0,82$. Результаты расчета активной $R_{вх}$ (сплошные кривые) и реактивной $X_{вх}$ (пунктирные кривые) составляющих входного сопротивления от безразмерного параметра $k\rho_0$

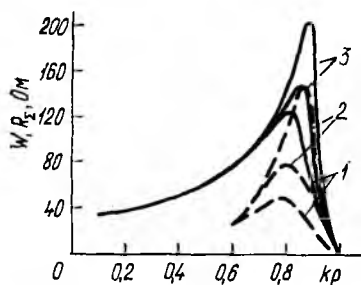


Рис. 1

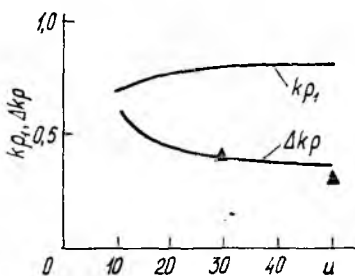


Рис. 2

для $u = 20, 30, 50$ представлены на рис. 3, а, б, в соответственно. Входное сопротивление представляет собой осциллирующую функцию, а среднее значение $R_{вх}$ уменьшается от нагрузки ко входу. С ростом котангенса угла намотки u частота осцилляций увеличивается, а амплитуда колебаний уменьшается, стремясь к среднему значению.

Эксперименты проводились на двух макетах спиралей, изготовленных методом фотолитографии на диэлектрических подложках из стеклотекстолита толщиной 2 мм. Внутренний радиус спиралей 0,2 см, внешний — 3,4 см. Одна спираль однозаходная ($u = 30$), вторая — двухзаходная ($u = 20$). Измерения $Z_{вх}$ проводились в диапазоне $k\rho_0 = 0,1 \div 0,5$. Результаты измерений представлены на рис. 3, а, б кружками. Видно, что экспериментально снятые кривые подтверждают осциллирующий характер кривых $Z_{вх}(k\rho_0)$. Для однозаходной спирали при $k\rho_0 \geq 0,25$, а для двухзаходной во всем измеренном диапазоне совпадают расчетные и экспериментальные частоты осцилляций. Несовпадение частоты осцилляций в однозаходной спирали при $k\rho_0 < 0,25$ можно объяснить существованием на низких частотах симметричной волны, тогда как двухзаходная противофазно возбужденная спираль поддерживает только одну несимметричную волну в исследованном диапазоне.

Разброс $R_{вх}$ для однозаходной спирали лежит в пределах $30 \div 75$ Ом, а $X_{вх}$ — в пределах $30 \div -30$ Ом. В работе [3] на основе квазистатики получили приближенное значение $R_{вх} = 57$ Ом для

однозаходной спирали. В настоящей работе исследованы частотные характеристики $R_{вх}$. Для однозаходной спирали в области низких частот колебания происходят вокруг значения $R_{вх} = 50$ Ом. Для двухзаходной спирали экспериментальные значения $R_{вх}$ колеблются

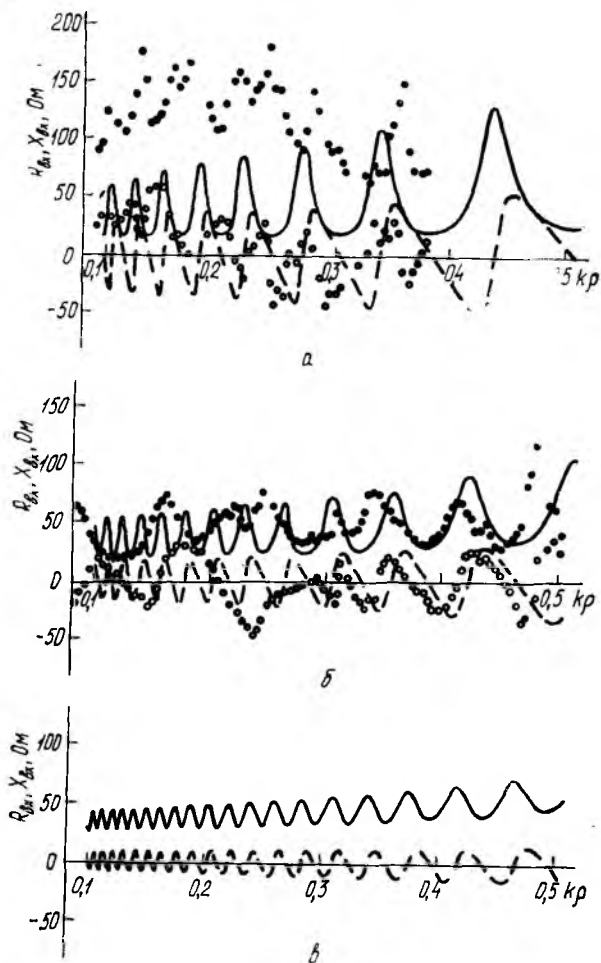


Рис. 3

вокруг среднего значения 120 Ом, а $X_{вх}$ изменяется в пределах $40 \div -40$ Ом, что согласуется с экспериментальными данными, приведенными в работе [6].

Таким образом, предложенная модель спирали пригодна для описания импедансных характеристик однозаходной плоской логарифмической спирали в режиме одной несимметричной волны. Входное сопротивление является осциллирующей функцией частоты. Период колебаний растет, а амплитуда относительно среднего значения уменьшается

с ростом плотности намотки спирали. Выведенная формула для волнового сопротивления несимметричной радиальной волны позволяет легко определять ширину активной области спирали.

Список литературы: 1. *Тимирев Н. П.* К расчету импедансных характеристик антенны в виде спирали с большими углами конусности // Прикл. задачи рассеяния и дифракции радиолокац. сигналов.— 1975.— № 4.— С. 78—82. 2. *Литвиненко О. Н., Сошников В. И.* Теория неоднородных линий и их применение в радиотехнике.— М.: Сов. радио, 1964.— 535 с. 3. *Горошеня А. Б., Горбунков В. И.* Теория частотно-независимых антенн.— Омск: Б. и., 1979.— 78 с. 4. *Яцук К. П., Бойко С. Н.* К вопросу о спектре волн плоской логарифмической спирали при несимметричном возбуждении // Радиотехника.— 1985.— Вып. 72.— С. 7—12. 5. *Марков Г. Т., Сазонов Д. М.* Антенны.— М.: Энергия, 1975.— 528 с. 6. *Dyson J. D.* The equiangular spiral antenna // IRE Trans.— 1959.— AP-7, № 2.— P. 181—187.

Поступила в редколлегию 21.10.86

УДК 621.372

В. В. ДОЛЖИКОВ, канд. физ.-мат. наук, *С. Н. САКАЛО*

ВХОДНОЕ СОПРОТИВЛЕНИЕ РЕЗОНАТОРНО-ЩЕЛЕВОЙ АНТЕННЫ

Одним из наиболее распространенных типов бортовых антенн летательных аппаратов являются резонаторно-щелевые антенны (РЩА). Эти антенны зачастую используются в навигационных и связанных системах метровых и дециметровых диапазонов волн. Возможность применения РЩА в той или иной радиотехнической системе в значительной мере определяется частотной характеристикой (ЧХ) их полного входного сопротивления, т. е. зависимостью $z_{вх} = z_a(f)$. Разработан ряд методов расчета значения $z_{вх}$ для РЩА нескольких конструкций. Достаточно полно и строго задача решена для РЩА, возбуждаемых в плоскости щели коаксиальной или полосковой линией передачи [1].

При рассмотрении РЩА, возбуждаемых в полости резонатора, используется только метод эквивалентных схем [2]. Этот метод — приближенный, и опирающиеся на него алгоритмы анализа имеют ограниченные возможности решения задачи оптимизации геометрии возбудителя по заданной ЧХ входного сопротивления РЩА.

В связи с этим представляет интерес разработка более строгих методов расчета зависимости ЧХ $z_{вх}$ для РЩА, возбуждаемых в полости резонатора.

Рассмотрим базирующуюся на электродинамическом подходе методику расчета РЩА с прямоугольным резонатором и возбудителем в виде штыря, который представляет собой продолжение центрального провода питающей коаксиальной линии передачи. Геометрия РЩА представлена на рис. 1. Здесь 1 — резонатор, выполненный на основе прямоугольного волновода с размерами стенок $a \times b$; 2 — экран; 3 — закорачивающая задняя стенка резонатора, расположенная

на расстоянии L от плоскости апертуры, 4 — штыревой возбудитель длиной h и диаметром $2d$, который является продолжением центрального провода питающей антенну коаксиальной линии передачи 5 с диаметром внешнего провода $2D$. Расстояние от центра штыря до одной из стенок резонатора равно x_0 , а до закорачивающей стенки l_0 .

Задачу о нахождении полного входного сопротивления РЩА можно решить следующим образом: методом интегральных уравнений с использованием тензорной функции Грина для прямоугольного резонатора с последующим численным решением этих уравнений; используя результаты работ по возбуждению бесконечного согласованного волновода.

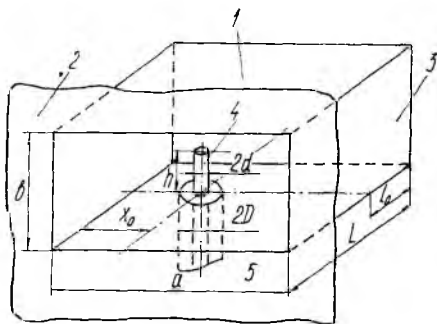


Рис. 1

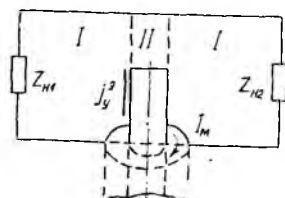


Рис. 2

В литературе рассматривалась задача о возбуждении согласованного волновода штырем, который представляет собой продолжение центрального провода коаксиальной линии передачи. Авторами работ [3; 4] получено выражение для входной проводимости со стороны коаксиальной линии в случае, когда штырь полностью или частично перекрывает волновод. В работе [5] рассматривался волновод, нагруженный на произвольные комплексные нагрузки, при возбуждении штырем, полностью перекрывающим волновод.

Первый способ — более общий. Он дает возможность варьировать геометрией штыря в процессе расчетов и строго учитывать наличие излучающей апертуры. Однако необходимость в использовании численных методов решения системы интегральных уравнений значительно усложняет расчеты. Поэтому решение вопроса об оптимизации РЩА в этом случае затруднительно ввиду ограниченного быстродействия и объема оперативной памяти современных ЭВМ.

Второй способ имеет ограниченные возможности по изменению геометрии штыря. Он позволяет варьировать длиной при расчете, диаметром и местоположением штыря в РЩА, но не его конфигурацией, и наличие апертуры учитывается приближенными методами. Однако относительная простота расчетных формул в этом случае позволяет выполнять на ЭВМ за приемлемое время многократные расчеты и оценки, открывая путь к оптимизации размеров резонатора, излучающей апертуры, возбуждающего штыря и его местоположения по заданной

ЧХ входного сопротивления РЩА. В данной работе задача по определению входного сопротивления РЩА решается вторым способом.

В дальнейшем удобно РЩА представить следующим образом (рис. 2). В сечении прямоугольного волновода при $z = 0$ расположен возбуждающий штырь. С обоих концов ($z < 0$ и $z > 0$) к волноводу подключены в общем случае произвольные комплексные нагрузки, характеризующие их сопротивлениями $z_{н1}$, $z_{н2}$. Для резонаторно-щелевой антенны при $z < 0$ надо положить $z_{н1} = 0$ (волновод закорочен), а при $z > 0$ $z_{н2} = z_a$ (волновод нагружен на комплексное сопротивление апертуры z_a). Задача решается методом частичных областей (рис. 2, области I, II) при зависимости от времени типа $e^{-i\omega t}$ и следующих основных допущениях: проводимость всех металлических поверхностей бесконечна; возбуждающее поле кольцевой щели формируется только волной типа T ; ток на штыре имеет аксиальную симметрию; диаметр штыря мал по сравнению с длиной волны; штырь полый и стенки его бесконечно тонкие. Допущение о том, что возбуждающий штырь полый, является существенным при решении задачи методом частичных областей. При этом можно предположить, что входные проводимости полового и сплошного штырей практически одинаковы. Это подтверждается экспериментальными данными, приведенными далее.

Известно, что входная проводимость $Y_{вх}$ вибратора, питаемого коаксиальной линией передачи, есть отношение кольцевого магнитного тока I_m (рис. 2) к напряжению на кольцевой щели U [3]. В свою очередь, ток I_m можно выразить через напряженность магнитного поля H_ϕ в окрестности вибратора (центрального провода коаксиальной линии). Для случая азимутальной симметрии имеем

$$Y_{вх} = \frac{2\pi}{U \ln(D/d)} \int_d^D H_\phi(r, y) dr, \quad y = 0, \quad (1)$$

где r , ϕ , y — параметры цилиндрической системы координат, у которой ось y совмещена с продольной осью штыря. Записав уравнения Максвелла для I области, выразим H_ϕ^I через составляющую поля E_y^I :

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial y^2} + k^2\right) H_\phi^I = i\omega\epsilon_0 \{[\text{grad}_\perp E_y^I, \vec{e}_y]_\phi + j_\phi^M\}. \quad (2)$$

Здесь j_ϕ^M — азимутальная составляющая плотности кольцевого магнитного тока, эквивалентного возбуждающей щели; $k = \omega/c$ — волновое число; ω — круговая частота; c — скорость света; ϵ_0 — диэлектрическая проницаемость воздуха; \vec{e}_y — единичный орт в направлении оси y .

Представим составляющие полей H_ϕ^I , E_y^I , плотности тока j_ϕ^M в виде рядов Фурье

$$E_y(r, y) = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{2 - \delta_n}{b} \mathcal{O}_{yn}(r) \cos \frac{\pi n}{b} y \quad (3); \quad H_\phi(r, y) =$$

$$= \sum_{n=0}^{\infty} \frac{2 - \delta_n}{b} \mathcal{H}_{yn}(r) \cos \frac{\pi n}{b} y \quad (4); \quad \dot{i}_\Phi^m = \dot{i}_{\Phi 0}^m \sum_{n=0}^{\infty} \frac{2 - \delta_n}{2b} \cos \frac{\pi n}{b} y \quad (5),$$

где $\dot{i}_{\Phi 0}^m = \frac{-2U}{r \ln(D/d)}$; δ_n — символ Кронекера, $\delta_0 = 1$, $\delta_{n \neq 0} = 0$.

Теперь можно из (2) получить следующее выражение для H_Φ^j :

$$H_\Phi^j(r, y) = -i \frac{k}{z_0} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{2 - \delta_n}{b \gamma_n^2} \left[\frac{\partial}{\partial r} \mathcal{E}'_{yn}(r) + \frac{1}{2} \dot{i}_{\Phi 0}^m \right] \times \\ \times \cos \frac{\pi n}{b} y, \quad (6)$$

а интеграл в правой части (1) записать в виде

$$\int_d^D H_\Phi^j(r, 0) = -i \frac{k}{z_0} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{2 - \delta_n}{b \gamma_n^2} \left\{ \left[\mathcal{E}'_{yn}(D) - \mathcal{E}'_{yn}(d) \right] + \right. \\ \left. + \int_d^D \frac{1}{2} \dot{i}_{\Phi 0}^m(r) dr \right\}, \quad (7)$$

где z_0 — характеристическое сопротивление свободного пространства, равное 120π ; $\gamma_n = k \sqrt{1 - (\pi n/kb)^2}$.

Из (1), (7) следует, что для определения $Y_{вх}$ достаточно знать составляющую E_y полного электрического поля в окрестности штыря, которую можно выразить через электрический и магнитный векторные потенциалы, определяемые через неизвестную плотность электрического тока на штыре и плотность магнитного кольцевого тока. Из (6) для плотности электрического тока на штыре получим следующее выражение:

$$\dot{i}_y^\delta(y) = - \int_0^b E_y(d, y') \dot{i}_{ex}^\delta(y, y') dy' + \dot{i}_y^H(y). \quad (8)$$

Здесь $\dot{i}_{ex}^\delta(y, y')$ — плотность тока на штыре, полностью перекрывающем произвольно нагруженный волновод в отличие от согласованного волновода в [3]. Возбуждение штыря производится δ -источником напряжения, помещенным в точку $y = y'$ и $r = d$ (рис. 2, область I); $\dot{i}_y^H(y)$ — плотность тока на штыре, полностью перекрывающем произвольно нагруженный волновод, возбуждаемый коаксиальной линией передачи; $E_y(d, y')$ — неизвестное поле, которое на поверхности штыря ($r = d$) равно нулю при $0 \leq y' \leq h$ и отлично от нуля в зазоре, т. е. при $h < y' \leq b$. Это поле удовлетворяет неоднородному интегральному уравнению первого рода [4]:

$$\dot{i}_y^H(y) = \int_0^b E_y(d, y') [\dot{i}_{ex}^\delta(y, y') + \dot{i}_{in}^\delta(y, y')] dy' \quad (9)$$

для $h \leq y' \leq b$, $h \leq y \leq b$. Величина $j_{in}^{\delta}(y, y')$ есть плотность тока на внутренней поверхности штыря при возбуждении в точке $y = y'$ и $r = d - 0$ (область II). Рассмотрим схему нахождения $Y_{вх}$.

1. Для области I находится плотность тока $j_y^H(y)$. Для этого ищется напряженность электрического поля в волноводе с произвольными нагрузками, создаваемая двумя источниками — плотностью электрического тока на штыре и плотностью магнитного кольцевого тока

$$E_y = \frac{1}{i\omega\epsilon_0} (\text{grad div} + k^2) A_y^3 - \text{rot } A_y^M. \quad (10)$$

Здесь A_y^3 , A_y^M — составляющие электрического и магнитного векторных потенциалов в волноводе с произвольными нагрузками, определяемые неизвестной плотностью тока j_y^H и заданной плотностью кольцевого магнитного тока j_{ϕ}^M . Затем, удовлетворяя граничным условиям для E_y на поверхности штыря, найдем j_y^H .

2. Плотность тока j_{ex}^{δ} определяется аналогичным образом.

Отличие заключается в том, что полное поле E_y создается неизвестной плотностью тока j_{ex}^{δ} и δ -источником напряжения, включенным в расщелку штыря: $E_y(d+0, y) = -\delta(y-y')$ (11).

3. Для области II определяется плотность тока j_{in}^{δ} по формуле (3) из работы [4], а наличие δ -источника учитывается как $E_y(d-0, y) = -\delta(y-y')$ (12).

4. Определяется $E_y(d, y')$ из решения интегрального уравнения (3) по схеме, изложенной в работе [4]. Неизвестное поле в зазоре представляется в виде ряда по полиномам Чебышева первого рода, а затем интегральное уравнение сводится к бесконечной системе линейных алгебраических уравнений. Определив плотность электрического тока на штыре с зазором по (8), а затем применив к E_y преобразование Фурье, найдем из (7), (1) входную проводимость РЩА.

Описанная процедура нахождения $Y_{вх}$ в общих чертах сходна с процедурой, изложенной в работах [3; 4]. Отличие наших результатов от результатов указанных работ связано с тем, что в этих работах рассматривался случай бесконечного согласованного волновода. Нам рассматривается случай бесконечного согласованного волновода. Нам рассматривается случай, характерный для излучающих структур, в данном случае РЩА: с одной стороны волновод закорочен, а с другой — нагружен на апертуру.

После проведения всех необходимых вычислений для $Y_{вх}$ получаем

$$Y_{вх} = -i \frac{2\pi k}{z_0 b \ln(D/d)} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{2 - \delta_n}{\gamma_n^2} (E_n - 1). \quad (13)$$

Здесь

$$E_n = -i \frac{\pi}{2} J_0(\gamma_n d) S_n(d) \left\{ T_n \frac{\pi \gamma_n d S_{1n}(d)}{2 S_n(d)} \sum_{q=0}^{\infty} (-1)^{n+q} \times \right.$$

$$\times a_q J_{2q} \left(\frac{\pi n}{b} g \right) + \frac{1}{\ln(D/d)} \left\{ \frac{S_n(D)}{S_n(d)} \left[T_n \frac{S_n(D)}{S_n(d)} - \frac{J_0(\gamma_n D)}{J_0(\gamma_n d)} \right] + (T_n - 1) \left[1 - 2 \frac{S_n(D)}{S_n(d)} \right] \right\}. \quad (14)$$

Обозначения, входящие в (14), описываются следующими выражениями:

$$T_n = \frac{1}{\pi} \sum_{n=0}^{\infty} \left[\frac{\sin \pi (m+n) h/b}{m+n} + \frac{\sin \pi (m-n) h/b}{m-n} \right];$$

$$S_n(r) = H_0^{(2)}(\gamma_n r) + J_0(\gamma_n r) \Phi_n;$$

$$S_{1n}(r) = -H_1^{(2)}(\gamma_n r) - J_1(\gamma_n r) \Phi_n;$$

$$\Phi_n = \sum_{\substack{s=-\infty \\ s \neq 0}}^{\infty} (-1)^s H_0^{(2)}(\gamma_n l_s) + \frac{4}{a} \sum_{\substack{t=-\infty \\ t \neq 0}}^{\infty} (-1)^{\nu_t} \times$$

$$\times \sum_{\kappa=1}^{\infty} \Gamma_{\kappa_n}^{\nu_t} \frac{\exp(-i\beta_{\kappa_n} l_t)}{\beta_{\kappa_n}} \sin^2(\pi x_0 \kappa/a);$$

$g = b - h$, где Γ_{κ_n} — коэффициент отражения волн типа H_{κ_n} от апертуры, J_{yn} — компонента Фурье плотности тока на штыре

$$\beta_{\kappa_n} = \sqrt{\gamma_n^2 - (\pi \kappa/a)^2}; \quad l_s = |s|a \pm 0,5(a - 2x_0) [1 - (-1)^s]; \quad l_t = |t|l \pm 0,5(l - 2l_0) [1 - (-1)^t]; \quad \nu_t = 0,25 \{2|t| \pm [1 - (-1)^t]\}; \quad \nu_{1t} = 0,25 \times \{2|t| \pm [1 + (-1)^t]\}.$$

В выражениях для l_s , l_t , ν_t , ν_{1t} верхний знак для $s, t > 0$, нижний — для $s, t < 0$. Коэффициенты a_q в (14) являются решением системы алгебраических уравнений:

$$\sum_{q=0}^{\infty} A_{tq} a_q = B_t, \quad t = 0, 1, 2, \dots, \infty,$$

где

$$A_{tq} = \frac{\pi}{2} \sum_{n=0}^{\infty} (-1)^{q+t} (2 - \delta_n) \left[\frac{J_1(\gamma_n d)}{J_0(\gamma_n d)} - \frac{S_{1n}(d)}{S_n(d)} \right] \times$$

$$\times J_{2q} \left(\frac{\pi n}{b} g \right) J_{2t} \left(\frac{\pi n}{b} g \right);$$

$$B_t = \frac{i}{\ln(D/d)} \sum_{n=0}^{\infty} (-1)^{n+t} \frac{1}{\gamma_n} \left[\frac{S_n(D)}{S_n(d)} - 1 \right] J_{2t} \left(\frac{\pi n}{b} g \right).$$

В приведенных соотношениях J_n , $H_n^{(2)}$ — функции Бесселя и Ханкеля второго рода.

На основании полученных выражений составлена программа для расчета на языке Фортран-IV. С помощью этой программы расчи-

тано входное сопротивление $z_{вх} = 1/Y_{вх}$ со стороны коаксиальной линии передачи для короткозамкнутого штыря и штыря высотой 56 мм. Размеры резонатора $a \times b \times L = 265 \times 65 \times 300$ мм, диаметр штыря $2d = 4,6$ мм, большой диаметр возбуждающей кольцевой щели $2D = 16$ мм, смещение оси штыря от боковой стенки $x_0 = 132,5$ мм, от короткозамкнутой стенки $l_0 = 150$ мм. На рис. 3 представлены результаты расчетов в виде сплошных кривых и экспериментальные результаты. Совпадение теоретических и экспериментальных результатов вполне удовлетворительное. Проводимость апертуры РЩА, необходимая при расчете коэффициента отражения от апертуры, опреде-

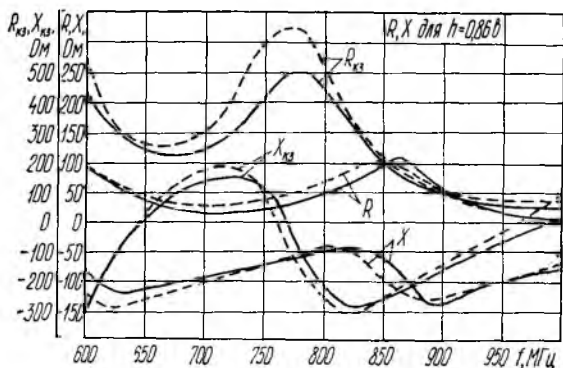


Рис. 3

лялась в соответствии с выражениями, приведенными в работе [6] для одномодового приближения.

Нами экспериментально проверено предположение о близости входного сопротивления сплошного и полого штырей, если диаметры их малы по сравнению с длиной волны. В таблице приведены измеренные значения входного сопротивления РЩА со сплошным и полым штырями и дано сравнение их с расчетными данными. Диаметр штыря $2d = 8,7$ мм (это составляет 0,23 от средней длины волны рассматриваемого диапазона), большой диаметр возбуждающей кольцевой щели $2D = 20$ мм, $h = 56$ мм, остальные размеры аналогичны приведенным. Из анализа данных (таблица) следует, что различия во входном сопротивлении сплошного и полого штырей находятся в пределах погрешности измерений.

f, МГц	Полый/сплошной штырь		f, МГц	Полый/сплошной штырь	
	R, Ом	X, Ом		R, Ом	X, Ом
600	95/95	-80/-85	850	125/130	-60/-70
650	53/50	-109/-104	900	57/59	-108/-110
700	31/32	-70/-68	950	16/20	-83/-83
750	46/47	-49/-47	1000	11/11	-64/-64
800	79/80	-24/-19	—	—	—

В заключение следует отметить, что по выражению (13) для $Y_{вх}$ можно также рассчитать проводимость РЩА, если: штырь закорочен и возбуждается коаксиальной линией либо δ -источником; штырь с зазором при возбуждении δ -источником.

Выражение для полного поля вблизи поверхности штыря с зазором дает возможность оценить разрядоустойчивость РЩА данного типа, так как появляется возможность определить непосредственно мощность пробоя.

Список литературы: 1. Ильинский А. С., Гринев А. Ю., Котов Ю. В. Исследование электродинамических характеристик резонаторно-щелевого излучателя с источником возбуждения в плоскости щели // Радиотехника и электрон.— 1978.— 23, № 5.— С. 922—930. 2. Техника сверхвысоких частот : Пер. с англ.; Под ред. Я. Н. Фельда.— М. : Сов. радио, 1952.— Т. 1.— 475 с. 3. Williamson A. G., Otto D. V. Cylindrical antenna in a rectangular waveguide given from a coaxial line // Electronics Letters.— 1972.— 8, N 22.— P. 545—547. 4. Williamson A. G., Otto D. V. Coaxially fed hollow cylindrical monopole in a rectangular waveguide // Electronics Letters.— 1973.— 9, N 10.— P. 218—220. 5. Бугаев В. Я., Рапопорт Г. Н. Эквивалентная схема волноводно-коаксиального Т-соединения // Изв. вузов. Радиоэлектроника.— 1977.— 20, № 2.— С. 95—100. 6. Левин Л. Современная теория волноводов : Пер. с англ.; Под ред. Э. Л. Бурштейна.— М. : Иностран. лит., 1954.— 215 с.

Поступила в редколлегию 12.11.86

УДК 621.372

Н. А. КОРОБЧЕНКО, А. Н. САВЕЛЬЕВ

ВНУТРЕННЯЯ ВЗАИМНАЯ ПРОВОДИМОСТЬ НАКЛОННЫХ ЩЕЛЕЙ НА УЗКОЙ СТЕНКЕ ПРЯМОУГОЛЬНОГО ВОЛНОВОДА

При расчете волноводно-щелевых антенн с низким уровнем боковых лепестков необходимо учитывать внутреннее взаимодействие щелей со основной волне и волнам высших типов [1].

Исследование взаимного влияния щелей, расположенных на широкой стенке прямоугольного волновода, проводилось в ряде работ [1; 2]. Однако этот вопрос для наклонных щелей на узкой стенке в известной литературе не нашел отражения, хотя антенны с такими излучателями находят практическое применение.

Рассмотрим прямоугольный одноимовый волновод сечением $a \times b$ с бесконечно тонкими идеально проводящими стенками. В узкой стенке волновода под углами θ_1, θ_2 прорезаны две наклонные щели (рис. 1). Ширина первой щели на узкой стенке волновода d_1 , второй d_2 . Каждая щель имеет равные зарезы в широкие стенки волновода. Глубина зарезов первой щели l_1 , второй — l_2 . Осевая длина первой щели $2L_1 = \frac{b}{\cos \theta_1} + 2l_1$, второй — $2L_2 = \frac{b}{\cos \theta_2} + 2l_2$, расстояние между центрами щелей d_{12} . Полагаем, что некоторые сторонние источники электромагнитных волн частоты ω возбуждают на поверхности первой щели

электрическое поле \vec{e}_1 , на поверхности второй щели — \vec{e}_2 . Требуется рассчитать взаимную внутреннюю проводимость этих щелей.

Свяжем с волноводом декартовую систему координат x, y, z так, чтобы центр первой щели совпадал с началом отсчета координаты z . Местные декартовые системы координат $u_{1,2}, v_{1,2}$ совмещены с центрами щелей. Орты $\vec{u}_{1,2}^0, \vec{v}_{1,2}^0, \vec{n}$ (\vec{n} — орт внешней нормали) образуют правые тройки векторов.

Выражение для внутренней вносимой проводимости рассматриваемых щелей согласно [3] имеет вид

$$Y_{\text{вн}} = \frac{1}{V_1 d_1} \int_{S_{\text{ш}}} \Psi_1 H_{12} ds, \quad (1)$$

где Ψ_1 — нормированная к своему максимальному значению функция распределения электрического поля вдоль оси первой щели; H_{12} — проекция на ось первой щели вектора напряженности магнитного поля, возбужденного в волноводе второй щелью; $V_1 = E_1 d_1$ — неизвестный амплитудный коэффициент, имеющий физический смысл напряжения между краями первой щели в пучности поля E_1 ; $S_{\text{ш}}$ — площадь первой щели.

Взаимная проводимость щелей определяется выражением (1) при условии $V_1 = V_2$ ($V_2 = E_2 d_2$, E_2 — амплитуда напряженности электрического поля во второй щели) и в дальнейшем ее будем обозначать Y_{12} .

Расчет Y_{12} проведем в предположении, что электрическое поле в щелях распределено по косинусоидальному закону и имеет вид $\vec{e}_{1,2} = E_{1,2} \vec{\Psi}_{1,2}$ (2), где

$$\vec{\Psi}_{1,2} = \begin{cases} z^0 \cos \frac{\pi}{2L_{1,2}} \left(\frac{b}{2 \cos \theta_{1,2}} + x \right), & y = 0, \quad b, \quad 0 \leq x \leq l_{1,2}; \\ v^0 \cos \frac{\pi}{2L_{1,2}} u_{1,2}, & x = 0, \quad -\frac{b}{\cos \theta_{1,2}} \leq u_{1,2} \leq \frac{b}{\cos \theta_{1,2}}. \end{cases} \quad (3)$$

Таким образом, задача определения внутренней взаимной проводимости сводится к расчету магнитного поля, возбужденного второй щелью в месте расположения первой щели. Если щели не пересека-

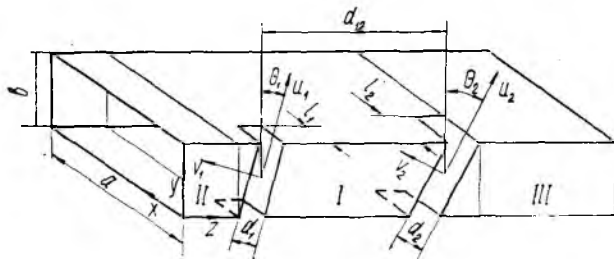


Рис. 1

ются. Это поле можно определить любым из методов, изложенных в работах [3; 4]. В общем случае, предусматривающем возможность пересечения щелей, использование этих методов затруднительно, так как возникает необходимость расчета магнитного поля на самой возбуждающей щели. Однако удобное для программирования и расчетов на ЭВМ выражение для взаимной проводимости можно получить, если отрезок волновода, включающий в себя обе щели, рассматривать как резонатор. Тогда искомое магнитное поле можно определить, используя метод расчета возбужденных полей в резонаторе, представляя его в виде суммы объемных векторных базисных функций [2; 5]. Следуя этому методу, выделим в волноводе три характерные области I, II, III (рис. 1). Под областью I будем понимать область, в которой расположены обе щели. Она ограничена поперечными сечениями $z = z_1$, $z = z_2$ и ее протяженность вдоль оси z

$$c = \frac{1}{2} \left(\frac{d_1}{\cos \theta_1} + \frac{d_2}{\cos \theta_2} \right) + \frac{b}{2} (|\operatorname{tg} \theta_1| + |\operatorname{tg} \theta_2|) + d_{12}.$$

Магнитное \vec{H}_I и электрическое \vec{E}_I поля в нерегулярной области I запишем в виде $\vec{H}_I = \vec{H}_1 + \vec{H}_2$, $\vec{E}_I = \vec{E}_1 + \vec{E}_2$ (4), где $\vec{H}_{1,2}$, $\vec{E}_{1,2}$ — поля, возбуждаемые в области I первой и второй щелями соответственно.

Для нахождения $\vec{H}_{1,2}$ используем разложение их в ряды по вихревым и потенциальным векторным базисным функциям прямоугольного параллелепипеда, совпадающего по размерам с областью I,

$$\vec{H}_{1,2} = \sum_i h_i^{h1,2} \vec{H}_i^{h1,2} + \sum_i h_i^{e1,2} \vec{H}_i^{e1,2} + \sum_i h_i^{n1,2} H_i^{n1,2}, \quad (5)$$

где $\vec{H}_i^{h1,2}$, $\vec{H}_i^{e1,2}$ — вихревые базисные функции магнитного и электрического типов; $\vec{H}_i^{n1,2}$ — потенциальные базисные функции; $h_i^{h1,2}$, $h_i^{e1,2}$, $h_i^{n1,2}$ — неизвестные коэффициенты, подлежащие определению; i — обобщенный индекс, указывающий на число вариаций поля вдоль широкой и узкой стенок волновода, а также вдоль его оси на отрезке c .

Поля в регулярных областях II, III, простирающихся от $-\infty$ до z_1 и от z_2 до $+\infty$ соответственно, определим как

$$\vec{H}_{II(III)} = \vec{H}_{II(III)1} + \vec{H}_{II(III)2} \quad (6); \quad \vec{E}_{II(III)} = \vec{E}_{II(III)1} + \vec{E}_{II(III)2}$$

(7), где $\vec{H}_{II(III)1,2}$, $\vec{E}_{II(III)1,2}$ — поля в областях II и III, возбуждаемые первой и второй щелями соответственно. Эти поля могут быть представлены в виде комбинаций нормальных волн электрического \vec{E}_{mn} и магнитного \vec{H}_{mn} типов:

$$\begin{aligned} \vec{H}_{II(III)1,2} &= \sum_v C_{\mp v}^{h1,2} \vec{H}_{\mp v}^{h1,2} + \sum_v C_{\mp v}^{e1,2} \vec{H}_{\mp v}^{e1,2}, \\ \vec{E}_{II(III)1,2} &= \sum_v C_{\mp v}^{h1,2} \vec{E}_{\mp v}^{h1,2} + \sum_v C_{\mp v}^{e1,2} \vec{E}_{\mp v}^{e1,2}. \end{aligned} \quad (8)$$

Амплитуды этих волн $C_{\mp\nu}^{h,e}$ зависят от геометрии щелей, размеров волновода, частоты генератора и определяются в явном виде с помощью леммы Лоренца [3]. Обобщенный индекс ν соответствует определенной комбинации числа « m » вариаций поля вдоль широкой и числа « n » вариаций поля вдоль узкой стенок волновода, а знаки « $-$ », « $+$ » перед ним указывают на принадлежность полей областям II, III соответственно.

Неизвестные коэффициенты в (5) можно найти, используя методику расчета полей в объемных резонаторах [5] при заданных граничных условиях, определяемых (8) в поперечных сечениях волновода $z = z_1$, $z = z_2$. При этом получаем уравнения относительно неизвестных коэффициентов в виде

$$(k_i^2 - k^2) \int_{V_I} \vec{H} \vec{H}_i^* dV - j\omega \epsilon_a \int_{s_{1,2}} [\vec{H}, \vec{E}_i^*] \vec{n} ds + j\omega \epsilon_a \int_{s_{1,2}} [\vec{E}, \vec{H}_i^*] \vec{n} ds + j\omega \epsilon_a \int_{s_{1,2\pi}} [\vec{e}_{1,2}, \vec{H}_i^*] \vec{n} ds = 0, \quad (9)$$

где $k_i = \begin{cases} \omega_i \sqrt{\epsilon_a \mu_a} = \sqrt{k_x^2 + k_y^2 + k_z^2} & \text{для вихревых полей;} \\ 0 & \text{для потенциальных полей;} \end{cases}$

$$k_x = \frac{m\pi}{a}; \quad k_y = \frac{n\pi}{b}; \quad k_z = \frac{2p\pi}{c};$$

ϵ_a, μ_a — абсолютные диэлектрическая и магнитная проницаемости среды; \vec{H}_i, \vec{E}_i — базисные функции прямоугольного параллелепипеда, совпадающего по размерам с областью I ; j — мнимая единица; V_I — объем области I ; $s_{1,2}$ — площади поперечных сечений волновода при $z = z_1$ и $z = z_2$ соответственно; знак « \times » означает комплексное сопряжение.

Для расчета коэффициентов $h_i^{h1}, h_i^{e1}, h_i^{n1} (h_i^{h2}, h_i^{e2}, h_i^{n2})$ в соответствии с (9) при интегрировании по объему следует принять $\vec{H} = \vec{H}_1$ ($\vec{H} = \vec{H}_2$), а в поверхностных интегралах — $\vec{H} = \vec{H}_{II(III)1}, \vec{E} = \vec{E}_{II(III)1}$ ($\vec{H} = \vec{H}_{II(III)2}, \vec{E} = \vec{E}_{II(III)2}$). При этом в общем виде выражения для коэффициентов $h_i^{h1,2}, h_i^{e1,2}, h_i^{n1,2}$ совпадают с выражениями (6)—(8) работы [2]. Подставляя выражения для Ψ_1, \vec{H}_2 (находя его проекцию H_{12}) в (1), получаем окончательное выражение для взаимной проводимости двух наклонных щелей в узкой стенке прямоугольного волновода с зарезами на широкие стенки:

$$Y_{12} = \frac{1}{abcd_1 d_2} \sqrt{\frac{\epsilon_a}{\mu_a}} \sum_{m=0}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{p=-\infty}^{\infty} \epsilon_m \epsilon_n e^{j\frac{1}{2}(k_z c_1 - \gamma c)} \times \\ \times \left\{ \frac{k_i}{k_i^2 - k^2} \left[(V_2^h \sin \Omega - F_2^h \cos \Omega) (jF_1^{h'} + V_1^{h'}) + \frac{k^2 k_z}{k_i^2 \gamma} (V_2^h \cos \Omega + F_2^h \sin \Omega) (F_1^{h'} - jV_1^{h'}) \right] + \frac{\kappa}{\gamma k_i} (V_2^h \cos \Omega + F_2^h \sin \Omega) \times \right.$$

$$\begin{aligned}
& \times (jV_1^{n'} - F_1^{n'}) + e^{-j\frac{1}{2}(2k_2d_{12} + k_2c_1 - \gamma c)} \left\{ \frac{1}{k} (jF_2^{n'} - V_2^{n'}) (jV_1^{n'} - F_1^{n'}) + \right. \\
& \quad \left. + \frac{k}{k_i^2 - k^2} (F_2^{h'} + jV_2^{h'}) (jF_1^{h'} + V_1^{h'}) \right\} + \frac{4}{abcd_1d_2} \sqrt{\frac{\varepsilon_a}{\mu_a}} \times \\
& \times \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{p=-\infty}^{\infty} \frac{k}{k_i^2 - k^2} \left\{ e^{j\frac{1}{2}(k_2c_1 - \gamma c)} \left[(F_2^e \sin \Omega - V_2^e \cos \Omega) (F_1^{e'} + jV_1^{e'}) - \right. \right. \\
& \quad \left. \left. - \frac{k_2}{\gamma} (F_2^e \cos \Omega + V_2^e \sin \Omega) (jF_1^{e'} - V_1^{e'}) \right] + e^{-jk_2d_{12}} (F_2^{e'} - jV_2^{e'}) \times \right. \\
& \quad \left. \times (jF_1^{e'} - V_1^{e'}) \right\}, \tag{10}
\end{aligned}$$

где

$$\begin{aligned}
\Omega &= \frac{\gamma}{2} (c - c_1 - 2d_{12}); F_{1,2}^h = 2J_{1,2}^h + \frac{\gamma k_x}{kx} G_{1,2}^{(1)}; V_{1,2}^h = 2D_{1,2}^h - \frac{\gamma k_x}{kx} G_{1,2}^{(2)}; \\
F_{1,2}^{n'} &= 2J_{1,2}^{n'} + \frac{k_x}{k_i} G_{1,2}^{(3)}; V_{1,2}^{n'} = 2D_{1,2}^{n'} - \frac{k_x}{k_i} G_{1,2}^{(4)}; F_{1,2}^e = -2J_{1,2}^e + \\
&+ \frac{k_y}{x} G_{1,2}^{(1)}; V_{1,2}^e = 2D_{1,2}^e + \frac{k_y}{x} G_{1,2}^{(2)}; G_{1,2}^{(1)} = [(-1)^n + 1] g_{1,2} \times \\
&\times \sin \left(\gamma \frac{b}{2} \operatorname{tg} \theta_{1,2} \right); G_{1,2}^{(2)} = [(-1)^{n+1} + 1] g_{1,2} \cos \left(\gamma \frac{b}{2} \operatorname{tg} \theta_{1,2} \right); \\
J_{1,2}^h &= \cos \frac{k_y b}{2} (\alpha_{1,2}^h \delta_{1,2} - \beta_{1,2}^h \Delta_{1,2}); D_{1,2}^h = \sin \frac{k_y b}{2} (\alpha_{1,2}^h \delta_{1,2} + \\
&+ \beta_{1,2}^h \Delta_{1,2}); J_{1,2}^e = \frac{k_x}{x} \cos \theta_{1,2} \cos \frac{k_y b}{2} (\delta_{1,2} - \Delta_{1,2}); D_{1,2}^e = \\
&= \frac{k_x}{x} \cos \theta_{1,2} \sin \frac{k_y b}{2} (\delta_{1,2} + \Delta_{1,2}); \delta_{1,2} = \frac{P_{1,2}^h}{m_{1,2}^2 - n_{1,2}^2}; \\
\Delta_{1,2} &= \frac{\Pi_{1,2}^h}{M_{1,2}^2 - N_{1,2}^2}; \alpha_{1,2}^h = \frac{1}{k} \left(\frac{\gamma k_y}{x} \cos \theta_{1,2} + \kappa \sin \theta_{1,2} \right); \\
\beta_{1,2}^h &= \frac{1}{k} \left(\frac{\gamma k_y}{x} \cos \theta_{1,2} - \kappa \sin \theta_{1,2} \right); \alpha_{1,2}^{n'} = \frac{1}{k_i} (k_y \cos \theta_{1,2} + \\
&+ k_2 \sin \theta_{1,2}); \beta_{1,2}^{n'} = \frac{1}{k_i} (k_y \cos \theta_{1,2} - k_2 \sin \theta_{1,2}); P_{1,2}^h = \\
&= (Z_{1,2} + W_{1,2}) m_{1,2} - (U_{1,2} + Q_{1,2}) n_{1,2}; \Pi_{1,2}^h = (R_{1,2} + \Gamma_{1,2}) \times \\
&\times M_{1,2} - (S_{1,2} + T_{1,2}) N_{1,2}; m_{1,2} = \xi_{1,2} X_{1,2} + \frac{\pi}{2L_{1,2}} t_{1,2}; \\
n_{1,2} &= \xi_{1,2} t_{1,2} + \frac{\pi}{2L_{1,2}} X_{1,2}; Z_{1,2} = \sin \frac{X_{1,2} d_{1,2}}{2} \cos \frac{t_{1,2} d_{1,2}}{2} \times \\
&\times \sin f_{1,2} \cos \varphi_{1,2}; W_{1,2} = \cos \frac{X_{1,2} d_{1,2}}{2} \sin \frac{t_{1,2} d_{1,2}}{2} \cos f_{1,2} \sin \varphi_{1,2}; \\
R_{1,2} &= \sin \frac{\eta_{1,2} d_{1,2}}{2} \cos \frac{t_{1,2} d_{1,2}}{2} \sin v_{1,2} \cos \varphi_{1,2}; \Gamma_{1,2} = \cos \frac{\eta_{1,2} d_{1,2}}{2} \times \\
&\times \sin \frac{t_{1,2} d_{1,2}}{2} \cos v_{1,2} \sin \varphi_{1,2}; g_{1,2} = \frac{8L_{1,2} \sin \frac{\gamma d_{1,2}}{2 \cos \theta_{1,2}}}{\pi \gamma \left[1 - \left(\frac{2}{\pi} L_{1,2} k_x \right)^2 \right]} \times
\end{aligned}$$

$$\times \left[\left(A_{1,2} - B_{1,2} \frac{2}{\pi} L_{1,2} k_x \right) \cos \Lambda_{1,2} \sin \frac{k_x l_{1,2}}{2} + \left(B_{1,2} - A_{1,2} \times \right. \right. \\ \left. \left. \times \frac{2}{\pi} L_{1,2} k_x \right) \sin \Lambda_{1,2} \cos \frac{k_x l_{1,2}}{2} \right]; A_{1,2} = \sin \frac{\pi l_{1,2}}{4L_{1,2}} \cos \frac{k_x l_{1,2}}{2}; \Lambda_{1,2} = \\ = \frac{\pi}{4L_{1,2}} \left(\frac{b}{\cos \theta_{1,2}} + l_{1,2} \right); X_{1,2} = \psi_{1,2} + \xi_{1,2} \operatorname{tg} \theta_{1,2}; \psi_{1,2} = -k_y \times \\ \times \sin \theta_{1,2} - \gamma \cos i_{1,2}; \xi_{1,2} = k_y \cos \theta_{1,2} - \gamma \sin \theta_{1,2}; t_{1,2} = \frac{\pi}{2L_{1,2}} \operatorname{tg} \theta_{1,2}; \\ f_{1,2} = \frac{\xi_{1,2} b}{2 \cos \theta_{1,2}}; \varphi_{1,2} = \frac{\pi b}{4L_{1,2} \cos \theta_{1,2}}; \gamma = \sqrt{k^2 - \kappa^2}; \kappa = \sqrt{k_x^2 + k_y^2}.$$

Выражения для $F_{1,2}^{h'}$, $V_{1,2}^{h'}$, $F_{1,2}^{e'}$, $V_{1,2}^{e'}$, $G_{1,2}^{(3)}$, $G_{1,2}^{(4)}$ получаем из выражений для $F_{1,2}^h$, $V_{1,2}^h$, $F_{1,2}^e$, $V_{1,2}^e$, $G_{1,2}^{(1)}$, $G_{1,2}^{(2)}$ заменой γ на k_z и k на k_i ; для $J_{1,2}^{n'}$ и $D_{1,2}^{n'}$ — из выражений для $J_{1,2}^h$, $D_{1,2}^h$ заменой γ на k_z , k на k_i , $\alpha_{1,2}^h$ на $\alpha_{1,2}^{n'}$, $\beta_{1,2}^h$ на $\beta_{1,2}^{n'}$; для $M_{1,2}$, $N_{1,2}$, $\nu_{1,2}$, $\eta_{1,2}$ — соотношений для $m_{1,2}$, $n_{1,2}$, $f_{1,2}$, $x_{1,2}$ заменой k_y на $(-k_y)$; для $U_{1,2}$, $Q_{1,2}$, $B_{1,2}$ — из выражений для $Z_{1,2}$, $W_{1,2}$, $A_{1,2}$ заменой функций синус на косинус и косинус на синус; для $S_{1,2}$, $T_{1,2}$ — из выражений для $R_{1,2}$, $\Gamma_{1,2}$ заменой $\sin \nu_{1,2} \cos \varphi_{1,2}$ на $\cos \nu_{1,2} \sin \varphi_{1,2}$.

Полученная формула для взаимной проводимости имеет достаточно громоздкий вид, однако она удобна для программирования и расчетов

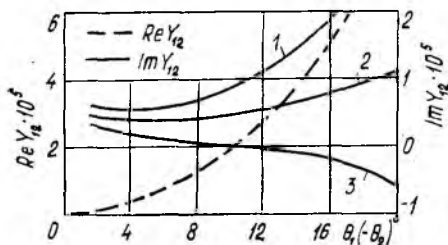


Рис. 2

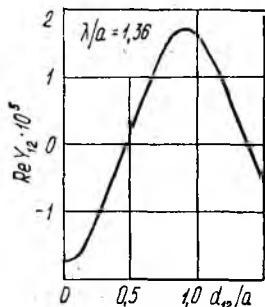


Рис. 3

на ЭВМ. Бесконечные суммы в (10) относительно быстро сходятся. Расчеты показали, что для обеспечения погрешности не более 1 % можно ограничиться первыми пятнадцатью членами каждого из рядов. При совмещении щелей выражение (10) переходит в выражение для собственной внутренней проводимости одиночной щели [6].

Расчеты внутренней взаимной проводимости проведены для системы из двух встречно-наклонных щелей равной длины ($2L_1 = 2L_2 = 0,94a$) и ширины ($d_1 = d_2 = 0,1a$) в 5 % диапазоне частот.

На рис. 2 представлены зависимости активной и реактивной частей взаимной проводимости от угла наклона щелей ($\Theta_1 = -\Theta_2$), расстояние между щелями равно $0,8a$. Здесь 1 — $\lambda/a = 1,4$; 2 — $\lambda/a = 1,36$; 3 — $\lambda/a = 1,32$. Из графиков видно, что активная составляющая мо-

нотонно возрастает с ростом $\theta_{1, 2}$. Для рассматриваемого диапазона частот она практически не зависит от частоты. Характер зависимости реактивной составляющей от угла наклона существенно изменяется с изменением частоты. При увеличении $\theta_{1, 2}$ возрастает «разброс» реактивной проводимости в диапазоне частот, что свидетельствует об ухудшении частотных свойств системы.

Рассмотрим зависимости взаимной связи двух щелей при $\theta_1 = -\theta_2 = 10^\circ$ от расстояния между ними (рис. 3.4). Исследования показали, что активная составляющая взаимной проводимости обусловлена волной H_{10} и имеет переколебательный характер с пространственным периодом, примерно равным длине волны в волноводе. С помощью рис. 4 сравним вклад во взаимную проводимость высших

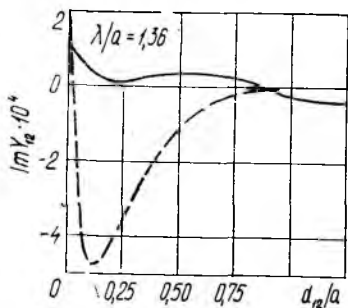


Рис. 4

типов волн (пунктирная линия) относительно основной волны (сплошная линия). Заметим, что при $d_{12} < 0,6 a$ в значении реактивной составляющей существенный вклад вносят высшие нераспространяющиеся типы волн, а при $d_{12} > a$ реактивная проводимость определяется в основном волной H_{10} , поскольку высшие типы волн на этих расстояниях практически затухают.

Таким образом, приведенные графики дают возможность оценить минимальное расстояние между щелями, на котором можно пренебречь взаимодействием по

высшим типам волн. Эта оценка необходима при расчете волноводно-щелевых антенн. В большинстве случаев оказывается, что для расчета таких антенн достаточно учесть взаимодействие по высшим типам волн только между соседними излучателями, а взаимодействие с остальными щелями рассчитать на основной волне.

Список литературы: 1. Ершов Л. И., Кременецкий С. Д., Лось В. Ф. Электродинамика взаимодействия в нерезонансных волноводно-щелевых решетках // Изв. вузов. Радиоэлектроника.— 1978.— 21, № 2.— С. 48—54. 2. Яцук Л. П., Жиронкина А. В., Катрич В. А. Возбуждение прямоугольного волновода наклонной и крестообразной щелями // Антенны.— 1975.— Вып. 22.— С. 46—60. 3. Фельд Я. Н., Бененсон Л. С. Антенно-фидерные устройства.— М.: Изд. Воен.-воздуш. инж. акад. им. Н. Е. Жуковского.— 1959.— Ч. 2.— 551 с. 4. Марков Г. Т., Панченко Б. А. Тензорные функции Грина прямоугольных волноводов и резонаторов // Изв. вузов. Радиотехника.— 1964.— № 1.— С. 34—41. 5. Никольский В. В. Вариационные методы для внутренних задач электродинамики.— М.: Наука, 1967.— 460 с. 6. Коробченко Н. А. Внутренняя проводимость нерезонансной наклонной щели на узкой стенке прямоугольного волновода // Радиотехника.— 1987.— Вып. 82.— С. 102—110.

Поступила в редколлегию 27.05.86

А. С. ОХРИМЕНКО, А. А. ДЯТКО, С. М. КОСТРОМИЦКИЙ, В. В. ЛОВЕРОВ
 АДАПТИВНАЯ АНТЕННАЯ РЕШЕТКА ДЛЯ РАЗДЕЛЕНИЯ СИГНАЛОВ
 В ЗОНЕ ФРАУНГФЕРА

Известна адаптивная антенная решетка (ААР), построенная на основе диаграммообразующей схемы (ДОС) Девиса, которая осуществляет разделение сигналов, приходящих с различных направлений [1]. Необходимое качество работы такой системы достигается с помощью адаптивной подстройки фаз управляемых фазовращателей.

Исследуем ААР с комплексной, т. е. амплитудно-фазовой, самонастройкой, которая выполняет свои функции посредством адаптивного изменения комплексных весовых коэффициентов. Работа такой системы основана на принципе последовательной пространственной декорреляции взаимно некоррелированных во времени сигналов, поступающих на входы антенной решетки путем их взвешенного пространственного дифференцирования (междуканального вычитания с комплексными весовыми коэффициентами).

Рассмотрим антенную систему (рис. 1), состоящую из антенной решетки, содержащей N элементов, и диаграммообразующей схемы, представляющую собой устройство $(N - 1)$ -кратного взвешенного пространственного дифференцирования.

Пусть $\vec{S}^T = (s_1, s_2, \dots, s_N)$ — вектор комплексных входных сигналов на элементах решетки; $\vec{W}^T = (\dot{w}_1, \dot{w}_2, \dots, \dot{w}_{N-1})$ — вектор комплексных весовых коэффициентов; $\vec{E} = \vec{E}(t)$ — сигнал на выходе диаграммообразующей схемы.

Осуществим синтез дискриминатора для обеспечения адаптивной подстройки весового вектора в целях минимизации средней мощности на выходе диаграммообразующей схемы.

Покажем, что в этом случае в системе происходит раздельное подавление сигналов от различных источников с возможностью выделения индивидуального пеленга от каждого из них.

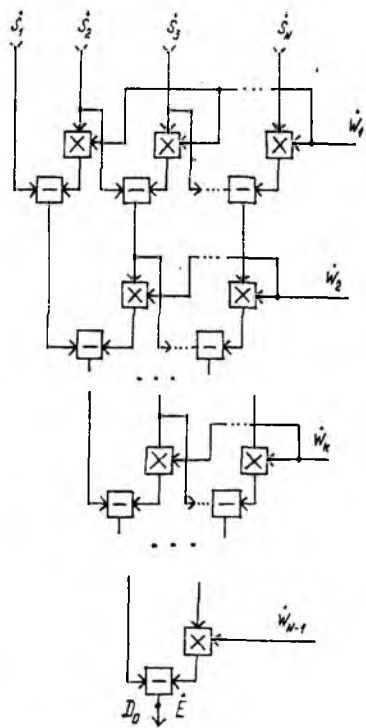


Рис. 1

Мощность, выделяемую на выходе диаграммообразующей схемы, можно рассматривать как целевой функционал от вектора \dot{W} : $P = P(\dot{W}) = \frac{1}{2} |\dot{E}|^2$ (1). Найдем такой вектор \dot{W} , при котором $P(\dot{W}) = \min$ (2).

Стационарные точки функционала (1) определим из условия

$$\nabla P(\dot{W}) = \frac{1}{2} \nabla |\dot{E}|^2 = \frac{1}{2} \overline{\nabla |\dot{E}|^2} = \frac{1}{2} \dot{U} = 0,$$

где $\dot{U} = \nabla |\dot{E}|^2$ — оценка комплексного градиента [2] функции $|\dot{E}|^2$ по отношению к \dot{W} ,

$$\dot{U}^T = (\dot{u}_1, \dot{u}_2, \dots, \dot{u}_{N-1}) \quad (3); \quad \dot{u}_k = \frac{\partial |\dot{E}|^2}{\partial x_k} + j \frac{\partial |\dot{E}|^2}{\partial y_k} \quad (4); \quad x_k = \operatorname{Re} \dot{w}_k, \\ y_k = \operatorname{Im} \dot{w}_k.$$

Выражение для сигнала на выходе ДОС можно получить рассмотрев схему (рис. 1)

$$\dot{E} = \dot{s}_1 + \sum_{i=1}^{N-1} (-1)^i \dot{s}_{i+1} \sum_{j=1}^{C_{N-1}^i} \dot{A}_{ij}, \quad (5)$$

где \dot{A}_{ij} — произведение элементов, входящих в j -е сочетание из $(N-1)$ -й координаты вектора $\dot{W}^T = (\dot{w}_1, \dot{w}_2, \dots, \dot{w}_{N-1})$ по i ; C_{N-1}^i — число сочетаний из $(N-1)$ -й координаты вектора \dot{W} по i .

Поясним выражение (5) на примере четырехэлементной решетки, при этом

$$\dot{E} = \dot{s}_1 + \sum_{i=1}^3 (-1)^i \dot{s}_{i+1} \sum_{j=1}^{C_3^i} \dot{A}_{ij} = \dot{s}_1 - \dot{s}_2 \sum_{j=1}^{C_3^1} \dot{A}_{1j} + \dot{s}_3 \sum_{j=1}^{C_3^2} \dot{A}_{2j} - \dot{s}_4 \sum_{j=1}^{C_3^3} \dot{A}_{3j} = \\ = \dot{s}_1 - \dot{s}_2 (\dot{w}_1 + \dot{w}_2 + \dot{w}_3) + \dot{s}_3 (\dot{w}_1 \cdot \dot{w}_2 + \dot{w}_1 \dot{w}_3 + \dot{w}_2 \cdot \dot{w}_3) - \dot{s}_4 \dot{w}_1 \cdot \dot{w}_2 \cdot \dot{w}_3.$$

Подставляя выражение (5) в (4), получаем

$$\dot{u}_k = 2\dot{E} \frac{\partial \dot{E}^*}{\partial \dot{w}_k} = 2\dot{E} \dot{v}_k^*, \quad (6)$$

где

$$\dot{v}_k = \frac{\partial \dot{E}}{\partial \dot{w}_k} = - \left[\dot{s}_2 + \sum_{i=1}^{N-2} (-1)^i \dot{s}_{i+2} \sum_{j=1}^{C_{N-2}^i} \dot{B}_{ij}^* \right], \quad k = 1, 2, \dots, N-1, \quad (7)$$

\dot{B}_{ij}^* — произведение элементов, входящих в j -е сочетание из $(N-2)$ -х координат вектора

$$\dot{W}^T = (\dot{w}_1, \dot{w}_2, \dots, \dot{w}_{k-1}, \dot{w}_{k+1}, \dots, \dot{w}_{N-1}) \text{ по } i.$$

Появним выражение (7), продолжая предыдущий пример. Для $k = 1$ имеем

$$\begin{aligned} \dot{v}_1 &= \frac{\partial \dot{E}}{\partial \dot{w}_1} = - \left[\dot{s}_2 + \sum_{i=1}^2 (-1)^i \dot{s}_{i+2} \sum_{j=1}^{c_2^i} \dot{B}_{ij}^1 \right] = \\ &= - [\dot{s}_2 - \dot{s}_3 (\dot{w}_2 + \dot{w}_3) + \dot{s}_4 \dot{w}_2 \cdot \dot{w}_3]. \end{aligned}$$

Аналогично находим выражения для остальных k . Подставляя (6) в (2), получаем систему уравнений для определения координат вектора \dot{W} : $\dot{E} \dot{v}_k^* = 0$, $k = 1, 2, \dots, N-1$ (8), или в векторной форме $\dot{E} \dot{V}^* = 0$, $k = 1, 2, \dots, N-1$, где $\dot{V}^T = (v_1, v_2, \dots, v_{N-1})$. Согласно (7) получаем

$$\begin{aligned} \dot{E} \left[\dot{s}_2^* + \sum_{i=1}^{N-2} (-1)^i \dot{s}_{i+2}^* \sum_{j=1}^{c_{N-2}^i} \dot{B}_{ij}^{*k} \right] = \dot{Q}_2 + \sum_{i=1}^{N-2} \dot{Q}_{i+2} \dot{b}_i^k = 0, \quad k = \\ = 1, 2, \dots, N-1, \end{aligned} \quad (9)$$

где

$$\dot{Q}_m = \overline{\dot{E} \dot{s}_m^*}, \quad \dot{b}_i^k = (-1)^i \sum_{j=1}^{c_{N-2}^i} \dot{B}_{ij}^{*k}, \quad m = 2, 3, \dots, N, \quad i = 1, 2, \dots, N-1, \quad i \neq k.$$

Система уравнений (9) имеет решение в следующих случаях:

$$\dot{Q}_m = 0, \quad m = 2, 3, \dots, N; \quad \dot{w}_1 = \dot{w}_2 = \dots = \dot{w}_{N-1}.$$

Отметим, что наличие двух возможных решений является следствием нелинейности целевого функционала (1), в результате чего он носит многоэкстремальный характер.

Рассмотрим первый случай.

$$\begin{aligned} \dot{Q}_m = \overline{\dot{E} \dot{s}_m^*} = \left[\dot{s}_1 + \sum_{i=1}^{N-1} (-1)^i \dot{s}_{i+1} \sum_{j=1}^{c_{N-1}^i} \dot{A}_{ij} \right] \dot{s}_m^* = \\ = \dot{R}_{1m} + \sum_{i=1}^{N-1} \dot{R}_{i+1}, \quad m \dot{c}_i = 0, \quad m = 2, 3, \dots, N, \end{aligned} \quad (10)$$

где

$$\dot{c}_i = (-1)^i \sum_{j=1}^{c_{N-1}^i} \dot{A}_{ij}, \quad \dot{R}_{ij} = \overline{\dot{s}_i \dot{s}_j^*}, \quad i = 1, 2, \dots, N-1. \quad (11)$$

Система уравнений (10) представляет собой систему нелинейных уравнений относительно координат вектора \dot{W} . Покажем, что решение можно получить как результат решения некоторой системы линейных уравнений и алгебраического уравнения $(N-1)$ -й степени.

Пусть \dot{R}_0 — корреляционная матрица входных сигналов,

$$\dot{R}_0 = \| R_{ij} \|, \quad i, j = 1, 2, \dots, N,$$

\dot{R} — матрица, полученная вычеркиванием первых столбца и строки из матрицы \dot{R}_0 ,

$$\dot{R}_1^T = (R_{12}, R_{13}, \dots, R_{1N}), \quad \dot{C}^T = (c_1, c_2, \dots, c_{N-1}).$$

Тогда систему уравнений (10) запишем относительно вектора \dot{c} : $\dot{R}_1 + \dot{R}c = 0$ (12). Если матрица \dot{R} не вырожденная, решение имеет следующий вид: $\dot{c} = -\dot{R}^{-1}\dot{R}_1$ (13).

Раскрывая выражение (11) при фиксированном N для всех i , отметим, что совокупность полученных равенств представляет собой формулы Виета для корней алгебраического уравнения $(N - 1)$ -й степени. Следовательно, координаты вектора \dot{W} находятся как результат решения алгебраического уравнения следующего вида: $\dot{z}^{N-1} + \dot{c}_1 \dot{z}^{N-2} + \dots + \dot{c}_2 \dot{z}^{N-3} + \dots + \dot{c}_{N-2} \dot{z} + c_{N-1} = 0$ (14). Вектор \dot{C} представляет собой решение задачи о минимизации средней мощности на выходе некоторой антенной решетки и может быть сформирован адаптивно [2].

В качестве примера рассмотрим простейший случай. Пусть на вход антенной решетки в отсутствие шума поступает сумма взаимно некоррелированных узкополосных сигналов от $(N - 1)$ источника

$$\dot{S}_0^T = \sum_{i=1}^{N-1} \dot{S}_i^T = (\dot{s}_{01}, \dot{s}_{02}, \dots, \dot{s}_{0, N-1}).$$

Тогда корреляционная матрица суммарного входного сигнала будет иметь вид

$$\dot{R}_0 = \overline{\dot{S}_0 \dot{S}_0^{*T}} = \sum_{i=1}^{N-1} \dot{R}_{0i},$$

где \dot{R}_{0i} — корреляционная матрица i -го сигнала. Пусть нормированный коэффициент корреляции между сигналами на двух любых входах решетки (междуканальный коэффициент корреляции) равен единице, тогда элементы корреляционной матрицы \dot{R}_{0i} :

$$\dot{R}_{0i}^{kl} = P_i^{-1} e^{j\Delta\varphi_i(k-l)}, \quad k, l = 1, 2, \dots, N,$$

где P_i — мощность сигнала от i -го источника на входе одного элемента решетки; $\Delta\varphi_i$ — фазовый сдвиг между сигналами от i -го источника на двух соседних элементах решетки.

В этом случае непосредственной проверкой можно убедиться, что системе уравнений (10) удовлетворяют координаты следующего вектора: $\dot{W}^T = (e^{j\Delta\varphi_1}, e^{j\Delta\varphi_2}, \dots, e^{j\Delta\varphi_{N-1}})$ (15) или любого другого, полученного произвольной перестановкой координат последнего.

Из (15) видно, что каждая координата \dot{w}_i вектора \dot{W} содержит информацию о междуканальном фазовом сдвиге для i -го сигнала, т. е. происходит разделение некоррелированных сигналов по их меж-

дуканальным фазовым сдвигам, иначе по наклону фазового фронта, поскольку $\varphi_i = kd \sin \theta_i$ (θ_i — угловая координата i -го источника). Для автоматической регулировки весовых коэффициентов в схеме (рис. 1) воспользуемся адаптивным алгоритмом, основанным на методе градиентного поиска [2], в соответствии с которым алгоритм подстройки весовых коэффициентов будет иметь вид

$$\hat{W}(t + \Delta t) = \hat{W}(t) - \Delta t \mu \dot{U}(t) = \hat{W}(t) - \Delta t \mu \dot{E}(t) \dot{V}^*(t).$$

Здесь $\hat{W}(t)$ — оценка весового вектора в момент времени t ; Δt — ин-

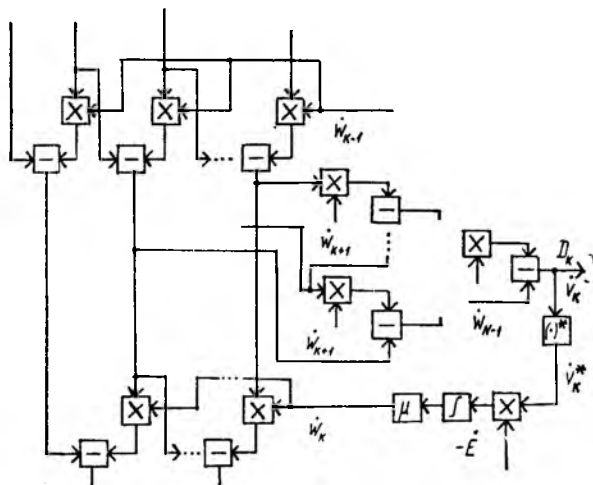


Рис. 2

тервал дискретизации; μ — скалярная константа, определяющая условия устойчивости и сходимости.

Для малых значений Δt справедливо

$$\frac{d\hat{W}(t)}{dt} = -\mu \dot{U}(t) = -\mu \dot{E}(t) \dot{V}^*(t),$$

или

$$\hat{W}(t) = \hat{W}(t_0) - \mu \int_{t_0}^t U(t) dt = \hat{W}(t_0) - \mu \int_{t_0}^t \dot{E}(t) \dot{V}^*(t) dt,$$

где $\hat{W}(t_0)$ — вектор начальных значений. Причем значение $\hat{W}(t_0)$ необходимо выбирать так, чтобы при адаптивном поиске экстремума исключить решение, соответствующее равенству весовых коэффициентов.

Для этого можно поступить следующим образом. В соответствии с (13) или автоматически определяется вектор \hat{C} и далее из уравнения (14) находятся координаты вектора \hat{W} , который может служить вектором начальных значений. В этом случае длительность процесса адап-

тации сокращается до минимума, так как начальное значение близко к значению вектора \vec{W} , минимизирующему функционал качества.

Как показывает результат математического моделирования, описанный ниже, начальные условия достаточно выбрать так, чтобы все $\dot{w}_i = |\dot{w}_i| e^{j\Delta\varphi_i}$ имели различные аргументы φ_i .

Из сравнения выражений (5), (7) следует, что вектор сигналов \vec{V} может быть сформирован с помощью $(N-1)$ -й диаграммообразующих схем, аналогичных показанной на рис. 1, причем входным сигналом для каждой схемы является вектор $\vec{S}_1^T = (s_2, s_3, \dots, s_N)$.

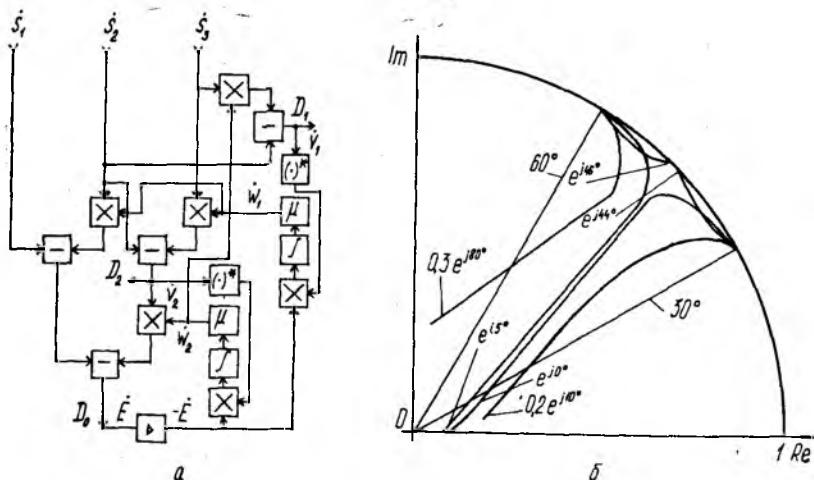


Рис. 3

С учетом изложенного представим структурную схему дискриминатора, обеспечивающего адаптивную подстройку весового коэффициента \dot{w}_k в соответствии с алгоритмом (16) (рис. 2). Процесс адаптации заканчивается, когда $\vec{U} = 0$, $P(\vec{W}) = 0$. В этом случае по выходу D_0 сформируется диаграмма направленности (ДН), имеющая $(N-1)$ нулей, соответствующих направлениям прихода сигналов, а по каждому из выходов D_k сформируется ДН, не имеющая нуля в направлении прихода k -го сигнала и имеющая нули в направлении прихода остальных. Следовательно, на каждом из выходов D_k наблюдается сигнал \dot{v}_k только от одного источника излучения.

Полученные векторы \vec{W} , \vec{V} можно использовать при организации многоканального приема, осуществляемого по критериям максимума отношения сигнал-шум и минимума средней квадратичной ошибки соответственно [2].

В первом случае можно образовать $(N-1)$ векторов \vec{S}_k , каждый из которых задает направление максимума ДН решетки, с которого будет приниматься сигнал с максимальным отношением сигнал-шум, причем k -й вектор связан с \dot{w}_k следующим образом:

$$\vec{S}_k^T = (1, \dot{w}_k, \dot{w}_k^2, \dots, \dot{w}_k^{N-1}).$$

Во втором случае сигналы v_k используются в качестве опорных. На рис. 3, а приведена структурная схема трехэлементной ААР с комплексной самонастройкой, а на рис. 3, б изображено семейство годографов $\dot{\omega}_1, \dot{\omega}_2$ на комплексной плоскости, иллюстрирующих изменение весовых коэффициентов в процессе адаптации для различных начальных условий при наличии на входах ААР сигналов от двух взаимно некоррелированных источников. Междуканальные фазовые сдвиги по первому и второму сигналам составляли соответственно 30° и 60° , мощности сигналов полагались равными друг другу. Начальные условия выбирались следующими:

$$\dot{\omega}_1^0 = e^{j46^\circ}, \dot{\omega}_2^0 = e^{j44^\circ} \quad (16); \quad \dot{\omega}_1^0 = 0,1e^{j0^\circ}, \dot{\omega}_2^0 = 0,1e^{j5^\circ} \quad (17);$$

$$\dot{\omega}_1^0 = 0,2e^{j10^\circ}, \dot{\omega}_2^0 = 0,3e^{j80^\circ} \quad (18).$$

Несмотря на близость начальных условий (16), (17), система приходит в установившееся состояние, при котором значения $\dot{\omega}_1, \dot{\omega}_2$ определяются соответствующими угловыми положениями источников излучения по отношению к решетке. На выходе D_1 имеется сигнал только от первого источника, а на выходе D_2 — от второго.

Таким образом, в работе синтезирован новый адаптивный алгоритм разделения сигналов, основанный на пространственном дифференцировании входного сигнала ФАР с комплексным взвешиванием. Доказана работоспособность алгоритма. Применение комплексной самонастройки в адаптивных системах междуканальной обработки обеспечивает, как известно, преимущества в смысле точности и быстродействия перед аналогичными системами с фазовой или раздельной амплитудно-фазовой самонастройкой.

Список литературы: 1. Морозов А. К., Лицарев Н. А. Адаптивная антенная система для разделения сигналов, приходящих с разных направлений // Радиотехника.— 1985.— № 9.— С. 66—69. 2. Монзинго Р. А., Миллер Т. У. Адаптивные антенные решетки.— М. : Радио и связь, 1986.— 448 с.

Поступила в редколлегию 19.05.86

УДК 621.396.677:625

И. Н. ПРЕСНЯКОВ, канд. техн. наук, *О. В. СЫТНИК*, канд. техн. наук

БЫСТРЫЙ АЛГОРИТМ СОВМЕСТНОЙ ПРОСТРАНСТВЕННО-СПЕКТРАЛЬНОЙ ОБРАБОТКИ СИГНАЛОВ В АНТЕННЫХ РЕШЕТКАХ

Скорость адаптации и степень подавления пространственно-временных помех — наиболее важные показатели для антенной решетки (АР), работающей вблизи авиатрасс с интенсивным движением. Переотражения сигналов от движущихся самолетов и другие помехи создают нестационарную помеховую обстановку. Это затрудняет применение известных алгоритмов адаптации, которые требуют большого объема вычислений на один отсчет входных сигналов и поэтому не

могут быть реализованы в реальном масштабе времени для многоэлементных АР, либо не обеспечивают заданную степень подавления помех за ограниченный интервал времени. Кроме того, алгоритмы подавления помех никак не учитывают временные и спектральные свойства сигналов помех.

В частности, выходной сигнал N -элементной АР представляет собой аддитивную смесь дискретных отсчетов помеховых сигналов $\vec{X}(k)$, действующих в области боковых лепестков диаграммы направленности (ДН) АР и гауссовского теплового шума $n(k)$ с распределением $N(0, R)$

$$y(k) = \vec{X}^T(k) \vec{W}^*(k) + n(k), \quad (1)$$

где $\vec{W}(k)$ — текущее значение вектора весовых коэффициентов (ВВК) АР; k — дискретное время.

Оптимальный ВВК, минимизирующий мощность помех на выходе АР, в общем случае определяется в соответствии с алгоритмом, описанным в работе [1]:

$$\vec{W}_{\text{опт}}(k) = \mu \vec{R}_{\text{пр}}^{-1}(k) \vec{T}_{\text{упр}}(k), \quad (2)$$

где μ — константа, определяющая уровень тепловых шумов в элементах АР; $\vec{R}_{\text{пр}}(k)$ — выборочная пространственно-корреляционная матрица $\vec{R}_{\text{пр}}(k) = E\{\vec{X}^*(k) \vec{X}^T(k)\}$; $\vec{T}_{\text{упр}}(k)$ — вектор фазовых задержек, определяющий положение главного максимума ДН АР.

При вычислении ВВК в соответствии с алгоритмом (2) требуется порядка N^3 операций только комплексного умножения. В нестационарной помеховой обстановке для реализации такого алгоритма при $N > 100$ потребуются весьма сложный и дорогостоящий цифровой процессор.

Существенно уменьшить сложность и стоимость процессора, а также расширить функциональные возможности самой АР можно, если оптимальный ВВК вычислять с помощью алгоритма быстрой калмановской фильтрации (БКФ). Рассмотрим быстродействующий алгоритм обработки помеховых сигналов в АР, который основан на модификации алгоритма БКФ, предложенного в [2]. Реализация этого алгоритма для оптимального подавления нестационарных помех, действующих в области боковых лепестков АР, требует сведения задачи оценки пространственного спектра к задаче оценки коэффициентов авторегрессионной модели спектра.

При этом ААР представляется в виде N -элементного пространственно-временного фильтра, на вход которого подается последовательность отсчетов пространственно-временных сигналов длиной $p \geq 2N$. Оптимальный фильтр вычисляет оценку n -го члена входной последовательности по предыдущим p значениям:

$$\hat{x}_N(n) = \sum_{i=1}^p \vec{W}_N(i) \vec{x}_N(n-i), \quad (3)$$

где $\vec{x}_N(n)$ — оценка предсказанного сектора входной последовательности пространственных отсчетов, взятых в момент времени n . Разность между значением предсказанного вектора и текущим значением $\vec{x}_N(n)$ представляет собой сигнал ошибки $\vec{\varepsilon}_N(n)$, которую необходимо минимизировать по среднему квадрату:

$$\vec{\varepsilon}_N(n) = \vec{x}_N(n) - \widehat{\vec{x}}_N(n). \quad (4)$$

Минимизация этой ошибки по L пространственно-временным отсчетам входного сигнала приводит к системе уравнений относительно коэффициентов $\vec{W}_N(i)$, $i = \overline{1, P}$ вида

$$\begin{vmatrix} r(0)r(1) \dots r(p-1) \\ r(1)r(0) \dots r(p-2) \\ \dots \dots \dots \dots \dots \dots \\ r(p-1)r(p-2) \dots r(0) \end{vmatrix} \begin{vmatrix} \vec{W}_N(1) \\ \vec{W}_N(2) \\ \vdots \\ \vec{W}_N(p) \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} r(L+1) \\ r(L+2) \\ \vdots \\ r(L+p-1) \end{vmatrix} \quad (5)$$

В векторно-матричных обозначениях система (5) записывается как

$$\vec{R}_{(PNNP)}(n) \vec{W}_{PN}(n) = \vec{r}_{PN}(n). \quad (6)$$

Имеется несколько различных способов решения системы (5) для вычисления оптимальной последовательности ВВК. При этом спектр мощности минимизированной ошибки (4) предсказания эквивалентен спектру белого шума [3]. Для рассматриваемой задачи он будет представлять собой пространственно-временной белый шум. Однако задача отыскания решения (5) осложняется тем, что из-за передвижения источников помех относительно плоскости решетки система уравнений (5) нестационарна.

Решение нестационарного варианта матричного уравнения Винера — Хопфа (6), которым является система уравнений (5), представляет серьезную вычислительную трудность. Однако эквивалентное решение можно найти, заменив решение уравнения Винера — Хопфа матричным дифференциальным уравнением Риккати [4]. Решение системы (5) ищем в соответствии с концепцией БКФ [2].

Для этого помимо, ошибки (4), рассмотрим ошибку прямого и обратного предсказаний, которые определим как

$$\vec{\varepsilon}_N^n(n) = \vec{x}_N(n) + \vec{A}_{Np}^T(n) \vec{x}_{pN}(n-1); \quad (7)$$

$$\vec{\varepsilon}_N^n(n) = \vec{x}_N(n-p) + \vec{B}_{Np}^T(n) \vec{x}_{pN}(n), \quad (8)$$

где $\vec{x}_{pN}(n) = [\vec{x}_N(n), \vec{x}_N(n-1), \dots, \vec{x}_N(n-p+1)]^T$.

Матрицы $\vec{A}_{\rho N}(n)$ и $\vec{B}_{\rho N}(n)$, входящие в уравнения (7), (8), можно получить в результате решения следующих уравнений:

$$\vec{R}_{(\rho NN\rho)}(n-1)\vec{A}_{\rho N}(n) = -\vec{r}_{\rho N}^b(n); \quad \vec{R}_{(\rho NN\rho)}(n)\vec{B}_{\rho N}(n) = -\vec{r}_{\rho N}^h(n),$$

где

$$\vec{r}_{\rho N}^b(n) = \sum_{i=L}^{n-1} \vec{x}_N(i+1) \vec{x}_{\rho N}(i); \quad \vec{r}_{\rho N}^h(n) = \sum_{i=L}^n \vec{x}_N(i-\rho) \vec{x}_{\rho N}(i).$$

Квадрат ошибки предсказания вперед и назад с учетом последних равенств запишем в виде

$$Er^b(n) = \sum_{i=k}^n \vec{x}_N^T(i) \vec{x}_N^*(i) + [\vec{r}_{\rho N}^b(n)]^T \vec{A}_{\rho N}(n); \quad (9)$$

$$Er^h(n) = \sum_{i=k}^n \vec{x}_N^T(i-\rho) \vec{x}_N^*(i-\rho) + [\vec{r}_{\rho N}^h(n)]^T \vec{B}_{\rho N}(n). \quad (10)$$

В качестве критерия оптимальности синтезируемого пространственно-временного фильтра естественно выбрать значение суммарной ошибки предсказания вперед и назад. Одновременная минимизация прямой (9) и обратной (10) ошибок предсказания позволяет получить рекуррентное соотношение для ВВК решетки, основанное на алгоритме БКФ.

Для перехода к БКФ запишем уравнение (6) для момента времени $n+1$

$$\vec{R}_{(\rho NN\rho)}(n+1) \vec{W}_{\rho N}(n) = -\vec{r}_{\rho N}(n+1), \quad (11)$$

где

$$\vec{R}_{(\rho NN\rho)}(n+1) = \vec{R}_{(\rho NN\rho)}(n) + \vec{x}_{\rho N}(n+1) \vec{x}_{\rho N}^T(n+1); \quad (12)$$

$$\vec{r}_{\rho N}(n+1) = \vec{r}_{\rho N}(n) + \widehat{\vec{x}}_N(n+1) \vec{x}_{\rho N}^T(n+1). \quad (13)$$

Подставляя (12), (13) в (6), получаем

$$\begin{aligned} & [\vec{R}_{(\rho NN\rho)}(n+1) - \widehat{\vec{x}}_{\rho N}(n+1) \vec{x}_{\rho N}^T(n+1)] \vec{W}_{\rho N}(n) = \\ & = \vec{r}_{\rho N}(n+1) - \widehat{\vec{x}}_N(n+1) \vec{x}_{\rho N}^T(n+1); \\ & \vec{R}_{(\rho NN\rho)}(n+1) \vec{W}_{\rho N}(n) - \widehat{\vec{x}}_{\rho N}(n+1) \vec{x}_{\rho N}^T(n+1) \vec{W}_{\rho N}(n) + \\ & + \widehat{\vec{x}}_N(n+1) \vec{x}_{\rho N}^T(n+1) = \vec{r}_{\rho N}(n+1); \\ & \vec{R}_{(\rho NN\rho)}(n+1) [\vec{W}_{\rho N}(n) - \vec{R}_{(\rho NN\rho)}^{-1}(n+1) \vec{x}_N(n+1) \vec{\varepsilon}_N(n+1)] = \\ & = -\vec{r}_{\rho N}(n+1). \end{aligned} \quad (14)$$

Здесь априорная ошибка $\vec{\varepsilon}_N(n+1) = \vec{x}_{\rho N}^T(n+1) \vec{W}_{\rho N}(n) + \widehat{\vec{x}}_N(n+1)$.

Запишем корреляционное уравнение типа (6) для $n+1$ -го момент времени

$$\vec{R}_{(pNNp)}(n+1) \vec{W}_{pN}(n+1) = -\vec{r}_{pN}(n+1). \quad (15)$$

Сравнивая (14), (15), получаем

$$\vec{W}_{pN}(n+1) = \vec{W}_{pN}(n) + \vec{K}_{pN}(n+1) \vec{e}_N(n+1), \quad (15a)$$

где $\vec{K}_{pN}(n+1)$, как это следует из (14), удовлетворяет уравнению

$$\vec{R}_{(pNNp)}(n+1) \vec{K}_{pN}^*(n+1) = -\vec{x}_{pN}(n+1); \quad (16)$$

$$\vec{R}_{(pNNp)}(n) \vec{K}_{pN}^*(n) = -\vec{x}_{pN}(n). \quad (17)$$

Из сравнения уравнений для коэффициентов фильтра Калмана (17) на n -м и $n+1$ -м шагах следует, что вектор усиления фильтра Калмана представляет собой решение системы уравнений (16), правая часть которой получена из правой части системы (17) путем добавления к ней вектора $\vec{x}_N(n+1)$, удаления вектора $\vec{x}_N(n-p)$ и сдвига всех остальных векторов пространственных отсчетов на один такт. При этом алгоритм вычисления вектора $\vec{K}_{pN}(n+1)$ можно записать так [2]:

$$\vec{x}_{N,p+1}(k) = \begin{bmatrix} \vec{x}_{N,p}(k) \\ \vec{x}_N(k-p) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \vec{x}_N(k) \\ \vec{x}_{N,p}(k-1) \end{bmatrix}; \quad (18)$$

$$\vec{R}_{[N,(p+1)(p+1),N]}(n) = \begin{bmatrix} \vec{R}_{(pNNp)}(n) & \vec{r}_{pN}^B(n) \\ \vec{r}_{Np}^B(n)^T & \vec{r}_{NN}^{B_0}(n) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \vec{r}_{NN}^{B_0}(n) & \vec{r}_{ND}(n)^T \\ \vec{r}_{pN}^B(n) & \vec{R}_{(pNNp)} \end{bmatrix}. \quad (19)$$

Здесь

$$\vec{r}_{NN}^{B_0}(n) = \sum_{i=L}^n \vec{x}_{pN}(i-p) \vec{x}_{pN}^T(i-p); \quad (20)$$

$$\vec{r}_{Np}^{B_0}(n) = \sum_{i=L}^n \vec{x}_{pN}(i) \vec{x}_{ND}^T(i). \quad (21)$$

$$\vec{R}_{[N,(p+1)(p+1),N]}(n) \vec{K}_{N,p+1}^*(n) = -\vec{x}_{N,p+1}(n); \quad (22)$$

$$\vec{K}_{N,p+1}^*(n) = \begin{bmatrix} \vec{K}_{N,p}^*(n) \\ 0 \end{bmatrix} - \vec{e}_N^B(n) [\vec{r}_{N,p}^{B_0}(n) + (\vec{r}_{N,p}^B(n))^T \vec{H}_{N,p}(n)]^{-1} \begin{bmatrix} \vec{H}_{N,p}^T(n) \\ \vec{I}_N \end{bmatrix}, \quad (23)$$

где

$$\vec{H}_{N,p}(n) = \vec{H}_{N,p}(n-1) + \vec{K}_{N,p}(n) \vec{e}_N^B(n).$$

Обратная матрица, заключенная в квадратные скобки в выражении (23), есть $E r^B(n)$. Аналогичное соотношение можно записать для пол-

ной ошибки предсказания. Вычисленный в соответствии с выражением (23) расширенный вектор усиления фильтра Калмана представим в виде:

$$\vec{K}_{N, \rho+1}^*(n+1) = \left[\frac{\vec{K}_{N, \rho}^*(n+1)}{\vec{d}_{N, \rho}^*(n+1)} \right]. \quad (1)$$

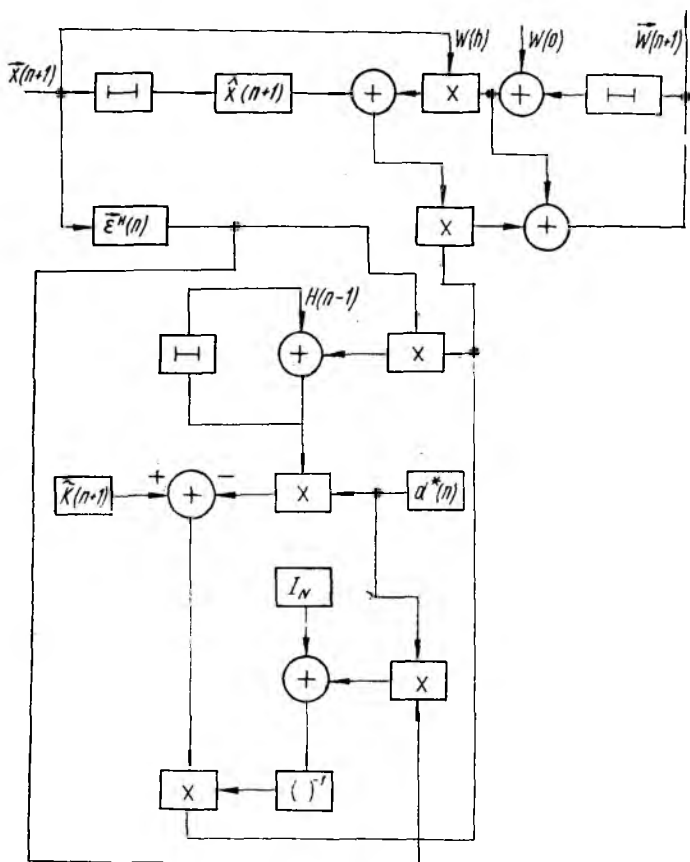


Рис. 1

Тогда в соответствии с результатами, полученными в работе [2], имеем

$$\vec{K}_{N, \rho}^*(n+1) = [\vec{K}_{N, \rho}^*(n+1) - \vec{d}_{N, \rho}^*(n+1) \vec{H}_{N, \rho}(n)] [I_N + \vec{d}_{N, \rho}^*(n+1) \vec{e}_{N, \rho}^*(n+1)^{-1}]. \quad (24)$$

Подставляя соотношение (24) в (15 а), приходим к рекуррентному выражению для вычисления оптимального текущего значения ВВК ААР в нестационарных условиях

$$\vec{W}_{pN}(n+1) = \vec{W}_{pN}(n) + [\vec{K}_{N,p}(n+1) - \vec{d}_N^*(n+1) \vec{H}_{N,p}(n)] \times \\ \times [\vec{I}_N + \vec{d}_N^*(n+1) \vec{\varepsilon}_N^H(n+1)]^{-1} \vec{\varepsilon}_N(n+1). \quad (25)$$

Подставляя в выражение (25) рекуррентное соотношение для $\vec{\varepsilon}_N(n+1)$, получаем

$$\vec{W}_{pN}(n+1) = \vec{W}_{pN}(n) + [\vec{K}_{N,p}(n+1) - \vec{d}_N^*(n+1) \vec{H}_{N,p}(n)] \times \\ \times [\vec{I}_N + \vec{d}_N^*(n+1) \vec{\varepsilon}_N^H(n+1)]^{-1} [\vec{x}_{Np}^T(n+1) \vec{W}_{pN}(n) + \hat{x}_N(n+1)]. \quad (26)$$

Укрупненная структурная схема цифрового процессора, реализующего алгоритм вычисления оптимального ВВК ААР в соответствии с (26), представлена на рис. 1.

Исследование алгоритма (26) на ЭВМ подтвердило его эффективность в задачах обработки нестационарных помеховых сигналов в ААР. В отличие от традиционных алгоритмов, требующих порядка $[(N \times p)(N \times p)]^3$ операций комплексного умножения для вычисления оптимального ВВК ААР, рассмотренный алгоритм требует порядка $N^3 + 8p$ операций комплексного умножения на один отсчет

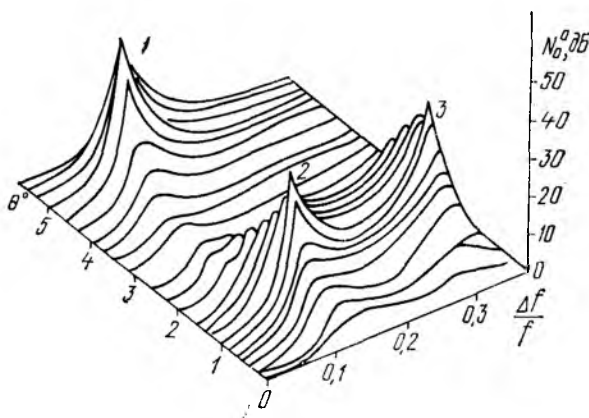


Рис. 2

входных данных, что представляет собой наглядный выигрыш в быстродействии. Кроме того, в силу свойств алгоритмов прямого и обратного предсказаний, использованных при выводе соотношения (26), предлагаемый алгоритм обладает повышенной разрешающей способностью как в пространственной, так и в спектральной областях. Это обусловлено тем, что рассмотренный алгоритм осуществляет оптимальное предсказание сигналов одновременно в пространственной и временной областях, что эквивалентно соответствующему расширению апертуры. При этом, если помехи неразрешимы по пространственным координатам, они могут быть разрешимы в спектральной области.

Для иллюстрации указанных свойств предложенного алгоритма на рис. 2 представлены результаты моделирования восьмиэлементной ААР, содержащей по 64 временных канала в каждом элементе. Изотропные элементы антенны располагались на расстояниях порядка $\lambda/2$ друг от друга. Помеховая обстановка моделировалась тремя узкополосными гауссовскими источниками, мощность каждого из которых превосходила мощность тепловых шумов антенны на 50 дБ. Угловой разнос между источниками составил 4° и 0° , а соответствующие нормированные частоты сигналов источников — 0,1; 0,1; 0,3. Здесь нормировка осуществлялась в соответствии $f_n = f_n/f_0$, f_0 — центральная частота полосы пропускания антенны.

Оценка пространственно-временного спектра со «сверхразрешением» вычислялась по методу теплового шума [5], обобщенному в двумерный случай

$$N_{N,N}^0 = (\mu \vec{W}_{DN}^{*T}(n) \vec{W}_{DN}(n))^{-1}.$$

Как видно из рис. 2, источники 2, 3, являясь неразрешимыми по пространственным координатам, могут быть уверенно разрешены в частотной области. На примере предложенного алгоритма наглядно вырисовываются преимущества алгоритмов совместной оценки в пространственной и временной областях.

Список литературы: 1. *Applebaum S. P.* Adaptive Arrays // IEEE Trans. on Antennas and Propagat.— 1976.— AP—24, N 5.— P. 585—598. 2. *Ljung L., Morf M., Falconer D.* Fast Calculation of Gain Matrices for Recursive Estimation Schemes // Int. J. Contr.— 1978.— 27, N 1.— P. 1—19. 3. *Childers D. G.* Ed. Modern Spectrum Analysis // New York IEEE Press.— 1978.— P. 287—292. 4. *Калман Р. Е., Бьюси Р. С.* Новые результаты в линейной фильтрации и теории предсказания / Тр. амер. о-ва инж.-мех. Техн. механика. Сер. D.— 1961.— № 1. С. 123—141. 5. *Гейбриел У. Ф.* Спектральный анализ и методы сверхразрешения с использованием адаптивных решеток // Тр. ин-та инж. по электротехнике и радиоэлектрон.— 1980.— 68, № 6.— С. 19—32.

Поступила в редколлегию 12.02.86

УДК 621.372

Л. В. ВАВРИВ

РАССЕЯНИЕ ИМПУЛЬСА НА НЕОДНОРОДНОСТИ В ПРЯМОУГОЛЬНОМ ВОЛНОВОДЕ

Рассмотрим рассеяние электромагнитного импульса на прямоугольной неоднородности полоскового волновода. Основные геометрические соотношения даны на рис. 1. Падающий импульс представляет собой основную Т-волну волновода, E_y компоненту которой можно

записать в виде $E_y(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} f_{\omega} e^{-ikz + t\omega i} d\omega$ (1), где $k = \omega/c$; f_{ω} —

Фурье-образ падающего импульса $G(t)$.

При решении задачи будем применять упрощенную модель полосковой линии, предложенную Олинером [1], которая заключается во введении идеальных магнитных стенок по краям проводящих полос линии. При этом полагаем, что ширина неоднородности совпадает с шириной волновода. Решая задачу известным методом частичных областей [2], приходим к следующим конечным выражениям для рассеянных полей: при $z > d$

$$E_y^{np}(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} f_{\omega} \sum_{m=0}^{\infty} B_{m\omega} \cos \frac{\pi m}{b} y e^{-i[\Gamma_m(z-d) + \omega t]} d\omega, \quad (2)$$

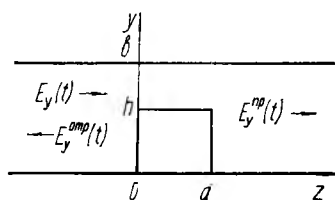


Рис. 1

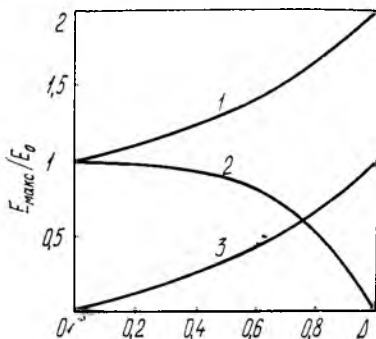


Рис. 2

при $z < 0$

$$E_y^{отр}(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} f_{\omega} \sum_{m=0}^{\infty} A_{m\omega} \cos \frac{\pi m}{b} y e^{i[\Gamma_m z + \omega t]} d\omega, \quad (3)$$

где

$$\Gamma_m = \sqrt{1 - (\pi m/kb)^2}; \quad A_m = (R_m + S_m)/2; \quad B_m = (R_m - S_m)/2.$$

Амплитуды волн R_m , S_m находятся из решения системы алгебраических уравнений с комплексными коэффициентами

$$S_n (1 + \delta_n^0)/2 + \sum_{m=0}^{\infty} A_{mn} S_m = \sigma_i F_{no} \operatorname{tg} D - \delta_n^0, \quad n = 0, 1, 2, \dots, \quad (4)$$

где

$$A_{mn} = \frac{2i}{\Gamma_m} \sum_{k=0}^{\infty} \frac{\sigma q_k \operatorname{tg}(Dq_k) F_{nk} F_{mk}}{1 + \delta_k^0}; \quad F_{nk} = \frac{(-1)^n n \sigma \sin \pi n \sigma}{\pi (n^2 \sigma^2 - k^2)};$$

$$q_k = \sqrt{1 - (\pi k/lk)^2}; \quad \sigma = (b - h)/b; \quad D = \omega d/2c;$$

δ_n^0 — символ Кроннекера.

Уравнения для R_m совпадают с системой (4), если в ней произвести замену $\operatorname{tg} \rightarrow -\operatorname{ctg}$.

Для случая, когда основная энергия падающего импульса сосредоточена в низкочастотной области спектра, форма рассеянного импульса определяется в квадратурах. Так, для прошедшего импульса ($z > d$) находим следующее выражение:

$$E_y^{\text{np}}(t) = \frac{1}{4\pi} \int_{-\infty}^{\infty} f_{\omega} \left[\frac{(\sigma - i \operatorname{tg} D)^2}{\sigma^2 + \operatorname{tg}^2 D} - \frac{(\sigma \operatorname{tg} D + i)^2}{\sigma^2 \operatorname{tg}^2 D + 1} \right] e^{-ik(z-d) + i\omega t} d\omega. \quad (5)$$

Конкретный анализ особенностей рассеяния импульса на неоднородности будем проводить для случая, когда $G(t)$ представляет собой видеопульс, описываемый выражением [3].

$$G(t) = \begin{cases} E_0 (e^{-\alpha t} - e^{-\beta t}), & t \geq 0; \\ 0, & t < 0, \end{cases} \quad (6)$$

где E_0 — амплитуда импульса. Его спектральные компоненты

$$f_{\omega} = \frac{E_0 (\beta - \alpha)}{(\beta + i\omega)(\alpha + i\omega)}. \quad (7)$$

Для импульса, определяемого выражением (6), интеграл (5) вычисляется в явном виде. В результате ряда преобразований приходим к следующей формуле для импульса после прохождения им неоднородности ($z > d$): $E_y^{\text{np}}(t) = 0$, $t \leq 0$;

$$E_y^{\text{np}}(t) = \frac{4(1-\Delta)}{(2-\Delta)^2} G(\tau) + E_0 \frac{4(1-\Delta)}{(2-\Delta)^2} \left[\frac{1 - e^{2(\sigma_1 - \nu)E(c\tau/2d)}}{e^{-2(\sigma_1 - \nu)} - 1} e^{-\alpha\tau} - \frac{1 - e^{2(\sigma_2 - \nu)E(c\tau/2d)}}{e^{-2(\sigma_2 - \nu)} - 1} e^{-\beta\tau} \right], \quad \tau > 0. \quad (8)$$

Здесь $\tau = t - z/c$; $\Delta = h/b$; $\nu = \ln(2 - \Delta)/\Delta$; $\sigma_1 = \alpha d/c$; $\sigma_2 = \beta d/c$; $E(x)$ — функция, равная целой части аргумента x .

В соответствии со структурой прошедшего импульса в выражении (8) выделено два слагаемых. Первое соответствует главной части импульса, которая повторяет форму падающего импульса, но при этом максимальная напряженность поля уменьшается в $(2 - \Delta)^2/4(1 - \Delta)$ раз. Второе слагаемое определяет искажения импульса, обусловленные его многократным переотражением от краев неоднородности. Это слагаемое представляет собой бесконечную последовательность импульсов, следующих через интервал $t_{\text{сн}} = 2nd/c$ после прохождения главной части импульса. Их амплитуды по сравнению с главной частью импульса быстро убывают с увеличением n по закону $e^{-2\nu n} = [\Delta/(2 - \Delta)]^{2n}$. Влияние таких составляющих импульса может оказаться существенным только при $\Delta \approx 1$. Из решений системы уравнений (4) для S_n , R_m аналогичным образом находятся выражения для формы импульса, отраженного от неоднородности ($z < 0$)

$$E_y^{\text{отр}}(t) = -\frac{\Delta}{2-\Delta} G(\tau) + E_0 \frac{4(1-\Delta)}{(2-\Delta)^2} \left[\frac{1 - e^{2E(\tau c/2d)(S_1 - \nu)}}{e^{-2S_2} - e^{-2\nu}} e^{-\alpha\tau} - \right.$$

$$-\frac{1 - e^{2E(\tau'c/2d)(S_2 - v)}}{e^{-2S_1} - e^{-2v}} e^{-\beta\tau'} \Big], \tau' > 0; E_y^{np}(t) = 0, \tau' < 0, \quad (9)$$

где $\tau' = t + z/c$.

Выражение для импульса в центре над неоднородностью ($z = d/2$)

$$E_y^u(t) = \frac{2}{2-\Delta} G(t - d/2c) + \frac{2}{2-\Delta} \left[\frac{1 - e^{E(ct/d - 1/2)(S_1 - \mu)}}{e^{-S_1 + 2\mu} - 1} e^{-\alpha(t - d/2c)} - \frac{1 - e^{E(ct/d - 1/2)(S_2 - \mu)}}{e^{-S_2 + 2\mu} - 1} e^{-\beta(t - d/2c)} \right], \quad t > d/2c, \quad (10)$$

где $\mu = 1 - \Delta$.

В общем случае вид этих импульсов совпадает с видом импульса при $z > d$. Как и следовало ожидать, главная часть отраженного импульса имеет полярность, противоположную полярности падающего импульса. Однако важно отметить более медленное уменьшение максимальных амплитуд, переотраженных от неоднородности импульсов, по сравнению с прошедшим импульсом (8).

В рассмотренных характерных областях волновода максимальное значение амплитуды поля задается главной частью импульса и уменьшение по сравнению с $G(t)$ определяется в основном отношением $\Delta = h/b$. На рис. 2 представлены максимальные значения напряженности, нормированные на E_0 для $z = d/2$ (кривая 1), $z > d$ (кривая 2) и $z < 0$ (кривая 3). Отметим, что E_{\max} над неоднородностью стремится при $\Delta \rightarrow 1$ к конечному значению, равному удвоенной максимальной напряженности падающего импульса. Это обусловлено взаимным влиянием двух факторов. Во-первых, с уменьшением расстояния между неоднородностью и стенкой волновода значение E_{\max} должно стремиться к бесконечности при постоянной разности потенциала, во-вторых, амплитуда импульса в области $z > 0$ приближается к нулю при $\Delta \rightarrow 1$, что и приводит к тому, что значение E_{\max} стремится к конечному значению при $\Delta \rightarrow 1$. Из расчетов также следует, что влияние неоднородности на амплитуду и мощность прошедшего импульса начинает существенно сказываться при значениях $\Delta \geq 0,5$. В этом случае наблюдается заметное изменение формы импульса. Например, если параметры падающего импульса (6) удовлетворяют условию $\beta \gg \alpha$, то заметное изменение его формы наблюдается при выполнении соотношения $\alpha \approx c/2d$.

Напомним, что полученные результаты справедливы при условии, что влияние высших типов колебаний, возбуждаемых в волноводе, сказывается незначительно. Это накладывает следующие ограничения на параметры задачи $\omega_{cp} < \pi c/b$, где ω_{cp} — характерная ширина спектра падающего импульса. При $\beta \gg \alpha$ из выражения (7) находим, что $\omega_{cp} \approx \alpha$, и, следовательно, условие применимости полученных выражений сводится к требованию $\alpha < \pi c/b$. Вместе с тем это условие является необходимым условием уменьшения искажения формы импульса в результате возбуждения высших типов волн в полосковом волноводе.

Список литературы: 1. Олинер А. А. Эквивалентные схемы неоднородностей в уравновешенной полосковой передающей линии // Печатные схемы сантиметрового диапазона.— М., 1956.— С. 294—318. 2. Митра Р., Ли С. Аналитические методы теории волноводов : Пер с англ.— М. : Мир, 1974.— 323 С. 3. Анри Н., Хансек Д., Шар Х. Анализ прохождения электромагнитного импульса через круговую апертуру в частотной области // Тр. ин-та инж. электрон. и радиотехники.— 1985.— 73, № 2.— С. 226—227.

Поступила в редколлегию 27.11.86

УДК 537.312:621.317

Ю. Е. ГОРДИЕНКО, д-р физ.-мат. наук. Л. А. ОВЧАРЕНКО

ХАРАКТЕРИСТИКИ ОБЪЕМНЫХ СВЧ-РЕЗОНАТОРОВ, АПЕРТУРНО НАГРУЖЕННЫХ СЛОИСТОЙ ПОЛУПРОВОДНИКОВОЙ СРЕДОЙ

Развитие СВЧ-методов и средств диагностики полупроводников, а также разработка высокоэффективных твердотельных приборов для генерации, усиления и преобразования СВЧ-колебаний требуют изучения влияния полупроводникового заполнения на электродинамические характеристики объемных СВЧ-резонаторов. Во всех практических приложениях этого направления существует потребность теоретического описания адекватных моделей взаимодействия полупроводниковой среды с электромагнитным полем резонаторов.

Для диагностических задач достаточно ограничиваться рассмотрением воздействия образца на поле и характеристики резонаторов. В целях разработки неразрушающих методов и средств диагностики полупроводников важно изучить воздействие через специально выбранное отверстие в одной из стенок резонатора. В работе [1] показано, что наиболее удобным типом измерительного преобразователя (ИП) является цилиндрический резонатор, работающий на азимутально однородном виде колебаний и имеющий круглое отверстие в одном из торцов (рис. 1, а). В литературе отсутствуют сведения о полностью корректном теоретическом исследовании таких систем с учетом широкого диапазона потерь ($\operatorname{tg} \delta$) в образце и его многослойной структуры. Используемое в работе [1] одномодовое приближение справедливо только для ограниченного диапазона параметров образца.

Рассмотрим два варианта решения соответствующей задачи, основанные на методе Галеркина и различающиеся представлением поля в частичных регулярных областях, на которые условно разделяется исследуемая система. В первом варианте представление поля осуществляется с помощью функций Грина и собственных функций оператора задачи на отверстии связи, во втором — с помощью собственных функций для регулярных частичных областей. Правомерность представления и применяемой процедуры алгебраизации задачи для систем с потерями, а также предварительные результаты численных исследований рассматривались ранее [2].

Общим подходом в первом варианте решения для любых типов резонаторных ИП (включая и прямоугольные) является формирование

интегральных уравнений относительно неизвестных электрического или магнитного полей с помощью функций Грина для электродинамических операторов и использование представления о магнитных токах [3]:

$$\vec{H}(\vec{r}) = \int_S \Gamma_{22}(\vec{r}, \vec{r}') \vec{I}^M(\vec{r}') dS'; \quad \vec{E}(\vec{r}) = \int_S \Gamma_{12}(\vec{r}, \vec{r}') \vec{I}^M(\vec{r}') dS'; \quad \vec{I}^M = [\vec{n} \times \vec{E}_S], \quad (1)$$

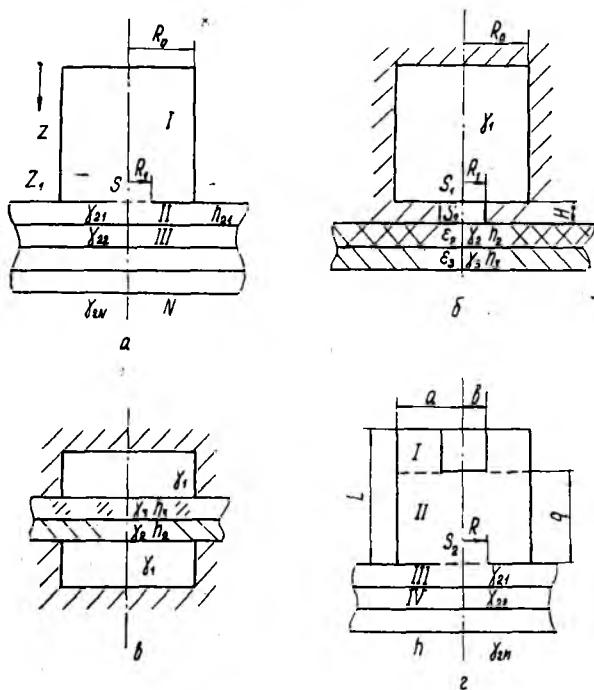


Рис. 1

где S — условно выделенное сечение, в котором принято существование магнитных токов; \vec{n} — нормаль к этому сечению; Γ_{22} , Γ_{12} — тензорные функции Грина для магнитных токов; \vec{E}_S — неизвестное электрическое поле в сечении.

Для азимутально однородных колебаний в аксиально симметричных системах тензоры Γ_{12} , Γ_{22} выражаются через один общий тензор G_t^M , имеющий вид [3]:

$$G_t^M = \begin{vmatrix} \vec{a}_1 \vec{a}_1 g_{11} & 0 & \vec{a}_1 \vec{a}_3 g_{13} \\ 0 & \vec{a}_2 \vec{a}_2 g_{22} & 0 \\ \vec{a}_3 \vec{a}_1 g_{31} & 0 & \vec{a}_3 \vec{a}_3 g_{33} \end{vmatrix}.$$

Здесь $\vec{a}_1, \vec{a}_2, \vec{a}_3$ — единичные орты координат, g_{ij} — представляются через собственные функции и значения оператора Гельмгольца двумерной (поперечное сечение) и одномерной неоднородной (продольная координата) задач с соответствующими граничными условиями.

Алгебраизация решаемой задачи будет производиться по методу Галеркина [4]. Нулевой вектор функционального пространства, в котором определен оператор задачи, построим из условия непрерывности решения. В частности, непрерывными являются тангенциальные составляющие магнитного поля на границах раздела частичных областей. Неизвестное в (1) электрическое поле \vec{E}_S будем представлять в виде разложения по собственным функциям оператора для соответствующей двумерной задачи в области открытой границы раздела частичных областей:

$$\vec{E}_S = \sum_{n=1}^N \vec{a}_n e_n. \quad (2)$$

Тогда для каждой такой границы S_i возможна запись соотношения

$$\int_{S_i} [\vec{H}_i|_{n=+0} - \vec{H}_i|_{n=-0}] \vec{e}_i dS = 0, \quad (3)$$

из которого при подстановке (1), (2) следует система сумматорных уравнений

$$\sum a_n \int_S \left[\int \vec{e}_n(\vec{r}') \Gamma_{22}^I(\vec{r}, \vec{r}')|_{n=+0} ds' - \int \vec{e}_n(\vec{r}') \Gamma_{22}^II(\vec{r}, \vec{r}')|_{n=-0} dS' \right] \times \\ \times \vec{e}_i(\vec{r}) dS = 0. \quad (4)$$

Дальнейшее рассмотрение требует конкретизации геометрии изучаемых систем. Исследуем вначале возмущение E_{021} вида колебаний в цилиндрическом резонаторе многослойной полупроводниковой структурой, размещенной на круглом измерительном отверстии в торце с бесконечно тонкой стенкой (рис. 1, а).

Прежде чем раскрыть подробно (4), установим важные для многослойного образца рекуррентные соотношения. С этой целью выпишем выражения тангенциальных составляющих магнитного поля на различных границах раздела частичных областей в виде:

$$H_{\Phi}^I|_{z=-0} = j2\omega\varepsilon_0 R_0^{-2} \sum_{n=1}^N \left[I_1^{-2}(\alpha_{0n}) \int_0^{R_1} E_r(r') I_1(\alpha_{0n} r'/R_0) r' dr' \right] \times \\ \times I_1(\alpha_{0n} r/R_0) \gamma_{0n}^{-1} \text{cth}(\gamma_{0n} z_1); H_{\Phi}^{II}|_{z=+0} = -j\omega\varepsilon_0 \bar{\varepsilon}_{21} \left[\int_0^{\infty} \int_0^{R_1} E_r'(r') I_1(\alpha r) I_1 \alpha r' \times \right. \\ \times \alpha \gamma_{21}^{-1} \text{cth}(\gamma_{21} h_{21}) r' dr' d\alpha - \int_0^{\infty} \int_0^{\infty} E_r^{II}(r') I_1(\alpha r') I_1(\alpha r) \alpha (\gamma_{21} \text{sh} \gamma_{21} h_{21})^{-1} \times \\ \left. \times r' dr' d\alpha \right]; H_{\Phi}^{II}|_{z=h_{21}-0} = j\omega\varepsilon_0 \bar{\varepsilon}_{21} \left[\int_0^{\infty} \int_0^{\infty} E_r^{II}(r') I_1(\alpha r') I_1(\alpha r) \alpha \gamma_{21}^{-1} \times \right.$$

$$\begin{aligned} & \times \operatorname{cth}(\gamma_{21} h_{21}) r' dr' d\kappa - \int_0^{\infty} \int_0^{\infty} E_r^I(r') I_1(\kappa r') I_1(\kappa r) \kappa \gamma_{21} \operatorname{sh}(\gamma_{21} h_{21}) r' dr' d\kappa \Big]; \\ H_{\Phi}^{III} |_{z=h_{21}+0} &= j\omega \varepsilon_0 \bar{\varepsilon}_{22} \left\{ \int_0^{\infty} \int_0^{\infty} \kappa I_1(\kappa r') I_1(\kappa r) [E_r^{II}(r') \gamma_{22}^{-1} \operatorname{cth}(\gamma_{22} h_{22}) - \right. \\ & \left. - E_r^{III}(r') \gamma_{22}^{-1} \operatorname{sh}^{-1}(\gamma_{22} h_{22})] r' dr' d\kappa \right\}; H_{\Phi}^N |_{z=h_{21}+\dots+h_{2N-0}} = \\ &= -j\omega \varepsilon_0 \bar{\varepsilon}_{2N+1} \int_0^{\infty} \int_0^{\infty} E_r^{N+1}(r') I_1(\kappa r') I_1(\kappa r) \kappa (\gamma_{N+1})^{-1} r' dr' d\kappa, \quad (5) \end{aligned}$$

где $\gamma_{2i} = \sqrt{\kappa^2 - k^2 \bar{\varepsilon}_{2i}}$; $\gamma_{0n} = \sqrt{\kappa_{0n}^2 - k^2}$; κ_{0n} — корни функции Бесселя $I_0(\kappa_{0n} r/R_0)$. В последнем выражении учтено, что многослойный образец экранирован полубесконечной средой с параметрами $\bar{\varepsilon}_{N+1}$; γ_{N+1} . Из условия непрерывности H_{Φ} на границах раздела областей в образце, который предполагается неограниченным по r , нетрудно получить следующие рекуррентные соотношения:

$$E_r^* (r) = E_r^{i-1} (r) \frac{(\bar{\varepsilon}_i/\gamma_i) \operatorname{csch}(\gamma_i h_i)}{(\bar{\varepsilon}_i/\gamma_i) \operatorname{cth}(\gamma_i h_i) + (\bar{\varepsilon}_{i+1}/\gamma_{i+1}) R_{i+1}}, \quad (6)$$

где

$$R_{i+1} = \frac{(\bar{\varepsilon}_{i+1}/\gamma_{i+1}) + (\bar{\varepsilon}_{i+2}/\gamma_{i+2}) R_{i+2} \operatorname{cth}(\gamma_{i+1} h_{i+1})}{(\bar{\varepsilon}_{i+1}/\gamma_{i+1}) \operatorname{cth}(\gamma_{i+1} h_{i+1}) + R_{i+2} (\bar{\varepsilon}_{i+2}/\gamma_{i+2})}.$$

Для последней области $R_{N+1} = 1$. Из (4), (5), (6), представляя

$$E_r^I(r) = \sum_{k=1}^K a_k \frac{\sqrt{2} I_1(\kappa_{0k} r/R_1)}{R_1 I_1(\kappa_{0k})} \quad (7)$$

для двухслойной структуры nn^+ типа, например, получаем систему сумматорных уравнений

$$\begin{aligned} & \sum_{k=1}^{\infty} a_k \left\{ R_0^2 \int_0^{\infty} \kappa^3 \frac{\bar{\varepsilon}_2 (1 + \bar{\varepsilon}_2 \bar{\varepsilon}_3^{-1} \gamma_2^{-1} \gamma_3 \operatorname{th}(\gamma_2 h_2)) I_0^2(\kappa R_1) d\kappa}{[(\kappa_{0k} R_1)^2 - \kappa^2] [(\kappa_{0j}/R_1)^2 - \kappa^2] \gamma_2 (\operatorname{th}(\gamma_2 h_2) + \bar{\varepsilon}_2 \gamma_3 / (\bar{\varepsilon}_3 \gamma_2))} - \right. \\ & \left. - 2 \sum_{n=2}^{\infty} (\kappa_{0n}/R_0)^2 \frac{I_0^2(\kappa_{0n} R_1/R_0) \gamma_{0n}^{-1} \operatorname{cth}(\gamma_{0n} Z_1)}{I_1^2(\kappa_{0n}) [(\kappa_{0k}/R_1)^2 - (\kappa_{0n}/R_0)^2] [(\kappa_{0j}/R_1)^2 - (\kappa_{0n}/R_0)^2]} \right\} = 0. \quad (8) \end{aligned}$$

Выведем аналогичную (8) систему сумматорных уравнений для определения возмущения цилиндрического резонатора с H_{011} видом колебаний (геометрия и обозначения те же, что и на рис. 1, а). В этом случае выражения для тангенциальной составляющей магнитного поля и рекуррентные соотношения принимают вид

$$H_r^I |_{z=+0} = jr / (R_0^2 \omega \mu_3) \sum_{n=1}^N I^{-2}(\kappa_{1n}) \gamma_{1n} \int_0^{R_1} E_{\Phi}^I(r') I_1(\kappa_{1n} r/R_0) r' dr' \operatorname{cth}(\gamma_{1n} Z_1);$$

$$H_r^{\text{II}}|_{z=0} = -j(\omega\mu_0)^{-1} \left[\int_0^{\infty} \kappa I_1(\kappa r) \gamma_{21} \text{cth}(\gamma_{21} h_{21}) \int_0^{R_1} E_{\varphi}^I(r') \times \right. \\ \left. \times I_1(\kappa r') r' dr' d\kappa - \int_0^{\infty} \gamma_{21} \kappa I_1(\kappa r) \left[\text{sh}(\gamma_{21} h_{21}) \right]^{-1} \int_0^{R_1} E_{\varphi}^{\text{II}}(r') I_1(\kappa r') r' dr' d\kappa; \right. \\ \left. E_{\varphi}^I(r) = E_{\varphi}^{I-1}(r) \frac{\gamma_i \text{csch}(\gamma_i h_i)}{\gamma_i \text{cth}(\gamma_i h_i) + R_{i+1}} \right] \quad (9); \quad R_{i+1} \Rightarrow \frac{\gamma_i + R_{i+1} \gamma_i \text{cth}(\gamma_i h_i)}{R_{i+1} + \gamma_i \text{cth}(\gamma_i h_i)}. \quad (10)$$

Представляя $E_{\varphi}^I(r) = \sum_{k=1}^K a_k [I_1(\kappa_{1k} r/R_1)/\kappa I_0(\kappa_{1k})]$ (11), получаем для структуры nn^+ типа систему сумматорных уравнения, аналогичную (8):

$$\sum_{k=1}^K a_k \left\{ \int_0^{\infty} \frac{I_1(\kappa R_1) (1 + \gamma_2 \gamma_3^{-1} \text{th}(\gamma_2 h_2)) \gamma_2 \kappa dx}{[(\kappa_{1k}/R_1)^2 - \kappa^2] [(\kappa_{1j}/R_1)^2 - \kappa^2] (\text{th}(\gamma_2 h_2) + \gamma_2/\gamma_3)} - \right. \\ \left. - 2 \sum_{n=1}^N \frac{I_1(\kappa_{1n} R_1/R_0) \gamma_{1n} \text{cth}(\gamma_{1n} Z_1)}{R_0^2 I_0^2(\kappa_{1n}) [(\kappa_{1k}/R_1)^2 - (\kappa_{1n}/R_0)^2] [(\kappa_{1j}/R_1)^2 - (\kappa_{1n}/R_0)^2]} \right\} = 0. \quad (12)$$

При учете толщины стенки в области измерительного отверстия (рис. 1, б) получаем по такой же схеме следующие сумматорные уравнения относительно неизвестных коэффициентов разложения электрического поля на различных торцах отверстия. Для цилиндрического резонатора с возмущаемым E_{021} видом колебаний:

$$\sum_{k=1}^{\infty} a_k \left[\sum_{n=2}^{\infty} \kappa_{0n}^2 \frac{2I_0^2(\kappa_{0n} R_1/R_0) \gamma_{0n}^{-1} \text{cth}(\gamma_{0n} Z_1)}{R_0^2 I_1^2(\kappa_{0n}) [(\kappa_{0k}/R_1)^2 - (\kappa_{0n}/R_0)^2] [(\kappa_{0j}/R_1)^2 - (\kappa_{0n}/R_0)^2]} - \right. \\ \left. - \delta_{kj} \gamma_{0k}^{-1} \text{cth}(\gamma_{0k} H) \right] + \sum_{l=1}^L a_l \delta_{jl} \frac{\text{cth}^2(\gamma_{0l} H) \text{sh}(\gamma_{0l} H)}{\gamma_{0l}} = 0; \quad (13)$$

$$\sum_{l=1}^{\infty} a_l \left[\int_0^{\infty} \kappa^3 \frac{R_1^4 I_0^2(\kappa R_1) (\bar{\epsilon}_2/\gamma_2) (1 + (\bar{\epsilon}_2/\gamma_3)/(\bar{\epsilon}_3 \gamma_3) \text{th}(\gamma_2 h_2)) dx}{[\kappa_{0k}^2 - (\kappa R_1)^2] [\kappa_{0j}^2 - (\kappa R_1)^2] [\text{th}(\gamma_2 h_2) + \bar{\epsilon}_3 \gamma_3 / \bar{\epsilon}_3 \gamma_2]} + \right. \\ \left. + \delta_{lj} \frac{\text{csch}(\gamma_{0l} H)}{\gamma_{0l}} \right] - \sum_{k=1}^{\infty} a_k \delta_{jk} \gamma_{0k}^{-1} \text{cth}(\gamma_{0k} H) = 0.$$

Для цилиндрического резонатора с возмущаемым H_{011} видом колебаний

$$\sum_{k=1}^K a_k \left\{ \sum_{n=1}^N \frac{2I_1^2(\kappa_{1n} R_1/R_0) \gamma_{1n} \text{cth}(\gamma_{1n} Z)}{R_0^2 I_0^2(\kappa_{1n}) [(\kappa_{1k}/R_1)^2 - (\kappa_{1n}/R_0)^2] [\kappa_{1j}/R_1)^2 - (\kappa_{1n}/R_0)^2]} - \right.$$

$$\begin{aligned}
& - \delta_{kj} \gamma_{1k} \operatorname{cth}(\gamma_{1k} H) \Big\} + \sum_{l=1}^L a_l \delta_{jl} \gamma_{1l} \operatorname{cth}(\gamma_{1l} H) \operatorname{sh}(\gamma_{1l} H) = 0; \quad (14) \\
& \sum_{l=1}^L a_l \left\{ \int_0^{\infty} \kappa \frac{R_1^2 I_1^2(\kappa R_1) (1 + \gamma_2 \gamma_3^{-1} \operatorname{th}(\gamma_2 h_2)) \gamma_2 d\kappa}{[\kappa_{1k}^2 - (\kappa R_1)^2] [\kappa_{1j}^2 - (\kappa R_1)^2] [\operatorname{th}(\gamma_2 h_2) + \gamma_2 / \gamma_3]} + \right. \\
& \left. + \delta_{lj} \gamma_{1l} \operatorname{csch}(\gamma_{1l} H) \right\} - \sum_{k=1}^K a_k \delta_{jk} \operatorname{cth}(\gamma_{1k} H) = 0,
\end{aligned}$$

где H — толщина стенки в области измерительного отверстия.

Из условия нетривиальности решения системы (11)—(14) формируются уравнения, устанавливающие взаимосвязь комплексной резонансной частоты резонатора с параметрами исследуемого образца. Такие уравнения в СВЧ-диагностике материалов принято называть характеристическими уравнениями резонаторного ИП.

В ряде случаев возникает задача определения влияния излучения в зазор, заполненный исследуемым материалом, при включении образца между двумя соосными частями цилиндрического резонатора с H_{012} видом колебаний (рис. 1, в). Даже без учета потерь в материале ее приближенное решение имеет громоздкий вид [5]. В случае использования вариационного алгоритма, основанного на понятии оператора импеданса в граничных условиях [6], задача решается в более общем виде. Однако сложность конечных формулировок решения при этом возрастает. Рассмотренный подход в этом случае дает более компактное решение без существенных ограничений на параметры образца и резонатора

$$\begin{aligned}
& \delta_{kjh} \gamma_{1l} \operatorname{cth}(\gamma_{1l} Z_1) + \sum_{k=1}^K a_k \frac{2\kappa_{1k} \kappa_{1j}}{R_0^2} \int_0^{\infty} \frac{\kappa \gamma_2 I_1^2(\kappa R_0) \operatorname{cth}(\gamma_2 h) d\kappa}{[(\kappa_{1k}/R_0)^2 - \kappa^2][(\kappa_{1j}/R_0)^2 - \kappa^2]} - \\
& - \sum_{n=1}^N a_n \frac{2\kappa_{1n} \kappa_{1j}}{R_0^2} \int_0^{\infty} \frac{\kappa \gamma_2 I_1^2(\kappa R_0) \operatorname{csch}(\gamma_2 h) d\kappa}{[(\kappa_{1n}/R_0)^2 - \kappa^2][(\kappa_{1j}/R_0)^2 - \kappa^2]} = 0; \quad (15) \\
& \delta_{n\eta m} \gamma_{1m} \operatorname{cth}(\gamma_{1m} H) + \sum_{n=1}^N a_n \frac{2\kappa_{1n} \kappa_{1\eta}}{R_0^2} \int_0^{\infty} \frac{\kappa \gamma_2 I_1^2(\kappa R_0) \operatorname{cth}(\gamma_2 h) d\kappa}{[(\kappa_{1n}/R_0)^2 - \kappa^2][(\kappa_{1\eta}/R_0)^2 - \kappa^2]} - \\
& - \sum_{k=1}^K a_k \frac{2\kappa_{1k} \kappa_{1\eta}}{R_0^2} \int_0^{\infty} \frac{\kappa \gamma_2 I_1^2(\kappa R_0) \operatorname{csch}(\gamma_2 h) d\kappa}{[(\kappa_{1k}/R_0)^2 - \kappa^2][(\kappa_{1\eta}/R_0)^2 - \kappa^2]} = 0.
\end{aligned}$$

Для повышения чувствительности СВЧ-метода диагностики тонкопленочных систем на экранирующих (проводящих, сильно легированных полупроводниковых) подложках признано эффективным использовать резонаторные ИП с сосредоточенной емкостью в области взаимодействия с образцом. По сути, в этом случае реализуется СВЧ-ем-

костной метод с его специфичными ограничениями и недостатками [7]. Однако повышение чувствительности в результате концентрации электрического поля в образце при одновременном уменьшении потерь в подложке весьма перспективно. Поэтому изучение более сложных резонансных СВЧ-систем, обеспечивающих реализацию такого подхода при сохранении преимуществ радиоволнового СВЧ-метода, заслуживает внимания. В частности, необходимо решить задачу оптимизации резонаторного ИП квазиторoidalного типа (рис. 1, з), возбуждаемого на E_{02} виде колебаний. Основными критериями оптимизации должны быть чувствительность и локальность диагностики. Последний параметр определяется диаметром измерительного отверстия в торце, которое должно выполняться по линии нулевого СВЧ-тока в стенке для существенного повышения точности и снижения требований к качеству обработки поверхности образца [2].

Исходное уравнение для задачи оптимизации получаем описанным методом в следующем виде:

$$\sum_{k=1}^{\kappa} a_k \frac{2}{b^3} \sum_{m=2}^M \frac{a \chi_{0m}^2 I_0(\chi_{0m} R_1/b) [I_1(\chi_{0k} a) N_0(\chi_{0k} b) - I_0(\chi_{0k} b) N_1(\chi_{0k} a)]}{b I_1^2(\chi_{0m}) [(\chi_{0m}/b)^2 - \chi_{0k}^2] [(\chi_{0j}/R_1)^2 - (\chi_{0m}/b)^2]} \times$$

$$\times \frac{\text{csch}(\gamma_{0m}^{\text{II}} g)}{(\Delta_{0k}^E)^{1/2} \gamma_{0m}^2} + \sum_{l=1}^L a_{lj} \left\{ \int_0^{\infty} \chi^3 \frac{\epsilon_2 [1 + (\gamma_3 \tilde{\epsilon}_2 / \gamma_2 \tilde{\epsilon}_3) \text{th}(\gamma_2 h_2)] I^2(\chi R_1) d\chi}{[\text{th}(\gamma_2 h_2) + (\gamma_3 \tilde{\epsilon}_2 / \gamma_2 \tilde{\epsilon}_3)] \gamma_2 [(\chi_{0j}/R_1)^2 - \chi^2]} \times \right.$$

$$\times [(\chi_{0l}/R_1)^2 - \chi^2]^{-1} - 4b^{-2} \times$$

$$\left. \times \sum_{m=2}^M \frac{(\chi_{0m}/b)^2 I_0^2(\chi_{0m} R_1/b) \text{cth}(\gamma_{0m}^{\text{II}} g) (\gamma_{0m}^{\text{II}})^{-1}}{I_1^2(\chi_{0m}) [(\chi_{0l}/R_1)^2 - (\chi_{0m}/b)^2] [(\chi_{0l}/R_1)^2 - \chi_{0m}/b^2]} \right\} = 0,$$

где χ_{0m} — корни уравнения;

$$I_0(\chi_{0m} a) N_0(\chi_{0m} b) - N_0(\chi_{0m} a) I_0(\chi_{0m} b) = 0;$$

$$\gamma_m^{\text{I}} = \sqrt{\chi_{0m}^2 - k^2}; \quad \gamma_m^{\text{II}} = \chi_{0m}.$$

Для его решения можно использовать в качестве первого приближения соответствующий корень уравнения резонатора без образца:

$$\sum_{k=1}^{\kappa} a_k \left\{ [I_1(\chi_{0k} a) N_0(\chi_{0k} b) - I_0(\chi_{0k} b) N_1(\chi_{0k} a)] \times \right.$$

$$\times [I_1(\chi_{0j} a) N_0(\chi_{0j} b) - I_0(\chi_{0j} b) N_1(\chi_{0j} a)] \times$$

$$\times \sum_{n=1}^N \frac{2a^2 \chi_{0n}^2 I_0^2(\chi_{0n} a/b) \text{cth}(\gamma_n^{\text{I}} g)}{I_1^2(\chi_{0n}) b^2 [(\chi_{0n}/b)^2 - \chi_{0k}^2] [(\chi_{0n}/b)^2 - \chi_{0j}^2] \gamma_n^{\text{II}}} -$$

$$\left. - \delta_{kj} \frac{(\Delta_{0j}^E)^2 \text{cth} \gamma_j^{\text{I}} (l-g)}{\Delta_{0j} \gamma_j^{\text{I}}} \right\} = 0. \quad (17)$$

Здесь Δ — нормы собственных функций соответствующих областей.

Во втором варианте решения этих задач представление поля в частных областях описывается не через общий вектор неизвестных коэффициентов разложения в функциональном пространстве $\{\bar{a}_k\}$, как в первом случае, а через отдельные неизвестные векторы для каждой области. Поэтому на каждой границе необходимо выписывать интегральные уравнения отдельно для Е и Н-полей. Базис функций, используемых при алгебраизации задачи по методу Галеркина, будет для них различным. Например, при решении задачи с геометрией (рис. 1, б, г) систему сумматорных уравнений получаем из следующих условий:

$$\int_S (E_{\tau}^I - E_{\tau}^{II}) \varphi_k^I dS = 0; \quad \int_S (H_{\tau}^I - H_{\tau}^{II}) \varphi_n^{II} dS = 0,$$

где

$$E_{\tau}^I = \sum_k a_k \varphi_k^I z_{Ik}; \quad E_{\tau}^{II} = \sum_n a_n \varphi_n^{II} z_{In}; \quad H_{\tau}^I = \sum_k a_k \varphi_k^I z_{nk}; \\ H_{\tau}^{II} = \sum_n a_n \varphi_n^{II} z_{nn};$$

φ_i , z_{ij} — функции поперечных и продольных координат. Для ИП с E_{021} видом колебаний представим окончательный результат

$$\sum_{k=1}^{\infty} a_k \left[\int_0^{\infty} x^3 \frac{I_0^2(xR_1) \bar{\epsilon}_2 \gamma_2^{-1} (1 + (\bar{\epsilon}_2 \gamma_3 / \gamma_2 \bar{\epsilon}_3) \text{th}(\gamma_2 h_2)) dx}{[(x_{0k}/R_1)^2 - x^2] [(x_{0j}/R_1)^2 - x^2] [(\bar{\epsilon}_2 \gamma_3 / \gamma_2 \bar{\epsilon}_3) + \text{th}(\gamma_2 h_2)]} - \right. \\ \left. - \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2x_{0n} I_0^2(x_{0n} R_1 / R_0) \gamma_{0n}^{-1} \text{cth}(\gamma_{0n} Z)}{R_0^4 I_1^2(x_{0n}) [(x_{0k}/R_1)^2 - (x_{0n}/R_0)^2] [(x_{0j}/R_1)^2 - (x_{0n}/R_0)^2]} \right] = 0. \quad (18)$$

Из сравнения (13), (18) следует, что уравнения (13) более пригодны для вычислений в связи с концентрацией величин, зависящих от параметров образца в одной части системы. Кроме того, можно предположить, что сходимость к среднему результатов численных исследований в случае (18) будет ухудшаться с уменьшением H для заданного ограничения по k . Рассмотренный подход неприменим для решения задач с геометрией (рис. 1, а). В этом случае, по-видимому, возможно использование метода Хана с переразложением поля на стыке частичных областей для удовлетворения граничным условиям в различных частях. При этом следует ожидать существенно большей громоздкости результирующей системы уравнений по сравнению с (12). Таким образом, уже на этапе анализа выражений для решения рассматриваемых задач можно заключить о предпочтительности первого подхода.

В таблице приведены результаты исследования сходимости решения задачи для геометрии (рис. 1, а) на частоте 37500 МГц. Задача решалась по алгоритму (4), (13) для полупроводниковых пластин со следующими параметрами: $h_2 = 1 \cdot 10^{-4}$ м; $\text{tg} \delta_2 = 0,1$; $\epsilon_2 = 12$. Очевидно, что зависимость отклонения от среднего сильнее для разложения по функциям Грина. В приемлемом варианте $N = 50$, $K = 20$ время вы-

числения одной точки на ЭВМ ЕС-1050 составляет 4 мин. При увеличении N , K число итераций в реализации подпрограммы SNES (нахождение комплексного корня) быстро уменьшается.

Для анализа количественных результатов применения разработанных алгоритмов ограничимся сравнением с одномодовым приближением характеристик преобразования E_{021} ИП. На рис. 2, а

Размер суммы N	Размер матрицы K	Добротность $Q \times 10^{-3}$	Резонансная длина резонатора L , мм
10	10	Корни не определяются	
30	3	11,022	9,379685
30	5	15,348	9,379325
30	10	14,706	9,379785
50	10	14,934	9,379863
50	15	14,897	9,380022
50	20	14,859	9,380154
60	20	14,858	9,380138

представлена зависимость изменения добротности ИП на частоте 37500 МГц от параметров образцов со структурой nn^+ типа. На рис. 2, б представлена зависимость изменения добротности и резонансной длины ИП от параметров полупроводниковой экранированной пластины. Характеристики, полученные с помощью метода на основе функций

Грина, показаны сплошными линиями, а пунктирными линиями нанесены результаты одномодового приближения.

Из этих характеристик следует, что имеет место систематическая погрешность применения одномодового приближения, которая возрастает с увеличением фазовой толщины образца. Для слабо экранирующих образцов ее значение превышает 20 % при $\beta_2 h_2 > 0,5$. Знак и

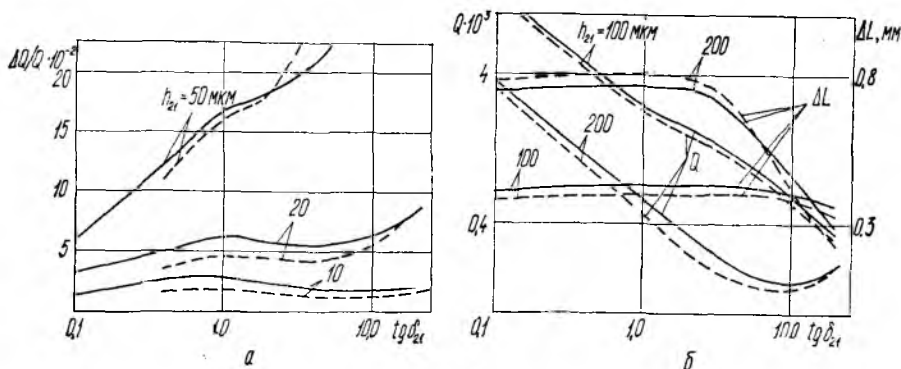


Рис. 2

значение погрешности при этом связаны физически с учетом в одномодовом приближении специфики излучения из резонатора в образец через отверстие. Для слабо и заметно экранирующих образцов эта специфика различна, что проявляется в изменении знака погрешности.

В заключение отметим, что применение в диагностике полупроводников СВЧ-резонаторных ИП строится таким образом, что возму-

шение поля образцом не приводит к возбуждению других видов колебаний. Поэтому одномодовое приближение оказывается всегда полезно для осуществления уменьшения количества итераций при численном отыскании корней уравнения типа (12).

Список литературы: 1. Гордиенко Ю. Е. Определение характеристик объемных резонаторов со слоистым заполнением // Радиотехника // 1982.— Вып. 60.— С. 17—23. 2. Гордиенко Ю. Е., Черкашин Е. Ю., Боровская Т. И. Методы численного исследования СВЧ измерительных преобразователей для неразрушающего контроля материалов // I Всесоюз. межвуз. науч.-техн. конф. «Оптические и радиоволновые методы и средства неразрушающего контроля»: Тез. докл.— Фергана.— 1981.— С. 46—50. 3. Панченко В. А. Тензорные функции Грина уравнений Максвелла для цилиндрических областей // Радиотехника // 1970.— Вып. 15.— С. 82—91. 4. Никольский В. В. Проекционный метод для задач дифракции на основе импедансной трактовки с выделенным полем // Электродинамика, антенны и техника СВЧ // Тр. Моск. ин-та радиотехники, электрон. и автоматики.— 1974.— Вып. 70.— С. 112—120. 5. Токач В. И., Зальцман Е. Б. Собственные частоты цилиндрического резонатора со щелью // Радиотехника и электрон.— 1966.— 21, № 2.— С. 386—388. 6. Никольский В. В. Общая импедансная трактовка в электродинамике // Тр. Моск. ин-та радиотехники, электрон. и автоматики.— 1972.— Вып. 56.— С. 33—34. 7. Концевой Ю. А., Кудин В. Д. Методы контроля технологии производства полупроводниковых приборов.— М.: Энергия, 1973.— 142 с.

Поступила в редколлегию 06.01.87

УДК 621.317

А. Б. ЕГОРОВ, И. П. ЗАХАРОВ

ОПРЕДЕЛЕНИЕ КОЭФФИЦИЕНТОВ ПЕРЕДАЧИ КАНАЛОВ МНОГОЗОНДОВЫХ СРЕДСТВ ИЗМЕРЕНИЯ СВЧ-ДИАПАЗОНА

Применение дискретной (многозондовой) измерительной линии позволяет реализовать многофункциональные быстродействующие средства измерения энергетических параметров сигнала и параметров нагрузки линии передачи СВЧ [1—3]. Указанные параметры определяются из уравнений косвенных измерений как функции дискретных значений пространственного распределения квадрата амплитуды напряженности электрического поля E^2 . При этом погрешности результатов измерений могут увеличиваться почти на порядок по сравнению с погрешностью определения E^2 [3]. Следовательно, важнейшая задача метрологического обеспечения многозондовых средств измерений— точное определение коэффициентов передачи их измерительных каналов.

Предположим, что зонды дискретной измерительной линии представляют собой емкостные ненаправленные точечные элементы связи, в линии передачи распространяются монохроматические колебания СВЧ основного типа, а выходные напряжения детекторных преобразователей пропорциональны E^2 .

Напряжение на выходе i -го измерительного канала U_i после установления переходных процессов в линии передачи описывается выражением

$$U_i = K_i E_{\text{ПАД}}^2 \frac{1 + \Gamma_H^2 + 2\Gamma_H \cos(\varphi_H + 2\beta l - 2\beta x_i)}{1 + \Gamma_H^2 \Gamma_{\Gamma}^2 - 2\Gamma_H \Gamma_{\Gamma} \cos(2\beta l + \varphi_H + \varphi_{\Gamma})}, \quad (1)$$

где $E_{\text{ПАД}}$ — амплитуда электрической составляющей падающей волны; K_i — коэффициент преобразования i -го канала; $\Gamma_H, \varphi_H, \Gamma_{\Gamma}, \varphi_{\Gamma}$ — модуль и фаза коэффициентов отражения нагрузки и генератора; x_i, l — расстояние между генератором и i -м зондом и длина линии передачи; $\beta = 2\pi/\lambda$; λ — длина волны в линии передачи.

Принимая за базовый j -й канал измерения, можно вычислить относительные коэффициенты передачи остальных i -х каналов как $K_{ij} = K_i/K_j$. Коэффициенты K_{ij} определяются точнее, чем K_i , поскольку их нахождение сводится к измерению напряжений и не требует измерения мощности в линии передачи. Зная относительные коэффициенты, можно измерить $\Gamma_H, \varphi_H, \lambda$. Для нахождения энергетических параметров СВЧ-сигнала потребуется произвести дополнительную калибровку всего средства измерения.

Рассмотрим методы определения относительных коэффициентов передачи каналов многозондовых средств измерений и проведем оценивание их погрешностей. При исследовании погрешностей не будем рассматривать составляющую инструментальной погрешности, обусловленную неточностью измерения напряжений.

Метод согласованной нагрузки. Самым простым методом определения K_{ij} представляется метод согласованной нагрузки. При этом в линии передачи устанавливается бегущая волна ($\Gamma_H = 0$), и K_{ij} определяется как отношение напряжений на выходах i -го и j -го каналов $K_{ij} = U_{ij}/U_j$ (2). Погрешность определения K_{ij} , кроме инструментальной составляющей, содержит методическую составляющую, обусловленную рассогласованием реальной нагрузки ($\Gamma_H \neq 0$). Оценку относительного коэффициента передачи i -го канала \overline{K}_{ij} можно записать из выражений (1), (2) как

$$\overline{K}_{ij} = K_{ij} \frac{1 + \Gamma_H^2 + 2\Gamma_H \cos \alpha_i}{1 + \Gamma_H^2 + 2\Gamma_H \cos \alpha_j}, \quad (3)$$

где $\alpha_{i(j)} = \varphi_H + 2\beta l + 2\beta x_{i(j)}$. В этом случае относительная погрешность определения K_{ij} , обусловленная рассогласованием нагрузки

$$\delta_1 = \frac{\overline{K}_{ij}}{K_{ij}} - 1 = 4\Gamma_H \frac{\sin \frac{\alpha_i + \alpha_j}{2} \sin \frac{\alpha_i - \alpha_j}{2}}{1 + \Gamma_H^2 + 2\Gamma_H \cos \alpha_j}, \quad (4)$$

имеет максимальное значение $\delta_{1M} = 4\Gamma_H/(1 - \Gamma_H)^2$ (5), увеличивающееся с ростом Γ_H . Для малых Γ_H , выражая (5) через коэффициент стоячей волны $K_{\text{СТУ}}$, получаем $\delta_{1M} \approx 2(K_{\text{СТУ}} - 1)$ (6).

Из этого выражения следует, что для образцовой нагрузки с $K_{\text{СТУ}} = 1,05$ максимальное значение погрешности δ_1 составит 10 %.

Метод максимума. Развитием метода согласованной нагрузки является метод максимума. Для реализации данного метода используется нагрузка с переменной фазой коэффициента отражения. Изменяя φ_H , можно поочередно установить максимальное значение напряжения U_{iM} на выходе каждого канала, а затем определить относительный коэффициент передачи i -го канала как $K_{ij} = U_{iM}/U_{jM}$ (7). Выражение для U_{iM} легко получить из уравнения (1)

$$U_{iM} = K_i E_{\text{ПАД}}^2 \frac{1 + \Gamma_H^2}{1 + \Gamma_H^2 \Gamma_\Gamma^2 - 2\Gamma_H \Gamma_\Gamma \cos(2\beta x_i + \varphi_\Gamma)} \quad (8)$$

при условии

$$\varphi_H = -2\beta l + 2\beta x_i + 2\pi n, \quad n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$$

Отсюда видно, что U_{iM} зависит от x_i и, следовательно, будет различным для разных i .

Подставляя (8) в (7), получаем оценку относительного коэффициента передачи i -го канала

$$\overline{K_{ij}} = K_{ij} \frac{1 + \Gamma_H^2 \Gamma_\Gamma^2 - 2\Gamma_H \Gamma_\Gamma \cos \gamma_i}{1 + \Gamma_H^2 \Gamma_\Gamma^2 - 2\Gamma_H \Gamma_\Gamma \cos \gamma_j}, \quad (9)$$

где $\gamma_{i(j)} = 2\beta x_{i(j)} + \varphi_\Gamma$. Тогда относительная методическая погрешность определения K_{ij} , обусловленная рассогласованием генератора и нагрузки примет вид

$$\delta_2 = \frac{\overline{K_{ij}}}{K_{ij}} - 1 = \frac{4\Gamma_H \Gamma_\Gamma \sin \frac{\gamma_j + \gamma_i}{2} \sin \frac{\gamma_j - \gamma_i}{2}}{1 + \Gamma_H^2 \Gamma_\Gamma^2 - 2\Gamma_H \Gamma_\Gamma \cos \gamma_i}. \quad (10)$$

Полученное выражение для δ_2 полностью соответствует соотношению (4) для δ_1 при замене $\Gamma_H \Gamma_\Gamma$ на Γ_H . Максимальное значение δ_2 :

$$\delta_{2M} = 4\Gamma_H \Gamma_\Gamma / (1 - \Gamma_H \Gamma_\Gamma)^2. \quad (11)$$

Метод максимума более трудоемок в реализации, но может обеспечить погрешность, меньшую в $1/\Gamma_\Gamma$ раз, по сравнению с методом согласованной нагрузки. Значение Γ_Γ ограничивается техническими требованиями на генератор, однако эти ограничения обычно не менее 0,2. Это может привести к большому значению δ_{2M} .

Метод детерминированной нагрузки. Методическую погрешность, имеющую место в методе согласованной нагрузки, можно снизить, применяя метод детерминированной нагрузки [3]. В этом случае, при известных параметрах нагрузки Γ_H , φ_H , а также параметрах l , x_i , x_j , относительный коэффициент передачи i -го канала можно определить из выражений (2), (3) как

$$K_{ij} = \frac{K_i U_i (1 + \Gamma_H^2 + 2\Gamma_H \cos \alpha_i)}{K_j U_j (1 + \Gamma_H^2 + 2\Gamma_H \cos \alpha_j)}. \quad (12)$$

Метод обладает инструментальной погрешностью, составляющая которой δ_3 , обусловленная неточностью определения Γ_H , φ_H , опре-

деляется в результате дифференцирования выражений (12) в следующем виде: $\delta_3 = |\alpha_\Gamma \Delta_\Gamma| + |\alpha_\Phi \Delta_\Phi|$ (13), где Δ_Γ , Δ_Φ — абсолютные погрешности определения Γ_H , Φ_H ;

$$\alpha_\Gamma = 4(1 - \Gamma_H^2) \frac{\sin \frac{\alpha_i + \alpha_j}{2} \sin \frac{\alpha_i - \alpha_j}{2}}{(1 + \Gamma_H^2 + 2\Gamma_H \cos \alpha_i)(1 + \Gamma_H^2 + 2\Gamma_H \cos \alpha_j)}; \quad (14)$$

$$\alpha_\Phi = 4\Gamma_H \frac{\left[(1 + \Gamma_H^2) \cos \frac{\alpha_i + \alpha_j}{2} + 2\Gamma_H \cos \frac{\alpha_i + \alpha_j}{2} \right] \sin \frac{\alpha_i - \alpha_j}{2}}{(1 + \Gamma_H^2 + 2\Gamma_H \cos \alpha_i)(1 + \Gamma_H^2 + 2\Gamma_H \cos \alpha_j)}. \quad (15)$$

Анализ выражения (12) показывает, что устранить составляющую погрешности, обусловленную неточностью определения Γ_H можно, обеспечив условие $\cos \alpha_i = \cos \alpha_j$ (16), что соответствует равенству амплитуд напряженностей поля в точках установки i -го и j -го зондов. В этом случае K_{ij} необходимо определять из выражения (2). Формула (12) описывает оценку относительного коэффициента преобразования K_{ij} , неточность которого обусловлена невыполнением равенства (16). Последнее определяет инструментальную погрешность

$$\delta_4 = \frac{\overline{K_{ij}}}{K_{ij}} - 1 = \frac{2\Gamma_H (\cos \alpha_j - \cos \alpha_i)}{1 + \Gamma_H^2 + 2\Gamma_H \cos \alpha_i} \approx \frac{2\Gamma_H \sin \alpha_i \Delta \alpha_i}{1 + 2\Gamma_H^2 + 2\Gamma_H \cos \alpha_i}. \quad (17)$$

Погрешность δ_4 увеличивается с ростом Γ_H , поэтому для ее уменьшения необходимо выбирать Γ_H малым. В этом случае максимальное значение δ_4 составит $\delta_{4M} \approx 2\Gamma_H \Delta \alpha_i$ (18).

Условие (16) наиболее легко реализуется для эквидистантного расположения зондов. Тогда равенство амплитуд напряженностей поля для i -го и j -го зондов достигается, когда вариацией Φ_H (или l) устанавливается максимум (или минимум) выходного сигнала на $(i + j)/2$ -м зонде.

Например, для четырехзондовой эквидистантной дискретной измерительной линии, последовательно устанавливая максимум (или минимум) выходного сигнала на втором и третьем зондах, определяем коэффициенты $K_{31} = U_3/U_1$, $K_{42} = U_4/U_2$. После этого, увеличивая фазу нагрузки на $\beta \Delta x$, где Δx — расстояние между зондами, т. е. устанавливая максимум амплитуды напряженности электрического поля между вторым и третьим зондами, определяем коэффициент $K_{23} = U_2/U_3$. Тогда, считая базовым первый зонд, находим $K_{21} = K_{31}K_{23}$ и $K_{41} = K_{42}K_{21}$.

Таким образом, рассмотренные методы требуют для своей реализации малые рассогласования нагрузки.

Метод согласованной нагрузки неприменим для точного определения относительных коэффициентов передачи каналов многозондовых средств измерений на СВЧ ввиду его значительной погрешности даже для образцовых нагрузок.

Применение метода максимума позволяет снизить погрешность определения относительных коэффициентов передачи каналов в $1/\Gamma$ раз по сравнению с методом согласованной нагрузки.

При больших значениях Γ_T для эквидистантных дискретных измерительных линий целесообразно применять метод детерминированной нагрузки.

Список литературы: 1. Бондаренко И. К., Дейнега Г. А., Маграчев З. В. Автоматизация измерений параметров СВЧ трактов.— М.: Сов. радио, 1969.— 304с. 2. А. с. 277094 СССР. Измеритель проходящей мощности СВЧ / В. Д. Кукуш, В. М. Волков, И. К. Овчинников // Открытия. Изобретения.— 1972.— № 27.— С. 224—225. 3. Егоров А. Б., Захаров И. П., Белокурский Ю. П. Автоматизированная система для измерения параметров сигнала и нагрузки в рассогласованных линиях передачи // Радиотехника.— 1986.— Вып. 77.— С. 26—35.

Поступила в редколлегию 20.04.87

УДК 621.391.8:621.374

В. А. ПИСЬМЕНЕЦКИЙ, канд. техн. наук, П. М. ПОДПРУЖНИКОВ
**ВРЕМЕННОЕ ПРЕОБРАЗОВАНИЕ СИГНАЛОВ УСТРОЙСТВАМИ
 С ДИСПЕРСИЕЙ**

В технике связи, радиолокации и других областях радиоэлектроники находят широкое применение дисперсионные линии задержки (ДЛЗ), позволяющие существенно улучшить параметры различных радиоэлектронных систем, создать устройства, выполняющие функциональные преобразования, например, изменение временного масштаба исследуемых процессов [1].

Рассмотрим основные соотношения для масштабных преобразователей на устройствах с дисперсией. Для изменения временного масштаба исходный сигнал необходимо представить дискретными отсчетами и пропустить через устройство с переменным запаздыванием [2]. Пусть исходный сигнал представлен N -дискретными отсчетами длительностью τ_1 на отрезке T_c . Интервал между отсчетами T_b определяется в соответствии с теоремой Котельникова. Тогда

$$\sum_{n=1}^N f(nT_b) \operatorname{rect} \frac{t - nT_b}{\tau_1} = f(t), \quad (1)$$

где

$$\operatorname{rect} x = \begin{cases} 1, & 0 \leq x < 1; \\ 0, & x < 0; x \geq 1. \end{cases}$$

Пропустим этот сигнал через устройство с запаздыванием $\tau(t) = \tau_0 - \alpha t$, где α — некоторая постоянная. Выходной сигнал найдем по формуле

$$\begin{aligned} f[t - \tau(t)] &= \sum_{n=1}^N f(nT_b) \operatorname{rect} \frac{t - \tau_0 + \alpha nT_b - nT_b}{\tau_1} = \\ &= \sum_{n=1}^N f(nT_b) \operatorname{rect} \frac{t - \tau_0 - (1 - \alpha) nT_b}{\tau_1}. \end{aligned} \quad (2)$$

Из соотношения (2) видно, что интервалы между отсчетами изменились. Соответственно изменился и временной масштаб.

Предположим, что имеется устройство, обеспечивающее запаздывание $\tau(x)$ в некоторой области x , причем

$$\tau(x) = \begin{cases} \tau_0 - \beta x; \\ \tau_0 + \beta x, \end{cases} \quad (3)$$

где τ_0 — среднее значение задержки; β — постоянный параметр. Параметры β , τ выбираются так, что огибающая выборок не искажается после прохождения через систему с запаздыванием $\tau(x)$.

Обозначим

$$\text{rect} \frac{t - nT_b}{\tau_1} = \varphi \left(\frac{t - nT_b}{\tau_1} \right).$$

Тогда

$$f(t) = \sum_{n=1}^N f(nT_b) \varphi \left(\frac{t - nT_b}{\tau_1} \right).$$

Введем переменную x в функцию $f(t)$, например, с помощью угловой модуляции

$$f(t, x) = \sum_{n=1}^N f(nT_b, x) \varphi \left(\frac{t - nT_b}{\tau_1} \right).$$

Но переменная x изменяется во времени, т. е. $x = f(t)$, или $x(nT_b)$. В этом случае

$$f(t, x) = \sum_{n=1}^N f[nT_b, x(nT_b)] \varphi \left(\frac{t - nT_b}{\tau_1} \right).$$

Согласно (3) отсчеты с различными значениями параметра x приобретают различное запаздывание

$$\tau[x(nT_b)] = \begin{cases} \tau_0 - \beta x(nT_b); \\ \tau_0 + \beta x(nT_b). \end{cases}$$

Рассмотрим случай линейной зависимости $x(nT_b) = \xi nT_b$. При этом

$$\tau[x(nT_b)] = \begin{cases} \tau_0 - \beta \xi nT_b; \\ \tau_0 + \beta \xi nT_b \end{cases}$$

и соответственно

$$f(t, x, \tau) = \begin{cases} \sum_{n=1}^N f[nT_b, x(nT_b)] \varphi \left(\frac{t - \tau_0 + \beta \xi nT_b - nT_b}{\tau_1} \right); \\ \sum_{n=1}^N f[nT_b, x(nT_b)] \varphi \left(\frac{t - \tau_0 - \beta \xi nT_b - nT_b}{\tau_1} \right). \end{cases}$$

Отсюда

$$f\{t, x, \tau\} = \begin{cases} \sum_{n=1}^N f[nT_b, x(nT_b)] \varphi\left[\frac{t - \tau_0 - (1 - \beta\xi)nT_b}{\tau_1}\right]; \\ \sum_{n=1}^N f[nT_b, x(nT_b)] \varphi\left[\frac{t - \tau_0 - (1 + \beta\xi)nT_b}{\tau_1}\right]. \end{cases} \quad (4)$$

Из соотношения (4) следует, что в зависимости от параметров β , ξ можно получить различные значения временного масштаба. Один из возможных способов перехода в область — Фурье-преобразование $g(x) = F\{f(x, t)\}$. Для его осуществления можно использовать замедляющие системы с дисперсией скорости распространения сигнала — дисперсионные линии задержки.

Обозначим через Δx полосу частот и через ΔT — перепад задержки ДЛЗ. Тогда $C = \Delta T \Delta x$. (5) При этом ширина спектра выборки определяется как $\Delta x_1 = \frac{a}{\tau_1}$, (6) где a — коэффициент формы выборки.

В пределах полосы Δx изменение задержки составит

$$\Delta \tau_1 = \frac{\Delta x_1}{\gamma}, \text{ где } \gamma = \frac{\Delta x}{\Delta T}. \quad (7)$$

Считаем, что дисперсия спектральных составляющих выборки не деформирует ее огибающую при условии $\Delta x_1 \Delta \tau_1 < 1$, или $(\Delta x_1)^2 < < \gamma$ (8).

Рассмотрим изменение периода следования выборок конечного сигнала после прохождения через ДЛЗ при условии $x \tau(x) = \tau_0 - \beta x$; $x(t) = x_0 + \xi t$. Здесь параметр следует выбирать так, чтобы частота выборок $x(nT)$ изменялась в пределах рабочей полосы Δx ДЛЗ. Тогда перепад задержек при переходе от выборки к выборке $\Delta T_b = \frac{\Delta T}{N-1}$, а относительное изменение периода T_b составит $\frac{\Delta T_b}{T_b} = \frac{\Delta T}{(N-1)T_b}$, что обеспечит коэффициент масштабирования

$$M = \frac{T_b}{T_b - \Delta T_b} = \frac{T_b}{T_b - \Delta T / (N-1)}.$$

Обозначим

$$\frac{T_b}{\tau_1} = Q \text{ или } T_b = Q\tau_1.$$

Тогда

$$M = \frac{Q\tau_1}{Q\tau_1 - \frac{\Delta T}{N-1}}.$$

С учетом соотношений (5), (6)

$$M = \frac{Q\tau_1}{Q\tau_1 - \sqrt{\frac{C}{\gamma} \frac{1}{N-1}}}.$$

Преобразуем это соотношение с учетом равенств (6), (8)

$$M = \frac{Q \frac{a}{\sqrt{\gamma}}}{Q \frac{a}{\sqrt{\gamma}} - \sqrt{\frac{C}{\gamma}} \frac{1}{N-1}} = \frac{Qa}{Qa - \frac{\sqrt{C}}{N-1}}. \quad (9)$$

Из равенства (9) следует, что при постоянных параметрах устройств с дисперсией скорости распространения при увеличении числа отсчетов N или параметра Q максимальное значение коэффициента масштабирования уменьшается. При фиксированных параметрах входного сигнала с ростом параметра C оно увеличивается.

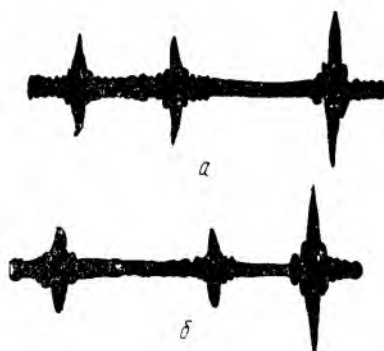


Рис. 1

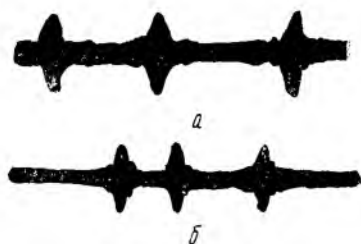


Рис. 2

Экспериментально исследована возможность построения временных масштабных преобразователей на устройствах с дисперсией. В качестве последнего использована дисперсионная линия задержки на поверхностных акустических волнах ($f_0 \approx 30$ МГц, $c = 200$). Дискретные отсчеты в виде радиоимпульсов с частотой заполнения, соответствующей полосе пропускания ДЛЗ, подавались на вход линии с периодом следования T_b . На рис. 1, *a* представлен отклик ДЛЗ на три радиоимпульса с одинаковой частотой заполнения и временными интервалами между ними. При изменении частоты заполнения одного из импульсов интервалы между откликами изменялись (рис. 1, *б*). При изменении частоты заполнения по линейному закону пропорционально менялся и интервал между откликами (рис. 2, *a*, *б*), т. е. происходило временное масштабное преобразование сигнала. В эксперименте коэффициент масштабного преобразования мог изменяться в два раза без потери информации, что ниже теоретически полученных значений и объясняется нелинейностью амплитудно-частотной характеристики ДЛЗ и устройств формирования частотно-модулированных импульсов.

Результаты экспериментальных исследований подтверждают возможность построения преобразователей временного масштаба с управляемым коэффициентом масштабирования на устройствах с дисперсией, когда сигнал представлен рядом дискретных отсчетов.

Список литературы: 1. Messer H., Bar-Ness Y., Gilboa H. New S. a. w. timeinversion system. // El. Lett.—1979.—15, N 7.— P. 214—215. 2. Никифоров Н. Т., Бубенчиков Б. И. Преобразование сигналов в управляемом преобразователе временного масштаба // Методы и аппаратура спектр. и корреляц. анализа слож. сигналов.—1974.—С. 36—44.

Поступила в редколлегию 16.10.86

УДК 621.391

О. В. ОВЧАРЕНКО

АНАЛИТИЧЕСКИЙ СИГНАЛ И КРАЕВЫЕ ЗАДАЧИ АНАЛИТИЧЕСКИХ ФУНКЦИЙ *

Понятие аналитического сигнала возникло как обобщение понятия комплексной амплитуды гармонического сигнала на случай негармонических сигналов, определенных на всей действительной оси. Вначале рассматривали узкополосные сигналы, для которых с помощью аналитического сигнала естественным путем определялись медленно изменяющиеся амплитуда и фаза. Мнимая компонента аналитического сигнала вводилась при этом с помощью преобразования Гильберта [2]. В результате многочисленных исследований обосновали естественность такого определения аналитического сигнала и возможность его распространения на широкополосные сигналы [1—3]. Более того, доказали его единственность, вытекающую из обычных физических требований к огибающей и фазе модулированного сигнала [2].

В то же время в указанных работах отмечалось, что для финитных функций аналитический сигнал, построенный при помощи преобразования Гильберта, может иметь бесконечные выбросы на концах интервала определения функции [1]. Известные трудности возникают и при установлении связи амплитуды с фазой, когда также приходится строить аналог аналитического сигнала [3]. В этом случае возникают функции, имеющие логарифмические особенности, из-за которых не удастся получить соответствующие интегральные представления.

Указанные трудности легко преодолимы при последовательном использовании теории краевых задач аналитических функций. Эта теория использована нами для построения аналитического сигнала на конечном интервале и полуоси.

Пусть вначале вещественный сигнал $f(t)$ определен на замкнутой действительной оси $\hat{R} = R \cup \{\infty\}$ и удовлетворяет условию Гельдера всюду на \hat{R} [4]. Тогда аналитический сигнал для $f(t)$ представляет собой комплексную функцию $A(t) = u(t) + iv(t)$, определенную на R , где

$$u(t) = f(t), \quad v(t) = -\frac{1}{\pi i} \int_{\hat{R}} \frac{f(\tau) d\tau}{\tau - t}.$$

* Работа выполнена под руководством д-ра техн. наук С. Е. Фальковича.

Здесь интеграл понимается в смысле главного значения Коши. Такой аналитический сигнал можно получить естественным путем в результате решения некоторой частной краевой задачи Гильберта. Общая задача Гильберта состоит в отыскании голоморфной функции $\Phi^+(z)$, определенной во внутренней области D^+ , ограниченной произвольной ориентированной замкнутой кривой Γ на некоторой римановой поверхности. На кривой Γ предельная функция $\Phi^+(t) = u(t) + iv(t)$ должна удовлетворять граничному условию $au + bv = c$, где $a(t)$, $b(t)$, $c(t)$ — заданные на Γ вещественные функции, удовлетворяющие условию Гельдера. В частном случае, если римановой поверхностью является сфера Римана с ее естественной стереографической проекцией на комплексную плоскость C , когда на сфере Римана в качестве замкнутой кривой выбирается меридиан, соответствующий замкнутой вещественной оси R с ее естественной ориентацией в направлении от $-\infty$ к $+\infty$ (в качестве D^+ выступает открытая верхняя полуплоскость), при условии $a(t) \equiv 1$, $b(t) \equiv 0$, $c(t) \equiv f(t)$ решение задачи Гильберта дается формулой Шварца [5, с. 183, 187]:

$$\Phi(z) = \frac{1}{\pi i} \int_{\tilde{R}} \frac{f(\tau) d\tau}{\tau - z}.$$

Отсюда помощью формул Сохоцкого [4] устанавливается связь между $u(t)$ и $v(t)$ в виде преобразования Гильберта, т. е. предельная функция $\Phi^+(z)$ в указанном частном случае является обычным аналитическим сигналом.

В теории краевых задач аналитических функций, помимо краевых задач с гельдеровыми коэффициентами, рассматриваются случаи, в которых условия Гельдера не выполняются в конечном числе точек контура, в частности, когда в таких точках краевые функции разрывны. К таким задачам сводятся и краевые задачи с разомкнутыми контурами. Рассмотрим краевую задачу на конечном отрезке $[t_1, t_2] = I$ вещественной оси \tilde{R} и с помощью ее решения построим аналитический сигнал на конечном интервале времени.

Отметим, что задача Гильберта на оси \tilde{R} эквивалентна следующей задаче Римана [4]: найти кусочно-голоморфную в D^+ и D^- функцию $\Phi(z)$, удовлетворяющую граничному условию $\Phi^+(t) = G(t)\Phi^-(t) + g(t)$ (2), где

$$G(t) = -\frac{a(t) + ib(t)}{a(t) - ib(t)}, \quad g(t) = \frac{2c(t)}{a(t) - ib(t)},$$

и дополнительному требованию косимметрии: $\Phi(\bar{z}) = \overline{\Phi(z)}$.

В случае, когда a, b, c определяются тождествами (1), краевое условие (2) принимает вид $\Phi^+(t) = -\Phi^-(t) + 2f(t)$. Теперь пусть $f(t)$ определена на конечном интервале и удовлетворяет условию Гельдера на этом отрезке. Поставим задачу: найти голоморфную вне отрезка I , косимметрическую, ограниченную функцию $\Phi(z) = u(z) + iv(z)$, такую, что $u(t) = f(t) \forall t \in I$. Решение этой задачи позволит найти интегральную связь между мнимой $v(t)$ и вещественной $u(t) = f(t)$ частями, аналогичную преобразованию Гильберта. С помощью этого

преобразования и будет определяться аналитический сигнал $A(t) = \Phi^+(t) = u(t) + iv(t)$ на конечном интервале I .

Установим свойства функции $\Phi(z)$ на вещественной оси R . Если $t \in I$, то $\Phi^+(t) = \Phi^-(t)$, в противном случае $\Phi^+(t) = f(t) + iv(t)$, $\Phi^-(t) = f(t) - iv(t)$. Складывая эти равенства, получаем $\Phi^+ = -\Phi^- + 2f$. Следовательно, имеем кососимметрическую задачу Римана на R , в граничное условие которой (2) входят разрывные функции

$$G(t) = \begin{cases} -1, & t \in I; \\ +1, & t \notin I; \end{cases} \quad g(t) = \begin{cases} 2f(t), & t \in I; \\ 0, & t \notin I. \end{cases}$$

Решим эту задачу методом приведения к задаче Римана с непрерывным коэффициентом $G_1(t)$ [4, стр. 442]. Для этого определим значения аргумента функции $G(t)$ в начале интервалов $I, R \setminus I$:

$$\arg G(t_1 + 0) = \varphi_{10} = \pi, \quad \arg G(t_2 + 0) = \varphi_{20} = 0.$$

Так как приращения Δ_1, Δ_2 аргумента $G(t)$ на интервалах I и $R \setminus I$ равны нулю, приращения $\arg G(t)$ при переходе точек t_1, t_2 составляют

$$\theta_1 = \varphi_{20} + \Delta_2 - \varphi_{10} = -\pi; \quad \theta_2 = \varphi_{10} + \Delta_1 - \varphi_{20} = \pi.$$

Теперь можно определить параметры

$$\rho_k = \frac{|G(t_k - 0)|}{|G(t_k + 0)|} = 1; \quad \gamma_k = \frac{\theta_k}{2\pi} - \kappa_k - i \frac{\ln \rho_k}{2\pi} = (-1)^k \frac{1}{2} - \kappa_k,$$

где κ_k — целые числа, которые выбираются в зависимости от класса функций, в котором ищется решение задачи Римана, и построить функции

$$\omega_k^\pm(z) = \left(\frac{z - t_k}{z - z^\pm} \right)^{\gamma_k}, \quad k = 1, 2. \quad (3)$$

Эти многозначные функции имеют по две точки ветвления: t^k, z^\pm . Соединяя указанные пары точек линиями разрезов, лежащими в полуплоскостях D^\pm , определяем естественные однозначные ветви функций $\omega_k^\pm(z)$, которые являются голоморфными соответственно в D^\pm . С помощью функций $\omega_k^\pm(z)$ определяем вспомогательную кусочно-голоморфную функцию

$$H(z) = \begin{cases} \omega_1^+(z) \omega_2^+(z), & z \in D^+; \\ \omega_1^-(z) \omega_2^-(z), & z \in D^- \end{cases}$$

и вводим новую неизвестную функцию $\Phi_1(z)$, связанную с $\Phi(z)$ равенством $\Phi(z) = H(z) \Phi_1(z)$. Подставляя это выражение в (2), получаем граничное условие для $\Phi_1(z)$:

$$\Phi_1^+(t) = G_1(t) \Phi_1^-(t) + g_1(t),$$

где

$$G_1(t) = \frac{\omega_1^-(t) \omega_2^-(t)}{\omega_1^+(t) \omega_2^+(t)} = \left(\frac{t - z^+}{t - z^-} \right)^{\kappa_1 + \kappa_2}; \quad g_1(t) = \frac{2f(t)}{\omega_1^+(t) \omega_2^+(t)}. \quad (4)$$

Таким образом, пришли к простейшей задаче Римана с дробно-рациональным коэффициентом [4, с.115]. Для ее решения строим каноническую кусочно-голоморфную функцию

$$X_1(z) = \begin{cases} X_1^+(z), & z \in D^+; \\ X_1^-(z), & z \in D^-, \end{cases} \quad (5)$$

где

$$X_1^+(z) = (z - z^-)^{-\kappa}; \quad X_1^-(z) = (z - z^+)^{-\kappa}, \quad \kappa = \kappa_1 + \kappa_2,$$

а затем получаем общее решение в виде

$$\Phi_1(z) = \frac{X_1(z)}{2\pi i} \int_{\tilde{R}} \frac{g_1(\tau) d\tau}{X_1^+(\tau)(\tau - z)} + X_1(z) P_\kappa(z),$$

где $P_\kappa(z)$ — произвольный полином степени $\kappa \geq 0$; $P_\kappa(z) \equiv 0$ $\kappa < 0$.

Из этой формулы, с учетом (5), (4), (3) и кососимметрии произведения $H(z)X_1(z)$ для ограниченного решения исходной задачи Гильберта, которому соответствует

$$\kappa_1 = -1, \quad \kappa_2 = 0, \quad \gamma_1 = \gamma_2 = \frac{1}{2},$$

получаем

$$\Phi(z) = \frac{\sqrt{(z-t_1)(z-t_2)}}{2\pi i} \int_{t_1}^{t_2} \frac{2f(\tau) d\tau}{\sqrt{(\tau-t_1)(\tau-t_2)(\tau-z)}}.$$

Используя формулу Сохотского, из этого равенства находим искомое интегральное выражение мнимой части $v(t)$ аналитического сигнала через заданный вещественный сигнал $f(t)$:

$$v(t) = -\frac{\sqrt{(t-t_1)(t-t_2)}}{\pi} \int_{-t_1}^{t_2} \frac{f(\tau) d\tau}{\sqrt{(\tau-t_1)(\tau-t_2)(\tau-t)}}.$$

Данный метод в случае задания сигнала $f(t)$ на полуоси $[t_1, \infty]$, где он удовлетворяет условию Гельдера, дает

$$v(t) = -\frac{\sqrt{t-t_1}}{\pi} \int_{t_1}^{\infty} \frac{f(\tau) d\tau}{\sqrt{\tau-t_1(\tau-t)}}.$$

Установленные новые интегральные представления аналитических сигналов в отличие от преобразования Гильберта ограничены благодаря дополнительным внеинтегральным множителям дробной степени $1/2$.

Список литературы: 1. Коржик В. И. Огибающая сигнала и некоторые ее свойства // Радиотехника.— 1968.— 23, № 4.— С. 1—6. 2. Вайнштейн Л. А., Вакман Д. Е. Разделение частот в теории колебаний и волн. М.: Наука, 1983.— 288 с.— 3. Велкер. К созданию единой теории модуляции // Тр. ин-та по электротех. и радиоэлектронике.— 1966.— № 3.— С. 5—20; № 5.— С. 22—44. 4. Гахов Ф. Д. Краевые задачи.— М.: Наука, 1977.— 640 с. 5. Мухелишвили Н. М. Сингулярные интегральные уравнения.— М.: Физматгиз, 1962.— 600 с.

Поступила в редколлегия 15.09.86

В. А. ОМЕЛЬЧЕНКО, д-р физ.-мат. наук, А. В. ОМЕЛЬЧЕНКО,
Я. П. ДРАГАН, канд. физ.-мат. наук, О. А. КОЛЕСНИКОВ

**РАСПОЗНАВАНИЕ ГАУССОВСКИХ ПЕРИОДИЧЕСКИ
КОРРЕЛИРОВАННЫХ СЛУЧАЙНЫХ СИГНАЛОВ. СООБЩЕНИЕ 1.**

Ряд физических явлений, стохастических по природе, но обладающих периодичностью, можно описать математической моделью в виде периодически коррелированных случайных процессов (ПКСП) [1—4]. Такие ситуации возникают, в частности, в радиолокации при приеме сигналов, отраженных вращающимися объектами или взволнованной поверхностью раздела двух сред. Модель ПКСП учитывает повторяемость явлений и их случайность. Использование этой модели открывает новые возможности в задачах обработки нестационарных сигналов со свойствами периодичности.

Решим задачу распознавания нестационарных сигналов на основе модели периодически коррелированных гауссовских случайных процессов.

Вероятностная модель сигналов в виде периодически коррелированной случайной последовательности. Рассмотрим некоторые особенности модели сигнала в виде ПКСП. Ограничимся случаем, когда сигнал задан на счетном множестве точек $l = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$, т. е. является случайной последовательностью.

Случайная последовательность $X(l)$, $l = \overline{-\infty, \infty}$ периодически коррелирована, если существует такое целое число N , при котором ее среднее $\mu(l)$ и ковариация $K(l, s)$ удовлетворяют условиям [1; 2

$$\mu(l + N) = \mu(l), K(l + N, s + N) = K(l, s), l, s = \overline{-\infty, \infty}.$$

Известно, что периодически коррелированная случайная последовательность $X(l)$, $l = \overline{-\infty, \infty}$ гармонизируема и допускает представление [4]

$$X(l) = \int_0^{2\pi} e^{il\lambda} dZ(\lambda). \quad (1)$$

Здесь $Z(\lambda)$ — комплекснозначная функция. Если при этом $Z(\lambda)$ абсолютно непрерывна, то разложение (1) примет вид [1]

$$X(l) = \int_0^{2\pi} e^{il\lambda} z(\lambda) d\lambda, \quad (2)$$

где

$$z(\lambda) = \frac{dZ}{d\lambda} = \frac{1}{2\pi} \sum_{l=-\infty}^{\infty} X(l) e^{-il\lambda}. \quad (3)$$

Гауссовские случайные последовательности описываются спектральными функциями [1; 3]

$$f(\lambda, \mu) = M [z(\mu) \bar{z}(\lambda)].$$

Здесь $M(\cdot)$ — символ математического ожидания. Для периодически коррелированной случайной последовательности спектральная функция сосредоточена на $2N - 1$ отрезках прямых, задаваемых уравнениями

$$\lambda = \mu + p \frac{2\pi}{N}, \quad p = \overline{-N + 1, N - 1}, \quad (4)$$

которые находятся в квадрате $\lambda, \mu \in [0, 2\pi) \times [0, 2\pi)$ [1; 2].

Рассмотрим особенности спектральных функций периодически коррелированных последовательностей, заданных на конечном интервале.

Случайную последовательность $X_W(l)$ представим в виде $X_W(l) = W(l)X(l)$, $l = \overline{-\infty, \infty}$, где функция временного окна

$$W(l) = \begin{cases} 1, & \text{если } l = \overline{0, n-1}; \\ 0, & \text{если } l \neq \overline{0, n-1}. \end{cases}$$

Тогда с учетом (3) Фурье-трансформанта последовательности $X_W(l)$

$$z_W(\lambda) = \frac{1}{2\pi} \sum_{l=0}^{n-1} e^{-i\lambda l} X_W(l) = \int_0^{2\pi} \varphi(\lambda - \mu) z(\mu) d\mu. \quad (5)$$

Здесь $\varphi(\lambda)$ — частотная характеристика окна,

$$\varphi(\lambda) = \frac{1}{2\pi} \sum_{l=-\infty}^{\infty} W(l) e^{-i\lambda l}.$$

На основании выражений (4) и (5) установим следующую связь спектральной функции $f_W(\lambda_1, \lambda_2)$ последовательности $X_W(l)$ со спектральной функцией исходной последовательности

$$f_W(\lambda_1, \lambda_2) = \sum_{p=-N+1}^{N-1} \int_0^{2\pi} \varphi(\lambda_1 - \mu) \varphi\left(\lambda_2 - \mu + \frac{2\pi}{N} p\right) f\left(\mu, \mu + p \frac{2\pi}{N}\right) d\mu.$$

Отсюда следует, что при $n \gg N$ спектральная функция периодически коррелированной последовательности, заданной на интервале $[0, n - 1]$, в основном сосредоточена внутри узких полосок шириной $\Delta \cong 1/n$, ограниченных параллельными прямыми

$$\lambda_1 = \lambda_2 + p \frac{2\pi}{N} + \Delta \quad (6)$$

и

$$\lambda_1 = \lambda_2 + p \frac{2\pi}{N} - \Delta, \quad p = \overline{-N + 1, N - 1}.$$

Байесовское решающее правило распознавания гауссовских периодически коррелированных сигналов. Задача распознавания формулируется следующим образом.

Пусть распознаванию подлежат M сигналов $X^i(l)$, $i = \overline{1, M}$, $l = \overline{0, n-1}$, являющихся отрезками гауссовских периодически коррелированных случайных последовательностей с периодом коррелированности $N_i \ll n$ ($i = \overline{1, M}$), математические ожидания сигналов $\mu^i(l) = M[X^i(l)] = 0$, ($l = \overline{0, N-1}$) и выполняется условие перемешивания

$$\lim_{u \rightarrow \pm\infty} K_i(l, l+u) = 0,$$

где $K_i(l, l+u) = M[X^i(l)X^i(l+u)]$. Полагаем, что сигналы появляются с априорными вероятностями P_i и заданы обучающими выборками $x^i(l)$, $l = \overline{0, n-1}$, $i = \overline{1, M}$.

Предъявленную реализацию $x^i(l)$, $l = \overline{0, n-1}$ необходимо отнести к одному из M -сигналов.

Байесовское решающее правило распознавания M полностью заданных сигналов

$$\max_{i=\overline{1, M}} \{P_i W(x/i)\}, \quad (7)$$

в случае простой функции потерь для гауссовских сигналов [5—7]

$$\min_{i=\overline{1, M}} \{x^{tr} K_i^{-1} x + \ln |K_i| - 2 \ln P_i\}. \quad (8)$$

Здесь $W(x/i)$ — функция правдоподобия вектора x ; $K_i = M[x^i x^{i tr}]$ — ковариационная матрица i -го сигнала; tr — символ транспонирования вектора; $|K_i|$ — определитель матрицы K_i ; K_i^{-1} — матрица, обратная K_i .

Приведем решающее правило (8) к виду, учитывающему особенности модели сигналов в виде ПКСП.

Преобразуем квадратичную форму в (8)

$$x^{tr} K_i^{-1} x = z^{*} F_i^{-1} z, \quad (9)$$

где вектор спектрального представления сигналов $\vec{z} = Wx$ (10); ковариационная матрица i -го сигнала в спектральной области

$$F_i = M[z z^{*}] = W K_i W^{-1}; \quad (11)$$

W — унитарная матрица преобразования Фурье с элементами

$$w(k, l) = \frac{1}{n} e^{i(k-1)(l-1)}, \quad k, l = \overline{0, n-1},$$

$$e = \exp\left\{-i \frac{2\pi}{n}\right\};$$

⊗ — символ комплексного транспонирования матрицы. Компоненты вектора \vec{z} определяются в соответствии с (10)

$$z_m = \frac{1}{n} \sum_{l=0}^{n-1} x(l) e^{-j \frac{2\pi}{n} ml}, \quad m = \overline{0, n-1}. \quad (12)$$

Из (5), (12) получим

$$z_m = \frac{2\pi}{n} z_W \left(\frac{2\pi}{n} m \right), \quad m = \overline{0, n-1};$$

$$f_{ms} = \left(\frac{2\pi}{n} \right)^2 f_W \left(\frac{2\pi}{n} m, \frac{2\pi}{n} s \right), \quad m, s = \overline{0, n-1},$$

где $f_{ms} = \mathbf{M} [z_m z_s^*]$. Согласно (6) коррелированными являются лишь отсчеты z_m , следующие с интервалом $L_i = n/N_i$, что соответствует $\Delta \lambda_i = 2\pi/N_i$.

Этот вывод позволяет представить квадратичную форму (9) в виде

$$\vec{x}^{tr} K_i^{-1} \vec{x} = \sum_{v=1}^{L_i} \vec{z}_i^{v*} [r_i^v]^{-1} \vec{z}_i^v, \quad (13)$$

где векторы \vec{z}_i^v ($v = \overline{1, L_i}$) формируются из взаимно коррелированных отсчетов z_m ($m = \overline{0, n-1}$) в соответствии с правилом

$$\vec{z}_i^v = [z_v, \dots, z_{v+(s-1)L_i}, \dots, z_{v+(n-1)L_i}]; \quad (14)$$

$$r_i^v = \mathbf{M} [\vec{z}_i^v, \vec{z}_i^{v*}]. \quad (15)$$

Тогда, учитывая (13)—(15), приведем решающее правило (8) к виду

$$\min_{i \in \Gamma, M} \left\{ \sum_{v=1}^{L_i} \vec{z}_i^v [r_i^v]^{-1} \vec{z}_i^v + d_i \right\}. \quad (16)$$

Здесь

$$d_i = \sum_{v=1}^{L_i} \ln |r_i^v| - 2 \ln P_i,$$

а элементы ковариационной матрицы (15) определяются через элементы матрицы (11) следующим образом:

$$r_{iln}^v = f_{ims}, \quad l, n = \overline{0, N_i-1}; \quad v = \overline{1, L_i};$$

$$m = (l-1)L_i + v; \quad s = (n-1)L_i + v.$$

Адаптивное байесовское решающее правило распознавания гауссовских периодически коррелированных сигналов. Предположим теперь, что имеет место параметрическая априорная неопределенность, т. е. функция правдоподобия $W(x/i)$ задана с точностью до неизвестного векторного параметра γ — $W(x/\gamma, i)$. Тогда, применяя адаптивный байесовский подход, можно получить адаптивное байесовское решающее правило [6; 7] $\max_i \{P_i W(x/\hat{\gamma}, i)\}$.

Процедура построения такого правила сводится к использованию в байесовском правиле принятия решений (7) вместо неизвестного значения параметра $\vec{\gamma}$ его состоятельной оценки $\vec{\hat{\gamma}}$.

В рассматриваемом случае, используя в (16) вместо истинных значений отсчетов спектральных функций f_{ilk} их состоятельные оценки \hat{f}_{ilk} , приходим к решающему правилу

$$\min_{i=1, M} \left\{ \sum_{v=1}^{L_i} \vec{z}^{v*} [\hat{r}_i^v]^{-1} \vec{z}^v + \hat{d}_i \right\}. \quad (17)$$

Здесь

$$\hat{d}_i = \sum_{v=1}^{L_i} \ln |\hat{r}_i^v| - 2 \ln P_i; \quad \hat{r}_{iln}^v = \hat{f}_{ims}, \quad l, n = \overline{0, N_i - 1};$$

$$v = \overline{0, L_i}, \quad m = (l - 1)L_i + v, \quad s = (n - 1)L_i + v,$$

причем, в качестве \hat{f}_{iln} может быть выбрана оценка

$$\hat{f}_{imn} = \frac{1}{n^2} \sum_{l_1=0}^{n-1} \sum_{l_2=0}^{n-1} \hat{K}_i(l_1, l_2) \exp \left\{ -\frac{2\pi}{n} (l_1 m - l_2 u) \right\}, \quad (18)$$

где статистика $\hat{K}_i(l_1, l_2)$ находится по обучающей выборке

$$\hat{K}_i(l_1, l_2) = \frac{1}{L_{i0}} \sum_{k=0}^{L_{i0}-1} x(l_1 + kN_i) x(l_2 + kN_i), \quad (19)$$

$$L_{i0} = E(n_{i0}/n_i).$$

$E(\cdot)$ — целая часть числа. В работе [2] показано, что если $\lim_{u \rightarrow \pm \infty} K_i(l, l + u)$, то оценка (19) является асимптотически несмещенной и среднеквадратически состоятельной оценкой функции корреляции гауссовской периодически коррелированной последовательности. Отсюда вытекают несмещенность и среднеквадратическая состоятельность оценки (18).

Таким образом, на основе модели сигналов в виде периодически коррелированных случайных последовательностей получены в спектральной области байесовское и адаптивное байесовское решающее правило распознавания нестационарных сигналов. Они иллюстрируют одну из возможностей учета нестационарности сигналов.

Список литературы: 1. Драган Я. П. Структура и представления моделей стохастических сигналов. — К.: Наук. думка, 1980. — 380 с. 2. Драган Я. П., Яворский И. Н. Ритмика морского волнения и подводные акустические сигналы. — К.: Наук. думка, 1982. — 245 с. 3. Рытов С. М. Введение в статистическую радиофизику. — М.: Наука, 1976. — Т. 1. — 494 с. 4. Гладышев Е. Г. О периодически коррелированных случайных последовательностях // Докл. АН СССР. — 1961. — 137, № 5. — С. 2236—2239. 5. Фукунага К. Введение в статистическую теорию распознавания образов: Пер. с англ. — М.: Наука, 1979. — 367 с. 6. Омельченко В. А. Основы спектральной теории распознавания сигналов. — Х.: Вища шк. Изд-во при Харьк. ун-те. — 1983. — 159 с. 7. Репин В. Г., Тартаковский Г. П. Статистический синтез при априорной неопределенности и адаптации информационных систем. — М.: Сов. радио, 1977. — 432 с.

Поступила в редколлегию 24.06.86

В. Я. БАРЖИН, д-р техн. наук, А. И. ЧУМАКОВ, канд. техн. наук,
С. Н. МАКАРУК, А. Г. ПОПЕРЕШНЯК

О ВОЗМОЖНОСТИ УМЕНЬШЕНИЯ КОЭФФИЦИЕНТА ШУМА УСИЛИТЕЛЯ НА ПОЛЕВОМ ТРАНЗИСТОРЕ

Коэффициент шума усилителя на полевом транзисторе (ПТ) определяется технологией исполнения [1; 2] и режимом работы ПТ, входящего в его состав. Технологический путь уменьшения собственных шумов осуществляется в основном в результате уменьшения длины и толщины канала, переходных сопротивлений контактов истока и стока, а также сопротивления металлизации затвора. При этом для получения некоторых значений коэффициента усиления приходится ограничиваться соответствующими геометрическими размерами. Технический путь уменьшения коэффициента шума усилителя на ПТ сводится к применению в нем нейтрализации и режима рассогласования [6; 7]. Нейтрализация позволяет оптимально согласовать усилитель с источником сигнала, но требует введения дополнительных компонентов. Рассогласование снижает коэффициент шума и повышает устойчивость усилителя, но приводит к снижению коэффициента усиления и уменьшению соотношения сигнал-шум. Наряду с этим известно, что коэффициент шума усилителя на ПТ определяется значениями зарядов емкостей затвор-исток $C_{зи}$ и затвор-сток $C_{зс}$ [4].

Нами предложен метод автокомпенсации заряда емкостей $C_{зи}$, $C_{зс}$, позволяющий снизить коэффициент шума усилителя на ПТ.

Предложенный метод автокомпенсации реализуется в усилителе, изображенном на рис. 1, а. Автокомпенсация заряда емкости $C_{зи}$ ПТ VT1 происходит в результате того, что под воздействием входных напряжений указанные емкости обоих транзисторов будут заряжаться встречными токами, так как напряжения, подводимые к затворам ПТ, равны по величине, но противоположны по знаку. Так как емкости включены параллельно и заряжаются встречными одинаковыми токами, общий ряд их будет равен нулю. Таким образом удается устранить (уменьшить при несовпадении параметров ПТ VT1, VT2) шумы ПТ, обусловленные зарядом (перезарядом) емкостей $C_{зи}$.

Коэффициент шума усилителя на ПТ [6]

$$Ш = 1 + \frac{(S + G_H) 4\pi f C_{вх}}{S^2}, \quad (1)$$

где G_H — проводимость нагрузки, $G_H = \frac{1}{R_H}$;

$C_{вх}$ — входная емкость усилителя на ПТ, $C_{вх} = C_{зи} + SR_H C_{зс} + C_M$, где C_M — емкость монтажа. Шумы, вносимые $C_{зи}$, обусловлены ее перезарядом под воздействием входного сигнала. Подбирая одинаковые параметры ПТ VT1, VT2 предложенного усилителя, удается

полностью компенсировать заряд емкости, тем самым устраняется ее влияние. В результате (1) примет вид

$$\mathcal{M} = 1 + \frac{(S + G_H) 4\pi f (SR_H C_{3C} + C_M)}{S^2}. \quad (2)$$

Анализ (2) показал, что в усилителе существенное влияние на коэффициент шума оказывает емкость C_{3C} . На рис. 1, б изображен усилитель, в котором, используя метод компенсации, удается устранить заряды емкостей $C_{3и}$, C_{3C} . Автокомпенсация заряда емкости C_{3C} осуществляется аналогично компенсации емкости $C_{3и}$ усилителя (рис. 1, а).

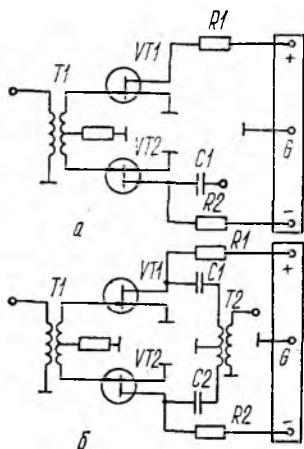


Рис. 1

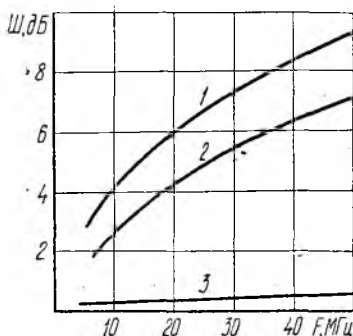


Рис. 2

Заряд емкости C_{3C} компенсируется в результате того, что токи через соответствующие емкости ПТ VT1, VT2 протекают в различных направлениях. Аналогичным образом компенсируется заряд емкости $C_{3и}$.

Уменьшение емкостной связи между затвором и каналом приведет к уменьшению наведенного шумового тока [3; 5; 6] вследствие тепловых шумов канала в цепи затвора, среднееквадратическое значение которого

$$\overline{i_{шз}^2} = 4kT0,12 \frac{\omega^2 C_{3и}^2}{S} \Pi, \quad (3)$$

где $G_{шз}$ — проводимость, обусловленная емкостью $C_{3и}$, $G_{шз} = 0,12 \times \frac{\omega^2 C_{3и}^2}{S}$.

Удовлетворительные результаты по уменьшению коэффициента шума усилителя на ПТ могут быть получены, если метод автокомпенсации применить одновременно с методом рассогласования. Коэффициент шума усилителя на ПТ для случая оптимального рассогласования [5]

$$\mathcal{M}_C = 1 + \frac{G_{шз}}{G_{11}} + 4R_{ш} G_{11}, \quad (4)$$

где $R_{\text{ш}}$ — шумовое сопротивление ПТ, $R_{\text{ш}} = \frac{2}{3G_{21}}$; G_{11} , $G_{\text{шз}}$ — входная проводимость и проводимость за счет емкости $C_{\text{зи}}$; G_{21} — проводимость за счет емкости $C_{\text{зс}}$.

В режиме оптимального рассогласования [5]

$$Ш_{\text{мин}} = 1 + 2R_{\text{ш}} \left(G_{11} + \sqrt{G_{11}^2 + \frac{G_{\text{шз}}}{R_{\text{ш}}}} \right). \quad (5)$$

Обеспечивая компенсацию заряда емкости $C_{\text{зи}}$ выражения (4), (5) примут единый вид $Ш_{\text{с мин}} = 1 + R_{\text{ш}} G_{11}$ (6).

Автокомпенсация заряда емкостей ПТ, наряду с уменьшением коэффициента шума, позволит повысить быстродействие усилителя. Оценивая быстродействие усилителя, с учетом компенсации зарядов емкостей $C_{\text{зс}}$, $C_{\text{зи}}$, $C_{\text{си}}$, коэффициентом широкополосности получим

$$\gamma = \frac{S}{C_{\text{вых}} + C_{\text{вх}}} \approx \frac{S}{C_0}, \quad (7)$$

где $C_{\text{вых}}$ — выходная емкость усилительного каскада, $C_{\text{вых}} \approx C_{\text{си}}$; $C_{\text{вх}}$ — входная емкость усилительного каскада, $C_{\text{вх}} \approx C_{\text{зи}}$; C_0 — суммарная остаточная некомпенсированная емкость затвора, канала и монтажа.

По полученным выражениям (1), (2), (6) произведен расчет коэффициента шума в диапазоне частот для ПТ КП301 с параметрами $S = 1$ мА/В, $C_{\text{зи}} = 3,5$ пФ, $C_{\text{зс}} = 0,7$ пФ.

Результаты расчета представлены на рис. 2. Здесь 1 — коэффициент шума с учетом влияния заряда емкости $C_{\text{зи}}$; 2 — коэффициент шума для случая компенсации заряда емкости $C_{\text{зи}}$; 3 — коэффициент шума для случая компенсации емкости $C_{\text{зи}}$ в режиме оптимального согласования. Экспериментальная проверка полученных зависимостей для коэффициента шума дала удовлетворительное совпадение результатов.

Таким образом, можно сделать следующие выводы. Метод автокомпенсации зарядов емкостей позволяет снизить коэффициент шума усилителя на ПТ. Автокомпенсация заряда емкости $C_{\text{зи}}$ приводит к повышению быстродействия усилителя на ПТ в результате уменьшения постоянной времени затвора. Применение метода автокомпенсации заряда емкостей позволяет получить режим оптимального согласования на входе усилителя с обеспечением минимального коэффициента шума.

Список литературы: 1. Зи С. Физика полупроводниковых приборов. — М.: Мир, 1984. — 455 с. 2. Ленк Д. Д. Справочник по проектированию электронных схем. — К.: Техника, 1979. — 208 с. 3. Войшвилло Г. В. Усилительные устройства. — М.: Радио и связь, 1983. — 264 с. 4. А. с. 508899 СССР. Устройство для усиления сигналов / Балдин С. А., Исаннесянц А. М. // Открытия. Изобретения. — 1974. — № 12 — с. 148. 5. Чумаков А. И. К расчету коэффициента шума резонансных усилителей на полевых транзисторах // Радиотехника. — 1977. — Вып. 42. — с. 5—7. 6. А. с. 1203686 СССР. Усилитель / А. И. Чумаков, С. Н. Макарук, А. Г. Поперешняк, С. А. Калинин // Открытия. Изобретения. — 1986. — № 1. — С. 262.

Поступила в редколлегию 13.05.86

ОЦЕНКА ДОПЛЕРОВСКОЙ ЧАСТОТЫ НЕПРЕРЫВНОГО АКУСТИЧЕСКОГО ЛОКАТОРА

При разработке перспективных доплеровских акустических локаторов непрерывного действия требуется рассчитать точность измерения среднеквадратической частоты доплеровского процесса, связанной с метеорологическими величинами в приземном слое атмосферы.

Звуковой сигнал, рассеянный трассирующими частицами атмосферы, представляющими собой неоднородности скорости ветра и температуры воздуха, несет информацию о скорости перемещения или конвекции градиентов скорости или температуры.

Акустическая локационная система непрерывного действия принимает эхо-сигнал, частота которого отличается от частоты излученного колебания на значение доплеровского сдвига, связанного с параметрами скорости ветра [1]. Сложившееся представление о том, что отраженный от метеоцелей звуковой сигнал формируется совокупностью элементарных рассеивающих трассирующих частиц, положение которых в рассматриваемом объеме пространства произвольно и взаимно независимо, исключает возможность детерминированного подхода к его анализу. Стохастический характер принимаемых акустическим локатором сигналов обусловлен также функционированием локационной системы в условиях априорной неопределенности из-за неполного знания структуры и характеристик метеосреды. Кроме того, в данной системе нельзя пренебречь мешающим воздействием различного рода шумов и помех. Задачу частотной оценки спектра стационарного гауссовского эргодического процесса можно решать различными способами [2]. При наличии записи реализаций стационарного процесса спектральный анализ проводится с помощью алгоритмов быстрого преобразования Фурье (БПФ). В этом случае появляется возможность вычислить смещение и рассеяние оценки среднеквадратической частоты для априори известной и неизвестной полосы частот. На основе соотношения

$$\omega_{cp} = \left[\int_{-\infty}^{\infty} \omega^2 G(\omega) d\omega \Big/ \int_{-\infty}^{\infty} G(\omega) d\omega \right]^{1/2},$$

где $G(\omega)$ — энергетический спектр процесса, вычисляется оценка среднеквадратической частоты стационарного процесса с нулевым математическим ожиданием. Поскольку среднее число нулей стационарного процесса в единицу времени пропорционально значению среднеквадратической частоты $n = \omega_{cp}/\pi$, в практике нашел широкое применение метод, основанный на подсчете числа пересечений процессом нулевого уровня [3].

Решение задач оценки параметров нормальных процессов связано с широким применением корреляционного анализа. Использование

корреляционной системы может обеспечить измерение с заданной точностью доплеровского смещения частоты. Известно [3], что оценка доплеровского сдвига частоты $F_{Д_0}$ автокорреляционным методом проводится по значению временного интервала τ_1 , при котором впервые обращается в нуль функция автокорреляции сигнала вида $R(\tau) = r(\tau) \cos 2\pi F_{Д_0} \tau$, где $r(\tau)$ — огибающая автокорреляционной функции. Для расчета частоты доплеровского спектра используется соотношение $F_{Д_0} = 1/(4\tau_1)$. Известны корреляторы, вычисляющие корреляционную функцию по методу аппроксимации ее суммой членов разложения в ряд по ортогональным функциям [4].

Ортогональный коррелятор содержит формирователь коэффициентов разложения, схемы умножения, суммирующее устройство и генератор опорных импульсов. В состав формирователя коэффициентов разложения входят ортогональный фильтр, схемы умножения и устройства усреднения по числу ячеек фильтра. Отметим достоинства ортогонального метода вычисления корреляционной функции: непосредственное получение графика функции корреляции, обеспечение работы в реальном масштабе времени, отсутствие временной задержки и высокая надежность. Сложность схемы и трудоемкость реализации ортогонального коррелятора относятся к его недостаткам.

Корреляционная функция стационарного случайного процесса представляется усеченным рядом вида

$$R_N(\tau) = \sum_{n=0}^N a_n \varphi_n(\tau), \quad (1)$$

где a_n — коэффициенты ряда, $a_n = \int_a^b R(\tau) \varphi_n(\tau) d\tau$; $\varphi_n(\tau)$ — семейство базисных функций, ортогональных в интервале (a, b) с весом $\mu(\tau)$; N — число членов ряда.

Выбор системы ортогональных функций обусловлен характером аппроксимируемой корреляционной функции, ее интервалом корреляции, весовой функции, связанной с погрешностью аппроксимации при усечении ортогонального ряда, простотой реализации блока ортогонального фильтра.

Функцию корреляции типа экспоненциального затухающего косинуса, характерную для колебаний с доплеровскими частотами, можно аппроксимировать применением фильтра Лагерра, который обеспечивает высокую точность аппроксимации сравнительно малым числом членов разложения. В корреляторе Лагерра реализуются ортогональные фильтры с импульсной характеристикой

$$g_n(t) = \frac{\lambda}{2} \exp\left\{-\frac{\lambda t}{2}\right\} L_n(\lambda t),$$

где $L_n(\lambda t)$ — полиномы Лагерра,

$$L_n(\lambda t) = \sum_{i=0}^n \frac{n! (-1)^i (\lambda t)^i}{(n-i)! (i!)^2}.$$

Параметр λ обратно пропорционален постоянной времени звеньев фильтра (с точностью до множителя 2), $\lambda = 2/\tau_{\text{ц}}$.

На выходе ортогонального коррелятора Лагерра получается график изменения оценки корреляционной функции, а также вычисляются значения оценок коэффициентов разложения, что позволяет производить дальнейшую обработку цифровым способом.

Для анализа доплеровских сигналов на кратковременном интервале наблюдения применяется кратковременный ортогональный автокоррелятор с преобразованием временного масштаба. Сужение выходного сигнала автокоррелятора достигается введением одной из двух систем ортогонального фильтра, генерирующей функции Лагерра, с увеличенным значением параметра фильтра.

При использовании коррелятора Лагерра определяется достижимая аппроксимальная точность вычисления корреляционной функции. Поскольку искомая оценка среднеквадратической частоты доплеровского спектра сигнала связана с аргументом функции корреляции при первом ее обращении в нуль, рассмотрим погрешности, обусловленные усечением ортогонального ряда, в точке первого пересечения корреляционной функции нулевой оси.

Относительная ошибка в смысле равномерного приближения во временной области аппроксимированной рядом Лагерра корреляционной функции определяется из соотношения $\delta_N(\tau_1) = |\tau_1 - \tau_{1N}|/\tau_1$ (2), где τ_1, τ_{1N} — аргументы первого перехода через нуль заданной функции корреляции $R(\tau)$ и аппроксимированной функции корреляции $R_N(\tau_N)$.

Для экспоненциально-косинусной корреляционной функции

$$R(\tau) = \exp\{-|\gamma\tau|\} \cos 2\pi F_{\text{до}}\tau \quad (3)$$

оценку точности равномерного приближения в области первого нуля τ_1 с учетом (1), (2), (3) вычисляем, используя формулы

$$R_N(\tau_N) = \sum_{n=0}^N a_n \exp\{-|\alpha\tau_N|/2\} L_n(\alpha\tau_N),$$

$$a_n = \int_0^{\infty} R(\tau) \exp\{-|\alpha\tau|/2\} L_n(\alpha\tau) d\tau.$$

При проведении математического моделирования для доплеровского сигнала с экспоненциально-косинусной корреляционной функцией рассчитали относительную ошибку аппроксимации на основании (2) по формуле $\delta_N(T_1) = |T_1 - T_{1N}|/T_1$ (4), где T_1, T_{1N} — безразмерные аргументы функций $R(T), R_N(T_N)$, $T_1 = \alpha\tau_1, T_{1N} = \alpha\tau_{1N}$; $R(T)$ — заданная корреляционная функция,

$$R(T) = \exp\{-0,5\eta T\} \cos 2\pi FT, \quad T \geq 0; \quad \eta = 2\gamma/\alpha; \\ F = F_{\text{до}}/\alpha; \quad \beta = (1 + \eta)/2;$$

$R_N(T_N)$ — аппроксимированная функция корреляции,

$$R_N(T_N) = \exp\{-T_N/2\} \times \\ \times \sum_{k=0}^N \sum_{\nu=0}^k \sum_{s=0}^k \frac{(k!)^2 (-T_N)^\nu (-1)^s}{(k-\nu)! (\nu!)^2 (k-s)! (s!) \beta^{s+1} [1 + (\omega/\beta)^2]^{(s+1)/2}} \times \\ \times \cos[(s+1) \arctg \omega/\beta], \quad T_N \geq 0.$$

В введенных безразмерных переменных первый нуль корреляционной функции анализируемого сигнала имеет место при $T_1 = 1/(4F)$.

Чтобы рассчитать погрешность аппроксимации функции корреляции с экспоненциальной формой огибающей, разработали и составили программу, в которую включен оператор вызова подпрограммы LAP для вычисления полиномов Лагерра. В таблице даны рассчитанные по выражению (4) значения относительной ошибки аппроксимации $\delta_N(T_1)$ для $F = 0,1$.

N	$\sigma_N(T_1)$	
	$\eta=11$	$\eta=14$
6	0,0225	0,0255
10	0,0120	0,0155
15	0,0075	0,0115

Результаты расчета точности аппроксимации экспоненциально-косинусной корреляционной функции в области первого ее перехода через нуль показывают, что ошибка приближения τ_{1N} к τ_1 уменьшается с увеличением членов N ряда Лагерра. Точность приближения связана с соотношением параметров функции корреляции γ , $F_{до}$, с постоянной времени ортогонального фильтра $\tau_{ц}$, выбор которой определяется параметром α функций Лагерра. Ошибка уменьшается тем значительнее, чем меньше относительная частота F при заданном параметре η .

Анализ результатов расчета оценки доплеровской частоты акустического лоатора непрерывного действия показывает, что ортогональный коррелятор Лагерра позволяет с достаточно высокой точностью (единицы и доли процента) определить оценку смещения доплеровской частоты при ограниченном числе (5 ÷ 7) каналов.

Обработка сигналов в корреляторе осуществляется в два этапа. На первом этапе коррелятор за время анализа формирует оценки коэффициентов разложения ряда Лагерра. На втором этапе, длительность которого может быть короче длительности первого этапа, по найденным оценкам коэффициентов разложения синтезируется значение оценки функции корреляции. Время, соответствующее первому обращению в нуль оценки корреляционной функции, фиксируется для нахождения оценки доплеровской частоты акустического лоатора.

Список литературы: 1. Измерение скорости ветра непрерывным доплеровским акустическим лоатором в условиях аэропорта / В. И. Алехин, А. И. Рыженко, В. И. Сидько, Г.И. Сидоров // VI Всесоюз. совещ. по радиометеорологии: Тез. докл.— Таллин.— 1982.— С. 156—157. 2. Шемякин В. С. Оценка среднеквадратичной частоты спектра гауссовского эргодического процесса // Радиотехника.— 1985.— № 9.— С. 60—63. 3. Колячинский В. Е., Мандуровский И. А., Константиновский М. И. Автономные доплеровские устройства и системы навигации летательных аппаратов.— М. : Сов. радио, 1975.— 432 с. 4. Мирский Г. Я. Аппаратурное определение характеристик случайных процессов.— М. : Энергия, 1972.— 456 с.

Поступила в редколлегию 14.07.86

АЛГОРИТМЫ ОПТИМАЛЬНОЙ ПРОСТРАНСТВЕННО-ВРЕМЕННОЙ ОБРАБОТКИ РАДИОЛОКАЦИОННЫХ ПОЛЕЙ В ЗАДАЧАХ ИНТЕРПРЕТАЦИИ ПРИ ДИСТАНЦИОННОМ ЗОНДИРОВАНИИ

Рассмотрим общую методику оптимизации дистанционных измерений параметров поверхностей на основе электродинамических моделей рассеянных полей. Параметрами поверхности являются высотный профиль поверхности, диэлектрическая проницаемость и связанные с нею влажность, соленость, плотность. В случае ледовой разведки — это толщина ледового покрова, его диэлектрические, физико-механические и другие характеристики. При постановке задачи следует учитывать, что процесс измерения может быть организован в различных точках пространства и в различные моменты времени как на неподвижных относительно поверхности, так и движущихся аэрокосмических носителях.

Зондирующий сигнал в общем виде можно записать следующим образом: $s_k(t) = \text{Re} [\dot{B}_k(t) e^{i\omega_0 t}]$ (1). Здесь $\dot{B}_k(t)$ — комплексная огибающая, индекс k характеризует поляризацию колебаний, $k = (B, \Gamma)$. В такой форме выражение (1) представляет широкий класс простых и сложных сигналов, как непрерывных, так и импульсных.

Сигнал, рассеянный поверхностью Ω и принимаемый в точке \vec{r}' апертуры Ω' в момент времени t , представим в виде:

$$\dot{s}_{kl}(t, \vec{r}') = \int_{\Omega} \dot{F}_{kl}[\vec{\lambda}(\vec{r}), \vec{r}, \vec{r}'] \dot{s}_0(t, \vec{r}, \vec{r}') d\vec{r}, \quad (2)$$

где $\vec{\lambda}(\vec{r})$ — вектор параметров, подлежащих оценке и рассматриваемых как функции координат \vec{r} подстилающей (средней относительно неровностей) поверхности, $\vec{\lambda}(\vec{r}) = [\lambda_1(\vec{r}), \lambda_2(\vec{r}), \dots, \lambda_n(\vec{r})]$; $\dot{F}_{kl}[\vec{\lambda}(\vec{r}), \vec{r}, \vec{r}']$ — функция, характеризующая локальные бистатистические свойства рассеяния элементом поверхности $d\vec{r}$. Зависимость этой функции от координат \vec{r}' обусловлена тем, что одни и те же участки поверхности имеют различные коэффициенты рассеяния относительно различных точек апертуры Ω' ; $\dot{s}_0(t, \vec{r}, \vec{r}')$ — опорный сигнал, рассеянный элементом $d\vec{r}$ и зависящий лишь от формы зондирующего сигнала, геометрии задачи и характера движения приемо-передающей системы. Индексы k, l характеризуют поляризацию сигнала. Первый индекс указывает на поляризацию падающей волны, второй — рассеянной.

В качестве модели принимаемого сигнала примем аддитивную смесь

$$U_{kl}(t, \vec{r}') = \text{Re} \dot{s}_{kl}(t, \vec{r}') + n_{kl}(t, \vec{r}'), \quad (3)$$

где $n_{kl}(t, \vec{r}')$ — дельта-коррелированный нормальный случайный процесс, учитывающий аддитивный шум и неточность задания модели полезного сигнала, связанную со сложностью решения прямых электродинамических задач относительно выбранных типов поверхностей при определении функции \dot{F}_{kl} . В такой постановке задача оценки параметров $\vec{\lambda}(\vec{r})$ является обратной и может быть отнесена к классу задач количественной и сложной (качественно-количественной) интерпретации [1].

Полагая, что априорные сведения о функциях $\vec{\lambda}(\vec{r})$ отсутствуют, оценим эти параметры методом максимального правдоподобия. Тогда условный функционал плотности вероятности

$$p[U_{kl}(t, \vec{r}')/\vec{\lambda}(\vec{r})] = k \exp \left\{ -\frac{1}{N_{0kl}} \int_T \int_{\Omega'} [U_{kl}(t, \vec{r}') - \operatorname{Re} s_{kl}(t, \vec{r}')]^2 dt d\vec{r}' \right\}, \quad (4)$$

где T — промежуток времени наблюдения; N_{0kl} — спектральная плотность мощности процесса $n_{kl}(t, \vec{r}')$.

Максимум функционала (4) можно найти из условия равенства нулю его первой вариации. Пусть $\hat{\vec{\lambda}}(\vec{r})$ — оценка параметра, $\delta\vec{\lambda}(\vec{r})$ — его вариация, $\delta\vec{\lambda}(\vec{r}) = A\vec{\gamma}(\vec{r})$ (5), где $A = \operatorname{diag}(\alpha_1, \alpha_2, \dots, \alpha_n)$ — диагональная матрица; $\vec{\gamma}(\vec{r})$ — произвольная векторная функция. Тогда оценки $\hat{\vec{\lambda}}(\vec{r})$ найдем из решения системы уравнений

$$\left. \frac{\partial p[U_{kl}(t, \vec{r}')/\vec{\lambda}(\vec{r})]}{\partial \lambda_j} \right|_{\alpha_i=0} = 0, \quad (6)$$

или

$$\begin{aligned} \int_T \int_{\Omega'} \left\{ \left[U_{kl}(t, \vec{r}') - \operatorname{Re} \int_{\Omega} \dot{F}_{kl}(\lambda_1, \dots, \lambda_j, \dots, \lambda_n, \vec{r}, \vec{r}') \times \right. \right. \\ \left. \left. \times s_0(t, \vec{r}, \vec{r}') dr \right] \operatorname{Re} \int_{\Omega} \frac{\partial F_{kl}(\cdot)}{\partial \lambda_j} s_0(t, \vec{r}, \vec{r}') \times \right. \\ \left. \times \gamma_j(\vec{r}) d\vec{r} \right\} dt d\vec{r}' = 0. \end{aligned} \quad (7)$$

После несложных преобразований получим следующую систему интегральных уравнений:

$$\begin{aligned} \int_T \int_{\Omega'} U_{kl}(t, \vec{r}') \frac{\partial \dot{F}_{kl}(\lambda_1, \lambda_j, \lambda_n, \vec{r}, \vec{r}')}{\partial \lambda_j} s_0(t, \vec{r}, \vec{r}') d\vec{r}' dt = \\ = \frac{1}{2} \int_T \int_{\Omega} \int_{\Omega'} \frac{\partial \dot{F}_{kl}(\cdot, \vec{r}_1, \vec{r}')}{\partial \lambda_j} \dot{F}_{kl}^*(\cdot, \vec{r}_1, \vec{r}') s_0(t, \vec{r}, \vec{r}') \times \\ \times s_0^*(t, \vec{r}_1, \vec{r}') d\vec{r}' d\vec{r}_1 dt. \end{aligned} \quad (8)$$

Систему уравнений (8) можно упростить, если предположить, что размеры апертуры Ω' значительно меньше высоты ее расположения над исследуемой поверхностью. В этом случае считаем, что функция \dot{F}_{kl} практически не зависит от координат \vec{r}' . Тогда множитель $\partial F_{kl}/\partial \lambda_j$ в правой и левой частях выражения (8) выносится за пределы интегралов и сокращается, а система уравнений (8) приобретает вид:

$$\int_T \int_{\Omega'} U_{kl}(t, \vec{r}) \dot{s}_0(t, \vec{r}, \vec{r}') d\vec{r} dt = \frac{1}{2} \int_T \int_{\Omega} \int_{\Omega'} F_{kl}^*(\lambda_1, \dots, \lambda_j, \dots, \lambda_n, \vec{r}_1) \times \\ \times \dot{s}_0(t, \vec{r}, \vec{r}') \dot{s}_0^*(t, \vec{r}_1, \vec{r}') d\vec{r}' d\vec{r}_1 dt. \quad (9)$$

В дальнейшем целесообразно рассмотреть ряд практически полезных случаев:

1. Статическая голографическая система.

Апертура Ω' неподвижная, огибающая $\dot{B}(t) = \dot{B}_0 = \text{const}$. Опорный сигнал запишем так: $\dot{s}_0(t, \vec{r}, \vec{r}') = \dot{B}_0 e^{j\omega_0 t} \dot{K}(\vec{r}, \vec{r}') \quad (10)$, где

$$\dot{K}(\vec{r}, \vec{r}') = \dot{G}(\vec{r}) \cos \beta(\vec{r}) \cos \beta_1(\vec{r}, \vec{r}') \times \\ \times \frac{\exp \{jk[R(\vec{r}) + R_1(\vec{r}, \vec{r}')]\}}{R(\vec{r}) R_1(\vec{r}, \vec{r}')}. \quad (11)$$

Здесь $\dot{G}(\vec{r})$ — функция, характеризующая степень облучения поверхности и в пересчете к угловым координатам, является диаграммой направленности передающей антенны; $R(\vec{r})$ — расстояние от точки с координатами \vec{r} ; $R_1(\vec{r}, \vec{r}')$ — расстояние от точки \vec{r} на поверхности Ω до точки \vec{r}' на апертуре Ω' ; $\beta(\vec{r})$ — угол между нормалью к подстилающей поверхности в точке \vec{r}' и направлением \vec{R} ; $\beta_1(\vec{r}, \vec{r}')$ — угол между той же нормалью и направлением \vec{R}_1 . В этом случае система уравнений (9) существенно упрощается

$$\int_{\Omega'} \dot{K}(\vec{r}, \vec{r}') \dot{v}_{kl}(\vec{r}') d\vec{r}' = \int_{\Omega} \dot{F}_{kl}^*[\lambda_1, \dots, \lambda_j, \dots, \lambda_n, \vec{r}_1] \times \\ \times \dot{\psi}(\vec{r}, \vec{r}_1) d\vec{r}_1, \quad (12)$$

где \dot{v}_{kl} — результат согласованной фильтрации монохроматического колебания в течение времени T в каждой точке апертуры Ω' ,

$$\dot{v}_{kl}(\vec{r}') = \dot{B}_0 \int_T U(t, \vec{r}') e^{j\omega_0 t} dt; \quad (13)$$

$\dot{\psi}(\vec{r}, \vec{r}_1)$ — функция Грина (функция неопределенности) системы (12), сглаживающей реальную зависимость \dot{F}_{kl} от координат \vec{r} ,

$$\dot{\psi}(\vec{r}, \vec{r}_1) = |B|^2 \int_{\Omega'} \dot{K}(\vec{r}, \vec{r}') \dot{K}^*(\vec{r}_1, \vec{r}') d\vec{r}'. \quad (14)$$

Эта функция, являясь ядром интегрального преобразования L в правой части (12), характеризует возможность восстановления функции \dot{F}_{kl} и точность измерения параметров $\vec{\lambda}(r)$. При достаточно широкой диаграмме направленности и справедливости предположений, использовавшихся при выводе (9), функция неопределенности имеет следующий вид:

$$\begin{aligned} \dot{\Psi}(\vec{r}, \vec{r}_1) = & c_1 \frac{\exp\{jk[R(\vec{r}) - R(\vec{r}_1)]\}}{R(\vec{r})R(\vec{r}_1)} \times \\ & \times \int_{\Omega'} \frac{\exp\{jk[R_1(\vec{r}, \vec{r}') - R_1(\vec{r}_1, \vec{r}')]\}}{R_1(\vec{r}, \vec{r}')R_1(\vec{r}_1, \vec{r}')} d\vec{r}'. \end{aligned} \quad (14a)$$

Выражения (12), (14) приобретают конкретный вид для конкретной геометрии задачи. Например, в приближении Френеля, для прямоугольной апертуры Ω'

$$\int_{\Omega'} \dot{K}(\vec{r}, \vec{r}') \dot{v}_{kl}(\vec{r}') d\vec{r}' = \{\Phi_{\Omega'}[\dot{v}_{kl}(\vec{r}')]\} \exp\left[jk\left(2H + \frac{x^2 + y^2}{2H}\right)\right], \quad (15)$$

где $\Phi_{\Omega'}[\dot{v}_{kl}(\vec{r}')] — оператор Френеля, действующий в пределах апертуры Ω' ,$

$$\Phi_{\Omega'}[\dot{v}_{kl}(\vec{r}')] = \int_{-\frac{a}{2}}^{\frac{a}{2}} \int_{-\frac{b}{2}}^{\frac{b}{2}} \dot{v}_{kl}(x', y') \exp\left\{\frac{jk}{2H}[(x-x')^2 + (y-y')^2]\right\} dx dy; \quad (16)$$

$$\Omega' = \left\{ -\frac{a}{2} \leq x' \leq \frac{a}{2}, \quad -\frac{b}{2} \leq y' \leq \frac{b}{2} \right\}; \quad (17)$$

H — высота расположения апертуры Ω' над поверхностью. Функция неопределенности

$$\begin{aligned} \Psi(\Delta r) = & c_2 \frac{ab}{2} \exp\left\{-\frac{jk}{2H}[\Delta x^2 + \Delta y^2 - 2(x\Delta x + y\Delta y)]\right\} \times \\ & \times \text{sinc}\left(\frac{ka}{2H}\Delta x\right) \text{sinc}\left(\frac{kb}{2H}\Delta y\right), \end{aligned} \quad (18)$$

где $\Delta x, \Delta y$ — приращения координат $\vec{r} = (x, y)$ на плоской подстилающей поверхности; c_2 — константа. Аналогично, пренебрегая кривизной волнового фронта, получаем необходимые выражения для (12), (14) в приближении Фраунгофера.

Записывая (12) в операторной форме

$$\dot{Y}_{kl}(\vec{r}) = \Phi[\dot{v}_{kl}(\vec{r}')] = L\{\dot{F}_{kl}[\vec{r}, \widehat{\vec{\lambda}}(\vec{r})]\}, \quad (19)$$

где Φ, L — линейные операторы, приходим к системе нелинейных уравнений для оценок $\widehat{\vec{\lambda}}(\vec{r})$

$$\dot{F}_{kl}[\vec{r}, \widehat{\vec{\lambda}}(\vec{r})] = L^{-1}[\dot{Y}_{kl}(\vec{r})]. \quad (20)$$

Таким образом, процедура оптимальной интерпретации в случае монохроматического излучаемого сигнала может быть проведена в следующей последовательности. Принятое поле в каждой точке поверхности подвергается согласованной временной фильтрации. Затем полученные результаты интегрируются по поверхности Ω' с весом $\dot{K}(\vec{r}, \vec{r}')$. Оценки реальных функций \dot{F}_{kl} находятся путем применения обратного интегрального преобразования L^{-1} . Найденные оценки приравниваются к модельным зависимостям $\dot{F}_{kl}[\vec{r}, \widehat{\lambda}(\vec{r})]$, определенным в результате решения прямых электродинамических задач для выбранных моделей рассеивающих поверхностей. И, наконец, оценки $\widehat{\lambda}(\vec{r})$ находятся из полученной системы нелинейных уравнений.

2. Апертура неподвижная. Огибающая $\dot{B}(t)$ удовлетворяет условию пространственно-временной узкополосности, т. е. запаздыванием огибающей относительно различных точек апертуры можно пренебречь. Этому условию обычно удовлетворяют большинство радиолокационных сигналов, в том числе и сложных. Тогда

$$\dot{s}_0(t, \vec{r}, \vec{r}') = \dot{B}\left[t - \frac{2R(\vec{r})}{c}\right] \dot{K}(\vec{r}, \vec{r}') e^{j\omega_0 t}. \quad (21)$$

В этом случае система уравнений (12) остается такой же, но

$$\dot{v}_{kl}(\vec{r}') = \int_T U_{kl}(t, \vec{r}) \dot{B}\left[t - \frac{2R(\vec{r})}{c}\right] e^{j\omega_0 t} dt. \quad (22)$$

Функция неопределенности $\dot{\psi}(\vec{r}, \vec{r}_1) = \dot{\psi}_T(\vec{r}, \vec{r}_1) \dot{\psi}_\Omega(\vec{r}, \vec{r}_1)$ (23), где функция $\dot{\psi}_\Omega(\vec{r}, \vec{r}_1)$ совпадает с (14) или с (18), а функция $\dot{\psi}_T(\vec{r}, \vec{r}_1)$ — функция неопределенности Вудворта:

$$\dot{\psi}_T(\vec{r}, \vec{r}_1) = \int_T \dot{U}\left[t - \frac{2R(\vec{r})}{c}\right] \dot{U}^*\left[t - \frac{2R(\vec{r}_1)}{c}\right] dt. \quad (24)$$

Таким образом, точность интерпретации определяется не только размерами апертуры Ω' , но и формой огибающей зондирующего сигнала.

Последовательность операций при интерпретации здесь остается такой же, как и в случае применения монохроматического зондирующего сигнала.

3. Система бокового обзора типа РСА. Антенна длиной d располагается на движущемся носителе вдоль направления движения. Опорный сигнал имеет следующий вид [2]:

$$s(t, \vec{r}, \vec{r}') = s(t, \vec{r}) = \dot{G}\left(t - \frac{x}{\Phi}\right) \dot{B}\left(t - \frac{2R_0}{c}\right) \times \\ \times \exp\left\{-jk \frac{(\Phi t - x)^2}{R}\right\} \exp\{j(\omega_0 t - 2kR_0)\}, \quad (25)$$

где $R_0 = \sqrt{H^2 + y^2}$, $\vec{r} = (R_0, x)$.

Система уравнений, аналогичная системе (8), в этом случае записывается так:

$$\int_0^T U_{kl}(t) \frac{\partial F_{kl}(\vec{r}, \lambda_1, \dots, \hat{\lambda}_j, \dots, \lambda_n, t)}{\partial \lambda_j} \dot{s}_0(t, \vec{r}) dt = \\ = \frac{1}{2} \int_{\frac{\pi}{2}}^{\frac{3\pi}{2}} \int_T \frac{\partial F_{kl}(\cdot)}{\partial \lambda_j} F_{kl}^*(\cdot) \dot{s}_0(t, \vec{r}) \dot{s}_0^*(t, \vec{r}_1) dt d\vec{r}_1. \quad (26)$$

Зависимость \dot{F}_{kl} от времени t здесь обусловлена теми же причинами, что и зависимость этой функции от \vec{r} при рассмотрении предыдущих систем. Однако в реальных системах бокового обзора с синтезированной апертурой диаграмма направленности $\hat{G}\left(t - \frac{x}{\theta}\right)$ в пересчете к угловой координате составляет несколько градусов и зависимостью функции \dot{F}_{kl} от времени t можно пренебречь. Тогда, в обеих частях (26) производная $\partial \dot{F}_{kl} / \partial \lambda_j$ выносится за знаки интегралов, сокращается, и в результате получим систему интегральных уравнений следующего вида:

$$\dot{Y}_{kl}(\vec{r}) = \int_T U_{kl}(t) \dot{s}_0(t, \vec{r}) dt = \frac{1}{2} \int_{\frac{\pi}{2}}^{\frac{3\pi}{2}} \dot{F}_{kl}[\vec{r}, \hat{\lambda}(\vec{r})] \times \dot{\psi}(\vec{r} - \vec{r}_1) d\vec{r}_1, \quad (27)$$

где $\dot{\psi}_{kl}(\vec{r} - \vec{r}_1)$ — функция неопределенности системы бокового обзора с синтезированной апертурой $\dot{\psi}_{kl}(\vec{r} - \vec{r}_1) = \int_T \dot{s}_0(t, \vec{r}) \dot{s}_0^*(t, \vec{r}_1) dt$. Конкретные выражения этой функции для непрерывного и импульсного сигналов рассмотрены в работе [2].

В операторной форме выражение (27) имеет вид, аналогичный выражению (19)

$$\dot{Y}_{kl}(\vec{r}) = L \{ \dot{F}_{kl}[\vec{r}, \hat{\lambda}(\vec{r})] \}.$$

Процедура оптимальной интерпретации в этом случае заключается в формировании выходного эффекта $\dot{Y}_{kl}(\vec{r})$ путем интегрирования принимаемого колебания $U_{kl}(t)$ в течение времени T с весом $\dot{s}_0(t, \vec{r})$, обращения интегрального преобразования L и решения системы нелинейных уравнений, аналогичной системе (20).

Следует отметить, что для определения всех параметров $\hat{\lambda}(\vec{r})$ необходимо иметь набор нелинейных уравнений в количестве, не меньшем количества определяемых параметров. Такой набор может быть получен либо за счет использования сигналов различных поляриза-ций, либо за счет формирования функций $\dot{Y}(\vec{r})$ для различных углов обзора поверхности.

Список литературы: 1. Гольцман Ф. М. Статистические модели интерпретации.— М. : Наука, 1971.— 327 с. 2. Фалькович С. Е., Хомяков Э. Н. Статистическая теория измерительных радиосистем.— М. : Радио и связь, 1981.— 287 с.

Поступила в редколлегию 15.07.86

УДК 621.391

П. А. БРАНДИС, канд. техн. наук, А. Л. КУЛИКОВ

МЕТОД УСКОРЕННОГО УМНОЖЕНИЯ ПРИ ЦИФРОВОЙ ОБРАБОТКЕ РАДИОЛОКАЦИОННЫХ СИГНАЛОВ

Аппаратная реализация алгоритмов цифровой обработки радиолокационной информации предполагает применение вычислительных средств повышенного быстродействия. Это, прежде всего, обусловлено использованием в радиолокации сложных алгоритмов обработки и необходимостью их выполнения в реальном масштабе времени (РМВ). Одно из основных направлений повышения быстродействия — сокращение времени выполнения операций. Проанализируем возможность уменьшения времени выполнения операции умножения.

Аппаратную реализацию операции умножения можно осуществить различными методами. Операция ускоренного умножения обычно включает три этапа [1; 2; 3]: формирование матрицы частичных произведений; преобразование матрицы частичных произведений в двухстрочный код; формирование кода произведения из двухстрочного кода. Основное время при выполнении этой операции затрачивается на реализацию второго этапа. В связи с этим внимание разработчиков сосредоточено на сокращении времени преобразования матрицы частичных произведений в двухстрочный код.

В работах [1; 2] описан быстрый «экономичный» метод преобразования матрицы частичных произведений в двухстрочный код. Это преобразование (неполное суммирование) занимает S шагов, число которых зависит от разрядности сомножителей. Время умножения $T_{ум} = T_{И} + ST_{SM} + T_{(2N-1)}$, где $T_{И}$ — задержка в элементе И; T_{SM} — время работы одноразрядного сумматора; $T_{(2N-1)}$ — задержка в $(2N - 1)$ -разрядном сверхпараллельном сумматоре; N — разрядность сомножителей.

Таким образом, время выполнения операции умножения определяется, с одной стороны, количеством шагов преобразования матрицы частичных произведений до двухстрочного кода, с другой стороны, временем работы сверхпараллельного сумматора.

В работе [3] разработан «модифицированный» метод повышения быстродействия устройства умножения в результате уменьшения требуемой разрядности сверхпараллельного сумматора. Это достигается изменением принципа формирования двухстрочного кода из матрицы частичных произведений. Однако такой принцип приводит к увеличению шагов преобразования.

Достижение предельно высокого быстродействия в устройстве умножения возможно, если минимальное количество шагов преобразования матрицы частичных произведений до двухстрочного кода определять согласно таблице [2; 3], а минимальную разрядность сверхпараллельного сумматора следующим образом: $K = 2N - S - 1$. Поэтому необходимо так организовать выполнение операции умножения, чтобы, с одной стороны, обеспечить минимум времени преобразования матрицы частичных произведений до двухстрочного кода, с другой стороны — наибольшее быстродействие сверхпараллельного сумматора в результате сокращения его требуемой разрядности.

Перечисленным условиям удовлетворяет следующий метод преобразования матрицы частичных произведений в двухстрочный код: матрица

Количество строк на входе слоя n	Количество строк на выходе слоя n_1	Число шагов S
3	0	1
4	3	2
$4 < n \leq 6$	4	3
$6 < n \leq 9$	6	4
$9 < n \leq 13$	9	5
$13 < n \leq 19$	13	6
$19 < n \leq 28$	19	7
$28 < n \leq 42$	28	8
$42 < n \leq 63$	42	9

частичных произведений поэтапно преобразуется к двухстрочному коду одноразрядными сумматорами и полусумматорами. Каждый этап преобразования выполняется с помощью соответствующего слоя сумматоров и полусумматоров. Для размещения сумматоров и полусумматоров в слое необходимо: по количеству строк n на входе слоя определить в соответствии с методикой, изложенной в [1; 2], оптимальное количество n_1 строк на выходе слоя преобразования (таблица);

в младших $(N - 1)$ -разрядах сумматоры и полусумматоры разместить таким образом, чтобы в j -м разряде располагалось $\left\lfloor \frac{n_j}{3} \right\rfloor$ сумматоров и полусумматор, если $n_j - \left\lfloor \frac{n_j}{3} \right\rfloor > 1$; в старших N разрядах и N -м разряде разместить сумматоры таким образом, чтобы количество строк на выходе слоя преобразования не превышало требуемого значения n_j , причем в N -м разряде можно поставить полусумматор.

Рассмотрим размещение сумматоров и полусумматоров в устройстве преобразования матрицы частичных произведений в двухстрочный код для $N = 12$ (рис. 1). Для выполнения операции преобразования матрицы частичных произведений предлагаемым методом необходимы 104 сумматора и 21 полусумматор. Преобразование выполняется за 5 шагов. При этом двухстрочная матрица содержит 17 двухстрочных разрядов. Для выполнения аналогичной операции методом, изложенным в [1; 2], требуется 99 сумматоров и 11 полусумматоров, двухстрочная матрица формируется за 5 тактов работы сумматоров и содержит 22 двухстрочных разряда. Реализация умножения методом, приведенным в [3], требует 104 сумматора и 11 полусумматоров, преобразование выполняется за 7 шагов, двухстрочная матрица будет содержать 17 двухстрочных разрядов.

Таким образом, выполнение операции разработанным методом позволяет формировать двухстрочный код за 5 шагов, т. е. быстрее,

чем по второму методу [3]. Количество двухстрочных разрядов в коде результата, как и во втором методе, составляет 17. Можно показать, что выигрыш во времени преобразования будет и при другой разрядности данных. Это позволяет сделать вывод, что построенный в соответствии с изложенным методом умножитель будет превосходить «модифицированный» умножитель [3] по времени преобразования матрицы частичных произведений в двухстрочный код, а следовательно, обладать более высоким быстродействием.

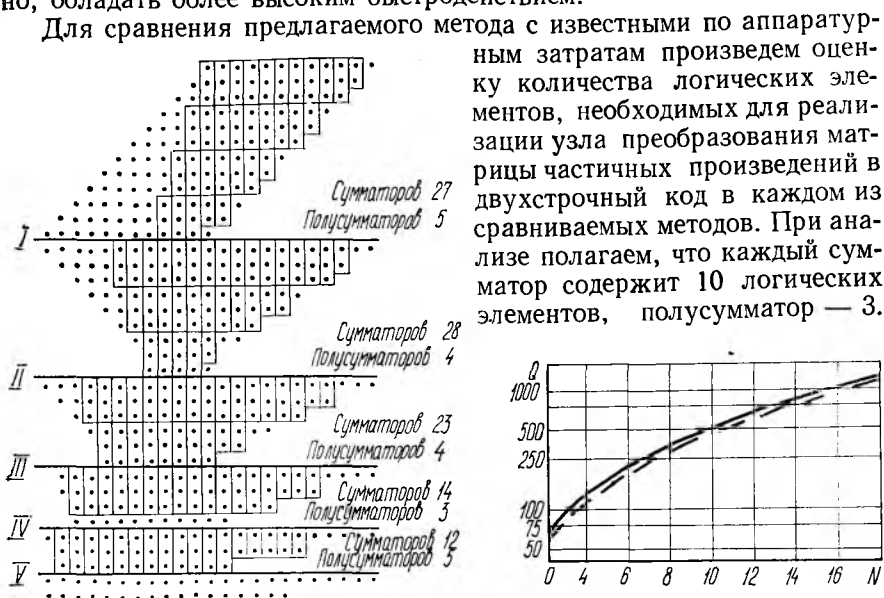


Рис. 1

Для сравнения предлагаемого метода с известными по аппаратурным затратам произведем оценку количества логических элементов, необходимых для реализации узла преобразования матрицы частичных произведений в двухстрочный код в каждом из сравниваемых методов. При анализе полагаем, что каждый сумматор содержит 10 логических элементов, полусумматор — 3.

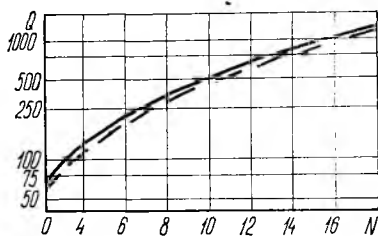


Рис. 2

Результаты расчета требуемых аппаратурных затрат для разрядности сомножителей $N = 4, \dots, 18$ представлены на рис. 2. Здесь сплошной и штриховой линией обозначены затраты на реализацию узла преобразования матрицы частичных произведений до двухстрочного кода в разработанном и «модифицированном» умножителях. Из рис. 2 следует, что разработанный метод умножения, превосходя по быстродействию на 30—40 % модифицированный, требует для своей реализации на 10—15 % больше логических элементов.

Использование разработанного метода при построении устройств цифровой обработки радиолокационных сигналов позволит расширить круг задач, решаемых в РМВ, увеличить полосу частот обрабатываемых сигналов.

Предлагаемый метод построения технически реализуем на существующей элементной базе и может найти применение при создании устройств ускоренного умножения на БИС и СБИС.

Список литературы: 1. Dadda L. Some scheme for parallel multipliers // Alta Frequenza. — 1965. — 1(34). — P. 344—356. 2. Карцев М. А., Брик В. А. Вычисли-

тельные системы и синхронная арифметика.— М. : Радио и связь, 1981.— 360 с
3. Дхуркадас А. Параллельный умножитель с повышенным быстродействием // Тр. ин-та инж. по электронике и радиотехнике.— 1984.— 72, № 1.— С. 154—156.

Поступила в редколлегию 05.12.86

УДК 621.391

И. Д. ГОРБЕНКО, д-р техн. наук, А. А. ЗАМУЛА, В. Л. КУЛЕШОВ

КОРРЕЛЯЦИОННЫЕ СВОЙСТВА СИСТЕМ ХАРАКТЕРИСТИЧЕСКИХ ДИСКРЕТНЫХ СИГНАЛОВ

Применение сложных сигналов позволяет повысить защищенность систем связи при воздействии структурных и некоторых других типов помех в пределах полосы частот, занимаемой сигналом. В связи с этим важной задачей является выбор сигналов, обеспечивающих минимально возможный уровень взаимных помех, который в основном определяется допустимым уровнем максимальных пиков взаимокорреляционных функций (ВКФ).

Для режима обнаружения важно иметь систему, составленную из сигналов, обладающих малыми пиками периодических и апериодических автокорреляционных функций (ПФАК) и (АФАК).

В многоканальных системах связи в качестве манипулирующих (расширяющих спектр) широко используются m -последовательности, т. е. последовательности максимального периода $L = 2^m - 1$ (1) или немаксимального периода с трехуровневой функцией корреляции (последовательности Голда), генерируемые m -каскадным двоичным или $2m$ -каскадным регистрами сдвига с линейной обратной связью. Объем системы, составленной из m -последовательностей, $M = \varphi(L)/m$ (2), где $\varphi(L)$ — функция Эйлера.

Расчеты, проведенные с использованием (2), показывают, что объем системы, составленной из m -последовательностей, ограничен. Например, количество различных сигналов (изоморфизмов), которые можно синтезировать с использованием линейного регистра для $m = 10$, составляет $M = 60$. Максимум модуля взаимокорреляционных функций у таких систем больше, чем у ряда других систем сигналов [1]. Использование в многоканальных системах связи последовательностей Голда позволяет увеличить объем системы, однако такие системы обладают значительным частотным пик-фактором и относительно большим уровнем боковых лепестков ПФАК и АФАК.

Названные линейные последовательности существуют только для значений длительностей $L = 2^m - 1$. При усечении числа символов последовательностей их авто- и взаимокорреляционные свойства значительно ухудшаются [2]. Кроме того, линейные последовательности обладают низкой кодовой устойчивостью [3], причем закон формирования на периоде $L = 2^m - 1$ определяется по любым $2m$ для m -по-

следовательностей и $4m$ для последовательностей Голда подряд следующим символам. По этим причинам применение линейных сигналов в многоканальных системах связи ограничено.

Актуальной задачей является выбор систем сигналов, свободных от указанных недостатков. К числу таких систем прежде всего следует отнести системы характеристических дискретных сигналов (ХДС) [4]. Известно, что указанная система сигналов существует для значений длительностей $L = 4x = P^n - 1$ и $L = 4x + 2 = P^n - 1$ (3), где x, n — натуральные числа; P — простое число. Объем системы характеристических сигналов определяется из соотношения [4]: $M = \varphi(L)/n$ (4), причем n — степень расширения поля Галуа $GF(P^n)$. Анализ (1), (3) показывает, что ХДС существуют для значительно больших значений длительностей L . Объем системы ХДС при $n = 1$, как следует из (2), (4), больше объема системы, составленной из m -последовательностей, примерно в m раз. В то же время ХДС, как и m -последовательности, — оптимальные по ПФАК и близки к оптимальным по АФАК. Значения боковых выбросов ПФАК ХДС определяются из выражения

$$R_{\mu}(\tau) = \sum_{i=0}^{L-1} \mu_i \mu_{i+\tau}, \quad (5)$$

где μ_i — значение кода (символа) последовательности, и принимают значения $R_{\mu}(\tau) = \{2, -2\}$ для сигналов вида $L = 4x + 2$ и $R_{\mu}(\tau) = \{0, -4\}$ для сигналов вида $L = 4x$.

В некоторых практических приложениях важными являются взаимокорреляционные функции в периодическом и апериодическом режимах (ПФВК и АФВК), функции автокорреляции (ФАК) в апериодическом режиме (АФАК), стыковые (СФВК) и меандро-инвертированные функции корреляции (МИФАК). Однако статистические характеристики этих функций и возможные значения максимальных боковых пиков названных функций корреляции ХДС не исследованы.

Известно [1], что оценка качества обнаружения и различения выполняется с использованием следующих статистических характеристик ФАК и ФВК: математическое ожидание выбросов (m_R); математическое ожидание максимальных боковых выбросов ($m_{R_{\max}}$); математическое ожидание модулей максимальных боковых выбросов ($m_{|R_{\max}|}$); среднеквадратичное отклонение боковых выбросов ($D_R^{1/2}$); среднеквадратичное отклонение модулей боковых выбросов ($D_{|R|}^{1/2}$), а также значение максимального бокового выброса R_{\max} . В табл. 1, 2, 3 приведены результаты расчетов с использованием ЭВМ статистических характеристик ПФВК, АФАК и АФВК соответственно для различных значений длительностей L . В табл. 4 представлены средние значения исследуемых характеристик ВКФ и АКФ характеристических сигналов. Расчеты проводились для значений длительностей в интервале $\Delta L = 16 - 1023$. Здесь для сравнения помещены значения статистических характеристик корреляционных функций других типов последовательностей: m -последовательностей, сегментов m -последовательностей, а также случайных последовательностей.

Анализ данных табл. 1—4 показывает, что значения максимальных боковых выбросов АФАК, ПФВК, АФВК, СФВК, МИФВК и МИФАК меньше максимальных боковых пиков случайных последовательностей, сегментов m -последовательностей и практически совпадают со значениями максимальных боковых выбросов m -последовательностей; статистические характеристики близки к статистическим характеристикам m -последовательностей, в то же время они лучше, чем у сегментов m -последовательностей и последовательностей Голда [2].

Таблица 1

L	$\frac{mR}{L}$	$\frac{D R ^{1/2}}{\sqrt{L}}$	$\frac{mR_{\max}}{\sqrt{L}}$	$\frac{m R_{\max} }{\sqrt{L}}$
52	0	0,53	1,38	0,78
66	0	0,60	1,72	0,79
88	0	0,57	2,13	0,79
100	0,20	0,54	1,61	0,84
502	0,09	0,68	2,59	0,88
4000	0,01	0,95	2,53	0,96

Таблица 2

L	$\frac{mR_{\max}}{\sqrt{L}}$	$\frac{m R_{\max} }{\sqrt{L}}$	$\frac{D_R^{1/2}}{\sqrt{L}}$	$\frac{D R ^{1/2}}{\sqrt{L}}$
36	2,24	0,49	0,48	0,41
52	2,33	0,47	0,51	0,39
66	0,99	0,47	0,49	0,37
88	2,63	0,47	0,50	0,38
136	2,80	0,46	0,47	0,37
256	2,82	0,46	0,46	0,36

Таблица 3

L	$\frac{mR_{\max}}{\sqrt{L}}$	$\frac{m R_{\max} }{\sqrt{L}}$	$\frac{D_R^{1/2}}{\sqrt{L}}$	$\frac{D R ^{1/2}}{\sqrt{L}}$
36	1,98	0,69	0,78	0,54
52	1,96	0,66	0,80	0,53
66	1,60	1,21	1,02	0,83
88	1,98	0,66	0,80	0,56
136	2,23	0,62	0,76	0,51
256	2,71	0,63	0,77	0,51

Последовательности Голда и Касами — по существующему предположению — наиболее плотно упакованные по ПФАК, т. е. они обладают наилучшими среди других систем (с объемом, приблизительно равным базе) взаимокорреляционными свойствами [1]. В табл. 5 приведены значения максимальных боковых выбросов ПФАК ($R_{a, \max}$), ПФВК ($R_{b, \max}$) для указанных систем

в зависимости от значений длительностей сигналов. Символ G означает, что сигнал выбран из системы (множества) Голда, символ K — из множества Касами. Проведенные исследования ПФВК ХДС опровергли это предположение. В табл. 6 представлены значения $|R_{a, \max}|$, $|R_{b, \max}|$ для ХДС, рассчитанные с использованием ЭВМ для значений длительностей, близких к указанным в табл. 5. Здесь θ_1 , θ_2 — значения первообразных элементов, по которым синтезированы пары ХДС.

Из анализа данных табл. 5, 6 следует, что существуют пары ХДС, для которых нормированные значения максимальных боковых выбросов ПФВК меньше максимальных боковых выбросов ПФВК последовательностей Голда и Касами. Например, для пары ХДС длительностью $L = 1060$, построенных с использованием первообразных элементов $\theta_1 = 2$, $\theta_2 = 8$, максимальные значения боковых выбросов ПФВК не превышает значения $|R_{b, \max}| = 64$, в то время как для последовательностей Голда длительностью $L = 1023$, $|R_{b, \max}| = 65$. Таким образом, даже при больших значениях длительностей ХДС обеспечиваются меньшие значения максимальных боковых пиков ПФВК, чем

Таблица 4

Характеристики	$\frac{R_{\max}}{\sqrt{L}}$	$\frac{m R_{\max} }{\sqrt{L}}$	$\frac{D R ^{1/2}}{\sqrt{L}}$	$\frac{D_R^{1/2}}{\sqrt{L}}$
<i>Характеристические дискретные сигналы</i>				
АФАК	0,7—1,30	0,47	0,40	0,50
ПФАК	$4/\sqrt{L}$	0,20	0,10	0,20
Меандро-инвертированные ФАК	1,3—2,35	0,60	0,50	0,80
АФВК	1,4—5,1	0,74	0,76	0,91
ПФВК	1,9—5,9	0,84	0,64	1,10
Стыковые ФВК	1,9—5,6	0,90	0,70	1,10
<i>m-последовательности</i>				
АФАК	0,7÷1,25	0,32	0,26	0,41
ПФАК	$1/\sqrt{L}$	$1/\sqrt{L}$	0	0
Меандро-инвертированные ФАК	1,3÷2,3	0,66	0,49	0,82
АФВК	1,4÷5	0,54	0,48	0,73
ПФВК	1,9÷6	0,80	0,62	1
Стыковые ФВК	2,0÷5,1	0,83	0,62	1
<i>Случайные последовательности</i>				
АФАК	1,5÷3,1	0,51	0,65	0,70
ПФАК	2÷4	0,83	0,68	1
АФВК	2,4÷4,3	0,54	0,48	0,70
ПФВК	2,75÷4,5	0,82	0,62	1
<i>Сегменты m-последовательностей</i>				
АФАК	1,45÷4,1	0,52	0,90	0,71
ПФАК	1,6÷4,3	0,79	0,58	1
АФВК	1,4÷4,3	0,52	0,49	0,72
ПФВК	1,6÷5,0	0,80	0,60	1

Таблица 5

L	m	$ R_{a. \max} $	$ R_{b. \max} $
63G	6	17	17
127G	7	17	17
255K	8	33	33
1023G	10	65	65

Таблица 6

L	θ_1, θ_2	$ R_{a. \max} $	$ R_{b. \max} $
66	2,10	4	14
256	3,27	4	32
1060	2,90	4	64

у систем Голда, т. е. значение $|R_{b. \max}| = 65$ нельзя считать, как полагали, достигнутой границей плотной упакованности, поскольку получено значение $|R_{b. \max}| = 64$. Далее для ХДС длительностью $L = 256$ $|R_{b. \max}| = 32$, в то время как для последовательностей, выбранных из большого множества Касами, $|R_{b. \max}| = 33$. Кроме того, данные табл. 5, 6 показывают, что максимальные боковые пики ПФАК ХДС значительно меньше максимальных боковых выбросов ПФАК систем Голда и Касами.

Характеристические сигналы ввиду нелинейности закона формирования символов [4] $W = \psi(a_i) = \exp(j\pi U_i)$ (6), где $a_i = \Theta^i + 1 =$

$= \Theta^U \pmod{P}$ (7), обладают лучшей кодовой устойчивостью, т. е. лучшими структурными свойствами.

Приведенные результаты исследований корреляционных свойств ХДС указывают на целесообразность применения ХДС в многоадресных системах связи.

Список литературы: 1. *Варакин Л. Е.* Системы связи с шумоподобными сигналами.— М. : Радио и связь, 1985.— 384 с. 2. *Шумоподобные сигналы в системах передачи информации / В. Б. Пестряков, В. П. Афанасьев, В. Л. Гурвич и др.; Под ред. В. Б. Пестрякова.*— М. : Сов. радио, 1973.— 424 с. 3. *Помехозащитность радиосистем со сложными сигналами / Г. И. Тузов, В. А. Сивов, В. И. Прытков и др.; Под ред. Г. И. Тузова.*— М. : Радио и связь, 1985.— 254 с. 4. *Свердлов М. Б.* Оптимальные дискретные сигналы.— М. : Сов. радио, 1975.— 200 с.
Поступила в редколлегию 13.11.86

УДК 621.391:621.394

М. А. ИВАНОВ

ОПТИМАЛЬНЫЙ ПРИЕМ ПОЛОСНО-ЭФФЕКТИВНЫХ ДИСКРЕТНЫХ СИГНАЛОВ С ФАЗОВО-ЧАСТОТНОЙ МОДУЛЯЦИЕЙ

Анализ результатов исследований показал, что реальные перспективы дальнейшего повышения полосной эффективности цифровых каналов передачи сообщений в значительной мере связаны с применением информационных сигналов с комбинированной фазово-частотной модуляцией (ФЧМ) [1—3]. Однако широкое практическое использование ФЧМ-сигналов сдерживается рядом факторов, один из наиболее существенных среди которых обусловлен отсутствием приемлемого решения задачи оптимальной демодуляции данных сигналов [1; 2]. Разработаем оптимальный приемник узкополосных ФЧМ-сигналов для важного в теоретическом и прикладном отношениях случая их передачи по гауссовскому каналу связи с аддитивным белым шумом.

Отметим, что обеспечение достаточно высокой полосной эффективности ФЧМ-сигналов в ряде теоретически и практически важных случаев сопряжено с отказом от их ортогональности [3], прежде всего в усиленном смысле [4; 5]. Действительно, общее аналитическое соотношение для определения узкополосного ФЧМ-сигнала имеет следующий вид [3]:

$$u_{\text{ФЧМ}}(t) = U_0 \cos \left\{ \omega_0 t + \frac{1}{T} a_n \pi \mu(a_n) [t - (n-1)T] + \sum_{i=1}^{n-1} a_i \pi \mu(a_i) + b_n \Delta \Phi + \Phi_0 \right\}, \quad (1)$$

где U_0 , ω_0 , Φ_0 — амплитуда, несущая (центральная) частота и постоянная (медленно изменяющаяся и поэтому практически фиксированная

на промежутке времени T) составляющая начальной фазы ФЧМ-сигнала; T, t — длительность тактового интервала и текущее время; n — номер текущего символа (такта) с начала сеанса связи; a_n, b_n — значения текущего информационного символа по частотной и фазовой модулируемым координатам ФЧМ-сигнала, причем $a_n = 0; \pm 1; \pm 2; \dots; \pm [(k-1)/2]$ для нечетных k или $a_n = \pm 1; \pm 2; \dots; \pm (k/2)$ для четных k и $b_n = 0; 1; 2; \dots; l-1; k, l$ — числовые характеристики модуляционного формата « $kf-l\varphi$ » ФЧМ-сигнала, определяющие количество информационных, т. е. разрешенных значений мгновенной средней частоты и начальной фазы данного сигнала; $\Delta\varphi$ — минимальный информационный сдвиг начальной фазы, обычно $\Delta\varphi = 2\pi/l = \text{const}$; $\mu(a_n)$ — текущее значение коэффициента (индекса) частотной модуляции, характеризующее сдвиг соответствующий символу a_n информационной частоты от несущей, отнесенный к полутактовой частоте π/T или, что эквивалентно, значение набега фазы за длительность такта от фазы несущей, отнесенное к π . Предельная полосная (частотная) эффективность передачи ФЧМ-сигналов достигается в случае $0 < \mu(a_n) < 1$, причем $\mu(a_n) = 0$ только для $a_n = 0$, т. е. в случае нечетного значения k и при использовании несущей частоты в качестве информационной. Кроме того, максимально достижимая помехоустойчивость полосно-эффективной передачи ФЧМ-сигналов может быть реализована лишь путем применения оптимальных модуляционных форматов данных сигналов, для которых, как правило, характерна неортогональность в обычном и, особенно, в усиленном смысле (за исключением отдельных частных случаев нечетных значений l , представляющих обычно ограниченный теоретический и практический интерес — по крайней мере в ближайший период [2; 3]).

Отмеченная неортогональность полосно-эффективных ФЧМ-сигналов (1) с учетом существенно нелинейной зависимости их от модулируемых мгновенной частоты и начальной фазы информационных колебаний означает одновременно и невозможность представления указанных сигналов в виде следующей линейной модели [5]:

$$S(t) = \sum_{i=1}^M \theta_i \eta_i(t), \quad (2)$$

где θ_i — i -й информационный (модулируемый) параметр сигнала $S(t)$; $\eta_i(t)$ — i -я заданная (априорно известная) функция времени; M — количество информационных (модулируемых) параметров сигнала $S(t)$, причем $M = 1; 2 \dots$. Это обуславливает неоптимальность известных приемников квазидетерминированных колебаний с несколькими информационными параметрами для демодуляции узкополосных ФЧМ-сигналов, поскольку синтез данных известных решающих схем осуществлен в предположении корректности условия линейности (2) модели обрабатываемых колебаний [5; 6]. В целях разработки оптимального для частотно-эффективных сигналов ФЧМ-демодулятора воспользуемся определением узкополосных ФЧМ-колебаний линейным инерционным преобразованием синхронного произведения

билинейной формы) ФМ- и ЧМн-сигналов [3]:

$$y_{\text{ФЧМ}}(t) = \int_{-\infty}^{\infty} h(t - \tau) x_{\text{ФМ}}(\tau) x_{\text{ЧМн}}(\tau) d\tau, \quad (3)$$

где $h(\cdot)$ — импульсная переходная характеристика оператора линейного инерционного преобразования (обычно данное преобразование практически реализуется фильтром верхних или реже нижних частот [3]); $x_{\text{ФМ}}(\cdot)$, $x_{\text{ЧМн}}(\cdot)$ — фазоманипулированное (ФМ) и частотно-манипулированное с непрерывной фазой — (ЧМн) колебания. Если сумма либо модуль разности начальных фаз ФМ- и ЧМн-сигналов равна φ_0 , произведение их амплитуд в два раза превышает значение U_0 , а сумма или модуль разности центральных частот данных сигналов равна ω_0 , то соотношения (1), (3) адекватны при условии реализации оператора линейного инерционного преобразователя $h(\cdot)$ на основе фильтра верхних (нижних) частот. Отметим, что модулированные ФМ- и ЧМн-колебания $x_{\text{ФМ}}(\cdot)$, $x_{\text{ЧМн}}(\cdot)$ в общем случае взаимно независимы [1; 3].

Для разработки оптимального приемника полосно-эффективных ФЧМ-колебаний учтем также, что при использовании практически важных модуляционных форматов данных информационных колебаний обычно справедливо $l \geq k \geq 2$ [3]. Поэтому представляется целесообразным использовать традиционный для задачи различения сигналов критерий идеального наблюдателя, реализуемый правилом максимума апостериорной вероятности [5; 6]:

$$\gamma_{\text{МАВ}}(z_t^{t+T}) = \arg \max_{(\omega, \varphi)} \omega(\omega, \varphi) W[z_t^{t+T} | \omega, \varphi], \quad (4)$$

где $\gamma_{\text{МАВ}}(\cdot)$ — текущее решение по правилу максимума апостериорной вероятности; ω, φ — возможные текущие значения информационных параметров ФЧМ-сигнала, т. е. его мгновенной средней частоты и начальной фазы; $\omega(\omega, \varphi)$ — совместная априорная плотность вероятности одновременного появления всех возможных сочетаний текущих значений соответствующих информационных параметров ФЧМ-сигнала; z_t^{t+T} — наблюдаемая реализация обрабатываемого входного воздействия $z(t)$ на текущем интервале принятия решения $[t, (t+T)]$. Здесь $z(t)$ представляет собой аддитивную смесь полезного сигнала $y_{\text{ФЧМ}}(t)$ и белого гауссовского шума $\xi(t)$ с нулевым средним и односторонней спектральной плотностью мощности N , т. е. $z(t) = y_{\text{ФЧМ}}(t) + \xi(t)$ (5); $W[z_t^{t+T} | (\omega, \varphi)]$ — функция правдоподобия.

Отметим также, что для систем передачи дискретных сообщений с учетом формулы (3) и отмеченной независимости исходных ФМ- и ЧМн-сигналов $x_{\text{ФМ}}(t)$, $x_{\text{ЧМн}}(t)$ общее аналитическое соотношение для определения $\omega(\omega, \varphi)$ можно записать в следующем виде [3; 5]:

$$\omega(\omega, \varphi) = \sum_{i=1}^k \sum_{j=1}^l p_i p_j \delta(\omega - \omega_i) \delta(\varphi - \varphi_j), \quad (6)$$

где p_i , p_j — априорные вероятности появления i -го значения мгновенной средней частоты и j -го значения начальной фазы ФЧМ-сигнала

$y_{\text{ФЧМ}}(t)$, причем $\sum_{i=1}^k p_i = 1$; $\sum_{j=1}^l p_j'' = 1$; $\delta(\cdot)$ — дельта-функция Ди-
 рака. Учитывая отмеченную ранее независимость модулируемых
 фазовой и частотной координат узкополосных ФЧМ-колебаний, а так-
 же неприменимость линейной модели (2) для их описания и связан-
 ную с этим неоптимальность для рассматриваемого случая известных
 схем одновременной оценки текущих значений обоих указанных ин-
 формационных параметров, для решения поставленной задачи пред-
 ставляется целесообразным применить известный в математике метод
 подстановки [3—5]. Действительно, в данном случае имеется лишь
 одно уравнение вида (4) с двумя неизвестными — текущими значе-
 ниями начальной фазы и мгновенной средней частоты ФЧМ-сигнала.
 Поэтому необходимо поочередно определять текущие значения ин-
 формационных параметров принимаемых ФЧМ-колебаний с мульти-
 параметрической (точнее — двухпараметрической) модуляцией. Здесь
 оценка «первого» параметра должна быть в максимально возможной
 степени инвариантной к текущим значениям «второго» параметра,
 а оценка последнего формируется после устранения текущей неопре-
 деленности по «первому» параметру — путем подстановки предвари-
 тельно найденного таким образом текущего значения «первого» пара-
 метра в решающее правило для определения текущего значения «вто-
 рого» параметра. Учтем также, что описываемые формулами (1), (3)
 информационные ФЧМ-колебания формируются путем наложения ФМ
 на ЧМ-сигнал [3]. Поэтому, фазовая демодуляция возможна лишь
 после устранения текущей неопределенности по мгновенной средней
 частоте принимаемого колебания. Таким образом «первым» информа-
 ционным параметром ФЧМ-сигнала является его мгновенная средняя
 частота, а «вторым» — начальная фаза. Отсюда следует, что в соот-
 ветствии с описанным методом (алгоритмом) двухканальной обработки
 ФЧМ-колебания выносится решение по его частотной координате при
 неопределенной начальной фазе данного сигнала, т. е. в частотном
 канале разрабатываемого ФЧМ-демодулятора реализуется оптималь-
 ный некогерентный прием [3—6]. При этом утрачивается описываемая
 суммой $\sum_{i=1}^{n-1} a_i \pi(a_i)$ [см. формулу (1)] «предыстория» ФЧМ-сигнала.

В результате выражение можно переписать в следующем виде:

$$y_{\text{ФЧМ}}^{\ddagger}(t) = U_0 \cos(\omega_i t + \varphi_j + \varphi_0), \quad (7)$$

где ω_i , φ_j — текущие значения информационных параметров ФЧМ-
 сигнала (т. е. его мгновенной средней частоты и начальной фазы)
 причем

$$\omega_i t \triangleq \omega_0 t + \frac{1}{T} a_n \pi(a_n) [t - (n-1)T]; \quad (8)$$

$$a_n := a_i, \quad i \in [1, k]; \quad \varphi_j = b_n \Delta \varphi, \quad b_n := b_j, \quad j \in [1, l].$$

Учитывая, что используемый для передачи информации канал
 связи гауссовский с аддитивным белым шумом и имеет место равноощ-

ность всех возможных реализаций дискретного ФЧМ-сигнала (1), алгоритм оптимальной некогерентной обработки последнего в частотном канале разрабатываемого ФЧМ-приемника математически опишем следующим аналитическим соотношением:

$$\ln I_0(r_{T_i}) - \ln p_i = \max_{1 < i < h} \{ \ln I_0(r_{T_i}) - \ln p_i \}, \quad (9)$$

где $I_0(\cdot)$ — модифицированная функция Бесселя нулевого порядка от мнимого аргумента, а

$$r_{T_i}^2 = r_{c_i}^2 + r_{s_i}^2 = \left\{ \frac{1}{N} \int_0^T z(t) U_0 \cos(\omega_i t) dt \right\}^2 + \left\{ \frac{1}{N} \int_0^T z(t) U_0 \sin(\omega_i t) dt \right\}^2. \quad (10)$$

Используя известное свойство согласованности апостериорных плотностей вероятностей [6], записываем:

$$p[\varphi | z(t)] = \int_{\{\omega\}} p[\omega | z(t)] p[\varphi | z(t), \omega] p[\omega | z(t)] d\omega. \quad (11)$$

Здесь $\{\omega\}$ — априорно известная область возможных значений мгновенной средней частоты ω ФЧМ-сигнала $y_{\text{ФЧМ}}(t)$. При синхронной ФЧМ дискретных сигналов апостериорную плотность вероятностей $p[\omega | z(t)]$ параметра ω можно представить в виде дельта-функции [3; 4], т. е. $p[\omega | z(t)] \simeq \delta(\omega - \omega^*)$ (12), где ω^* — оценка параметра ω , полученная в соответствии с решающим правилом (9).

Отметим, что в случае правильного определения априорной области $\{\omega\}$ формула (12) является асимптотически точной при большом отношении сигнал-шум [6]. Тогда из формулы (11) имеем [3; 6]: $p[\varphi | z(t)] \approx p[\varphi | z(t), \omega^*]$ (13).

Следовательно, полученная в соответствии с правилом (9) текущая оценка ω^* мгновенного значения средней частоты ω ФЧМ-сигнала $y_{\text{ФЧМ}}(t)$ подставляется вместо истинного значения этого параметра в решающее правило для оценки текущего значения начальной фазы данного сигнала. Таким образом, в фазовом канале предлагаемого ФЧМ-демодулятора организуется оптимальный когерентный прием с решающим правилом следующего вида:

$$\frac{1}{N} \int_0^T z(t) U_0 \cos(\omega^* t + \varphi_m + \varphi_0) dt + \ln p_m'' = \max_{1 < j < l} \left\{ \frac{1}{N} \int_0^T z(t) \times \right. \\ \left. \times U_0 \cos(\omega^* t + \varphi_j + \varphi_0) dt + \ln p_j'' \right\}. \quad (14)$$

Описанная оптимизация решающей схемы в частотном канале разработанного ФЧМ-демодулятора проведена отдельно от процедуры оптимизации различителя гипотез в фазовом канале данного демодулятора. Это корректно и в достаточной степени обоснованно для рассматриваемой задачи синтеза оптимального приемника полосно-эффективных

ФЧМ-сигналов, поскольку мгновенная средняя частота последнего является мешающим параметром в когерентном «фазовом» канале приемника, а функциональная связь между его данным и частотным каналами лишь односторонняя [3—6]. Действительно, параметры различителя гипотез в «фазовом» канале предлагаемого ФЧМ-демодулятора изменяются (точнее — целенаправленно перестраиваются) в соответствии с текущим решением о мгновенном значении средней частоты обрабатываемых ФЧМ-колебаний. Однако характеристики решающей схемы в частотном канале данного демодулятора не зависят от текущих решений различителя гипотез в его фазовом канале. Таким образом, принятые в фазовом канале разработанного ФЧМ-приемника решения не используются в его частотном канале, построенном инвариантным к изменению [6] текущих значений мешающего (для данного канала) параметра — начальной фазы демодулируемых ФЧМ-сигналов.

Для практически важного случая равенства априорных вероятностей появления всех частотно-фазовых состояний информационных ФЧМ-сигналов:

$$\left. \begin{aligned} \rho_i' &= \text{const} (i) = 1/k, \quad \forall i \in [1, k] \\ \rho_j'' &= \text{const} (j) = 1/l, \quad \forall j \in [1, l] \end{aligned} \right\} \Rightarrow \rho_{ij} \stackrel{\Delta}{=} \rho_i \rho_j = \text{const} (i, j) = 1/kl, \quad (15)$$

решающие правила максимума апостериорной вероятности (4), (9), (14) трансформируются в правила максимального правдоподобия. Последнее наиболее часто используется в теории цифровой связи [4] и математически могут быть описаны следующим образом [3—6]:

$$\Lambda_{qm/lj}(z_i^{t+T}) \geq 1, \quad \forall i \in [1, k] \text{ и } \forall j \in [1, l], \quad (16)$$

причем $q \in [1, k]$, $m \in [1, l]$, а знак равенства в формуле (12) имеет место только при $i := q$, $j := m$;

$$r_{Tq}^2 = \max_{1 < i < k} r_{Ti}^2; \quad (17)$$

$$\frac{1}{N} \int_0^T z(t) U_0 \cos(\omega^* t + \varphi_m + \varphi_0) dt = \max_{1 < i < k} \left\{ \frac{1}{N} \int_0^T z(t) \times \right. \\ \left. \times U_0 \cos(\omega^* t + \varphi_j + \varphi_0) dt \right\}, \quad (18)$$

где $\Lambda_{qm/lj}(\cdot)$ — функционал отношения правдоподобия, который строго определяется [4] как производная Радона — Никодима вероятностной меры для ФЧМ-сигнала с q -м текущим значением мгновенной средней частоты и m -м текущим значением начальной фазы по распределению вероятностей для ФЧМ-сигнала с i -м текущим значением мгновенной средней частоты и j -м текущим значением начальной фазы.

Предложенная очередность определения текущих значений информационных параметров полосно-эффективных ФЧМ-сигналов — прин-

ципиально единственно возможная и аппаратно реализуемая. Действительно, использование начальной фазы φ ФЧМ-сигнала $y_{\text{ФЧМ}}(t)$ в качестве его «первого» параметра невозможно вследствие периодичности зависимости $y_{\text{ФЧМ}}(t)$ от значения φ [3]. Отсюда следует некорректность представления вида (12) для апостериорной плотности вероятности $p[\varphi|z(t)]$, так как для последней справедливо математическое описание [3; 6]:

$$p[\varphi|z(t)] \approx \sum_{\{d\}} p_d \delta(\varphi - \varphi_d^*), \quad (19)$$

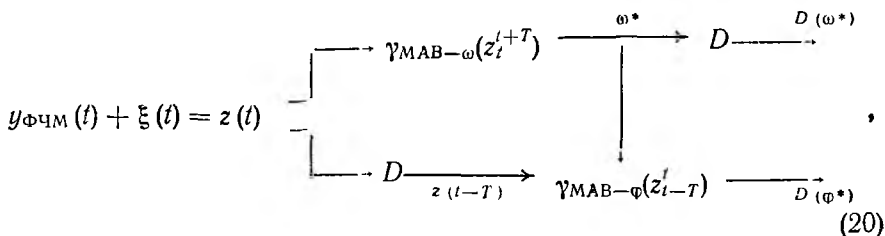
где

$$\sum_{\{d\}} p_d = 1, \quad p_d > 0.$$

Поэтому приближение (13) для φ несправедливо и, следовательно, полученные на его основе алгоритмы будут неработоспособны [6].

Данный вывод можно интерпретировать физически. Разработанный алгоритм функционирования оптимального демодулятора полосно-эффективных ФЧМ-сигналов основан на практическом использовании возможности организовать оптимальный некогерентный прием в частотном канале этого демодулятора при неопределенной начальной фазе обрабатываемых колебаний [3—6]. Здесь учитывается принципиальная невозможность приема в «фазовом» канале указанного демодулятора при неопределенной мгновенной средней частоте входных воздействий [2—6]. Существенно также, что оптимальный некогерентный прием в частотном канале имеет лишь незначительно уступает по помехоустойчивости когерентной обработке [3; 4]. Очевидна, кроме того, целесообразность задержки принимаемых сигналов в фазовом канале ФЧМ-демодулятора на время обработки колебаний в его частотном канале и вынесения решения о текущем значении мгновенной средней частоты входных воздействий. В самом деле, до момента определения частоты опорного колебания невозможно осуществить когерентную обработку в фазовом канале ФЧМ-приемника. Поэтому во избежание неинформативных потерь энергии полезного ФЧМ-сигнала необходима задержка последнего в фазовом канале данного приемника относительно его частотного канала. Оптимальное значение указанной временной задержки равно длительности элементарного такта T , поскольку только в этом случае можно реализовать потенциальную помехоустойчивость как некогерентного частотного, так и когерентного фазового каналов описываемого ФЧМ-демодулятора. При этом одновременно минимизируется и влияние ошибок в частотном канале данного ФЧМ-приемника на качество демодуляции в его фазовом канале [см. решающие правила (14), (18), использующие текущую оценку мгновенной средней частоты ФЧМ-сигнала и, следовательно, зависящие от точности указанной оценки]. Таким образом, двухканальный демодулятор является оптимальным для обработки полосно-эффективных ФЧМ-сигналов. Данный демодулятор с задержкой на один такт осуществляет когерентный прием этих сигналов в его фазовом канале с устранением текущей неопределенности по частоте опорного сигнала указанного канала в соответствии с полученными на предыдущем (предшествующем) такте

результатами некогерентного частотного детектирования, т. е. в частотном канале рассматриваемого ФЧМ-приемника. Отсюда следует общая логико-математическая запись разработанного и описанного алгоритма оптимальной двухканальной обработки полосно-эффективных ФЧМ-сигналов:

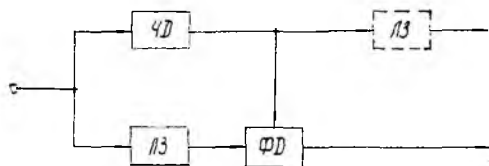


где $D(\cdot)$ — оператор сдвига Хаффмена (оператор задержки на один такт); $\gamma_{\text{МАВ-}\omega}(\cdot)$ и $\gamma_{\text{МАВ-}\varphi}(\cdot)$ — обозначения текущих решений соответственно в «частотном» и в «фазовом» каналах разработанного ФЧМ-демодулятора, причем данное решение выносится по правилам (9), (14) или по правилам (17), (18) в случае выполнения условия (15); (\times) — надстрочный символ, означающий оптимальную оценку (решение) текущего значения соответствующего параметра ФЧМ-сигнала $y_{\text{ФЧМ}}(t)$.

Отметим, что описанный оптимальный алгоритм (20) двухканальной обработки полосно-эффективных информационных ФЧМ-колебаний в соответствии с принятой в работе [5] терминологией — адаптивный в узком смысле и реализует адаптивный байесовский подход [4—6]. Действительно, возможность предварительного обучения (точнее самообучения) непосредственно по информационной последовательности [3—6], устройства восстановления несущих по результатам некогерентного, а значит, и инвариантного к текущему значению начальной фазы φ указанных колебаний частотного детектирования обуславливает наибольшую предпочтительность применения адаптивных методов обеспечения стохастической устойчивости когерентного «фазового» канала разработанного демодулятора к случайным перескокам мгновенной средней частоты принимаемых полезных ФЧМ-колебаний. Таким образом обеспечивается искусственная ортогонализация во времени частотной и фазовой модулируемых координат обрабатываемого полосно-эффективного ФЧМ-сигнала, что позволяет минимизировать их взаимное влияние. Существенно также, что разработанный адаптивный алгоритм (20) двухканального приема информационных ФЧМ-колебаний является состоятельным [5], что следует из асимптотической несмещенности и эффективности оптимальных оценок (17), (18) и особенно (9), (14) [4—6].

На рисунке представлена упрощенная структурная схема предлагаемого оптимального демодулятора полосно-эффективных ФЧМ-сигналов, реализующая алгоритм (20). Здесь ЧД — частотный демодулятор, реализующий правило оптимального некогерентного приема (9); ФД — фазовый демодулятор, построенный в соответствии с правилом оптимального когерентного приема (14); ЛЗ — линия задержки на один такт, которая должна выполняться в достаточной степени широ-

копосной, т. е. с малой дисперсионностью характеристик, для устранения межсимвольных искажений обрабатываемых информационных ФЧМ-сигналов и исключения связанных с этим потерь помехоустойчивости. Отметим, что наличие ЛЗ в частотном канале разработанного ФЧМ-приемника в общем случае необязательно (штриховые линии). В частности, данная ЛЗ может отсутствовать при некоторых вариантах манипуляционного кодирования передаваемых ФЧМ-сигналов [3]. Представляется возможным построить демодулятор полосно-эффективных ФЧМ-сигналов и вообще без ЛЗ. При этом длительность тактового интервала делится на две (в общем случае неравные) части. На первой принимается решение о текущем значении мгновенной средней частоты обрабатываемого ФЧМ-сигнала, с использованием которого на второй, т. е. оставшейся части тактового интервала выносится решение о текущем значении начальной фазы данного сигнала.



Однако этот модифицированный ФЧМ-приемник без ЛЗ существенно уступает по помехоустойчивости разработанному ранее оптимальному ФЧМ-демодулятору (рисунок), поскольку в процессе

обработки и принятия решения как в фазовом; так и в частотном каналах данного модифицированного приемника используется лишь часть энергии полезного ФЧМ-сигнала. На практике помехоустойчивость этой модификации ФЧМ-демодулятора еще более снижается вследствие того, что для обработки полезных сигналов в обоих каналах приема данного демодулятора приходится использовать края информационных символов, которые в наибольшей степени (по сравнению с центральной частью тактового интервала) подвержены влиянию межсимвольных интерференционных искажений вследствие переходных процессов в реальных канальных фильтрах с ограниченной полосой пропускания и неидеальными амплитудно- и фазочастотными характеристиками [2—4].

Кроме того, в рассматриваемой структурной схеме ФЧМ-демодулятора (рисунок) опущены устройства когерентного восстановления подавленных несущих и тактового хронирования, которые принципиально необходимы для нормального функционирования разработанного ФЧМ-приемника. При этом канальные устройства тактовой синхронизации каких-либо существенных отличительных особенностей не имеют, т. е. реализуются на основе известных (стандартных) схем [4—6]. Временное хронирование ФЧМ-демодулятора можно осуществить как отдельно по фазовому или частотному каналам приема, так и по обоим каналам одновременно. В последнем случае возможно также существенное повышение надежности тактового хронирования работы ФЧМ-приемника (по сравнению с одноканальным вариантом его тактовой синхронизации). Действительно, вероятность появления длинных серий одинаковых символов и связанных с этим нарушений состояния тактового синхронизма [3; 4] одновременно в обоих, т. е. и в фазовом и в частотном независимых информационных

потоках является, как правило, величиной второго порядка малости по сравнению с вероятностью такого события отдельно в любом из указанных потоков.

Отметим применимость известных подоптимальных схем [4] для частотного канала синтезированного ФЧМ-приемника, а также принципиальную возможность некогерентной обработки колебаний в фазовом канале данного приемника, что обеспечивается использованием относительного кодирования [2; 4] в процессе модуляции соответствующей информационной координаты передаваемых ФЧМ-сигналов. Это, однако, не исключает необходимости устранения неопределенности о текущем значении частоты опорного сигнала по результатам детектирования в частотном канале ОФЧМ-демодулятора. В то же время высококачественный автокорреляционный прием в фазовом канале указанного демодулятора без применения специальных мер невозможен, поскольку мгновенные средние частоты текущей и предыдущей либо нескольких предшествующих для ОФЧМ высших порядков [4] посылок ОФЧМ-сигнала — в общем случае неодинаковы. Это существенно снижает помехоустойчивость и надежность стандартной процедуры [2; 4] автокорреляционной обработки информационных ФЧМ-колебаний вследствие указанной разночастотности различных элементарных символов данных сигналов. Отметим сравнительную простоту схемы и аппаратной реализации представленного на рисунке приемника полосно-эффективных ФЧМ-сигналов, что особенно существенно для практического решения сложной научно-технической проблемы организации высокоскоростных и особенно перспективных сверхскоростных каналов передачи информации [3].

Количественные оценки помехоустойчивости описанного оптимального демодулятора полосно-эффективных ФЧМ-сигналов представлены в работе [3]. Результаты проведенного анализа свидетельствуют о существовании области значений удельных скоростей передачи сообщений, в пределах которой использование узкополосных ФЧМ-колебаний обеспечивает заметный выигрыш в помехоустойчивости по сравнению с другими известными типами информационных сигналов [1; 3]. Показано, в частности, что применение предложенного алгоритма обработки ФЧМ-сигналов с рационально выбранным (оптимальным) модуляционным форматом « $2f - 4\varphi$ » для гауссовского канала с аддитивным белым шумом позволяет обеспечить выигрыш в помехоустойчивости около 3,5 дБ относительно равноэффективных (по удельной скорости передачи, равной 3 бит/символ) восьмипозиционных ФМ-колебаний при когерентной демодуляции последних для вероятности ошибки на символ 10^{-5} [3].

Однако выполненные в работе [3] расчеты проведены в предположении о независимости появления ошибок передачи в фазовом и частотном каналах ФЧМ-демодулятора и для вычислений использовалась следующая формула:

$$p_{\text{ФЧМ}}^{\otimes} = 1 - [1 - p_{\text{ФМ}}(к)] [1 - p_{\text{ЧМ}}(н/к)] = p_{\text{ФМ}}(к) + p_{\text{ЧМ}}(н/к) - p_{\text{ФМ}}(к)p_{\text{ЧМ}}(н/к) \geq p_{\text{ФЧМ}}, \quad (21)$$

где $p_{\text{ФЧМ}}^{\otimes}$ — мажоритарная оценка (оценка сверху) вероятности ошибоч-

ого приема символа ФЧМ-сигнала $p_{\text{ФЧМ}}$; $p_{\text{ФМ}(к)}$, $p_{\text{ЧМ}(н/к)}$ — вероятность ошибки в когерентном фазовом или в некогерентном частотном каналах ФЧМ-демодулятора.

Вместе с тем необходимо отметить, что шумы в линии передачи ФЧМ-сигналов одинаково воздействуют на фазовый и частотный каналы приемника данных сигналов, что (с учетом некоторого различия степени влияния указанных шумов на эти каналы [3—6]) обуславливает преимущественно одновременный характер появления ошибочных решений по фазе и частоте ФЧМ-сигналов. Поэтому результаты расчетов по формуле (21) являются приближенными и не позволяют в полной мере оценить выигрыш в помехоустойчивости ФЧМ-передачи. Для точного вычисления вероятности ошибочного приема символов ФЧМ-сигнала необходимо учесть возможность одновременного появления ошибок в фазовом и частотном каналах обработки модулированных колебаний и, следовательно, использовать соотношение вида

$$\begin{aligned} p_{\text{ФЧМ}} &= p_{\text{ФМ}(к)} + p_{\text{ЧМ}(н/к)} - p_{\text{ФМ}(к)}p(f/\varphi) = \\ &= p_{\text{ФМ}(к)} + p_{\text{ЧМ}(н/к)} - p_{\text{ЧМ}(н/к)}p(\varphi/f), \end{aligned} \quad (22)$$

где $p(f/\varphi)$, $p(\varphi/f)$ — вероятность появления ошибок в «частотном» или «фазовом» каналах ФЧМ-демодулятора при условии вынесения ошибочного решения в другом, т. е. соответственно в фазовом или частотном канале указанного оптимального приемника полосно-эффективных информационных ФЧМ-сигналов. Используя полученные, в работе [3] количественные оценки значений вероятностей $p(f/\varphi)$, $p(\varphi/f)$ при различных модуляционных форматах узкополосных ФЧМ-сигналов для вычисления вероятности $p_{\text{ФЧМ}}$ можно показать, что реально достижимый выигрыш в помехоустойчивости ФЧМ-передачи существенно превышает рассматриваемые в работе [3] приближенные границы. Можно доказать, что помехоустойчивость ФЧМ-сигналов с рациональным модуляционным форматом « $2f - 4\varphi$ » при вероятности ошибки на символ 10^{-5} на 4,2 дБ, а не на 3,5 дБ [3] превышает помехоустойчивость когерентных колебаний ФМ-8 с одинаковой (3 бит/символ) удельной скоростью передачи аналогичный выигрыш (4 дБ) обеспечивается и по сравнению со случаем применения известного приемника ФЧМ-сигналов [2] при условии достаточной полосной эффективности последних (3 бит/символ). Таким образом, практическое использование разработанного оптимального приемника узкополосных ФЧМ-колебаний с рационально выбранным модуляционным форматом « $2f - 4\varphi$ » позволяет минимизировать энергетические затраты на 1 бит передаваемой информации и сохранить их на предельно достижимом уровне, характерном лишь для когерентной обработки сигналов ФМ-2 и ФМ-4 [2—4].

Кроме того, применяя специальные методы оптимального манипуляционного кодирования ФЧМ-сигналов можно обеспечить выполнение приближенного равенства вероятностей ошибочных решений в пересчете на 1 бит и на $(\log_2 l + \log_2 k)$ — позиционный символ [3; 4], т. е.

$$p_{\text{ФЧМ}}(\text{бит}) \approx (1 \div 2) p_{\text{ФЧМ}}(\text{символ}) \stackrel{\circ}{=} p_{\text{ФЧМ}}, \quad (23)$$

причем для рационально выбранных модуляционных форматов ФЧМ-сигналов пораженные ошибками биты в фазовом и частотном каналах приемника этих сигналов, как правило, появляются синхронно (обычно по одному ошибочному биту в каждом из указанных выше каналов ФЧМ-демодуляторов). Это, в свою очередь, позволяет в максимально полной степени реализовать потенциальную помехоустойчивость ФЧМ-передачи.

Отметим также, что преимущественно одновременный характер появления ошибок в обоих каналах приема описанного оптимального ФЧМ-демодулятора узкополосных сигналов обуславливает и соответствующую степень «компенсации» негативных эффектов влияния ошибочных решений по частоте информационных колебаний на помехоустойчивость фазового канала указанного приемника. Действительно, появление ошибки в частотном канале данного демодулятора обычно порождает ошибку и в его фазовом канале — см. рисунок, а также формулы (14), (18), (20). При этом для конкретного вида модуляционного формата ФЧМ-сигнала каждому типу частотной ошибки в исследуемом ФЧМ-демодуляторе обычно соответствует внесенная фазовая ошибка вполне определенной и априорно-известной, а значит, и с большой вероятностью заранее предсказуемой конфигурации [3]. Однако помимо этой «внесенной» ошибки, в фазовом канале разработанного ФЧМ-приемника с достаточно высокой вероятностью одновременно присутствует также и «собственная» случайная ошибка [3], вследствие чего, как правило, происходит лишь их взаимное наложение друг на друга. Поэтому общее (результатирующее) количество ошибочных решений по фазе информационного сигнала в указанном оптимальном ФЧМ-демодуляторе увеличивается обычно незначительно и, следовательно, влияние «частотного» канала приема на помехоустойчивость фазового канала, как правило, несущественно. При этом необходимо учитывать однако, что последний вывод справедлив в первую очередь для ФЧМ-сигналов с оптимальными модуляционными форматами, задача которых характеризуется одинаковой (в общем случае приближенно) помехоустойчивостью частотного и «фазового» каналов приема данных информационных сигналов [3]. Кроме того, в отдельных случаях вследствие наложения «собственной» и «внесенной» ошибок в фазовом канале разработанного ФЧМ-демодулятора происходит их взаимная компенсация, и следовательно, в этих случаях выносится правильное решение о текущем значении начальной фазы ФЧМ-сигнала.

Вероятность данной компенсации ошибок в фазовом канале ФЧМ-приемника может быть достаточно точно вычислена. В частности, для рационально выбранных модуляционных форматов полосно-эффективных ФЧМ-сигналов эта вероятность, как правило, не менее 0,2—0,4.

В целом, представленные результаты обуславливают целесообразность практического использования разработанного в данной статье метода оптимального приема узкополосных неортогональных ФЧМ-сигналов для повышения частотной эффективности широкого класса каналов цифровой связи и, в первую очередь, высокоскоростных линий передачи дискретных сообщений.

Список литературы: 1. *Частотно-фазовые модемы* / Г. Ф. Витер, Л. Д. Кравченко, М. М. Маргиев, В. В. Швыдкий.— К. : Техніка, 1983.— 118 с. 2. *Немировский Э. Э., Портной С. Л.* Полосно-эффективное кодирование и модуляция для гауссовского канала связи. Ч. II. Полосно-эффективная модуляция // *Зарубеж. радиоэлектрон.*— 1985.— № 2.— С. 30—42. 3. *Иванов М. А., Макаренко Б. И., Яковлев И. А.* Фазово-частотная модуляция дискретных сигналов // *Радиотехника*, 1985.— № 11.— С. 62—65. 4. *Коржик В. И., Финк Л. М., Щелкунов К. Н.* Расчет помехоустойчивости систем передачи дискретных сообщений / Под. ред. Л. М. Финка.— М. : Радио и связь, 1981.— 232 с. 5. *Левин Б. Р., Шварц В.* Вероятностные модели и методы в системах связи и управления.— М. : Радио и связь, 1985.— 312 с. 6. *Тихонов В. И.* Оптимальный прием сигналов.— М. : Радио и связь, 1983.— 320 с.

Поступила в редколлегию 09.02.87

УДК 621.391

Г. И. СИДОРОВ, канд. техн. наук, *О. Е. СИДОРОВА*, *В. И. СИДЬКО*

АВТОМАТИЧЕСКАЯ КЛАССИФИКАЦИЯ СПЕКТРОВ ЭХО-СИГНАЛОВ ПРИ ДИСТАНЦИОННОМ ЗОНДИРОВАНИИ АТМОСФЕРЫ

Решение ряда задач прикладного и научного характера связано с необходимостью изучения спектров компонент скорости ветра и турбулентных пульсаций в пограничном слое атмосферы. Известны такие задачи, как оценка энерго- и массообмена подстилающей поверхности и атмосферы, оценка динамических ветровых нагрузок на летательные аппараты, распространение примесей в атмосфере и некоторые другие. Знание спектров метеорологических полей при конвекции позволяет уточнить представление о структуре неустойчиво-стратифицированного пограничного слоя. Следует отметить необходимость исследования наименее изученной низкочастотной части спектра, захватывающей область максимума [1].

Для изучения пограничного слоя широко применяется радиоакустическое и акустическое зондирование атмосферы. Атмосфера как случайно-неоднородная среда влияет на искажения частотного спектра эхо-сигналов. Турбулентность, дрейфующая через луч, вызывает фазовую модуляцию проходящего акустического сигнала, которая преобразуется в эффективную частотную модуляцию, растягивающую спектр [2]. Именно искажения спектров эхо-сигналов служат источником информации о турбулентных процессах в нижних слоях атмосферы.

Как показано в работе [1], при неустойчивой стратификации в пограничном слое атмосферы имеют место мезомасштабные неоднородности с характерными временами порядка 10^3 с. Определить спектральные плотности турбулентных пульсаций в области низких частот сложно из-за ограниченности времени, в течение которого изучаемый процесс можно считать стационарным. Для получения статистически обеспеченных значений спектральной плотности процессов, обусловленных неоднородностями с временными масштабами порядка 10^3 с,

длительность измерений должна быть не менее 30 ч [1]. Непрерывная серия измерений, относящаяся к приближению стационарным конвективным условиям, не может иметь столь большую продолжительность. Поэтому необходимо формировать ансамбль, состоящий из отдельных коротких серий с близкими условиями стратификации. Признаком однородности при дистанционном зондировании атмосферы может служить идентичность спектров эхо-сигналов по спектральным плотностям и ширине спектров. Доплеровское смещение частоты, связанное с продольным ветром, не оказывает влияния на форму спектра и поэтому может быть исключено из рассмотрения.

Эффективный путь повышения качества исследований — автоматизация измерений, в частности автоматизация формирования статистически однородных ансамблей из отдельных серий измерений, представленных их спектрами. Эта задача связана с разбиением объектов множества m на p подмножеств (таксонов) в соответствии с некоторым критерием R [3]. Существует большое количество различных алгоритмов автоматической классификации, позволяющих решать указанную задачу («Спектр-Объединение», «Краб», «Форэль» и др.) [4]. При высоком качестве классификации они имеют общий недостаток — для реализации их на ЭВМ затрачивается большой объем памяти и машинного времени процессора.

В целях существенной экономии памяти, числа выполняемых операций и, следовательно, машинного времени нами предложен более простой алгоритм автоматической классификации, обеспечивающий достаточно высокие качественные показатели.

Алгоритм основан на вычислении расстояния R_{jl} между спектрами, рассматриваемыми как различные состояния объекта, по формуле $R_{jl} = 1 - k_{jl}$, где k_{jl} — коэффициент корреляции между совокупностями координат j -го и l -го спектров.

Если R_{jl} меньше задаваемого порога R , изучаемые спектры относятся к одному классу. Спектры эхо-сигналов, подлежащие классификации, задаются выборками одинаковой длины $S_i^{(j)}$, где j — номер выборки, $j = 1, \dots, m$, i — номер элемента в выборке $i = 1, \dots, n$, соответствующей числу нормированных частот.

Процессу автоматической классификации на ЭВМ в соответствии с предложенным алгоритмом предшествует ряд вспомогательных операций, выполняемых для улучшения качества классификации.

1. На каждую выборку накладывается так называемое «прямоугольное фильтрующее окно» [5], т. е. для уменьшения влияния случайных помех на форму спектра производится сглаживание спектров, представленных выборками $S_i^{(j)}$, по формуле

$$S_{i\text{cp}}^{(j)} = \frac{S_{i-1}^{(j)} + S_i^{(j)} + S_{i+1}^{(j)}}{3}.$$

2. Предварительно вычисляются значения $G_i^{(j)} = (S_{i\text{cp}}^{(j)})^2$ по всем исходным выборкам, поскольку на последнем этапе классификации используются средние энергетические спектры в пределах каждого класса.

3. Для устранения влияния на результаты классификации доплеровского сдвига частоты вычисляют центры тяжести преобразованных спектров по формуле

$$X_{\text{цт}}^{(j)} = \frac{\sum_{i=1}^n i \cdot G_i^{(j)}}{\sum_{i=1}^n G_i^{(j)}}$$

и смещают все спектры вдоль оси частот до совмещения их центров тяжести с $X_{\text{цт макс}}$ в соответствии с выражениями

$$k_j = X_{\text{цт макс}} - X_{\text{цт}}^{(j)}, \quad G_{i+k_j}^{(j)} = G_i^{(j)}.$$

Преобразованные описанным способом выборки предварительно разбиваются на заданное число вспомогательных классов в соответствии с предложенным алгоритмом, начиная с первой выборки, т. е. $G^{(1)}, G^{(2)}, \dots, G^{(l)}, \dots, G^{(m)}$. В пределах каждого класса отыскивается типичная точка (выборка), имеющая минимальное расстояние от всех точек класса.

На втором (окончательном) этапе классификации выбираются типичные точки из разных классов и ранжируются в соответствии с количеством выборок, попавших в классы. Следовательно, на первое место помещается типичная выборка из наиболее многочисленного класса и в соответствии с алгоритмом формируется новый первый класс спектров. Затем по этому правилу формируются другие классы из выборок, не попавших в более высокий по рангу класс. В каждом из полученных классов усредняются значения G_i .

Программа для реализации алгоритма написана на языке Фортран. Расчеты проведены на ЭВМ ЕС-1050.

Для исследования процесса классификации взяли 250 выборок по 30 значений в каждой. При $R = 0,1$ было получено 9 классов.

На печать выводятся следующие значения: номер класса (таксона), количество выборок в классе, номера выборок, вошедших в данный класс, энергетический спектр таксона (среднее по каждой ординате для всех точек класса), типичная точка таксона, центр тяжести таксона.

Нами проведены исследования устойчивости предложенного алгоритма классификации. При изменении очередности формирования классов путем перестановки порядка ранжирования типичных выборок повторяемость попадания точек в одни и те же классы, характеризующая коэффициентом устойчивости, составила 77 %.

Коэффициент устойчивости оценивали по формуле

$$k_{\text{уст}} = \left\langle \frac{\sum N_p}{m} \right\rangle,$$

где $\langle \cdot \rangle$ означает операцию математического ожидания, m — количество предъявленных для классификации выборок, N_p — количество

выборок, попадающих в p -й класс независимо от изменения очередности формирования классов.

Список литературы: 1. Иванов В. Н., Орданович А. Е., Петрова Л. И. Некоторые особенности спектров скорости ветра и температуры воздуха в низкочастотном диапазоне при конвекции // Изв. АН СССР. Сер. Физика атмосферы и океана. — 1973. — 9, № 8. — С. 787—799. 2. Рыженко А. И., Сидько В. И., Тарасенко О. А. Исследование влияния неоднородностей нижних слоев атмосферы на спектры акустических эхо-сигналов: Тез. докл. науч.-техн. конф. «Обработка сигналов в локационных системах исследования неоднородных сред». — Свердловск. — 1985. — С. 85—88. 3. Загоруйко Н. Г. Методы обнаружения закономерностей. — М.: Знание, 1981. — 64 с. 4. Дорофеюк А. А. Алгоритмы автоматической классификации (обзор) // Автоматика и телемеханика. — 1971. — № 12. — С. 75—86. 5. Рабинер Л., Голд Б. Теория и применение цифровой обработки сигналов; Пер. с англ. — М.: Мир, 1978. — 255 с.

Поступила в редколлегию 16.05.86

УДК 621.396

В. С. ГОЛИКОВ, канд. техн. наук, В. К. КОВАЛЬЧУК, В. В. СУМЦОВ

ХАРАКТЕРИСТИКИ ОБНАРУЖЕНИЯ ЦИКЛИЧЕСКИХ ОПТИМАЛЬНЫХ ФИЛЬТРОВ

В цифровой технике реализация алгоритмов круговых сверток по числу требуемых вычислительных операций существенно проще, чем реализация обычных арифметических сверток [1]. Поэтому внимание исследователей привлекает разработка оптимальных циклических схем обработки сигналов. В работах [2; 3] приведен синтез оптимальных по критерию Неймана — Пирсона M -ичных оптимальных фильтров и приближенно оценена [4] их помехоустойчивость на примере экспоненциально коррелированных нормальных помех и шумов.

Рассмотрим методику нахождения точных характеристик обнаружения циклических оптимальных фильтров и оценим эффективность обычных и циклических фильтров для различных моделей помех.

Пусть обработке подвергается аддитивная смесь $y(x, x_0)$ дискретных стационарной нормальной коррелированной помехи $n(x)$ и ожидаемого сигнала $s(x, x_0)$, состоящего из N импульсов с неизвестным временем прихода x_0 $y(x, x_0) = n(x) + s(x, x_0)$. Пространство дискретной переменной $x \in [0, k-1]$, в котором осуществляется поиск и обнаружение сигнала, разбивается последовательно на непересекающиеся подпространства размером N . На каждом таком подпространстве примем $x, x_0 \in [0, N-1]$. Задача поиска и обнаружения, сводящаяся к проверке в каждом подпространстве сложной гипотезы о наличии в смеси $y(x, x_0)$ сигнала $s(x, x_0)$ и помехи $n(x)$ против простой альтернативы о присутствии только помехи [2], решается сравнением с пороговым сигналом выходного эффекта циклического фильтра

$$\hat{Z}(i) = \sum_{x=0}^{N-1} y(x \oplus i) \cdot \hat{n}(x) \quad (1)$$

при $t \in [0, N-1]$. Импульсную характеристику циклического фильтра $h(x)$ находим из уравнения

$$\sum_{x=0}^{N-1} h(x) \dot{R}_n^{(u)}(x_0 \ominus x) = s(x, x_0), \quad (2)$$

где $\dot{R}_n^{(u)}(x)$ — циклическая корреляционная функция помех. Алгоритм (1) с учетом (2) — оптимальный при детерминированном сигнале $s(x, x_0)$. Однако для случая медленно флюктуирующего сигнала с функцией корреляции флюктуаций вида $\dot{R}_c(\tau) = \sigma_c^2 r_c(\tau) e^{j\theta}$ при $r_c(1) \approx 1$ алгоритм (1) является квазиоптимальным. Если огибающая флюктуирует по закону Рэлея, а высокочастотная фаза радиопульсов распределена по равномерному закону на интервале $[-\pi, \pi]$, то зависимость вероятности правильного обнаружения при фиксированной вероятности ложной тревоги F можно найти по правилу

$$D = F \frac{1}{1 + q_{\text{вых}}^2}, \quad (3)$$

где параметр $q_{\text{вых}}^2$ равен отношению пиковой мощности сигнала P_c к средней мощности помехи P_n , взятых на выходе циклического фильтра

$$q_{\text{вых}}^2 = \frac{P_c}{P_n} = \mu q_{\text{вх}}^2,$$

$q_{\text{вх}}^2$ — отношение сигнал-помеха на входе фильтра; μ — коэффициент подпомеховой видимости

$$\mu = \text{Sp} \{ \| Q_n^{(u)} \| \times \| R_c^{(u)} \| \}. \quad (4)$$

Здесь $\| Q_n^{(u)} \|$ — обратная циклическая корреляционная матрица помех; $\| R_c^{(u)} \|$ — циклическая корреляционная матрица сигнала. Используя свойства циркулянтности матриц $\| Q_n^{(u)} \|$, $\| R_c^{(u)} \|$, выражение (4) преобразуем к виду

$$\mu = \text{Sp} \{ \| \Phi \| \times \text{diag} \{ \| \Phi \| \times \| Q_n^{(u)} \| \} \times \| \tilde{\Phi} \| \times \| \Phi \| \times \\ \times \text{diag} \{ \| \Phi \| \times \| R_c^{(u)} \| \} \times \| \tilde{\Phi} \| \} = \text{Sp} \left\{ \text{diag} \frac{\| \Phi \| \times \| \dot{R}_c^{(u)} \|}{\| \Phi \| \times \| \dot{R}_n^{(u)} \|} \right\},$$

где $\| \Phi \|$, $\| \tilde{\Phi} \|$ — прямое и обратное преобразование Фурье в базисе дискретных экспоненциальных функций. Тогда

$$\mu = \frac{\sum_{k=0}^{N-1} \sum_{\tau=0}^{N-1} \dot{R}_c^{(u)}(\tau) \exp\left(-j \frac{2\pi}{N} k\tau\right)}{\sum_{k=0}^{N-1} \sum_{\tau=0}^{N-1} \dot{R}_n^{(u)}(\tau) \exp\left(-j \frac{2\pi}{N} k\tau\right)}. \quad (5)$$

Учитывая известное соотношение между обычной и циклической корреляционными функциями

$$\dot{R}_c^{(u)}(\tau) = \frac{1}{N} [(N - \tau)\dot{R}_c(\tau) + \tau\dot{R}_c(\tau - N)],$$

формулу (5) запишем следующим образом:

$$\mu = \frac{N + 2 \sum_{\tau=1}^{N-1} (N - \tau) \dot{R}_c(\tau) \cos \left[\tau \left(\theta + k \frac{2\pi}{N} \right) \right]}{N + 2 \sum_{\tau=1}^{N-1} (N - \tau) \dot{R}_n(\tau) \cos \left[\tau \left(\varphi + k \frac{2\pi}{N} \right) \right]}, \quad (6)$$

где θ, φ — междупериодные набег фазы сигнала и помехи.

Расчеты эффективности циклического фильтра проведем для помех с корреляционными функциями трех видов

$$\dot{R}_{n1}(\tau) = \sigma_n^2 e^{-\frac{|\tau|}{T_{n1}}} e^{i\varphi} \quad (7); \quad \dot{R}_{n2}(\tau) = \sigma_n^2 \left(1 + \frac{|\tau|}{T_{n2}} \right) e^{-\frac{|\tau|}{T_{n2}}} e^{i\varphi} \quad (8);$$

$$\dot{R}_{n3}(\tau) = \sigma_n^2 \left(1 + \frac{|\tau|}{T_{n3}} + \frac{|\tau|^2}{3T_{n3}^2} \right) e^{-\frac{|\tau|}{T_{n3}}} e^{i\varphi}. \quad (9)$$

Корреляционная функция флюктуаций сигнала

$$\dot{R}_c(\tau) = \sigma_c^2 e^{-\frac{|\tau|}{T_c}} e^{i\theta}.$$

На рис. 1 представлены зависимости коэффициента подпомеховой видимости от количества обрабатываемых импульсов N для помех с корреляционными функциями вида (7). Коэффициент корреляции флюктуаций сигнала $r_c(1) \approx 1$, а коэффициент корреляции помехи $r_n(1) = 0,99$. Регулярные междупериодные набег фазы помехи $\varphi = 0$, сигнала $\theta = 5^\circ$ (кривые 1, 2) и $\theta = 180^\circ$ (кривые 3, 4), причем кривые 1, 3 — для обычного оптимального фильтра, а 2, 4 — для циклического оптимального фильтра.

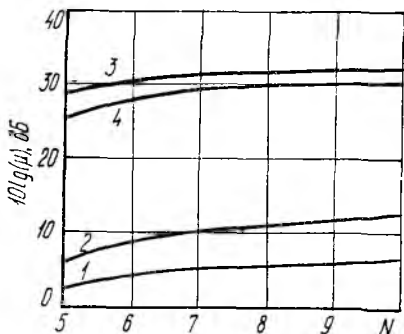


Рис. 1

На рис. 2 представлена зависимость коэффициента подпомеховой видимости от междупериодного набег фазы сигнала для восьмиимпульсной пачки и помех, корреляционные функции которых описываются формулами (7) — кривые 1, 2, (8) — 3, 4, (9) — 5, 6. Коэффициенты корреляций сигнала $r_c \approx 1$, помехи $r_n = 0,99$ и междупериодный набег фазы помехи $\varphi = 0$. Здесь сплошные кривые — характеристики обычного оптимального фильтра, а пунктирные — циклического.

Анализ графиков и формулы (6) показывает, что циклический фильтр обеспечивает более высокий коэффициент подпомеховой видимости для любых типов помех, чем обычный фильтр, на интервале $0 < \theta < < 300^\circ/N$. При этом выигрыш для $\theta = 150^\circ/N$ приблизительно равен $0,6N$ дБ. Средний выигрыш в коэффициенте подпомеховой видимости от применения циклического фильтра в указанном диапазоне θ° составляет около $0,4N$ дБ.

При $180 \geq \theta \geq 300^\circ/N$ оптимальный циклический фильтр уступает оптимальному обычному фильтру в коэффициенте подпомеховой видимости. Максимальный проигрыш имеет место при θ , равном 180° , и зависит от типа помех и количества импульсов в пачке. Так, при

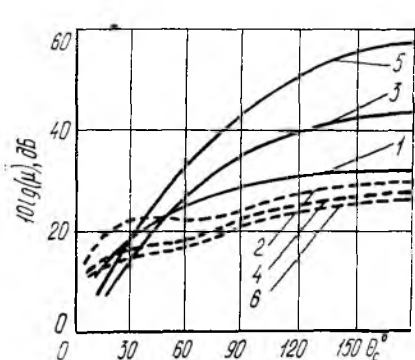


Рис. 2

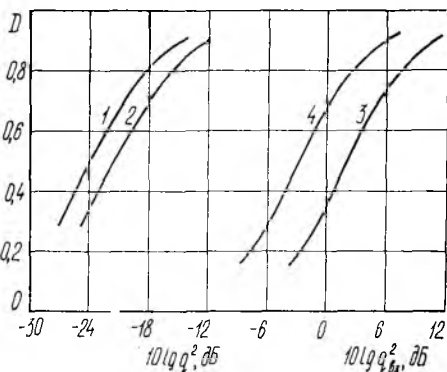


Рис. 3

$N = 8$ проигрыш составляет 3 дБ, 16 дБ, 30 дБ для помех (7), (8), (9). Анализ показывает целесообразность применения циклических фильтров для помех типа (7) во всем диапазоне междупериодных набегов фазы сигнала, а для помех (8), (9) при $\theta < 300^\circ/N$.

На рис. 3 представлены зависимости вероятности правильного обнаружения от отношения сигнал-помеха на входе фильтра при вероятности ложной тревоги $F = 10^{-2}$ и помехе (7) с $\varphi = 0^\circ$, причем $r_c \approx 1$, $r_n = 0,99$. Здесь кривые 1, 2 соответствуют $\theta = 180^\circ$, кривые 3, 4 — $\theta = 5^\circ$, $N = 8$. Обычный оптимальный фильтр — кривые 1, 3; циклический — 2, 4.

Список литературы: 1. Нуссбаумер Г. Быстрое преобразование Фурье и алгоритмы вычисления сверток. — М.: Радио и связь, 1985. — 248 с. 2. Голиков В. С., Кравченко Н. И. Теория оптимальной М-ичной фильтрации сигналов на фоне коррелированных помех // Изв. вузов. Радиотехника. — 1984. — 27, № 7. — С. 15—19. 3. Голиков В. С. Оптимальная обработка сигналов блочными М-ичными фильтрами // Радиотехника. — 1985. — Вып. 73. — С. 57—60. 4. Голиков В. С., Кулемин Г. П. Помехоустойчивость блочных циклических оптимальных фильтров // Радиотехника. — 1985. — Вып. 74. — С. 60—64.

Поступила в редколлегию 29.08.86

А. Д. МЕНЯЙЛО, канд. техн. наук, П. И. ЧЕРЕДНИКОВ,
канд. техн. наук, Г. Г. КАСАП

ИССЛЕДОВАНИЕ ДЕЛИТЕЛЕЙ ЧАСТОТЫ НА СИНХРОНИЗИРУЕМЫХ ГЕНЕРАТОРАХ

При разработке синтезаторов частоты, задающих генераторов, преобразователей и других устройств аналогичного назначения часто используются делители частоты цифровые и на синхронизируемых генераторах [1—3]. Для частот выше 100 мГц использование делителей частоты на базе цифровых микросхем затруднено, а в диапазоне СВЧ их применение невозможно из-за сравнительно низкого быстродействия существующих микросхем. Поэтому в этих диапазонах частот особое значение приобретают делители частоты, использующие эффект синхронизации на субгармониках. В связи с этим актуальна проблема помехозащищенности. Нами проведено экспериментальное исследование делителей частоты на синхронизируемых генераторах (ДСГ) в условиях действия шумов.

При воздействии на вход делителя частоты полезного сигнала с частотой F_0 и помехи, спектр выходного колебания ДСГ представляет собой определенным образом трансформированную смесь входных составляющих. Причем основная частота выходного сигнала $F_{\text{вых}}$ определяется соотношением $F_{\text{вых}} = F_0/n$ (1), где n — коэффициент деления ДСГ.

Условие (1) должно выполняться в определенной полосе частот — полосе синхронизации, которую в первом приближении можно определить исходя из добротности колебательной системы ДСГ Q по формуле

$$\frac{\Delta F}{F_{\text{вых. о}}} \approx \frac{E}{E_{\text{о. с}}} Q, \quad (2)$$

где ΔF — полоса синхронизации; $F_{\text{вых. о}}$ — выходная частота ДСГ; E — напряжение выходного сигнала; $E_{\text{о. с}}$ — напряжение обратной связи ДСГ.

Очевидно, что основное влияние на выходной сигнал ДСГ оказывает помеха, спектр которой находится в полосе частот, совпадающей с полосой синхронизации ДСГ.

Для определения выходного шумового спектра колебания воспользуемся обобщенной моделью в виде соединения комплексного сопротивления $Z_0 = R_0 + jX_0$ активного элемента и комплексного сопротивления $Z_n = R_n + jX_n$ нагрузки посредством согласующего устройства, которое представляет собой, например, сложную резонансную цепь. Входное напряжение ДСГ, а также напряжение помехи может быть представлено эквивалентным источником $e_{\text{вх}}(t)$.

Предполагая анализируемый генератор гармоническим, выражение для тока в цепи запишем в виде

$$i(t) = \text{Re} [I(t)] = \text{Re} [A \exp j(\omega_0 t + \varphi)] = A \cos(\omega_0 t + \varphi). \quad (3)$$

Тогда по закону Кирхгофа для цепи последовательно соединенных z_0 , z_n , $e_{вх}(t)$ имеем $\operatorname{Re}\{Iz_0\} + \operatorname{Re}\{Iz_n\} = e_{вх}(t)$ (4), где $e_{вх}(t)$ — входное напряжение ДСГ, которое в общем случае включает в себя как напряжение синхронизации, так и напряжение помехи $e_{вх}(t) = e_c(t) + e_{ш}(t)$.

Для дальнейшего анализа воспользуемся методом, предложенным в работе [4]. Считаем, что комплексное сопротивление нагрузки Z_n в основном зависит от частоты колебаний ω генератора и не зависит от его амплитуды A : $Z_n = Z(\omega)$ (5), а комплексное сопротивление активного элемента — от амплитуды колебаний $Z_0 = Z(A)$ (6).

Несмотря на то что эти ограничения в реальных условиях не всегда справедливы, почти всегда реальную колебательную систему можно условно разделить на соответствующие части, зависящие только от амплитуды или частоты колебаний.

Из анализа производной тока в цепи ДСГ $di(t)/dt$ следует, что частота связана с изменением фазы и амплитуды колебаний следующим соотношением:

$$W = W_0 + \frac{d\varphi}{dt} - j \frac{1}{A} \frac{dA}{dt}. \quad (7)$$

Выражая трансформированное сопротивление нагрузки как функцию частоты, определяемой (7), и разлагая $Z_n(\omega)$ в ряд Тейлора, получаем

$$\begin{aligned} Z_n \left(W + \frac{d\varphi}{dt} - j \frac{1}{A} \frac{dA}{dt} \right) &\cong Z_n(W) + \frac{dz_n(\omega)}{d\omega} \left[\frac{d\varphi}{dt} - j \frac{1}{A} \frac{dA}{dt} \right] = \\ &= R_n(\omega) + jx_n(\omega) + \left[\frac{dR_n(\omega)}{d\omega} + j \frac{dx_n(\omega)}{d\omega} \right] \left[\frac{d\varphi}{dt} - j \frac{1}{A} \frac{dA}{dt} \right]. \end{aligned} \quad (8)$$

С учетом этого уравнение (4) примет вид

$$\begin{aligned} \left[R_n - R_0 + \frac{\partial R_n}{\partial \omega} \frac{d\varphi}{dt} + \frac{\partial x_n}{\partial \omega} \frac{1}{A} \frac{dA}{dt} \right] A \cos(\omega_0 t - \varphi) \left[x_n + x_0 + \right. \\ \left. + \frac{\partial x_n}{\partial \omega} \frac{d\varphi}{dt} - \frac{\partial R_n}{\partial \omega} \frac{1}{A} \frac{dA}{dt} \right] A \sin(\omega_0 t + \varphi) = e_{вх}(t). \end{aligned} \quad (9)$$

Полученное выражение связывает между собой изменение фазы $d\varphi/dt$ и амплитуды dA/dt колебаний в зависимости от напряжения входного сигнала ДСГ $e_{вх}(t)$. Для дальнейшего анализа целесообразно использовать графоаналитический метод, предложенный ранее как обладающий большей наглядностью при анализе синхронизируемых генераторов [4]. Для применения этого метода сначала будем считать генератор идеальным с точки зрения флюктуационных свойств, а источником всех флюктуаций и перестройки входное напряжение ДСГ, т. е. $e_{вх}(t)$.

Согласно условиям баланса фаз и амплитуд и зависимостей $Z_0(A)$, $Z_n(\omega)$ условие работы генератора будет соответствовать точке пересечения этих кривых (рис. 1).

Очевидно, что в результате воздействия аддитивной смеси входного сигнала и других дестабилизирующих факторов в цепи генератора произойдут изменения δA , $\delta \omega$ амплитуды и частоты колебания. Тогда $A = A_0 + \delta A(t)$ (10); $\omega = \omega_0 + \delta \omega(t)$ (11).

Отметим, что ход кривых $Z_0(A)$, $Z_H(\omega)$ может быть весьма разнообразен. Он зависит от типа активного элемента и типа колебательной системы ДСГ. Как показывает моделирование на ЭВМ, кривая $Z_H(\omega)$ в некоторых случаях описывает петлю. Это наблюдается, например, в случае, когда колебательная система состоит из двух или более контуров, а добротность первого контура Q_1 меньше добротности последующих. В общем случае условия генерации для идеального генератора могут выполняться в одной или нескольких точках. Некоторые из этих рабочих точек могут быть устойчивыми, а некоторые нет.

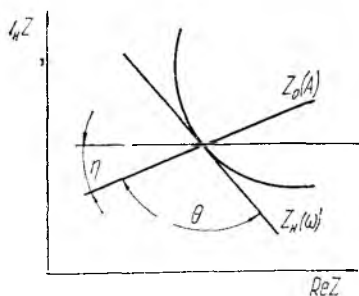


Рис. 1

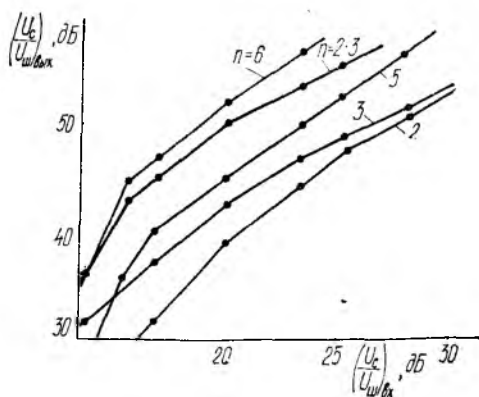


Рис. 2

В случае перестройки или синхронизации генератора рабочая точка перемещается по комплексной плоскости в соответствии с законом изменения соответствующего параметра эквивалентной схемы ДСГ. Очевидно, что эффективность перестройки генератора существенным образом зависит от угла пересечения кривых $Z_0(A)$, $Z_H(\omega)$.

Если предположить, что смещение рабочей точки от своего устойчивого положения в определенных пределах обусловлено входным сигналом ДСГ, то это и приведет к возникновению соответствующих составляющих в выходном спектре колебаний. Решая уравнение (9) с учетом условий установившегося режима $R_H - R_0 = 0$; $X_H - X_0 = 0$, обозначений рис. 1., а также используя теорему Хинчина—Винера, получаем выражения для спектра флуктуаций амплитуды $S_A(\omega)$ и частоты $S_\omega(\omega)$ выходного колебания в следующем виде:

$$S_A(\omega) = S_e(\omega) k_{ам}^{02} \quad (12); \quad S_\omega(\omega) = S_e(\omega) k_{чм}^{02} + S_A(\omega) k_{чм}^{12} \quad (13),$$

где

$$k_{ам}^{02} = \frac{1}{\omega^2 \left| \frac{dZ_H}{d\omega} \right|^2 + \left| \frac{\partial Z_0}{\partial A} \right|^2 A_0 \sin^2(\theta - \eta)}; \quad k_{чм}^{02} = \frac{1}{A_0^2 \left| \frac{dZ_H}{d\omega} \right|^2};$$

$$k_{чм}^{12} = \frac{\left| \frac{\partial Z_0}{\partial A} \right|^2 \cos^2(\eta - \theta)}{\left| \frac{dZ_H}{d\omega} \right|^2}.$$

Здесь $S_e(\omega)$ — спектр исходных флюктуаций источника неустойчивости; $k_{ам}^{02}$, $k_{чм}^{02}$, $k_{чм}^{12}$ — передаточные коэффициенты исходного флюктуационного воздействия в соответствующие компоненты выходного спектра ДСГ. Их значение и характер зависимости в значительной степени определяются параметрами θ , η , оптимизируя которые можно в значительной степени снизить уровень шума на выходе ДСГ.

В результате проведенного моделирования флюктуационных процессов, протекающих в генераторе, на ЭВМ получили ряд флюктуационных спектров $S_{\Delta\omega}$, S_{ω} в зависимости от параметров цепи нагрузки и параметров активного элемента. Результаты исследований показывают, что чем ближе угол пересечения ($\theta - \eta$) кривых $Z_n(\omega)$, $Z_0(A)$ к $\pi/2$, тем в большей степени выходной спектр колебаний определяется параметрами цепи нагрузки. Минимум практически достигается при углах пересечения порядка 85° , что соответствует минимуму корреляции между амплитудно- и частотно-модулированными компонентами. При этом существенно, что колебательную систему ДСГ необходимо проектировать так, чтобы значение $dZ_n/d\omega$ было максимально возможным.[†] Это условие практически совпадает с условием максимальной добротности колебательной системы. Отметим, что при этом сужается полоса синхронизации.

Уравнения (12), (13) упрощаем для практического использования. Например, если в качестве нагрузки $Z_n(\omega) = R_n + jX_n(\omega)$ использовать последовательный колебательный контур с нагруженной добротностью Q_n , а угол пересечения $\theta - \eta$ считать равным $\pi/2$, то получим следующие соотношения для определения уровня частотных и амплитудных флюктуаций ДСГ:

$$\frac{P_{ам}}{P_0} = \frac{e_{ш}(t)^2}{2[s^2 + 4\theta_n \left(\frac{\omega}{\omega_0}\right)^2 P_0 R_n]}; \quad (14)$$

$$\delta\omega_{эфф} = \sqrt{\delta\omega(t)^2} = \frac{\omega_0}{Q_n} \sqrt{\frac{e_{ш}(t)^2}{2P_0 R_n}}, \quad (15)$$

где $P_{ам}$ — мощность шума помехи, обусловленная амплитудно-модулированными компонентами

$$s = \frac{dZ_0(A)}{dA} \frac{1}{R_n} A_0.$$

Для экспериментальных исследований изготовили несколько ДСГ, работающих в диапазоне частот порядка 100 мГц. Выбор диапазона частот обусловлен возможностями измерительной аппаратуры. Источником исходных флюктуаций служил генератор шума, выполненный на стабилитроне. Этот генератор совмещен с предварительным трехкаскадным широкополосным усилителем. Полученная аддитивная смесь входного сигнала синхронизации и помехи подавалась на вход делителя частоты. Соотношение сигнал-шум на входе и выходе ДСГ измерялось при помощи анализаторов спектра.

Экспериментально исследовали ДСГ с коэффициентами деления $n = 2$, $n = 3$, $n = 5$, $n = 6$, а также последовательно соединенные

ДСГ с $n = 2$ и $n = 3$, так что результирующий коэффициент деления $n = 2 \times 3 = 6$. Результаты эксперимента представлены на рис. 2.

Из рис. 2 следует, что при прохождении аддитивной смеси гармонического сигнала и шума через ДСГ на его выходе имеем существенный выигрыш в соотношении сигнал-шум. С увеличением коэффициента деления этот выигрыш увеличивается. Например, при $n = 6$ и соотношении сигнал-шум на входе ДСГ 20 дБ на его выходе получили соотношение сигнал-шум порядка 49 дБ.

Эксперимент также показал, что амплитуда входного сигнала, начиная со значения, необходимого для захватывания частоты, не оказывает существенного влияния на выходной сигнал, что обусловлено особенностями принципиальной схемы ДСГ. Однако от выходного сигнала существенно зависит полоса синхронизации. Кроме того, как отмечалось ранее, на полосу синхронизации существенное влияние оказывает нагруженная добротность колебательной системы. При экспериментальном исследовании добротность колебательной системы поддерживалась постоянной.

Результаты измерений полосы синхронизации в зависимости от амплитуды входного сигнала для фиксированного соотношения сигнал-шум на входе ДСГ, равного 25 дБ, и коэффициента деления $n = 3$ следующие:

$E, В$	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	0,7
$\Delta f/f_0, \%$	0,8	1,2	1,5	1,8	1,0	1,1	2,2

Исследовали также прохождение смеси сигнала с шумом через два последовательно соединенных ДСГ с коэффициентами деления $n = 2$, $n = 3$. Полученные результаты сравнивались с характеристиками, полученными с помощью одного ДСГ с $n = 6$. Результаты измерений в первом приближении оказались одинаковыми. Однако при последовательном соединении наблюдается взаимное влияние ДСГ друг на друга, что приводит к образованию дополнительных регулярных составляющих в выходном спектре.

Список литературы: 1. Ризкин И. Х. Умножители и делители частоты.— М. : Связь, 1966.— 94 с. 2. Малахов А. Н. Флюктуации в автоколебательных системах.— М. : Наука, 1968.— 200 с. 3. Демьянченко А. Т. Синхронизация генераторов гармонических колебаний.— М. : Энергия, 1976.— 214 с. 4. Kurkawa K. Same basic characteristics of Broadband Negative Resistance Oscillator Circuits // Bell. Syst. Techn. J.— 1969.— 48.— P. 1937—1955.

Поступила в редколлегию 06.08.86

ОСОБЕННОСТИ ЭКРАНИРОВАНИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ СИГНАЛОВ

При исследовании вопросов экранирования объектов от электромагнитного излучения эффективность экранирования экранов различных конструкций в большинстве известных работ определяется для случая гармонических электромагнитных волн с постоянной во времени амплитудой.

Между тем на практике электромагнитные волны, подлежащие экранировке, представляют собой сигналы с амплитудной, частотной, фазовой и другими видами модуляций.

В этой связи представляет практический интерес изучение экранирования полей реальных электромагнитных сигналов.

Взаимодействие амплитудно-модулированных электромагнитных полей с веществом изучалось ранее [1—4]. Отмечалось, что при распространении сигнала в проводящей среде, когда токи проводимости в среде намного больше токов смещения, наблюдаются эффекты уменьшения несущей частоты импульса, появления частотной модуляции, изменения амплитуды и длительности импульса в процессе распространения [3]. При этом в большинстве работ рассматривались отражение и распространение радиосигнала при наличии бесконечно протяженной среды.

Рассмотрим прохождение электромагнитных сигналов через плоский однородный экран с удельной проводимостью σ и относительной диэлектрической проницаемостью ϵ .

Пусть на электромагнитный экран толщиной h падает модулированная по амплитуде периодическими прямоугольными импульсами плоская электромагнитная волна. Здесь амплитуда импульса равна 1; τ_n — длительность импульса; T — период следования импульсов; ϵ — относительная диэлектрическая проницаемость слоя; σ — его проводимость.

В соответствии с работой [4] падающее электромагнитное излучение можно представить в виде суммы плоских гармонических колебаний

$$E_n = \sum_{k=-N}^{+N} A_k \cos(\omega_0 + k\omega_n)t; \quad (1)$$

где

$$A_k = \frac{1}{\pi k} \sin\left(\frac{\tau_n}{T} k\pi\right), \quad k \neq 0; \quad A_0 = \frac{\tau_n}{T}; \quad \omega_n = \frac{2\pi}{T};$$

ω_n — частота следования импульсов (круговая); ω_0 — частота несущей, (круговая); $N \rightarrow \infty$.

Выражение (1) можно записать в виде

$$E_n = \operatorname{Re} \sum_{k=-N}^{+N} A_k e^{j(\omega_0 + k\omega_n)t}. \quad (2)$$

При прохождении через слой каждая гармоническая составляющая поля испытывает определенное затухание.

Если обозначить через Π , φ коэффициенты прохождения гармонического сигнала с частотой $\omega = \omega_0 + k\omega_n$ и его фазу, то поле прошедшего через слой сигнала

$$E_{\text{пр}} = \operatorname{Re} \sum_{k=-N}^{+N} |\Pi| A_k e^{j[(\omega_0 + k\omega_n)t + \varphi]},$$

или

$$E_{\text{пр}} = \operatorname{Re} e^{j\omega_0 t} \sum_{k=-N}^{+N} |\Pi| A_k e^{j(k\omega_n t + \varphi)}. \quad (3)$$

Если обозначить

$$E_0 = \sum_{k=-N}^{+N} |\Pi| A_k e^{j(k\omega_n t + \varphi)} \quad (4)$$

и записать как $E_0 = |E_0| e^{j\psi}$,

где

$$\psi = \arccos \frac{\operatorname{Re} E_0}{E_0},$$

то поле сигнала, прошедшего через слой, примет вид $E_{\text{пр}} = \operatorname{Re} |E_0| \times \times e^{j(\omega_0 t + \psi)}$, или $E_{\text{пр}} = |E_0| \cos(\omega_0 t + \psi)$ (5).

Коэффициент прохождения находим по формуле [5]

$$\Pi = \frac{\Pi_{n1} \Pi_{10} \exp(j\varphi_2)}{1 + R_{01} R_{10} \exp(j2\beta)}, \quad (6)$$

где

$$\begin{aligned} \Pi_{01} &= 2z_1 / (z_1 + z_0 \cos \theta); \quad \Pi_{10} = 2z_0 \cos \theta / (z_0 \cos \theta + z_1); \quad \varphi_2 = k_0 h \varepsilon^* \times \\ &\times \sqrt{\varepsilon^* - \sin^2 \theta}; \quad R_{01} = (z_1 - z_0 \cos \theta) / (z_1 + z_0 \cos \theta); \quad R_{10} = (z_0 \cos \theta - z_1) / \\ &/ (z_0 \cos \theta + z_1); \quad \beta = k_0 h \sqrt{\varepsilon^* - \sin^2 \theta}; \quad z_1 = z_0 \cos \theta_1 / \sqrt{\varepsilon^*}; \quad \cos \theta_1 = \\ &= \sqrt{1 - \sin^2 \theta / \varepsilon}; \end{aligned}$$

z_0 — волновое сопротивление свободного пространства, $\varepsilon^* = \varepsilon + j60\sigma\lambda$; $k_0 = 2\pi/\lambda$; λ — длина волны; θ — угол падения волны на экран. Если частота несущей $\omega_0 \rightarrow 0$, то полученные уравнения будут описывать прямоугольный периодический видеоимпульс.

Анализ полученных уравнений проведен численным методом для экранярующего слоя с различными электрофизическими параметрами ε и σ . Длительность радиоимпульса τ_u и период следования T оценивались в единицах периода несущих колебаний T_0 при частоте несущих колебаний $f_0 = 10$ ГГц. С помощью ЭВМ рассчитывались амплитуда и фаза электрической напряженности поля прошедшей волны.

Численный анализ показал, что при вычислении амплитуды импульса с точностью до двух десятичных знаков бесконечный в строгом смысле ряд (4) может быть ограничен значением $N = 500$. Результаты расчета временной зависимости амплитуды поля излучения различной скважности, прошедшего через экраны различной толщины и одинако-

ВЫМИ электрофизическими характеристиками ($\epsilon = 2,5$, $\sigma = 0,15$ 1/(Ом · м), представлены на рис. 1. Здесь a соответствует толщине экрана $h = 0,25$ м, b $h = 0,45$ м. Из рис. 1 видно, что при прохождении через экран огибающая радиоимпульса заметно искажается. Вершина импульса из плоской преобразуется в осциллирующую, и амплитуда осцилляций увеличивается по мере увеличения затухания

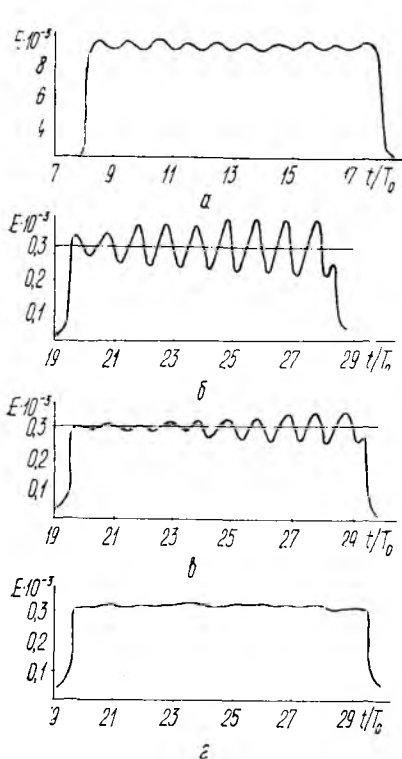


Рис. 1

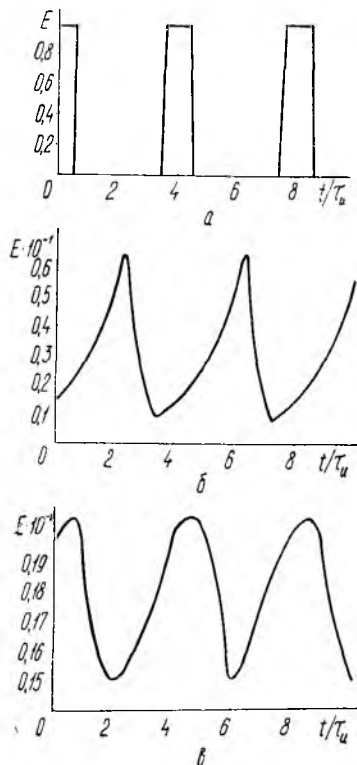


Рис. 2

волны (с ростом толщины экрана). При этом частота осцилляций соответствует несущей частоте. Амплитуду импульса прошедшей волны (5) можно приближенно описать уравнением $|E_0| = A_0 + A(t) \cos(\omega_0 t + \alpha)$. Это означает, что в спектре прошедшего излучения наряду с основной появляются и высшие гармоники, из которых наиболее существенная вторая гармоника. При этом чем больше степень ослабления радиоимпульса, тем выше значение амплитуды второй гармоники. У прошедшего сигнала также наблюдается модуляция фазы ψ , которая качественно совпадает с модуляцией амплитуды. На рис. 1 для сравнения штрих-пунктиром показаны амплитуды непрерывного гармонического излучения, прошедшего экраны тех же толщин. Видно, что пиковое значение амплитуды прошедшего радиоимпульса выше амплитуды непрерывного излучения. Это означает, что степень экранирова-

ния радиоимпульсов и непрерывных гармонических излучений одной и той же частоты различна. При этом несоответствие тем существеннее, чем выше экранное затухание. Численный анализ также показал, что степень амплитудной модуляции главным образом определяется соотношением между периодом следования и длительностью импульсов (рис. 1, б, в, г).

Здесь б соответствует длительности импульса $\tau_u = 10T_0$ и периоду следования импульсов $T = 40$, в — $\tau_u = 10T_0$ и $T = 20T_0$, г — $\tau_u = 10T_0$ и $T = 11T_0$. Амплитуда модуляции вершины импульса $A(t) \rightarrow 0$ при $\tau_u \rightarrow T$. Таким образом, при уменьшении скважности радиоимпульсов степень их экранирования приближается к случаю гармонических колебаний.

Рассмотрим вопросы прохождения периодического прямоугольного видеоимпульса через экранирующий слой с такими же электрофизическими параметрами. Период следования радиоимпульса будем характеризовать значением T , его длительность τ_u и пространственные размеры видеоимпульса λ_u , $\lambda = c\tau_u$, где c — скорость света. Время будем отсчитывать в единицах длительности импульса τ_u . Для видеоимпульса единичной амплитуды пространственным размером $\lambda_u = 0,3$ м и периодом следования $T = 4\tau_u$ амплитудно-временные характеристики при прохождении его через экранирующий слой с теми же электрофизическими параметрами ($\epsilon = 2,5$, $\sigma = 0,151/(\text{Ом} \cdot \text{м})$) представлены на рис. 2. Здесь а соответствует толщине слоя $h = 0$, б — $h = 0,25$ м, в — $h = 0,45$ м.

Из рис. 2 видно: ослабление экраном видеоимпульса той же длительности и периода следования, что и для радиоимпульса (рис. 1), существенно меньше, чем последнего.

В отличие от радиоимпульса для видеоимпульса с ростом экранного затухания наблюдаются более значительные его расширение и искажение фронтов импульса. Аналогичные выводы имеют место и при других значениях ϵ , σ экрана.

Полученные результаты можно объяснить тем, что при сильном затухании главной причиной деформации импульса является изменение его спектра мощности, а фазовые искажения, определяющие деформацию импульса в отсутствие затухания, при этом несущественны.

Список литературы: 1. Анятин А. П., Орлов Ю. И. Пространственно-временная геометрическая теория дифракции частотно-модулированных радиосигналов в однородной диспергирующей среде // Радиотехника и электрон.— 1977.— 22, № 10.— С. 2083—2090. 2. Алексеев Ю. К., Пирогов Ю. А. Коэффициенты отражения и прохождения гауссовой волны, падающей на плоскостойкую структуру // Журн. техн. физики.— 1983.— 53, № 4.— С. 616—619. 3. Терина Г. И. Искажение импульсного сигнала в проводящей среде // Изв. вузов. Радиоэлектроника.— 1975.— 18, № 8.— С. 97—100. 4. Шулманис А. А. Отражение радиоимпульсов от случайного неоднородного плазменного слоя // Тр. Риж. политех. ин-та. Радиоэлектроника и связь. Исследование устройств, преобразующих электрические сигналы.— 1983.— С. 82—88. 5. Демьянов В. В. К теории прохождения электромагнитных волн через диэлектрические слои // Радиотехника и электрон.— 1976.— 21, № 4.— С. 850—853.

Поступила в редколлегию 16.01.87

СО Д Е Р Ж А Н И Е

<i>Шифрин Я. С., Бородавко Ю. М., Назаренко В. А.</i> Интегральные энергетические характеристики поля линейной антенны в зоне Френеля при наличии случайных фазовых ошибок в распределении источников	3
<i>Ефанов И. М., Жук Н. П., Третьяков О. А.</i> Рассеяние волн проводочным вибратором в плоскослоистой среде	10
<i>Яцук К. П., Бойко С. Н.</i> Импедансные характеристики плоской логарифмической спирали с плотной намоткой	17
<i>Должиков В. В., Сакало С. Н.</i> Входное сопротивление резонаторно-щелевой антенны	23
<i>Коробченко Н. А., Савельев А. Н.</i> Внутренняя взаимная проводимость наклонных щелей на узкой стенке прямоугольного волновода	30
<i>Охрименко А. С., Дятко А. А., Костромицкий С. М., Ловеров В. В.</i> Адаптивная антенная решетка для разделения сигналов в зоне Фраунгофера	37
<i>Пресняков И. Н., Сытник О. В.</i> Быстрый алгоритм совместной пространственно-спектральной обработки сигналов в антенных решетках	43
<i>Вавриш Л. В.</i> Рассеяние импульса на неоднородности в прямоугольном волноводе	50
<i>Гордиенко Ю. Е., Овчаренко Л. А.</i> Характеристики объемных СВЧ-резонаторов, апертурно нагруженных слоистой полупроводниковой средой	54
<i>Егоров А. Б., Захаров И. П.</i> Определение коэффициентов передачи каналов многозондовых средств измерения СВЧ-диапазона	63
<i>Письменецкий В. А., Подпрудных П. М.</i> Временное преобразование сигналов устройства с дисперсией	67
<i>Овчаренко О. В.</i> Аналитический сигнал и краевые задачи аналитических функций	71
<i>Омельченко В. А., Омельченко А. В., Драган Я. П., Колесников О. А.</i> Распознавание гауссовских периодических коррелированных случайных сигналов. <i>Сообщение 1</i>	75
<i>Баржин В. Я., Чумаков А. И., Макарук С. Н., Поперешняк А. Г.</i> О возможности уменьшения коэффициента шума усилителя на полевом транзисторе	80
<i>Симовская С. Ф., Алехин В. И.</i> Оценка доплеровской частоты непрерывного акустического локатора	83
<i>Волосюк В. К.</i> Алгоритмы оптимальной пространственно-временной обработки радиолокационных полей в задачах интерпретации при дистанционном зондировании	87
<i>Брандис П. А., Куликов А. Л.</i> Метод ускоренного умножения при цифровой обработке радиолокационных сигналов	93
<i>Горбенко И. Д., Замула А. А., Кулешов В. Л.</i> Корреляционные свойства систем характеристических дискретных сигналов	96
<i>Иванов М. А.</i> Оптимальный прием полосно-эффективных дискретных сигналов с фазово-частотной модуляцией	100
<i>Сидоров Г. И., Сидорова О. Е., Сидько В. И.</i> Автоматическая классификация спектров эхо-сигналов при дистанционном зондировании атмосферы	112
<i>Голиков В. С., Ковальчук В. К., Сумцов В. В.</i> Характеристики обнаружения циклических оптимальных фильтров	115
<i>Меняйло А. Д., Чередников П. И., Касап Г. Г.</i> Исследование делителей частоты на синхронизируемых генераторах	119
<i>Сахацкий В. Д.</i> Особенности экранирования электромагнитных сигналов	124

СБОРНИК НАУЧНЫХ ТРУДОВ

РАДИОТЕХНИКА

В ы п у с к 85

Редактор *Н. А. Парфенова*
Художественный редактор *Т. П. Короленко*
Технический редактор *Г. П. Александрова*
Корректор *Е. В. Сергина*

ИБ № 12241

Сдано в набор 26.10.87. Подписано в печать 22.08.88. БЦ 15549. Формат 60×90/16.
Бум. тип. № 2. Гарнитура литературная. Печать высокая. Усл. печ. л. 8,5. Усл.
кр.-отт. 8,75. Уч.-изд. л. 9,9. Тираж 1000 экз. Изд. № 1640. Зак. № 7-475.
Цена 1 р. 40 к.

Издательство при Харьковском государственном университете
издательского объединения «Выща школа».
310003 Харьков, ул. Университетская, 16.
Отпечатано с матриц книжной фабрики им. М. В. Фрунзе в Харьковской
городской типографии № 16. 310003 Харьков, ул. Университетская, 16. Зак. 1496.

РЕФЕРАТЫ

УДК 621.396

Интегральные энергетические характеристики поля линейной антенны в зоне Френеля при наличии случайных фазовых ошибок в распределении источников / Я. С. Ш и ф р и н, Ю. М. Б о р о д а в к о, В. А. Н а з а р е н к о // Радиотехника.— 1988.— Вып. 85.— С. 3—10.

Рассмотрены три типа интегральных энергетических характеристик поля в зоне Френеля линейной антенны: область основного потока средней мощности, коэффициент рассеяния средней мощности и коэффициенты концентрации средней мощности в заданных угловых интервалах. Получены формулы для нахождения указанных характеристик. Приведены графики, иллюстрирующие зависимость интегральных характеристик поля от расстояния и параметров случайных фазовых ошибок (их дисперсии и радиуса корреляции). Показано, что рассмотренные интегральные характеристики поля позволяют наглядно проследить динамику изменения (перераспределения) в пространстве средней мощности излучения антенны в ее френелевой и дальней зонах.

Табл. 1. Ил. 2. Библиогр.: 6 назв.

УДК 621.396

Рассеяние волн проволочным вибратором в плоскостной среде / И. М. Е ф а н о в, Н. П. Ж у к, О. А. Т р е т ь я к о в // Радиотехника.— 1988.— Вып. 85.— С. 10—16.

Получены уравнения Поклингтона и Халлена относительно тока в неизолированном проволочном вибраторе, который расположен произвольным образом соответственно в произвольной плоскостной среде и в однородном слое такой среды. В последнем случае методом последовательных приближений найдено асимптотическое выражение для тока. Приведено соотношение для поля заданного линейного тока в плоскостной среде.

Библиогр.: 5 назв.

УДК 621.396

Импедансные характеристики плоской логарифмической спирали с плотной намоткой / К. П. Я ц у к, С. Н. Б о й к о // Радиотехника.— 1988.— Вып. 85.— С. 17—23.

Определено входное сопротивление однозаходной плоской логарифмической спирали в режиме одной несимметричной волны. Использована модель спирали в виде неоднородной линии, нагруженной на сопротивление, равное сопротивлению излучения активной области. Задача сведена к численному интегрированию уравнений Риккати. Проведены расчеты в широкой полосе частот и сопоставлены с экспериментами. Обнаружены периодичность изменения входного сопротивления с частотой и влияние плотности намотки спирали на амплитуду и период колебаний.

Ил. 3. Библиогр.: 6 назв.

УДК 621.372

Входное сопротивление резонаторно-щелевой антенны / В. В. Д о л ж и к о в, С. Н. С а к а л о // Радиотехника.— 1988.— Вып. 85.— С. 23—30.

Рассмотрена резонаторно-щелевая антенна (РЩА) с возбуждителем, который является продолжением центрального проводника коаксиальной линии. Получены расчетные формулы, позволяющие определить входное сопротивление при полностью или частично перекрытом РЩА штыре и учитывающие наличие кольцевой возбуждающей щели. Приведен пример расчета входного сопротивления конкретной РЩА, результаты которого удовлетворительно согласуются с экспериментальными данными.

Табл. 1. Ил. 3. Библиогр.: 6 назв.

УДК 621.372

Внутренняя взаимная проводимость наклонных щелей на узкой стенке прямоугольного волновода / Н. А. Коробченко, А. Н. Савельев // Радиотехника.— 1988.— Вып. 85.— С. 30—36.

В приближении заданного распределения электрического поля в щелях с использованием объемных векторных базисных функций решена задача возбуждения прямоугольного волновода системой из двух произвольно ориентированных щелей на его узкой стенке. Получена формула и приведены результаты расчета внутренней взаимной проводимости. Показано, что при расстояниях между щелевыми излучателями, больших размера широкой стенки волновода, влиянием высших типов волн на взаимную проводимость можно пренебречь.

Ил. 4. Библиогр.: 6 назв.

УДК 621.396

Адаптивная антенная решетка для разделения сигналов в зоне Фраунгофера / А. С. Охрименко, А. А. Дятко, С. М. Костромички, В. В. Леров // Радиотехника.— 1988.— Вып. 85.— С. 37—43.

Сформулирована задача синтеза адаптивного процессора для антенной решетки, осуществляющей разделение взаимно некоррелированных сигналов по наклонам их фазовых фронтов относительно антенной системы. Приведена структурная схема синтезированного устройства, решающего поставленную задачу, и результаты математического моделирования.

Ил. 3. Библиогр.: 2 назв.

УДК 621.396.677:625

Быстрый алгоритм совместной пространственно-спектральной обработки сигналов в антенных решетках / И. Н. Пресняков, О. В. Сытник // Радиотехника.— 1988.— Вып. 85.— С. 43—50.

Рассмотрен алгоритм обработки сигналов в адаптивных антенных решетках, осуществляющий адаптацию в пространственной и частотной областях. Синтез алгоритма выполнен с использованием теории калмановской фильтрации. Исследованы характеристики быстрого фильтра Калмана применительно к задаче оценки параметров нестационарных пространственно-временных сигналов. Приведен сравнительный анализ показателей быстродействия предлагаемого алгоритма с известными.

Ил. 2. Библиогр.: 5 назв.

УДК 621.372

Рассеяние импульса на неоднородности в прямоугольном волноводе / Л. В. Ваври и в // Радиотехника.— 1988.— Вып. 85.— С. 50—54.

Решена задача о распространении электромагнитного импульса в полосковом волноводе с неоднородностью прямоугольной формы. Определены в явном виде выражения для отраженного и прошедшего импульсов в предположении, что основная энергия импульса сосредоточена в низкочастотной области спектра. Определены условия, при которых неоднородность незначительно влияет на форму прошедшего импульса.

Ил. 2. Библиогр.: 3 назв.

УДК 537.312:621.317

Характеристики объемных СВЧ-резонаторов, апертурно нагруженных слоев полупроводниковой средой / Ю. Е. Гордиенко, Л. А. Овчаренко // Радиотехника.— 1988.— Вып. 85.— С. 54—63.

Рассмотрены вопросы теоретической оценки влияния полупроводникового заполнения на электродинамические характеристики объемных СВЧ-резонаторов. Проанализированы два варианта решения задачи определения характеристик СВЧ-резонаторных измерительных преобразователей различной геометрии, основанные на методах частичных областей и Галеркина. Исследованы измерительные преобразователи для разных полупроводниковых структур при соблюдении условия электрической бесконтактности и неразрушаемости измерений. Приведена сравнительная оценка результатов, реализуемых по полученным алгоритмам, и следующих из одномодового приближения.

Табл. 1. Ил. 2. Библиогр.: 7 назв.

УДК 621.317

Определение коэффициентов передачи каналов многозондовых средств измерения СВЧ-диапазона / А. Б. Егоров, И. П. Захаров // Радиотехника.— 1988.— Вып. 85.— С. 63—67.

Рассмотрены три метода определения относительных коэффициентов передачи каналов многозондовых средств измерений на СВЧ: метод согласованной нагрузки, метод максимума и метод детерминированной нагрузки. Проведено оценивание погрешностей для каждого метода, найдены условия минимизации этих погрешностей.

Библиогр.: 3 назв.

УДК 621.391.8:621.374

Временное преобразование сигналов устройствами с дисперсией / В. А. Писменецкий, П. М. Подпругников // Радиотехника.— 1988.— Вып. 85.— С. 67—71.

Рассмотрены особенности построения масштабных преобразователей на основе устройств с дисперсией, в качестве которых применены дисперсионные линии задержки (ДЛЗ). Получены основные соотношения между параметрами ДЛЗ и сигналов, представленных дискретными отсчетами, зависимости между коэффициентом масштабного преобразования, длительностью и числом выборок сигнала при фиксированных параметрах ДЛЗ.

Приведены результаты экспериментальных исследований масштабных преобразователей на устройствах с дисперсией.

Ил. 2. Библиогр.: 2 назв.

УДК 621.391

Аналитический сигнал и краевые задачи аналитических функций / О. В. Овчаренко // Радиотехника.— 1988.— Вып. 85.— С. 71—74.

Установлена связь распространенного в радиотехнике понятия аналитического сигнала с краевыми задачами аналитических функций. На этой основе получены нерасходящиеся интегральные представления для аналитического сигнала, заданного на отрезке и полупрямой.

Библиогр.: 5 назв.

УДК 621.391

Распознавание гауссовских периодически коррелированных случайных сигналов. *Сообщение 1* / В. А. Омелъченко, А. В. Омелъченко, Я. П. Драган, О. А. Колесников // Радиотехника.— 1988.— Вып. 85.— С. 75—79

Получены байесовское и адаптивное байесовское решающие правила распознавания гауссовских периодически коррелированных сигналов. Показано, что использование спектрального описания сигналов позволяет достаточно просто учесть нестационарность. Приведенные результаты можно использовать при решении задач распознавания сигналов радио- и гидролокации.

Библиогр.: 7 назв.

УДК 621.396

О возможности уменьшения коэффициента шума усилителя на полевом транзисторе / В. Я. Баржин, А. И. Чумаков, С. Н. Макарук, А. Г. Поперешняк // Радиотехника.— 1988.— Вып. 85.— С. 80—82.

Рассмотрен метод автокомпенсации заряда емкостей полевых транзисторов, позволяющий уменьшить коэффициент шума усилителя на полевом транзисторе. Приведены соотношения, определяющие коэффициент шума с учетом автокомпенсации заряда емкости затвора.

Ил. 2. Библиогр.: 6 назв.

УДК 551.501.7:621.391

Оценка доплеровской частоты непрерывного акустического лоатора / С. Ф. Сивовская, В. И. Алехин // Радиотехника.— 1988.— Вып. 85.— С. 83—86.

Рассмотрена оценка среднеквадратичной частоты спектра гауссовского эргодического сигнала доплеровской акустической локационной системы непрерывного действия. Показано, что применением ортогонального коррелятора Лагерра можно обеспечить заданную точность определения положения доплеровского спектра сигнала на оси частот при работе в реальном масштабе времени.

Табл. 1. Библиогр.: 4 назв.

УДК 519.6:629.8

Алгоритмы оптимальной пространственно-временной обработки радиолокационных полей в задачах интерпретации при дистанционном зондировании / В. К. Волосюк // Радиотехника.— 1988.— Вып. 85.— С. 87—93.

На основе метода максимального правдоподобия решена задача оптимальной интерпретации при дистанционном зондировании поверхностей, включая задачу пространственно-временной обработки полей в распределенных антенных системах. В частности, рассмотрена оптимизация интерпретации в статистической голографической системе с использованием монохроматического и сложного сигналов, а также в движущейся системе бокового обзора типа РСА.

Библиогр.: 2 назв.

УДК 621.391

Метод ускоренного умножения при цифровой обработке радиолокационных сигналов / П. А. Брандис, А. Л. Куликов // Радиотехника.— 1988.— Вып. 85.— С. 93—96.

Предложен метод ускоренного выполнения операции умножения в задачах цифровой обработки радиолокационных сигналов. Метод отличается от известных оптимальным соотношением аппаратурно-временных затрат и может найти применение при построении устройств цифровой обработки сигналов на БИС и СВИС.

Табл. 1. Ил. 2. Библиогр.: 3 назв.

УДК 621.391

Корреляционные свойства систем характеристических дискретных сигналов / И. Д. Горбенко, А. А. Замула, В. Л. Кулешов // Радиотехника. — 1988. — Вып. 85. — С. 96—100.

Приведены результаты исследований статистических характеристик различных корреляционных функций характеристических дискретных сигналов (ХДС). Показано, что существуют пары ХДС, для которых максимальные боковые пики периодической функции взаимной корреляции (ПФВК) меньше боковых выбросов ПФВК систем Голда и Касами.

Табл. 6. Библиогр.: 4 назв.

УДК 621.391:621.394

Оптимальный прием полосно-эффективных дискретных сигналов с фазово-частотной модуляцией / М. А. Иванов // Радиотехника. — 1988. — Вып. 85. — С. 100—112.

Разработан оптимальный адаптивный алгоритм двухканальной обработки полосно-эффективных неортогональных сигналов с комбинированной фазово-частотной модуляцией (ФЧМ). При этом текущая неопределенность по мгновенной средней частоте в когерентном фазовом канале синтезированного ФЧМ-демодулятора устраняется путем предварительно некогерентного частотного детектирования.

Ил. 1. Библиогр.: 6 назв.

УДК 621.396

Автоматическая классификация спектров эхо-сигналов при дистанционном зондировании атмосферы / Г. И. Сидоров, О. Е. Сидорова, В. И. Сидько // Радиотехника. — 1988. — Вып. 85. — С. 112—115.

Предложен способ формирования статистически обеспеченных ансамблей из отдельных серий однородных измерений при исследованиях низкочастотных турбулентных пульсаций в пограничном слое атмосферы с использованием алгоритма автоматической классификации выборок по их спектральным признакам. Проведено исследование устойчивости алгоритма. Показано, что при существенном уменьшении вычислительных затрат по сравнению с широко известными алгоритмами автоматической классификации обеспечиваются достаточные для решаемой задачи качественные показатели.

Библиогр.: 5 назв.

УДК 621.396

Характеристики обнаружения циклических оптимальных фильтров / В. С. Голликов, В. К. Ковальчук, В. В. Сумцов // Радиотехника. — 1988. — Вып. 85. — С. 115—118.

Построены точные характеристики обнаружения оптимальных циклических фильтров для трех видов помех. Проведено сравнение эффективности оптимальных обычных и циклических фильтров. Сделаны выводы о целесообразности применения циклических фильтров для определенного класса сигналов и помех.

Ил. 3. Библиогр.: 4 назв.

УДК 621.373

Исследование делителей частоты на синхронизируемых генераторах / А. Д. М е - н я й л о, П. И. Ч е р е д н и к о в, Г. Г. К а с а п // Радиотехника.— 1988.— Вып. 85.— С. 119—123.

Исследованы делители частоты, использующие эффект синхронизации на субгармониках. Приведены теоретические предпосылки и результаты исследования, а также основные характеристики делителей.

Ил. 2. Библиогр.: 4 назв.

УДК 621.396

Особенности экранирования электромагнитных сигналов / В. Д. С а х а ц к и й // Радиотехника.— 1988.— Вып. 85.— С. 124—127.

Рассмотрены вопросы экранирования радиоимпульса и видеоимпульса с огибающей прямоугольной формы плоским полупроводящим слоем. Для решения задачи экранирования использовали преобразования Фурье. Экранное затухание оценивалось по всем гармоническим составляющим радиосигнала. Проведен расчет амплитудно-временных характеристик радиосигнала для различных параметров экранирующего слоя и при различной скважности падающих на экран радиоимпульсов. Отмечено отличие в экранном затухании радиоимпульса и непрерывного гармонического излучения.

Ил. 2. Библиогр.: 5 назв.

ТРЕБОВАНИЯ К АВТОРАМ СБОРНИКА

1. Рукописи статей, направляемые в редколлегию сборника, должны сопровождаться разрешением на опубликование от учреждения, в котором выполнена данная работа. Необходимы две рецензии — внешняя и внутренняя.

2. Объем статьи не должен превышать 12 страниц машинописного текста, включая список литературы и таблицы.

3. Рукопись представляется в двух экземплярах. Все элементы текста, включая сноски, таблицы и примечания, печатаются на машинке через два интервала, с помощью только черной ленты, на одной стороне стандартного листа белой бумаги. Должны быть строго выдержаны поля: 2 см сверху, 1 см справа, 2,5 см слева и снизу. Таблицы и список литературы печатаются на отдельных страницах. Страницы нумеруются посередине верхнего поля карандашом. На полях рукописи необходимо синим карандашом указать места расположения рисунков и таблиц. Сокращение слов в таблицах не допускается.

4. В тексте разрешаются только общепринятые сокращения (т. е., и т. д., и т. п., и др.). Иностранный текст, если нет машинки с соответствующим шрифтом, вписывается от руки.

5. Формулы должны быть разборчиво написаны от руки тушью или черными чернилами (буквы вдвое больше печатных). Следует четко разграничивать индексы и показатели степени, прописные и строчные буквы. Буквы одинакового начертания — *c, k, v, w, s, z, x, y, p* — нужно подчеркнуть синей пастой: прописные (большие) — двумя черточками снизу, строчные (малые) — двумя черточками сверху. Особенно аккуратно следует вписывать сходные по очертаниям буквы *h, l* и *n, l* и *e, g* и *q*. Необходимо четко отличать штрихи от единиц. Все греческие буквы обводятся красным карандашом. Готический шрифт употреблять нельзя. Буквы на рисунках размечаются так же.

6. Иллюстрированный материал (не более одного рисунка на пять страниц текста) прилагается отдельно в двух экземплярах и выполняется тушью на кальке. На обороте каждого рисунка необходимо указывать его номер, фамилию автора и название статьи. Подписи к рисункам следует прилагать на отдельной странице в конце статьи. На первых экземплярах рисунков буквенных и цифровых обозначений не давать.

7. Цифра в тексте, являющаяся ссылкой на литературу, заключается в квадратные скобки. В список литературы включаются только работы, на которые ссылается автор статьи. Библиографическое описание производится в такой последовательности: для книг — фамилия автора, инициалы, полное название книги, место и год издания, том, общее количество страниц; для журналов — фамилия автора, инициалы, название статьи, журнала, год издания, номер тома, номер журнала, номера страниц статьи. Ссылки на неопубликованные работы не допускаются. Список должен содержать не более пяти наименований.

8. В конце рукописи должны быть указаны название учреждения, в котором выполнена работа, имя, отчество, фамилия автора, домашний адрес, дата.

9. В случае переработки статьи датой ее поступления считается дата подачи статьи в редакцию исправленного варианта (в двух экземплярах). После переработки статья вновь рассматривается редколлегией. При отказе в публикации редколлегия оставляет за собой право не возвращать автору экземпляр статьи.