

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ УКРАИНЫ
ХАРЬКОВСКИЙ ОРДЕНА ТРУДОВОГО КРАСНОГО ЗНАМЕНИ
ИНСТИТУТ РАДИОЭЛЕКТРОНИКИ им. М. К. ЯНГЕЛЯ

РАДИОТЕХНИКА

Республиканский
межведомственный
научно-технический
сборник

Основан в 1965 г.

ВЫПУСК 96

2111

Радиотехника

621.396(06)

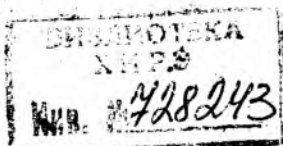
P 15



728243

НБ ХНУРЕ

1993



Харків
Видавництво «Основа» при Харківському
державному університеті

1992

В сборнике приведены результаты исследований в области формирования и обработки радиосигналов, синтеза радиоустройств, диагностики атмосферы с использованием излучения ИСЗ. Рассмотрены вопросы оптимизации кодовой структуры для метеорного радиоканала связи. Представлены данные расчетов приборов устройств СВЧ.

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 проф. *Ю. И. Волощук*, д-р техн. наук проф. *Б. Л. Кащев*, д-р физ.-мат. 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*, д-р физ.-мат. наук акад. АН Украины *В. П. Шестопалов*

Ответственный за выпуск д-р техн. наук проф. *А. И. Терещенко*

Адрес редакционной коллегии: 310726, Харьков, просп. Ленина, 14, Институт радиозлектроники, тел. 40-93-66

СБОРНИК НАУЧНЫХ ТРУДОВ

РАДИОТЕХНИКА

Выпуск 96

Редактор *В. В. Арнаутова*
Художественный редактор *Т. П. Короленко*
Технический редактор *И. А. Омельченко*
Корректор *М. Ф. Христенко*

Сдано в набор 12.11.91. Подписано в печать 02.12.92. Формат 60×90^{1/16}.
Бум. тип. № 2. Гарнитура литературная. Печать высокая. Усл. печ. л. 8. Усл.
кр.-отг. 8,25. Уч.-изд. л. 8,9. Изд. № 1983. Зак. 2-15.

Издательство «Основа» при Харьковском государственном университете. 310005
Харьков, пл. Восстания, 17.

Составлено с матриц книжной фабрики им. М. В. Фрунзе в Харьковской го-
сударственной типографии № 16. 310003 Харьков, ул. Университетская, 16. Зак. 812

© Харьковский институт
радиозлектроники, 1992

ЧАСТОТНОЕ РАЗДЕЛЕНИЕ СЛОЖНЫХ СИГНАЛОВ В МНОГОКАНАЛЬНЫХ АСИНХРОННЫХ СИСТЕМАХ СВЯЗИ

Широкое внедрение в народное хозяйство территориальных автоматизированных систем управления связано с созданием и развитием многоканальных систем связи (МАСС). Одними из перспективных для МАСС являются радиоканалы НЧ (ДВ, СДВ) диапазона. Они обеспечивают высокую стабильность параметров распространения и характеризуются преобладанием негауссовских, в частности, импульсных и узкополосных станционных помех [2].

В работе [1] в качестве эффективного средства борьбы с названными помехами предлагается использование широкополосных шумоподобных сигналов (ШПС), которые согласно утверждению автора позволяют решить задачу кодового разделения абонентов в асинхронном режиме. При этом не учитывается тот фактор, что в ряде случаев относительно высокий уровень взаимных помех может существенно снизить эффективность МАСС с кодовым разделением. Избежать высокого уровня взаимных помех можно с помощью системы с разделением абонентов по частоте. В то же время приходится принимать дополнительные меры для повышения помехоустойчивости к воздействию негауссовских помех.

Ранее было показано [3], что радиоканалы НЧ диапазона являются узкополосными и низкоскоростными, а глобальные МАСС характеризуются большим динамическим диапазоном сигналов и помех, в ряде случаев превышающем 50 дБ [3].

Цель статьи — анализ возможности построения узкополосных систем связи с множественным доступом и кодовым разделением абонентов, а также разработка предложений по использованию частотного разделения сложных узкополосных сигналов.

Проведем анализ эффективности кодового разделения в радиоканалах НЧ диапазона. Согласно работе [3] антенно-фидерные устройства НЧ диапазона имеют приемлемые значения коэффициента полезного действия при эффективной ширине спектра сигналов от единиц герц до единиц килогерц. Например, в низкочастотной части ДВ диапазона порядка 3—5 кГц [3].

В качестве основного показателя оценки динамического диапазона предлагается использовать параметр D , записав его как

$$D = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{TN_M} \int_0^T P_{\text{сум}}(t) dt, \quad (1)$$

где $P_{\text{сум}}(t) = \sum_{i=1}^{N_M} P_{mi}(t)$ — суммарная мощность сигналов мешающих

станций в момент времени t ; $P_{m_i}(t)$ — мощность сигнала i -й мешающей станции в момент времени t ; N_m — количество мешающих станций.

Особенность этого показателя состоит в том, что он позволяет учитывать изменение мощности сигналов во времени.

Воспользовавшись известной методикой [1] и дополнив ее возможностью учета показателя D , определяемого (1), получим выражение для максимального количества одновременно работающих абонентов L_A и будем использовать его как показатель эффективности

$$L_A = \frac{F_k}{Vh^2 D} - \frac{F_k}{Vh_0^2 D} + 1. \quad (2)$$

Здесь $h^2 = \frac{E_c}{N_n}$ — отношение энергии сигнала к суммарной спектральной плотности помех; $h_0^2 = \frac{E_c}{N_0}$ — отношение энергии сигнала к спектральной плотности белого шума; N_n — суммарная спектральная плотность естественных гауссовских помех и шума взаимного влияния; V — скорость передачи информации в моноканале абонента; D — определяется выражением (1); F_k — эффективная полоса пропускания канала связи.

Таблица 1

h^2 дБ	$h_0^2 = 14$ дБ				$h_0^2 = 10$ дБ			
	$D = 0$ дБ		$D = 10$ дБ		$D = 0$ дБ		$D = 10$ дБ	
	50 $\frac{\text{бит}}{\text{с}}$	100 $\frac{\text{бит}}{\text{с}}$	50 $\frac{\text{бит}}{\text{с}}$	100 $\frac{\text{бит}}{\text{с}}$	50 $\frac{\text{бит}}{\text{с}}$	100 $\frac{\text{бит}}{\text{с}}$	50 $\frac{\text{бит}}{\text{с}}$	100 $\frac{\text{бит}}{\text{с}}$
14	1	1	1	1	—	—	—	—
10	7	4	1	1	1	1	1	1
9	9	5	1	1	3	2	1	1
8	13	7	2	1	7	4	1	1
6	22	11	3	2	15	8	2	1
3	46	23	5	3	40	20	5	3

В табл. 1 показана зависимость L_A от h^2 при различных значениях h_0^2 , D , V , откуда следует, что кодовое разделение в НЧ радиоканалах крайне не эффективно. Повысить эффективность позволяют частотные методы разделения.

Однако очень жестким является требование к высокой полосной эффективности $\alpha_p = \frac{V_k}{F_m}$, где V_k — скорость передачи информации

в групповом тракте F_{κ} . Узкополосные элементарные сигналы (УЭС), позволяющие выполнить эти условия, не обеспечивают достижения требуемых показателей помехоустойчивости передачи информации при воздействии импульсных и узкополосных гармонических помех.

Покажем, что решить задачу борьбы с названными помехами в условиях разделения абонентов по частоте можно путем использования для передачи информации в моноканале абонента сложных параллельных составных сигналов, сформированных как линейная комбинация функций ортогонального базиса Уолша (ПССУ). В работе [4] рассмотрены вопросы анализа помехоустойчивости ПССУ при воздействии импульсных помех.

Однако вопрос режекции узкополосных гармонических помех остался открытым. Покажем, что такие сигналы обладают потенциально «хорошими» характеристиками при использовании их для борьбы с некоторыми узкополосными гармоническими помехами.

Рассмотрим процесс режекции мощных гармонических помех, используя аппарат спектрального анализа. Согласно работе [5] огибающая усредненного по ансамблю амплитудного спектра ПССУ совпадает с огибающей амплитудного спектра прямоугольного видеоимпульса, а при амплитудной модуляции гармонического колебания с частотой ω_0 сигналом ПССУ огибающая его амплитудного спектра может быть описана выражением

$$S(\omega) = \frac{A\tau}{2} \left[\frac{\sin \frac{(\omega_0 - \omega)\tau}{2}}{\frac{(\omega_0 - \omega)\tau}{2}} + \frac{\sin \frac{(\omega_0 + \omega)\tau}{2}}{\frac{(\omega_0 + \omega)\tau}{2}} \right], \quad (3)$$

где τ — длительность элемента ПССУ. Как видно из (3), спектральная плотность амплитудно-модулированного ПССУ (ПССУАМ) симметрична относительно ω_0 .

Амплитудный спектр помехи, представляющей собой отрезок гармонического колебания с амплитудой A_n и частотой ω_n вида $A_n \cos \omega_n t$ (4) длительности T_0 , имеет амплитудный спектр, описываемый выражением (3), с параметрами $A = A_n$, $\tau = T_0$, $\omega_0 = \omega_n$, где $\frac{A_n}{2}$ — мощность помехи.

Рассмотрим процесс воздействия помехи такого вида на ПССУАМ при совпадении максимумов спектральных плотностей. Пусть скорость передачи информации равна R_n , тогда длительность элемента ПССУАМ равна $\tau = \frac{1}{R_n}$. Если размерность ПССУАМ равна N , то

длительность бита $T_n = \frac{N}{R_n}$. Подставив в (3) значения A_n , A , τ ,

получим выражение для амплитудных спектров ПССУАМ

$$S_{\text{ПССУАМ}}(\omega) = \frac{A_n}{2} \left[\frac{\sin \frac{(\omega_0 - \omega)\tau}{2}}{\frac{(\omega_0 - \omega)\tau}{2}} + \frac{\sin \frac{(\omega_0 + \omega)\tau}{2}}{\frac{(\omega_0 + \omega)\tau}{2}} \right]; \quad (5)$$

$$S_{\text{пом}}(\omega) = \frac{A_n N \tau}{2} \left[\frac{\sin \frac{(\omega_0 - \omega) N \tau}{2}}{\frac{(\omega_0 - \omega) N \tau}{2}} + \frac{\sin \frac{(\omega_0 + \omega) N \tau}{2}}{\frac{(\omega_0 + \omega) N \tau}{2}} \right], \quad (6)$$

где $S_{\text{пом}}(\omega)$ — амплитудный спектр помехи (4). Сравнение выражений (5) и (6) показывает, что ширина спектра ПССУАМ в N раз больше, чем ширина спектра гармонической помехи вида (4).

Для получения оценки потерь сигнала $E_{\text{пс}}$ при режекции гармонической помехи в полосе, определяемой частотами ω_1, ω_2 , необходимо проинтегрировать квадрат амплитудного спектра сигнала в полосе режекции:

$$E_{\text{пс}} = \int_{\omega_1}^{\omega_2} S_{\text{псс}}^2(\omega) d\omega. \quad (7)$$

Аналогично можно определить потери энергии помехи $E_{\text{рп}}$ в полосе от ω_1 до ω_2 :

$$E_{\text{рп}} = \int_{\omega_1}^{\omega_2} S_{\text{пом}}^2(\omega) d\omega. \quad (8)$$

Для получения количественной оценки эффективности режекции узкополосной помехи вида (4) введем коэффициент эффективности режекции $K_{\text{р}} = \frac{E_{\text{рп}}}{E_{\text{пс}}}$ (9). Из анализа выражений (5)–(9) видно, что числовое значение $K_{\text{р}}$ будет зависеть от взаимного расположения максимумов спектральных плотностей сигнала и помехи, от соотношения их мощностей, от размерности ПССУАМ и от выбора значений ω_1 и ω_2 .

Проведем сравнительный анализ коэффициентов эффективности режекции при использовании ПССУАМ ($K_{\text{рпсс}}$) и узкополосных элементарных амплитудно-манипулированных сигналов ($K_{\text{рам}}$). Для этого введем коэффициент $Q_{\text{р}}$ и определим его как $Q_{\text{р}} = \frac{K_{\text{рпсс}}}{K_{\text{рам}}}$ (10).

Подставим в выражение (10) выражения (5)–(9) и после несложных преобразований запишем выражение для зависимости $Q_{\text{р}}$ от N и ω :

$$Q_{\text{р}}(N, \omega) = \frac{\int_0^{(\omega N \tau)/2} \left[\frac{\sin y}{y} \right]^2 dy}{\int_0^{(\omega \tau)/2} \left[\frac{\sin y}{y} \right]^2 dy}. \quad (11)$$

Табл. 2 иллюстрирует зависимость $Q_{\text{р}}$ от N . Значение ω принималось равным $2\pi/N\tau$, что определяло режекцию порядка 90 % энергии помехи вида (4).

Анализ выражения (11) и табл. 2 позволяет сделать вывод о том, что ПССУАМ обладают асимптотически бесконечно высокой помехоустойчивостью при воздействии узкополосных помех вида (4).

N	1	4	6	8	10	15	20	60	128	512	1024
Q_p	1	1,93	2,79	3,67	4,56	6,08	9,05	27	57	231	459

Таким образом, для построения МАСС НЧ диапазона целесообразно использовать разделение абонентов по частоте; достичь требуемых показателей помехоустойчивости передачи информации в условиях воздействия импульсных и гармонических помех можно путем использования сложных параллельных составных сигналов в базисе Уолша.

Список литературы: 1. Варакин Л. Е. Теория систем сигналов. М., 1978. 303 с. 2. Архипов А. П. Секреты ГВЭН // Новое время. 1985. № 5. С. 12—13. 3. Кочержевский Г. Н., Ерохин Г. А., Козырев Н. Д. Антенно-фидерные устройства. М., 1989. 350 с. 4. Суворов Н. П., Козленко А. Н. Помехоустойчивость параллельных составных сигналов // Тр. Н.-и ин-та резиновых и латексных изделий. 1982. № 2. С. 18—20. 5. Суворов Н. П., Козленко А. Н. Корреляционные свойства параллельных сигналов // Вопр. радиоэлектроники. Техника радиосвязи. 1982. № 7. С. 31—33.

Поступила в редколлегию 22.11.89

УДК 621.391

И. Д. ГОРБЕНКО, д-р техн. наук, В. И. БАРСОВ

ПРИМЕНЕНИЕ p -АДИЧЕСКИХ ПРЕОБРАЗОВАНИЙ ДЛЯ ВЫЧИСЛЕНИЯ ЦИФРОВОЙ СВЕРТКИ

Развитие быстрых алгоритмов цифровой обработки сигналов (ЦОС) привело к созданию модульной p -адической арифметической системы, которая основывается на преобразованиях, подобных теоретико-числовым преобразованиям (ТЧП) в конечно-сегментированном p -адическом поле Q_p [1].

Преобразования в p -адическом поле имеют большую динамическую область, чем ТЧП при фиксированном значении модуля p , а арифметические операции над эквивалентами рациональных чисел выполняются без округлений [1].

Впервые понятие арифметики p -адических чисел было введено Хенкелем [2]. Однако только с развитием вычислительной техники и повышением требований к точности результатов на него обратили внимание многие исследователи [1—8]. В то же время, p -адические преобразования имеют ряд недостатков, к которым относятся: сложность преобразования кодов Хенкеля в обратно-рациональный ряд; жесткая связь между длиной преобразования и длиной слова; трудности в определении базиса преобразования (определение корня степени N из единицы) и его длины [3].

любого рационального числа α может быть представлено последовательностью цифр $a_n, a^{n+1}, a_{n+2}, \dots$; удовлетворяющих условию $0 \leq a_i < p$ для $i = n+1, n+2, \dots$, таких что

$$\alpha = \sum_{i=n}^{\infty} a_i p^i, \quad (1)$$

где p — заданное простое число, называемое модулем преобразования.

Выражение (1) называется p -адическим представлением не нулевого рационального числа α , а значение a_i называется p -адическими цифрами [6].

При практической реализации p -адического преобразования и проведении расчетов использование ряда (1) с бесконечным числом членов весьма затруднительно, поэтому предпочтительнее операции выполнять с фиксированной длиной p -адических чисел, представленных в виде кода Хенселя.

О п р е д е л е н и е 1. Пусть α рациональное число и $a_{-n}, a_{-n+1}, a_{-n+2}, \dots, a_{-1}, a_0, a_1, \dots, a_k$ — p -адические цифры его разложения. Тогда конечный сегмент a_{-n}, \dots, a_k называется кодом Хенселя числа α и обозначается $H(p, r, \alpha)$, где p — заданный простой модуль; $r = n+1+k$ — число членов ряда.

Согласно определению 1 вместо бесконечного ряда, получаемого с помощью выражения (1), берется конечная сумма первых r членов

$$\alpha = \sum_{i=n}^k a_i p^i. \quad (2)$$

Здесь α принадлежит конечно-сегментированному p -адическому полю \tilde{Q}_p , получаемому сегментированием поля p -адических чисел Q_p по r , и является кодом Хенселя рационального числа α .

Любое рациональное число $\alpha = (a/b)$ единственным образом представимо в \tilde{Q}_p через $H(p, r, \alpha)$, если

$$-\sqrt{\frac{p^r-1}{2}} \leq a, b \leq \sqrt{\frac{p^r-1}{2}}. \quad (3)$$

Неравенство (3) называют динамической областью представления рациональных чисел кодами Хенкеля из \tilde{Q}_p [1].

Аналогично Z преобразованию, обладающему структурой ДПФ, в поле \tilde{Q}_p можно определить сходное по структуре и свойствам быстрое преобразование.

О п р е д е л е н и е 2. Прямым p -адическим преобразованием последовательности $H(p, r, x_n)$, где $n = 0, 1, 2, \dots, N-1$, в конечно-сегментированном p -адическом поле \tilde{Q}_p называется преобразование вида

$$H(p, r, X_k) = \sum_{n=0}^{N-1} H(p, r, x_n) [H(p, r, \alpha)]^{nk}, \quad (4)$$

где $H(p, r, \alpha)$ — примитивный корень N -й степени из единицы в поле \tilde{Q}_p . Обратным p -адическим преобразованием называется преобразование вида

$$H(p, r, x_i) = H(p, r, N^{-1}) \sum_{k=0}^{N-1} H(p, r, X_k) [H(p, r, \alpha)]^{-ik}. \quad (5)$$

Необходимыми и достаточными условиями существования p -адического преобразования являются следующие условия.

1. В поле \bar{Q}_p существует элемент $H(p, r, \alpha)$, являющийся примитивным корнем N -й степени из единицы, т. е.

$$[H(p, r, \alpha)]^N = H(p, r, 1).$$

2. Поле \bar{Q}_p должно содержать элемент $H(p, r, N^{-1})$ [1]. В работе [1] показано, что максимальная длина для p -адических преобразований равна $N_{\max} = p - 1$ (6), а $(p - 1)$ -й корень всегда существует и такой, что

$$[H(p, r, \alpha)]^{p-1} = H(p, r, 1).$$

Для обращения кодов Хенселя в рациональное число существует несколько методов, так в работах [4; 5] предлагается решить эту задачу для множества рациональных чисел Фарея порядка N , где N — положительное число, удовлетворяющее неравенству

$$N \leq \sqrt{(p-1)/2}.$$

Кроме этого, в работе [7] предложен метод просмотра таблицы для определения нужного рационального числа среди уже вычисленных значений множества чисел Фарея. Решать данную задачу можно, используя и другие методы, в частности, расширенный алгоритм Евклида [6].

Одной из возможных областей применения p -адических преобразований в ЦОС является вычисление цифровой свертки двух последовательностей X_Q и h_Q длины N с использованием параллельных матричных процессоров. Исходя из выражений (3), (6) определяем значения модуля p и длину кода Хенселя r .

Для заданных p и r определим значение примитивного корня из единицы порядка N $H(p, r, \alpha)$, которое используется для построения матриц прямого T_Q и обратного T_Q^{-1} p -адического преобразования:

$$T_Q = \begin{bmatrix} H(p, r, 1) & H(p, r, 1) & H(p, r, 1) & \dots & H(p, r, 1); \\ H(p, r, 1) & H(p, r, \alpha) & H(p, r, \alpha^2) & \dots & H(p, r, \alpha)^{N-1} \\ \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \\ H(p, r, 1) & H(p, r, \alpha^{N-1}) & H(p, r, \alpha^{2(N-1)}) & \dots & H(p, r, \alpha^{(N-1)^2}) \end{bmatrix};$$

$$T_Q^{-1} = H(p, r, N^{-1}) \left\{ \begin{array}{l} H(p, r, 1) & H(p, r, 1) & H(p, r, 1) & \dots & H(p, r, 1); \\ H(p, r, 1) & H(p, r, \alpha^{-1}) & H(p, r, \alpha^{-2}) & \dots & \\ \dots & H(p, r, \alpha^{-(N-1)}) & & & \\ \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \\ H(p, r, 1) & H(p, r, \alpha^{-(N-1)}) & H(p, r, \alpha^{-2(N-1)}) & \dots & \\ \dots & H(p, r, \alpha^{-(N-1)^2}) & & & \end{array} \right\},$$

где $H(p, r, 1) = H(p, r, \alpha^0)$.

Сворачивание последовательностей x_Q и h_Q тоже представляется в виде последовательностей кодов Хенселя. Прямое преобразование в кодах Хенселя осуществляется следующим образом: $X_Q = T_Q \cdot x_Q$; $H_Q = T_Q \cdot h_Q$ (7). Далее, используя теорему о свойстве циклической свертки, получаем значение выходной последовательности $Y_Q = X_Q \times H_Q$ (8). Обратное преобразование для Y_Q имеет вид $Y_Q = T_Q^{-1} \cdot Y_Q$ (9). Обратная задача восстановления рациональных чисел из значений их кодов Хенселя решается одним из методов, указанных в работах [4—6].

Итак, большая часть матричных задач нуждается в разнообразном множестве вычислительных требований: увеличение скорости решения, выбор точности, алгоритма, устойчивости. Эти требования могут одновременно удовлетворяться при использовании преимуществ многокритичной модульной p -адической арифметики, осуществляемой высокопараллельной вычислительной системой.

Список литературы: 1. *Nasrabadi N. M., King R. A.* The fast digital convolution using P-ADIC transforms // Electron. Letters. 1983. N 1. P. 111—113. 2. *Hensel K.* Theori der algebrai shen zahlen. Teubner. Leipzig. 1908. P. 158. 3. *Bachman G.* Introduction to P-ADIC numbers and valuation theory. New York. 1964. P. 200. 4. *Krishnamurthy E. D.* On the conversion of hensel codes to farey rational // JEEE trans. computers. 1983. N 4. P. 130—150. 5. *Pei S. and Wu L.* Determination of P-ADIC transform bases and lengths. // Electron letters. 1986. N 10. P. 50—53. 6. *Miola A.* Algebraic approach to P-ADIC conversion of rational numbers // Information Processing letters. 1984. N3. P. 180—200. 7. *Manadeva Rao T.* Conversion of hensel codes to rational numbers. // Computers & mathematics. 1984. N 2. P. 200—225. 8. *Боревич З. Н., Шафаревич И. Р.* Теория чисел. М., 1972. 66 с.

Поступила в редколлегию 27.07.89

УДК 621.391

Ю. Н. АЛЕКСАНДРОВ, канд. техн. наук, *К. Е. ГЛАЗИН*, *Э. Н. КОРОЛЬ*,
Ю. Ю. МИЛОНОВ, *А. В. ТОВАРНИЦКИЙ*, канд. техн. наук

ИССЛЕДОВАНИЕ СЛОЖНОСТИ РЕАЛИЗАЦИИ МЕТОДА ПРЕДСТАВЛЕНИЯ ЦЕЛОЧИСЛЕННЫХ И ВЕЩЕСТВЕННЫХ МАССИВОВ ДАНЫХ В ПОЛИАДИЧЕСКОЙ СИСТЕМЕ СЧИСЛЕНИЯ (ПСС)

В любой системе сбора, хранения и переработки информации производятся многократные преобразования исходных массивов данных, что обуславливает необходимость развития методов преобразования. Известно [1], что для оценки эффективности реализации любого преобразования (сжатия) $\varphi_i \varphi_i : x \rightarrow Y_i$ (1) исходного массива данных

κ из одной системы представления в другую Y_i и обратно [2] объемом соответственно по $s(x)$ и $s(Y_i)$ пользуются следующими соотношениями:

$$\begin{aligned} \eta_i &= (\varphi_i, \varphi_i^{-1}) \leq \eta_0; \\ \kappa_i &= s(X)/s(Y_i) \geq 1; \\ \varepsilon_i &= (\varphi_i, \varphi_i^{-1}) \leq \varepsilon_0, \end{aligned} \quad (2)$$

где η_i — коэффициент сложности преобразований прямого и обратного φ_i^{-1} массивов данных; η_0 — предельное значение коэффициента сложности преобразования, при котором имеет смысл эффективность преобразований φ_i и φ_i^{-1} цифровых массивов данных; κ_i — коэффициент сжатия исходного массива данных x ; ε_i — погрешность преобразований φ_i , φ_i^{-1} массива данных; ε_0 — предельное значение погрешности преобразований φ_i и φ_i^{-1} , при котором имеет смысл эффективность преобразования цифровых массивов данных.

Возможности применения ПСС для сжатия целочисленных и вещественных массивов данных и детальная оценка κ_i приведены в работе [3].

Под сложностью преобразования обычно понимают [4] количество элементарных вычислительных операций, затрачиваемых на прямое φ_i и обратное φ_i^{-1} преобразования массивов данных, дополнительные затраты памяти ЭВМ, необходимые для хранения команд программы, применяющей преобразования.

С учетом преобразований φ_i и φ_i^{-1} коэффициент сложности преобразования η_i можно представить с помощью соотношения

$$\eta_i(\varphi_i, \varphi_i^{-1}) = \eta_i(\varphi_i) + \eta(\varphi_i^{-1}). \quad (3)$$

Очевидно, что коэффициент сложности можно снизить как на этапе кодирования, так и на этапе декодирования. Ниже рассматривается возможность снижения коэффициента сложности на первом этапе.

Всякий целочисленный массив, представленный в виде матрицы $A = (a_{ij})$, $i = \overline{1, m}$; $j = \overline{1, n}$, с помощью преобразования

$$N_j = \sum_{i=1}^m a_{ij} \rho_i, \quad (4)$$

где

$$\rho_i = \prod_{k=i+1}^m \lambda_k; \quad (5)$$

$$\lambda_i = 1 + \max_j (a_{ij}), \quad (6)$$

можно заменить двумя векторами $N = \{N_j\}$ и $\Lambda = \{\lambda_i\}$, по компонентам которых возможно обратное преобразование φ^{-1} :

$$a_{ij} = [N_j/\rho_i] - [N_j/\lambda_i \rho_i] \lambda_i, \quad (7)$$

позволяющее однозначно восстанавливать любой элемент с погрешностью $\varepsilon = 0$ [3].

Для получения количественной оценки рассматриваемых преобразований φ_i и φ_i^{-1} запишем исходный цифровой массив вещественных чисел [6] $B = (b_{ij})$, где $i = 1, m; j = 1, n$ в виде элементов матрицы вектора

$$h_j = \sum_{i=1}^m (b_{ij} - \min_i B) \left[\prod_{k=i+1}^m (1 + (\max_i B - \min_i B)/d_k) \right] / d_i, \quad (8)$$

где d_i — шаг дискретизации элементов i -й строки, определяющей минимально возможное приращение числовой последовательности для массива B . Затем элементы h_j с помощью известных соотношений [5] представим в виде

$$\{d_i\} = D; \quad (9)$$

$$\min_i B = \{c_i\} = C; \quad (10)$$

$$(1 + (\max_i B - \min_i B)/d_i) = \{\lambda_i\} = \Lambda. \quad (11)$$

Обратное преобразование φ_i^{-1} выглядит для b_{ij} как

$$b_{ij} = c_i + d_i \left(\left[h_j / \prod_{k=i+1}^m \lambda_k \right] - \left[h_j / \prod_{l=1}^m \lambda_l \right] \lambda_i \right). \quad (12)$$

Для получения более простого алгоритма сжатия исходных целочисленных и вещественных массивов данных, отвечающих критерию (2) снижения сложности преобразования, целесообразнее получение векторного массива N в виде совокупности элементов вектора $\{N_j\}$. Так, в частности, выражение для сжатия целочисленного массива приобретает вид

$$\{N_j\} = \{\rho_{k+1}\} \times A, \quad (13)$$

если при этом число элементов строки умножаемой матрицы $\{\rho_k\}$ не равно числу элементов столбца матрицы A , то для реализации правила умножения матриц необходимо в качестве недостающего элемента строки дописать «1» (единицу).

На примере матрицы A поясним предложенный алгоритм сжатия данных и осуществим оценку затрат на его реализацию с помощью соотношений (5) — (7), (13):

$$A = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 2 & 3 & 0 & 1 \\ 2 & 0 & 0 & 2 & 1 & 1 \\ 0 & 3 & 0 & 4 & 0 & 1 \\ 1 & 2 & 1 & 1 & 1 & 2 \end{pmatrix}.$$

Согласно (6) вектор $\Lambda = \{4, 3, 5, 2\}$ и (13) вектор $\{N_j\} = \{17, 5, 37, 13, 21, 9\}$. Для представления векторов Λ и $\{N_j\}$ требуется 14 знакомест вместо $4 \times 6 = 24$ выделенных знакомест для элементов матрицы A . Восстановление любого элемента $Q_{ij} \in A$ осуществляется с помощью соотношения (7). Так, например, согласно (7) элемент $Q_{2,4}$ равен

$$Q_{2,4} = [13/3 \cdot 4] - [13/3 \cdot 3 \cdot 4] \cdot 3 = 1.$$

Для случая вещественного массива B поставленная задача сводится к упрощению сложности нахождения h_j путем приведения вещественного массива B к целочисленному массиву B^* :

$$B = f(\min_i B, d_i) = f_{D,C}(B^*), \quad (14)$$

где $i = \overline{1, m}$; $j = \overline{1, n}$ или

$$B^* = \{b_{ij}^*\} = (\{b_{ij}\} - \min_j B) / d_i. \quad (15)$$

Далее, с массивом B^* , полученным в результате преобразования (15), выполняют сжатие в соответствии с приведенными выше соотношениями (5), (6), (13), применяемыми для сжатия целочисленных массивов; восстановление же производится с помощью соотношения (12).

Проведенные исследования сложности реализации метода представления целочисленных и вещественных массивов данных в ПСС позволяют сделать следующие выводы.

При сжатии данных возможно уменьшение сложности алгоритма нахождения вектора $\{N_j\}$ в результате применения правил умножения матриц.

Определен более простой, а значит, снижающий сложность реализации способ сжатия вещественных массивов данных (элементов вектора Λ) за счет приведения его к целочисленному виду с помощью соотношений (5), (6), (12), (13), (15).

Для получения количественных оценок (размеров массива) реализации необходимы дальнейшие исследования.

Список литературы: 1. Новик А. А. Эффективное кодирование. М., 1965. 2. Об эффективном представлении геологических данных нумерическими функциями / В. А. Амелькин, Ю. А. Воронин // Геологическая информация и математическая геология. М., 1976. С 143—152. 3. Александров Ю. А., Король Э. Н., Милонов Ю. Ю. Исследование эффективности одного метода сжатия массивов целочисленных данных // Радиотехника. 1989. Вып. 92. 4. Витушкин А. Г. Оценка сложности задачи табулирования. М., 1969. 5. Сжатие массивов вещественных данных на основе применения метода полиадических чисел / Ю. Ю. Милонов, А. В. Товарницкий, Э. Н. Король и др. // АСУ и приборы автоматики. 1989. Вып. 96. 6. Акушский И. Я., Заболоцкий В. Н. О комбинаторном подходе и идее сжатия информации // Цифровая вычисл. техника и программирование. 1971. Вып. 6. С. 5—17.

Поступила в редколлегию 31.08.89

УДК 621.391

В. И. КОРЫСТИН

ЦИКЛОВОЕ ФАЗИРОВАНИЕ ПРИ ГРУППОВОЙ ПЕРЕДАЧЕ ДВОИЧНОЙ ИНФОРМАЦИИ СИГНАЛАМИ УОЛША

В ряде радиотехнических систем [1; 2], использующих групповую передачу двоичной информации сигналами Уолша, задача циклового фазирования (поиска) решается путем выделения части канальных сигналов для передачи специального синхропризнака. В этом случае,

наряду со снижением пропускной способности системы, не обеспечивается требуемая вероятность ошибочной синхронизации $P_{\text{ош}}$.

Как с информационной, так и с точки зрения энергетической эффективности цикловое фазирование в многоканальных системах связи (МКСС) целесообразно осуществлять по рабочему групповому сигналу. Математическая модель синхронной МКСС может быть описана следующим выражением:

$$y(t) = \mu S_k(t - \tau) + n(t), \quad t = \overline{0, N-1}, \quad \tau = \overline{0, N-1}, \quad (1)$$

где

$$S_k(t - \tau) = \sum_{m=0}^{N-1} C_k(m) W_m(t - \tau)$$

— групповой сигнал МКСС с $N = 2^n$ каналами, в которой для передачи двоичных информационных символов $C_k = (m) = \pm 1$ используются биполярные (± 1) функции Уолша $W_m(t)$ с временной базой T ; μ — коэффициент передачи канала; $n(t)$ — аддитивная помеха; τ — задержка сигнала. Субэлементы группового сигнала $S_k(t)$ могут изменяться в дискретное время t . Сигнал состоит из субэлементов длительностью τ_0 и задается последовательностью своих значений в дискретных точках.

Требуется реализовать цикловую синхронизацию с точностью до периода N , т. е. найти сдвиг τ по модулю N , называемого также фазой принимаемого сигнала. Значения фазы находятся в интервале целых чисел $[0, N-1]$ и образуют полную область неопределенности.

Простейшим способом определения фазы является шаговый поиск [3], при котором на приемной стороне МКСС формируется копия передаваемого группового сигнала и вычисляется корреляционный интеграл с принимаемой реализацией $S_k = (t - \tau)$. Если фазы принимаемого и опорного сигналов совпадают, значение корреляционного интеграла максимально, в противном случае измерение необходимо повторить при новом значении фазы опорного сигнала. Однако основное группового сигнала $M = 2^N$ оказывается настолько большим, что жесткие ограничения на способы циклового фазирования сигналов $S_k(t)$ неизбежны.

Исходя из этого, основным вопросом при реализации алгоритмов циклового фазирования групповых сигналов в МКСС следует считать устранение неопределенности относительно информационных параметров $\{C_k(m)\}_{m=0, N-1}$.

Рассматривается метод циклового фазирования МКСС, при котором информационная неопределенность устраняется отдельной передачей двух составляющих исходного группового сигнала в базисе Уолша.

В рамках выбранной модели МКСС (1) групповой сигнал удобно представлять в матричной форме:

$$C_k(n) \cdot H_k(n) = S_k(n), \quad n = \log_2 N, \quad (2)$$

где $C_k(n) = [C_k(0), \dots, C_k(N-1)]$ — матрица-строка размером $I \times N$ — входной информационный вектор;

$$H_h(n) = \begin{bmatrix} W_0(0), \dots, W_0(N-1) \\ W_{N-1}(0), \dots, W_{N-1}(N-1) \end{bmatrix} \text{ — квадратная матрица Адамара размером } N \times N;$$

$$S_k(n) = [S_k(0), \dots, S_k(N-1)]$$

— матрица-строка размером $1 \times N$ — выходной сигнальный вектор.
 В соответствии с передаваемой информацией входной информационный вектор $C_k(n)$ может быть представлен суммой векторов

$$C_k(n) = C_k^+(n) + C_k^-(n), \quad (3)$$

где $C_k^+(n)$ — матрица-строка размером $1 \times N$ — входной информационный «положительный» вектор, получаемый из вектора $C_k(n)$ путем обнуления всех его отрицательных (-1) элементов; $C_k^-(n)$ — матрица-строка размером $1 \times N$ — входной информационный «отрицательный» вектор, получаемый из вектора $C_k(n)$ путем обнуления всех его положительных ($+1$) элементов. Подставляя (3) в (2) и используя правило дистрибутивности сложения матриц, получаем

$$C_k^+(n) \cdot H_h(n) + C_k^-(n) \cdot H_h(n) = S_k(n). \quad (4)$$

Обозначим

$$C_k^+(n) \cdot H_h(n) = S_k^+(n)$$

— матрица-строка размером $1 \times N$ — выходной «положительный» сигнальный вектор;

$$C_k^-(n) \cdot H_h(n) = S_k^-(n)$$

— матрица-строка размером $1 \times N$ — выходной «отрицательный» сигнальный вектор.

С учетом этих обозначений выражение (4) может быть представлено следующей суммой: $S_k^+(n) + S_k^-(n) = S_k(n)$, или в аналоговой форме $S_k^+(t) + S_k^-(t) = S_k(t)$.

Групповые сигналы $S_k^+(t)$ и $S_k^-(t)$ содержат неполный ансамбль канальных сигналов Уолша. В процессе передачи информации функция Уолша $W_m(t)$ может находиться в том или другом групповом сигнале, что зависит от знака переносимого ею информационного символа $C_k^+(m) = +1$ или $C_k^-(m) = -1$. Поэтому на приемной стороне МКСС определенно известно, что в сигнале $S_k^+(t)$ содержатся сигналы Уолша со знаком «+», а в сигнале $S_k^-(t)$ — со знаком «-». Раздельная передача сигналов $S_k^+(t)$ и $S_k^-(t)$ может быть осуществлена любым известным способом: с разнесением по частоте, времени и поляризации.

Структурная схема устройства формирования сигналов $S_k^+(t)$ и $S_k^-(t)$ представлена на рис. 1. Разделение вектора $C_k(m)$ на векторы $C_k^+(m)$ и $C_k^-(m)$ осуществляется однополупериодными выпрямителями. Смена состояния источников информации должна происходить на последнем такте формирования сигналов $S_k^+(t)$ и $S_k^-(t)$, т. е. в момент $t = T$. Квадратная матрица Адамара $H_h(n)$ формируется генератором сигналов Уолша за N шагов.

Отличие от известных схем [1] заключается в наличии двух каналов формирования группового сигнала, отличающихся друг от друга направлением включения однополупериодных выпрямителей.

Вернемся к рассмотрению выражения (4). Очевидно, что для исключения влияния информационного вектора $C_k(n)$ на процесс циклового фазирования в устройстве шагового поиска сигнала $S_k(n)$ достаточно перед суммированием составляющих $S_k^+(n)$ и $S_k^-(n)$ ввести операцию инвертирования сигнала $S_k^-(n)$. В результате получим

$$S_k^+(n) + S_k^-(n) = C_k^+(n) H_h(n) + [-C_k^-(n)] H_h(n) = \\ = [C_k^+(n) - C_k^-(n)] H_h(n) = C(n) H_h(n) = S(n), \quad (5)$$

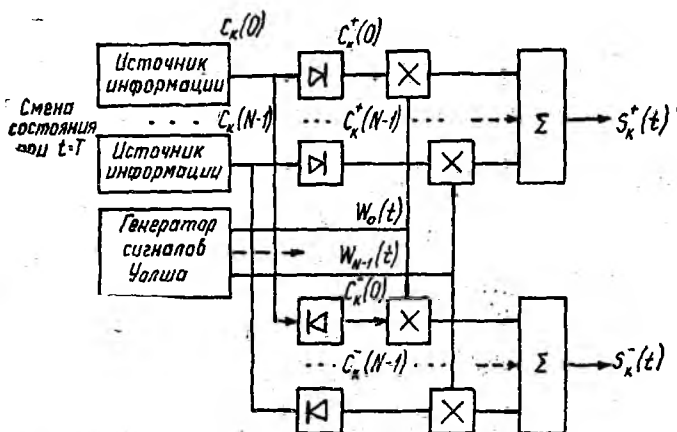


Рис. 1

где $C(n) = [1, \dots, 1]$ — матрица-строка размером $1 \times N$, все элементы которой равны $+1$; $S(n) = [N, 0, \dots, 0]$ — матрица-строка размером $1 \times N$, элементы которой равны сумме столбцов немодулированной матрицы Адамара.

Принимая во внимание условия (4) и (5), можно записать выражение для математической модели системы циклового фазирования в МКСС с раздельной передачей группового сигнала $S_k(t)$ его составляющими $S_k^+(t)$, $S_k^-(t)$:

$$Z(\tau) = \frac{2}{N_0} \int_0^{\tau} [S_k^+(t-\tau) - S_k^-(t-\tau) + n^+(t) - n^-(t)] S(t) dt = \\ = \frac{2}{N_0} \int_0^{\tau} [S(t-\tau) + n(t)] S(t) dt, \quad t = \overline{0, N-1}; \quad \tau = \overline{0, N-1}, \quad (6)$$

где $n^+(t)$, $n^-(t)$ — аддитивные помехи, действующие на сигналы $S_k^+(t)$ и $S_k^-(t)$.

Представление в виде модели (6) не обязательно предполагает идеальную тактовую синхронизацию. Очевидно, всегда можно рассмотреть несколько таких моделей, каждая из которых соответствует различным положениям границ субэлементов.

Кроме этого, необходимо отметить, что можно получить любую форму разностного сигнала $S(t)$ путем введения на передающей стороне МКСС дополнительного кодирования последовательностей $C_k^+(n)$ и $C_k^-(n)$ специальным кодом.

Структурная схема устройства шагового поиска по групповому сигналу в МКСС, реализующая алгоритм (6), представлена на рис. 2. Отличие от известного устройства циклового фазирования с шаговым поиском [3] заключается в наличии двух каналов приема групповых сигналов $S_k^+(t)$ и $S_k^-(t)$, объединенных на вычитающем устройстве:

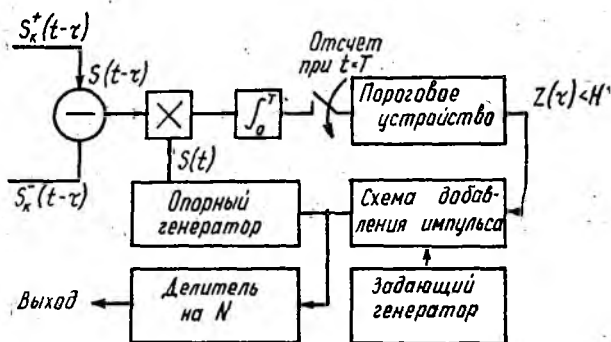
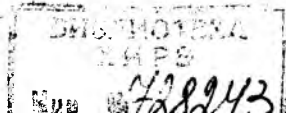


Рис. 2

Однако рассматриваемая схема устройства шагового поиска оказывается несколько усложненной. Это объясняется тем, что синхросигнал $S(t)$, получаемый на выходе вычитающего устройства, является наилучшим с точки зрения циклового фазирования и не требует каких-либо преобразований для формирования пикового отношения сигнал-шум. Действительно, в сигнале $S(t)$ первый элемент равен величине N — максимально возможному значению, а все остальные элементы равны нулю. По форме сигнал $S(t)$ совпадает с функцией $Z(\tau)$, формируемой корреляционным приемником в схеме на рис. 2. Поэтому процедура поиска по групповому сигналу в МКСС с раздельной передачей сигналов $S_k^+(t)$ и $S_k^-(t)$ может быть значительно упрощена и сведена к двум операциям: формированию сигнала $S(t) = S_k^+(t) - S_k^-(t)$ и его обнаружению пороговым устройством. Выражение для математической модели системы циклового фазирования по огибающей разностного сигнала записывается так:

$$Z(\tau) = S_k^+(t - \tau) - S_k^-(t - \tau) + n^+(t) - n^-(t). \quad (7)$$



Структурная схема устройства поиска по огибающей разностного сигнала, реализующая алгоритм (7), представлена на рис. 3. Проведем анализ вероятностно-временных характеристик рассматриваемых алгоритмов. Наиболее употребительными характеристиками систем поиска являются вероятность ошибочной синхронизации $P_{\text{ош}}$ при заданном времени поиска и среднее время поиска $T_{\text{п}}$ [3]. Вычислим эти характеристики для случая, когда на входе устройства шагового поиска действует белый гауссовский шум со спектральной плотностью мощности N_0 .

При наличии искомой точки в анализируемой области неопределенности коэффициент корреляции принимает максимальное значение: $\rho_{\text{max}} (\tau = 0)$, а при отсутствии — равен величине $\rho (\tau)$. Поскольку в отсутствие шума $\rho (\tau) = 0$, задача приемника сводится к обнаружению сигнала $S (t)$.

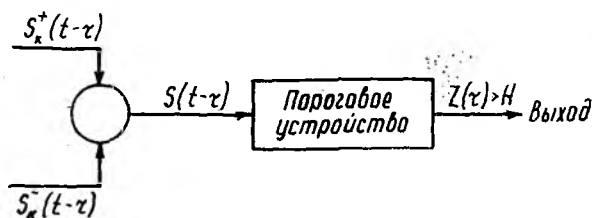


Рис. 3

При наличии искомой точки случайная величина $Z (\tau)$ имеет нормальную плотность вероятности $p_1 (Z)$ со следующими характеристиками [4]:

$$m_1 = \frac{2E}{N_0}; D_1 = \frac{2E}{N_0},$$

а при отсутствии искомой точки плотности вероятности $p_2 (Z)$ имеет параметры

$$m_2 = 0; D_2 = \frac{2E}{N_0}.$$

Порог обнаружения сигнала $S (t)$ определяется абсциссой точки пересечения плотностей вероятностей $p_1 (Z)$ и $p_2 (Z)$ и равен величине

$$H = \frac{E}{N_0} = (m_1 - m_2)/2.$$

При таком пороге вероятность ошибки минимальна и равна [4]:

$$P_{\text{ош}} = 1 - \Phi \left(\frac{1}{2} \sqrt{\frac{2E}{N_0}} \right), E = NE_m,$$

где E_m — энергия одной функции Уолша, входящей в групповой сигнал. График этой функции для случая $N = 8$ представлен на рис. 4 сплошной линией.

Известно [4], что помехоустойчивость приема при выбранном классе двоичных сигналов зависит только от величины энергетического отношения сигнал-шум. Поскольку в рассматриваемом алгоритме пиковое отношение сигнал-шум формируется уже на выходе вычитающего устройства, помехоустойчивость поиска по огибающей разностного сигнала будет совпадать с помехоустойчивостью шагового поиска.

Поскольку основное назначение МКСС передача информации, необходимо определить вероятность ошибки в оценке информационного параметра и сравнить полученные данные с вероятностью ошибки поиска.

В каждом канале МКСС решается задача различения двух противоположных сигналов $W_m(t)$ и $W_m(t)$. Следовательно, вероятность ошибки приема информационного символа должна вычисляться по формуле [4]:

$$P_{\text{ош } W} = 1 - \Phi\left(\sqrt{\frac{2E_m}{N_0}}\right).$$

График этой функции для $N = 8$ представлен на рис. 4 прерывистой линией.

Сравнивая графики для $P_{\text{ош}}$ и $P_{\text{ош } W}$ видим, что помехоустойчивость поиска выше помехоустойчивости приема информационного символа, а следовательно, выше помехоустойчивости поиска при решении задачи синхронизации по отдельному каналу.

Задаваясь вероятностью ошибочной синхронизации $P_{\text{ош}}$, можно определить среднее время поиска T_n , которое необходимо для получения этой вероятности при шаговом поиске и поиске по огибающей разностью сигнала.

Для шагового поиска среднее время определяется из условия [3]:

$$T_{\text{пш}} = \frac{N\tau_0}{2E} \bar{\Phi}^2 \left[(1 - P_{\text{ош}})^{\frac{2}{N}} \right], \quad (8)$$

где $\bar{\Phi}(x)$ — функция, обратная функции $\Phi(x)$. Аналогичная величина для поиска по огибающей разностного сигнала равна

$$T_{\text{порс}} = \frac{\tau_0}{2E} \bar{\Phi}^2 (1 - P_{\text{ош}}). \quad (9)$$

Выигрыш во времени поиска за счет использования формы сигнала $S(t)$ оценивается формулой

$$\frac{T_{\text{пш}}}{T_{\text{порс}}} = N \left[\frac{\bar{\Phi} \left[(1 - P_{\text{ош}})^{\frac{2}{N}} \right]}{\bar{\Phi} (1 - P_{\text{ош}})} \right]^2. \quad (10)$$

На рис. 5. показана зависимость $T_{\text{пш}}/T_{\text{порс}} \left(\frac{2E_m}{N_0} \right)$, рассчитанная для $N = 8$ по формуле (10). Видно, что с увеличением отношения сигнал-шум величина выигрыша уменьшается.

Проведенные в работе исследования показали, что цикловое фазирование при групповой передаче двоичной информации сигналами Уолша может быть реализовано без привлечения дополнительной энергии на основе раздельной передачи исходного группового сигнала $S_k(t)$ двумя составляющими $S_k^+(t)$ и $S_k^-(t)$. При этом существует по крайней мере два алгоритма поиска разностного сигнала $S(t)$ — шаговый поиск и поиск по огибающей разностного сигнала. Сравнительный анализ алгоритмов показывает, что оба алгоритма обладают одинаковой помехоустойчивостью фазирования разностного сигнала; среднее время при поиске по огибающей разностного сигнала оказывается меньше среднего времени при шаговом поиске для любых N и $P_{\text{ош}}$; области применения поиска по огибающей разностного сигнала ограничены требуемой формой разностного сигнала. При применении сложной формы разностного сигнала (для обеспечения тактовой синхронизации разностного сигнала или использовании его в каче-

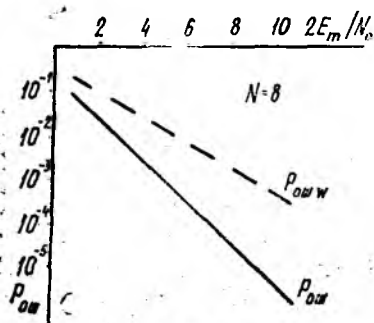


Рис. 4

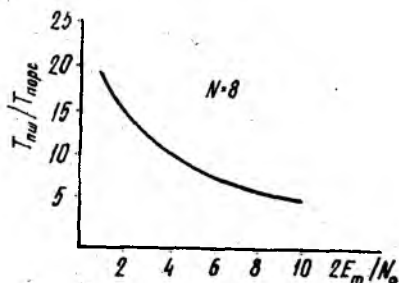


Рис. 5

стве адреса в многоадресных системах) реализация поиска по огибающей затруднена или невозможна совсем.

В заключение отметим, что рассмотренный метод поиска по групповому сигналу в МКСС обладает определенными преимуществами по сравнению с поиском по отдельным каналам МКСС:

- вся энергия группового сигнала используется как для передачи информации, так и для синхронизации МКСС, что позволяет обеспечить наилучшее соотношение информационных и вероятностных характеристик МКСС в режимах поиска и передачи информации;
- реализация устройств формирования и обработки синхросигнала весьма проста.

Список литературы: 1. Гинзбург В. В., Каяцкас А. А. Теория синхронизации демодуляторов. М., 1974. 216 с. 2. А. с. 1107306 СССР, МКИ³ Н04 J 3/06/Н 04 L 7/02. Устройство синхронизации по групповому сигналу в многоканальных системах связи / Н. П. Суворов, В. И. Корыстин, О. И. Братко // Открытия. Изобретения. 1984. № 29. С. 82. 3. Поиск и декодирование сложных дискретных сигналов / В. В. Лосев, Е. Б. Бродская, В. И. Коржик; Под ред. В. И. Коржика. М., 1988 224 с. 4. Тихонов В. И. Оптимальный прием сигналов. М., 1983. 320 с.

Поступила в редколлегию 19.07.89

НЕОБХОДИМЫЕ И ДОСТАТОЧНЫЕ УСЛОВИЯ СУЩЕСТВОВАНИЯ СИГНАЛОВ С n -УРОВНЕВОЙ ФУНКЦИЕЙ КОРРЕЛЯЦИИ

Решение проблемы обеспечения требуемого качества передачи информации в системах связи связывают с сигналами, обладающими требуемыми корреляционными, ансамблевыми и структурными свойствами. Однако, как показали исследования [1], известные системы сигналов не обеспечивают в комплексе требуемые корреляционные, ансамблевые и структурные свойства. Проблема синтеза сигналов с заданными свойствами связана с рассмотрением необходимых и достаточных условий существования сигналов с заданной функцией корреляции.

В настоящей статье рассматриваются необходимые и достаточные условия существования сигналов с заданной функцией корреляции. Пусть λ_n — число произведений вида $(+1) \cdot (+1)$ при вычислении периодической функции автокорреляции (ПФАК). Тогда число произведений вида $(+1) \cdot (-1)$ равно $k - \lambda_n$, где k — число единиц в сигнале. Число произведений вида $(-1) \cdot (+1) = (k - \lambda_n)$, а число произведений $(-1) \cdot (-1)$ равно $\{L - 2(k - \lambda_n) - \lambda_n\}$ [2]. Учитывая, что произведения вида $(+1) \cdot (+1) = (-1) \cdot (-1) = 1$, получаем систему уравнений вида [2]

$$\begin{aligned} R_1 &= L - 4(k - \lambda_1); \\ R_2 &= L - 4(k - \lambda_2); \\ &\dots \dots \dots \\ R_n &= L - 4(k - \lambda_n); \end{aligned} \quad (1)$$

$$\begin{aligned} \lambda_1 n_1 + \lambda_2 n_2 + \dots + \lambda_n n_n &= k(k - 1); \\ n_1 + n_2 + n_3 + \dots + n_n &= L - 1, \end{aligned}$$

где n_i — количество R_i уровней функции корреляции; $i = \overline{1, n}$; n — число уровней функции корреляции.

Определим величину k , положив

$$\begin{aligned} \lambda_n &= \lambda_{n-1} + Z_{n-1}; \\ \lambda_{n-1} &= \lambda_{n-2} + Z_{n-2}; \\ &\dots \dots \dots \\ \lambda_2 &= \lambda_1 + z_1, \end{aligned}$$

где z_i — целое положительное число.

Выразим из (1) λ_1 и n_1 :

$$\lambda_1 = \frac{R_1 - L + 4k}{4}; \quad (3)$$

$$n_1 = L - n_2 - n_3 - \dots - n_{n-1}. \quad (4)$$

корреляционными свойствами, есть случай равновероятных значений R_i , т. е. $n_1 = n_2 = \dots = n_i = \dots = n_n$. В общем виде n_i равно

$$n_i = \frac{1}{4[(n-1)z_1 + (n-2)z_2 + \dots + z_{n+1}] \times \{-R_1 + 4[(n-1)y_2 + (n-2)y_3 + \dots + y_{n-1}] + 4R_1x - R_1a - 4x - a + Q^2\} + \sum_{j=2}^{i-1} y_j} \quad (10)$$

Учитывая (10) и то, что n_i принимают целые положительные значения, определяем область допустимых значений Q :

$$R_1 - 4[(n-1)y_2 + (n-2)y_3 + \dots + y_{n-1}] \times [(n-1)z_1 + (n-2)z_2 + \dots + z_{n-1}] - 4R_1x + R_1a + 4x + a - \{4[(n-1)z_1 + \dots + z_{n-1}]\} \left\{ \sum_{j=2}^{n-1} y_j \right\} < Q;$$

$$R_1 - 4[(n-1)y_2 + (n-2)y_3 + \dots + y_{n-1}] [(n-1)z_1 + (n-2)z_2 + \dots + z_{n-1}] - 4R_1x + R_1a + 4x + a - \{4[(n-1)z_1 + \dots + z_{n-1}]\} \left\{ \sum_{j=2}^{n-2} y_j \right\} < Q$$

$$\dots \dots \dots R_1 - 4[(n-1)y_2 + (n-2)y_3 + \dots + y_{n-1}] [(n-1)z_1 + (n-2)z_2 + \dots + z_{n-1}] - 4R_1x + R_1a + 4x + a < Q. \quad (11)$$

Если определить теперь значения z_i , то выражение (11) позволит найти необходимые условия существования сигналов с заданными свойствами. Эти условия достаточно эффективно сужают множество сигналов, которые могут иметь n -уровневую функцию автокорреляции с заданными значениями R_i .

Достаточные условия существования сигнала с n -уровневой функцией корреляции — это существование разностного множества, сбалансированного на n -уровней [2].

Разностное множество, сбалансированное на n уровней, характеризуется параметрами $L, k, x, \dots, \lambda_n$ и обозначается $B(L, k, x_1, \dots, \lambda_n)$. 3]. Если в позициях сигнала с порядковыми номерами $b_i, b_i \in B$ разместить 1, а на остальных $L - k$ позициях символы -1 , то получим L -позиционный сигнал с n -уровневой ПФАК.

Справедливо и обратное утверждение. Если существует L -позиционный сигнал, имеющий n -уровневую ПФАК, то упорядоченное множество B , составленное из чисел $b_i, i = 1, 2, \dots, k$, обозначающих порядковые номера символов одного периода сигнала, которые принимают значение 1, есть разностное множество, сбалансированное на n уровней $B(L, k, \lambda_1, \dots, \lambda_n)$.

Таким образом, необходимые и достаточные условия существования сигнала с n -уровневой функцией корреляции эффективно сужают множество сигналов, которые могут иметь n -уровневую функцию корреляции.

Список литературы: 1. Варакин Л. Е. Системы с шумоподобными сигналами. М., 1985. 384 с. 2. Свердлик М. Б. Оптимальные дискретные сигналы. М., 1975. 200 с. 3. Холл М. Комбинаторика. М., 1970. 424 с.

Поступила в редколлегию 22.11.89

УДК 621.391.82

И. И. СНЫТКИН, канд. техн. наук

МЕТОД ГЕНЕРИРОВАНИЯ КОДО-ДИСКРЕТНО-ЧАСТОТНЫХ СИГНАЛОВ ДЛЯ ИМИТОСТОЙКИХ МНОГОКАНАЛЬНЫХ СИСТЕМ СВЯЗИ

В современных системах связи специального назначения, использующих сложные сигналы, важное значение имеет обеспечение скрытности, имитостойкости связи [1—5], понимая под этим способность системы противостоять раскрытию структуры сигналов и их имитации за счет изменения объема используемых сложных сигналов, формируемых на основе идентичных элементов, изменения различных параметров используемых сигналов и др. [2; 4; 5]. В настоящее время широкое распространение в качестве сложных сигналов получили линейные рекуррентные последовательности (ЛРП): последовательности немаксимальной и максимальной длины, сегментные последовательности, последовательности Гоулда, ЛРД-коды, что обусловлено фактом их простого генерирования посредством регистров сдвига с линейными обратными связями [1; 3; 4]. Однако использование ЛРП не обеспечивает необходимые для специальных систем скрытности, имитостойкости связи, так как для ЛРП существуют эффективные методы раскрытия структуры и имитации [2; 4]; ЛРП существуют для ограниченного числа длительностей и имеют небольшую мощность кодирования, что не позволяет создавать большие объемы сигналов произвольных длительностей [1—4]. Поэтому в теории и практике систем сигналов существует весьма актуальная задача: создание устройств, обеспечивающих генерирование широких классов и больших объемов систем имитостойких скрытных сигналов, обладающих при этом и высокими ансамблевыми характеристиками [1—4].

К перспективным имитостойким скрытным системам сигналов относятся кодо-дискретно-частотные сигналы (КДЧС), потенциальные возможности которых в этой связи весьма высокие. Так, в структурных свойствах КДЧС объединены, во-первых, все известные свойства ДЧС [1; 3] (простая реализация большой базы сигнала, получение лучшей помехоустойчивости относительно некоторых видов организованных помех и значительное ослабление действия мешающих сигналов, минимальная взаимная коррекция, минимальный уровень шумов ортогональности при синхронной работе и др.), во-вторых, использование кодовой манипулирующей функции КДЧС, отвечающей за состав, форму КДЧС, длительность составляющих элементов и самого КДЧС, число и номинальные значения используемых частот-элементов, позволяет создавать практически не ограниченные по величине объема V словари ДЧС всевозможных длительностей, форм и видов.

Если вопросы эффективного формирования (или генерирования) высокостабильных элементов ДЧС являются в теории и практике решенными [1;3], то обеспечение формирования, с одной стороны, систем псевдослучайных кодовых манипулирующих функций и в целом генерирования систем КДЧС представляет собой актуальную научно-техническую задачу, способы решения которой приведены, например, в работе [7], где в качестве структурных свойств кодовых манипулирующих функций КДЧС используются свойства и закономерности расширенных полей Галуа и их элементов, в частности, цикличность последовательности элементов полей, зависимость структуры элементов поля от выбранного первообразного элемента и др. [6]. Ниже на примере работы [7] рассматривается процесс генерирования имитостойких систем КДЧС.

Генерирование систем КДЧС. На рис. 1 представлена функциональная схема устройства; на рис. 2 — функциональная схема блока формирования дискретно-частотных сигналов; на рис. 3 — функциональная схема блока распределения импульсов.

Устройство содержит блоки $I_1 - I_{n-1}$ умножения по модулю p , блоки $2_1 - 2_n$ формирования частичных произведений, сумматоры

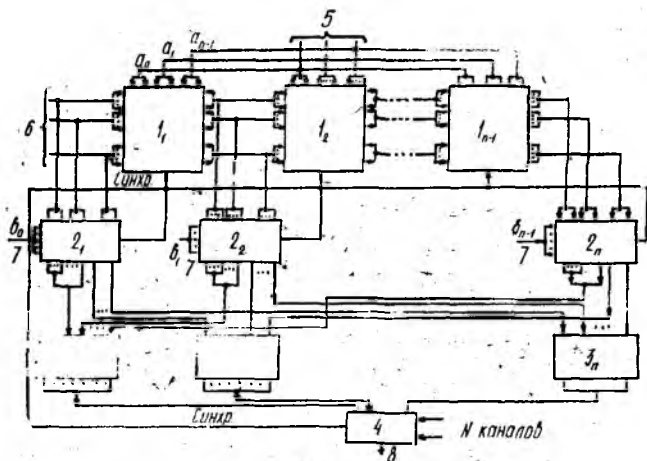


Рис. 1

$3_1 - 3_n$ по модулю p , блок 4 формирования дискретно-частотных сигналов, вход 5 производящего полинома, первую группу входов 6 произвольных элементов полей Галуа $GF(p^n)$, вторую группу входов 7 произвольных элементов полей Галуа $GF(p^n)$ и выход 8 устройства.

Блок формирования дискретно-частотных сигналов содержит дешифратор 9, блок 10 распределения импульсов, генератор 11 тактовых импульсов, делитель 12 частоты импульсов, первый элемент ИЛИ 13, элемент И 14, аналого-цифровой преобразователь (АЦП) 15, генератор $16_1 - 16_n$ высокостабильных частот, элементы И $17_1 - 17_n$ группы, второй элемент ИЛИ 18, блок 19 уплотнения сообщений.

Блок уплотнения сообщений содержит генератор 20 тактовых импульсов, кольцевой сдвигающий регистр 21, элементы МИ 22₁ — 22_n и элемент ИЛИ 23.

Блок распределения импульсов содержит генератор 24 тактовых импульсов, элементы И 25₁ — 25_n, счетчик 26 и регистр 27.

Устройство работает следующим образом. Модульные блоки 1_i осуществляют умножение полинома-элемента A^k-го на x и приведение

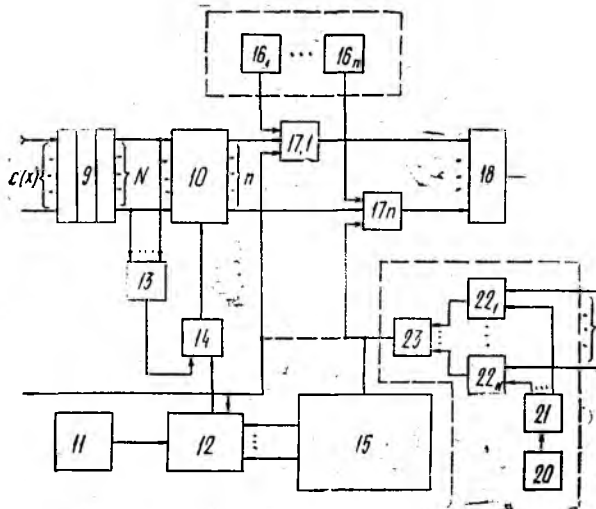


Рис. 2

результата по modd $(a(x), p)$, тем самым осуществляя получение элемента (A^{k+1}) -го. Блоки 2_i формирования частичных произведений осуществляют частичное произведение $A(x) \cdot (B_i \cdot x^i)$. Сумматоры 3_i по модулю p осуществляют суммирование по модулю p таким образом, что на выходах сумматоров 3 по модулю p отображаются коэффициенты соответственно C_0, C_1, \dots, C_{n-1} полинома, представляющего собой результат умножения полиномов элементов $A(x)$ и $B(x)$ поля $GF(p^n)$. Последовательность кодов коэффициентов поступает на блок 4 формирования ДЧ сигналов, где происходит образование сложных ДЧС. В основе функционирования блоков 1, 2, 3 лежит следующее рекуррентное правило: коэффициенты $A_0^{k+1} - A_{n-1}^{k+1}$ каждого последующего полинома-элемента A^{k+1} поля $GF(p^n)$ вычисляется с использованием коэффициентов $A_0^k - A_{n-1}^k$ предыдущего полинома элемента A^k и коэффициентов $(a_0 - a_n)$ первообразного полинома $a(x)$ по правилу

$$A_0^{k+1} \equiv A_{n-1}^k \cdot a_0 \pmod{p};$$

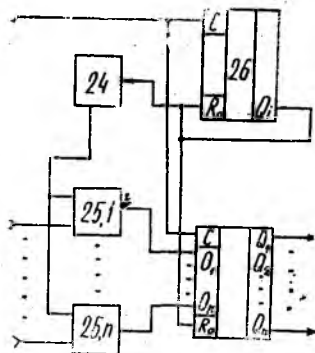


Рис. 3

$$A_j^{k+1} \equiv A_{n-1}^k a_j + A_{j-1}^k \pmod{p};$$

$$j = 0, 1, 2, \dots, n-1.$$

Цифровой код с выходов АЦП 15 поступает на первые управляющие входы делителя 12 с переменным коэффициентом деления (ДПКД).

На второй вход ДПКД 12 подаются импульсы с генератора 11 тактовых импульсов. ДПКД 12 в соответствии с поступившим на его вход кодом изменяет коэффициент деления и выдает последовательность импульсов с измененным в соответствии с кодом периодом их следования. Эти импульсы проходят через элемент И 14, открытый сигналом с выхода элемента ИЛИ 13, на входы распределителя 10 через его второй вход в такой последовательности, которая определяется номером входа блока распределения, на котором существует сигнал с дешифратора 9. Таким образом, в зависимости от того, на каком из первых входов блока 10 распределения существует импульс с выхода дешифратора 9, будет изменяться последовательность распределения импульсов, поступающих на второй вход блока 10 распределения. С выхода блока 10 распределения импульсы поступают на первые входы элементов И 17, на вторые входы которых подается сигнал с генераторов 16 высокостабильных частот, на третьи — сигнал с выхода блока 19 уплотнения сообщений.

Каждому информационному импульсу на выходе блока 19 управления сообщений соответствует определенный коэффициент на входе дешифратора 9, а следовательно, и определенный порядок распределения импульсов с выхода ДПКД 12 по выходам блока 10 распределения.

Таким образом, элементы И 17 открываются поочередно в порядке, определенном для каждого информационного импульса, пропуская на выход 8 одну из частот генераторов 16 высокостабильных частот. Очередность открывания элементов И 17 определяет структуру ДЧ сигнала. Коэффициент C_i в параллельном коде поступает с выходов сумматоров 3 по модулю p на входы 1, 2, ..., k дешифратора 9, который последовательно по тактам на каждый пришедший коэффициент C_i выдает сигнал только на одном из своих выходов 1, 2, ..., N . Этот сигнал является управляющим для работы блока 10 распределения и одновременно через элемент ИЛИ 13 поступает на первый вход элемента И 14. С выходов АЦП 15 снимается цифровой код, который поступает на управляющие входы ДПКД 12, на другой вход 2 которого поступают импульсы с генератора 11. С выхода ДПКД 12 на второй вход элемента И 14 поступают импульсы с измененным в зависимости от длительности импульса с выхода блока 19 периодом их следования. Эти импульсы проходят через открытый элемент И 14 на вход блока 10 распределения в такой последовательности, которая определяется номером входа, на котором существует единичный сигнал от дешифратора 9. Эта последовательность импульсов с выходов блока 10 распределения управляет работой элементов И 17 по их второму входу, на первый вход которых подаются высокостабильные частоты от генераторов 16, на третьи входы элементов И 17 подается последовательность

информационных импульсов с выхода блока 19 уплотнения. Выходы элементов И 17 соединены с входами элемента ИЛИ 13, на выходе которого будет сформирован ДЧС, структура его определяется очередностью открывания элементов И 17, которая, в свою очередь, зависит от поступившего на входы дешифратора 9 коэффициента C_i .

Если увеличивается длительность информационной посылки Т, изменяется цифровой код, поступающий с выходов АЦП 15 на первые управляющие входы ДПКД 12. Соответственно этому коду изменяется коэффициент деления ДПКД 12, а следовательно, изменяется (в данном случае увеличивается) период следования тактовых импульсов с выхода ДПКД 12 через элемент И 14 на второй вход блока распределения, а значит, увеличиваются длительности ДЧ сигнала и элемента ДЧ сигнала.

Таким образом, на выходе 8 устройства формируется последовательность дискретных частотных сигналов в соответствии с последовательностью параллельных двоичных кодов коэффициентов C_0, C_1, \dots, C_{n-1} . Структура ДЧ сигнала определяется коэффициентом C_i , а длительность ДЧ сигнала Т и длительность элемента ДЧС Δt — длительностью информационной посылки.

Итак, использование структурных свойств конечных полей Галуа для генерирования имитостойких систем КДЧС, в частности, манипулирующих функций КДЧС, является одним из возможных путей решения данной задачи. Применение с этой целью других закономерностей, известных в алгебре, может привести к новым оригинальным решениям указанной задачи.

Список литературы: 1. Варакин Л. Е. Теория систем сигналов. М., 1978. 304 с. 2. Диффи У., Хелман М. Э. Защищенность и имитостойкость. Введение в криптографию // Тр. инж. Ин-та. по электротехнике и радиоэлектронике. 1979. Т. 67, № 3. С. 48—59. 3. Варакин Л. Е. Системы связи с шумоподобными сигналами. М., 1985. 384 с. 4. Диксон Р. К. Широкополосные системы: пер. с англ. / Под ред. В. И. Журавлева. М., 1979. 302 с. 5. Каневский З. Н. Энтропийная оценка скрытности радиопередачи // Радиотехника. 1980, № 4. С. 32—34. 6. Постникова М. М. Теория Галуа. М., 1963. 218 с. 7. А. с. 1334143 СССР, МКИ³. Устройство для умножения произвольных элементов расширенных полей Галуа GF (p^n) / И. И. Сныткин // Открытия, Изобретения. 1987. № 32. С. 189.

Поступила в редколлегию 19.10.88

УДК 621.391.2

В. Н. БЫКОВ, канд. техн. наук, В. Г. КУБАТА,
А. С. СУЛТАНОВ, канд. техн. наук

КОМПЕНСАЦИЯ СОСРЕДОТОЧЕННЫХ ПОМЕХ В СВЧ РАДИОМЕТРАХ

Одним из методов подавления мощных сосредоточенных по спектру помех (СП) в широкополосных приемниках шумовых сигналов, в частности, в СВЧ радиометрах (РМ), является компенсация этих помех в тракте преобразования частоты.

Пассивная цепь компенсации СП расположена между усилителем промежуточной частоты (УПЧ) и квадратичным детектором РМ, как показано на функциональной схеме РМ (рис. 1). Компенсация СП на центральной частоте ПЧ f_0 осуществляется путем деления помехи по мощности пополам, задержки одной составляющей помехи на время, равное нечетному числу полупериодов помехи, с последующим сложением двух составляющих помехи, оказывающихся в противофазе. Длительность задержки τ выбирается из условия

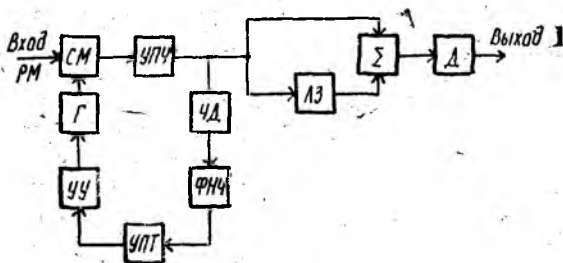


Рис. 1

$$\tau = \frac{1}{f_0} \left(n + \frac{1}{2} \right); \quad (1)$$

$$\tau = \frac{m}{\Delta f_c}, \quad (2)$$

где n — целое положительное число; m — параметр задержки, $m = 1, 2, 3, \dots$; Δf_c — полоса спектра шумового сигнала. Выполнение второго условия необходимо для того, чтобы суммирование статистически независимых составляющих спектра полезного сигнала сопровождалось незначительной потерей его мощности. Введение дополнительной компенсирующей цепи после УПЧ не приводит к ухудшению чувствительности РМ, так как полезный сигнал и внутренние шумы, обусловленные шумами УПЧ, преобразуются в цепи компенсации одинаково.

Коэффициент подавления K_n сосредоточенной помехи с полосой Δf_n и центральной частотой ее спектра на ПЧ f_n представляет отношение мощностей помехи на выходе и входе цепи компенсации. Выражение для K_n (в дБ) с учетом того, что квадрат модуля передаточной функции цепи компенсации $K^2(f) = 1 - \sin^2 \pi f \tau$, имеет вид

$$K_n = 10 \lg \frac{1}{2} \left\{ 1 + \frac{\sin \frac{m\pi \Delta f_n}{\Delta f_c}}{\frac{m\pi \Delta f_n}{\Delta f_c}} \cos \frac{2\pi f_n}{f_0} \left(n + \frac{1}{2} \right) \right\}. \quad (3)$$

Величина коэффициента подавления зависит от соотношения полос Δf_c и Δf_n и с увеличением Δf_n значение K_n уменьшается, но в большей степени на величину K_n влияет отстройка частоты помехи f_n от частоты f_0 . На рис. 2 приведены результаты расчетов зависимости K_n гармонической помехи ($\Delta f_n = 0$) от величины отстройки $(f_0 - f_n)/f_0$.

Изменение величины отстройки на порядок приводит к снижению коэффициента подавления гармонической помехи на два порядка. В связи с этим необходимо отслеживать местоположение помехи на частотной оси в пределах ширины спектра полезного сигнала и осуществлять подстройку либо элемента задержки цепи компенсации, либо частоты гетеродина с целью уменьшения величины отстройки до минимума. Перестройка электрической длины элемента задержки является электромеханической задачей, которая технически трудно реализуема на частотах порядка нескольких сотен мегагерц (рабочие частоты тракторов УПЧ современных СВЧ радиометров).

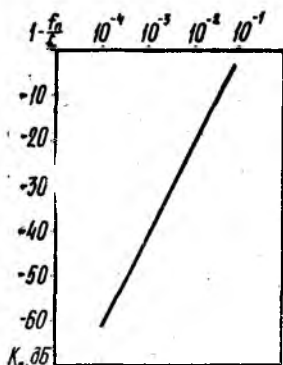


Рис. 2

Перестройка частоты гетеродина технически проще реализуема благодаря применению метода автоматической подстройки частоты (АПЧ): цепь обратной связи на рис. 1. Перестройка частоты гетеродина влечет за собой изменение положения частотного спектра принимаемого полезного сигнала. Однако это не приводит к потере информации, так как полезной информацией для СВЧ РМ является любой участок СВЧ спектра.

При наличии СП в полосе УПЧ РМ на выходе частотного дискриминатора (ЧД) образуется сигнал, который через другие элементы цепи обратной связи — фильтр нижних частот (ФНЧ), усилитель постоянного тока (УПТ) и управляющее устройство (УУ) — обеспечивает перестройку частоты гетеродина до совпадения частот f_n и f_0 .

Оценим величину ошибки управления системы АПЧ. Сделаем ряд предположений.

1. ЧД и УУ являются безынерционными устройствами, у которых используются только линейные участки их статических характеристик с высокой крутизной преобразования s_d и s_y .

2. Величина коэффициента усиления УПЧ и УПТ учитывается в значении крутизны t_s и t_s . Поэтому полагаем коэффициенты усиления $K_{УПЧ} = K_{УПТ} = 1$.

3. ФНЧ представляет собой линейный элемент, состоящий из RC цепи, а его передаточная функция определяется выражением

$$K_{\Phi}(p) = \frac{1}{T_p + 1}, \quad (4)$$

где T — постоянная времени фильтра.

4. Помеха гармоническая и действует на постоянной частоте $f_n = \text{const}$ с постоянной амплитудой A_n , а частота настройки ЧД точно совпадает с центральной частотой компенсирующей цепи $f_d = f_0$, которые остаются неизменными во времени.

В установившемся режиме ошибка системы АПЧ ($\Delta f_r(t)$) складывается из ошибки отработки требуемой величины перестройки гетеро-

дина $\Delta f_{\text{гп}}(t)$ и ошибки, являющейся результатом действия шумов следящей системы $\Delta f_{\text{гш}}(t)$, т. е.

$$\Delta f_{\text{г}}(t) = \Delta f_{\text{гп}}(t) + \Delta f_{\text{гш}}(t); \quad (5)$$

Определим ошибку обработки требуемой величины перестройки гетеродина. Учитывая, что частота помехи постоянна (на основании теории автоматического регулирования [1]), ошибка обработки определится следующим выражением: $\Delta f_{\text{гп}}(t) = c_0 |f_0 - f_n(t)|$, (6), где c_0 — коэффициент ошибки по положению, который определяется через значение передаточной функции системы АПЧ $W(p)$ в начале координат $c_0 = 1 - W(0)$.

Для цепи автоматического управления частотой гетеродина передаточная функция системы АПЧ имеет вид

$$W(p) = \frac{k}{Tp + k + 1}, \quad (7)$$

где $k = s_d \cdot s_y$ — полный коэффициент усиления разомкнутой следящей системы. Коэффициент ошибки c_0 запишем следующим образом:

$$c_0 = 1 - \frac{k}{k + 1} = \frac{1}{k + 1}, \quad (8)$$

тогда выражение для ошибки обработки будет иметь вид

$$\Delta f_{\text{гп}}(t) = \frac{|f_0 - f_n(t)|}{k + 1}. \quad (9)$$

Оценим вклад шумов в ошибку системы АПЧ. Основным источником шумов в СВЧ РМ являются внутренние шумы смесителя, гетеродина и УПЧ. Она представляют собой стационарный нормальный случайный процесс со спектральной плотностью s_0 в полосе Δf_c . Известно, что дисперсия сигнала на выходе четырехполосника определяется выражением [2]:

$$\sigma_{\omega}^2 = \frac{1}{2\pi} \int_0^{\infty} s_x(\omega) A^2(\omega) d\omega, \quad (10)$$

где $s_x(\omega)$ — спектральная плотность сигнала, действующего на входе четырехполосника; $A(\omega) = |W(j\omega)|$ — модуль комплексной частотной характеристики четырехполосника. Учитывая, что для системы АПЧ $s_x(\omega) = s_0$, а выражение для модуля комплексной частотной характеристики системы имеет вид

$$A(\omega) = \frac{k}{|Tj\omega + k + 1|}, \quad (11)$$

производя интегрирование в соотношении (10), получаем окончательное выражение для составляющей ошибки системы АПЧ, обусловленной внутренними шумами радиометра:

$$\sigma_{\omega}^2 = \frac{1}{2} \frac{\alpha_{\text{ш}} s_0 k^2}{T(k + 1)}, \quad (12)$$

где $\alpha_{\text{ш}} = 1 \left[\frac{\text{рад}^2}{\text{Вт}} \right]$ — единичный коэффициент, учитывающий преобразование амплитудных шумов в флюктуацию частоты.

Анализ выражений (9) и (12) показывает, что основной вклад в ошибку системы АПЧ вносит ошибка обработки требуемой величины

перестройки частоты гетеродина, которая прямо пропорциональна абсолютному значению отстройки частоты помехи от центральной частоты спектра полезного сигнала. Эту ошибку можно существенно уменьшить благодаря применению в системе АПЧ усилителей с большим коэффициентом усиления. Так, использование УПЧ и УПТ с общим коэффициентом усиления, равным 10, позволяет в описанном выше примере увеличить значение коэффициента подавления гармонической помехи на два порядка. Рост коэффициента усиления k приводит к увеличению шумовой составляющей ошибки системы АПЧ. Однако вследствие линейной зависимости этой ошибки от спектральной плотности мощности шумов РМ s_0 при всех возможных значениях коэффициента k для применяемых в настоящее время РМ величина этой ошибки несоизмеримо мала по сравнению с ошибкой перестройки частоты гетеродина.

Список литературы: 1. Ваганов В. Б. Автоматика радиоэлектронных систем. К., 1988. 351 с. 2. Гоноровский И. С. Радиотехнические цепи и сигналы. М., 1971. 672 с.

Поступила в редколлегию 13.07.89

УДК 621.391

В. И. АНТЮФЕЕВ, канд. техн. наук, А. С. СУЛТАНОВ, канд. техн. наук,
Ю. В. ОБСЯННИКОВ, А. С. ВОРОНОВА, В. Г. КУБАТА

СИНТЕЗ МНОГОКАНАЛЬНОГО РАДИОМЕТРА С ЧАСТИЧНО ЗАДАННОЙ СТРУКТУРОЙ. СООБЩЕНИЕ 2. СИНТЕЗ ОПТИМАЛЬНОЙ СТРУКТУРЫ

Используя выражение (1) работы [1] и принятые в ней обозначения, получаем систему уравнений максимального правдоподобия

$$\int_0^{\tau} \frac{m_k(t) dt}{1 + \sum_{i=1}^N m_i(t) \hat{q}_i} = \frac{1}{1 + \hat{g}} \int_0^{\tau} \frac{m_k(t) v^2(t) dt}{1 + \sum_{i=1}^N m_i(t) \hat{q}_i^2} \quad (k = \overline{1, N});$$

$$1 + \hat{g} = \frac{1}{\tau} \int_0^{\tau} \frac{v^2(t) dt}{1 + \sum_{i=1}^N m_i(t) \hat{q}_i}$$

которая для семейства цифровых модулирующих функций $\{m_i\}_{i=1}^N \in Z_2^N$ принимает вид

$$\sum_{j=1}^N \frac{m_{kj} \Delta t_j}{1 + \sum_{i=1}^N m_{ij} \hat{q}_i} \left[1 - \frac{v_j}{(1 + \hat{g}) (1 + \sum_{i=1}^N m_{ij} \hat{q}_i)} \right] = 0 \quad (k = \overline{1, N});$$

$$1 + \hat{g} = \frac{1}{\tau} \sum_{j=1}^N \frac{v_j \Delta t_j}{1 + \sum_{i=1}^N m_{ij} \hat{q}_i}$$

Здесь $v_j = \frac{1}{\Delta t_j} \int_{t_j}^{t_{j+1}} v^2(t) dt$, (t_j, t_{j+1}) — интервалы постоянства системы

$\{m_i\}$ ($j = \overline{1, m}$), $\Delta t_j = t_{j+1} - t_j$; \hat{g} , \hat{q}_i ($i = \overline{1, N}$) — оценки максимального правдоподобия параметров g, q_1, \dots, q_N , $m_{kj} = m_k(t)$ для $t \in (t_j, t_{j+1})$.

Поскольку $m_{kj}, \hat{q}_i > 0$, то необходимыми условиями выполнения уравнений (1) являются следующие:

$$v_j = (1 + \hat{g}) \left(1 + \sum_{i=1}^N m_{ij} \hat{q}_i \right) \quad (j = \overline{1, m}). \quad (2)$$

Чтобы осуществить раздельное измерение оценок $\hat{q}_1, \dots, \hat{q}_N$, необходимо, наряду с системой модулирующих функций $\{m_i\}_{i=1}^N$, ввести семейство демодулирующих функций $\{\xi_i\}_{i=1}^N$, ортогональное первому, т. е. удовлетворяющее условию

$$\frac{1}{\tau} \int_0^{\tau} \xi_k(t) m_i(t) dt = \varepsilon \delta_{ik} \quad \forall i, k \in \overline{1, N}, \quad \varepsilon > 0. \quad (3)$$

Можно показать, что для выполнения условия (3) элементы семейства $\{\xi_i\}$ должны принадлежать классу цифровых функций с теми же интервалами постоянства, что и у системы $\{m_i\}$. Тогда, домножив уравнение (2) на $\xi_{kj} \Delta t_j / \tau$ и просуммировав по j , получим

$$\hat{q}_k = \frac{1}{\varepsilon} \left[\frac{1}{\tau(1 + \hat{g})} \sum_{j=1}^m \xi_{kj} v_j \Delta t_j - \bar{\xi} \right]. \quad (4)$$

Умножение уравнения (2) на $\Delta t_j / \tau$ и выполнение суммирования по j с учетом соотношения (4) дает

$$\frac{1}{\tau} \sum_{j=1}^m v_j \Delta t_j = \frac{m}{\varepsilon \tau} \sum_{j=1}^m \sum_{k=1}^N \xi_{kj} v_j \Delta t_j + (1 + \hat{g}) \left(1 - \frac{\bar{m} \bar{\xi} N}{\varepsilon} \right), \quad (5)$$

где $\bar{\xi} = \frac{1}{\tau} \sum_{j=1}^m \xi_{kj} \Delta t_j \quad \forall k \in \overline{1, N}$. Исключая из уравнений (4), (5) $1 + \hat{g}$,

приходим к выражению

$$\hat{q}_k = \frac{1}{\varepsilon} \left\{ \frac{\int_0^{\tau} \xi_k(t) v^2(t) dt}{\int_0^{\tau} \left[1 - \frac{\bar{m}}{\varepsilon} \sum_{i=1}^N \xi_i(t) \right] v^2(t) dt} \left(1 - \frac{\bar{m} \bar{\xi} N}{\varepsilon} \right) - \frac{\bar{\xi}}{\varepsilon} \right\}. \quad (6)$$

Можно показать, что для семейств $\{m_i\}$ (Z_1^n условие (3) выполняется в двух случаях. В первом — система модулирующих функций

должна быть ортогональной, что возможно для семейств с $r = 0$, а $\{\xi_i\} = \{m_i\}$ (рис. 4, а работы [1]). Такая система используется в радиометрах с временным уплотнением сигналов, для нее $\bar{\xi} = \bar{m} = \varepsilon = \rho$ и выражение (6) принимает вид

$$\hat{q}_k = \frac{\int_0^{\tau} m_k(t) v^2(t) dt}{\int_0^{\tau} \left[1 - \sum_{i=1}^N m_i(t) \right] v^2(t) dt} \frac{1 - \rho N}{\rho} - 1.$$

Когда параметр ρ принимает оптимальное значение $\hat{\rho} = (N + \sqrt{N})^{-1}$, множитель $(1 - \hat{\rho}N)/\hat{\rho} = \sqrt{N}$, а

$$1 - \sum_{i=1}^N m_i(t) = \begin{cases} 1, & t \in [0, \tau] \setminus Y; \\ 0, & t \in Y; \end{cases} \quad Y = \bigcup_{i=1}^N \text{supp } m_i.$$

Во втором случае система $\{m_i\}$ должна быть такой, чтобы порожденное ею семейство $\{\mu_i = m_i - \bar{m}\}_{i=1}^N$ было ортогональным, а $\{\xi_i\} = \{\mu_i\}$. Для такого радиометра $\bar{m} = \rho$, $\bar{\xi} = 0$, $\varepsilon = \rho(1 - \rho)$, а выражение (6) принимает вид

$$\hat{q}_k = \frac{1}{\rho} \frac{\int_0^{\tau} \mu_k(t) v^2(t) dt}{\int_0^{\tau} \left[1 - \rho - \sum_{i=1}^N \mu_i(t) \right] v^2(t) dt}. \quad (7)$$

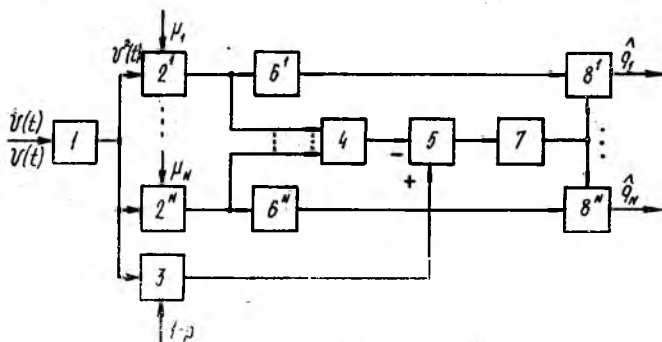


Рис. 1

Соответствующая оптимальная структура синтезируемой части радиометра приведена на рис.1, где обозначено: 1 — квадратичный детектор; $2^1, \dots, 2, 3^N$ — множители; 4, 5 — сумматоры; $6^1, \dots, 6^N, 7$ — интеграторы; $8^1, \dots, 8^N$ — устройства деления. Из оптимальных систем модулирующих функций, представленных в работе [1], условию ортого-

малости функций μ_1 удовлетворяет лишь семейство $\{m_1(t) = \frac{1}{2} [1 - \text{wal}_i(t)]\} \in Z_{\frac{N+1}{2}}$, которое является оптимальным при малых отношениях сигнал-шум q .

Представляет интерес построить семейства модулирующих функций класса Z_{\perp}^n ($n = 2, N - 1/2$), порождающие ортогональные системы $\{\mu_i\}$, т. е. удовлетворяющие условию $r = \rho^2$. Радиометры, в которых используются такие семейства, кроме обеспечения возможности раздельного измерения оценок q_1, \dots, q_N , позволяют получать некоррелированные оценки, как это следует из выражения (5) работы [1]. Парабола $r = \rho^2$ показана на рис. 2 (этой же статьи) штрих-пунктирной линией и близка к кривой, соответствующей оптимальным семействам. Точками пересечения параболы с прямыми $r = \rho \times \frac{(n-1)/(N-1)}{(n-1)/(N-1)}$ ($n = 2, N$) определяются оптимальные для каждого класса Z_{\perp}^n значения параметра ρ : $\rho_n = \frac{(n-1)/(N-1)}{(n-1)/(N-1)}$ ($n = 2, N + 1/2$).

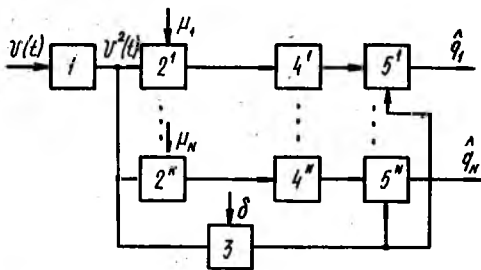


Рис. 2

Семейства модулирующих функций, приведенные на рис. 4, б, в работы [1], порождают ортогональные системы $\{\mu_i\}$ при замене указанных параметров ρ, r соответственно на $\rho_2 = 1/6, r_2 = 1/36$ и $\rho_3 = 1/3, r_3 = 1/9$. В отличие от ансамбля $\left\{ \frac{1}{2} [1 - \text{wal}_i(t)] \right\}$ построенные системы функций порождают семейства $\{\mu_i\}$, не обладающие групповой структурой, что затрудняет их формирование. Уравнение (7) для радиометров, использующих рассматриваемые семейства, принимает вид

$$q_k = \frac{(N-1) \int_0^{\tau} \mu_k(t) v^2(t) dt}{n(n-1) \int_0^{\tau} \delta(t) v^2(t) dt} \quad (n = 2, (N+1)/2),$$

где $\delta(t) = \begin{cases} 1, & t \in [0, \tau] \setminus Y; \\ 0, & t \in Y; \end{cases}$ а структура синтезируемой части представлена на рис. 2, где введены обозначения: I — квадратичный детектор; $2^1, \dots, 2^N, 3$ — перемножители; $4^1, \dots, 4^N$ — интеграторы; $5^1, \dots, 5^N$ — устройства деления. Практическая реализация структур, приведенных на рис. 1, 2, не вызывает принципиальных трудностей.

Выражение для чувствительности радиометра получаем путем подстановки в формулу (15) работы [1] $r = \rho_n^2 = [(n-1)/(N-1)]^2$:

$$\Delta T = \frac{(N-1) T_m (1+qn)}{|\Delta f \tau (n-1) (N-n)|^{1/2}} \quad (n = \overline{2, (N+1)/2}).$$

Граничные значения отношения сигнал-шум q_n , при которых чувствительности радиометров, использующих семейства модулирующих функций $\{m_i\}$ ($Z_{1, \Delta}$ с числами n и $n+1$, одинаковы, определяются соотношениями

$$q_1 = \frac{(1 + \sqrt{N}) \sqrt{N-2} - N + 1}{2(N-1) - (1 + \sqrt{N}) \sqrt{N-2}};$$

$$q_n = \frac{\sqrt{n(N-n-1)} - \sqrt{(n-1)(N-n)}}{(n+1)\sqrt{(n-1)(N-n)} - n\sqrt{n(N-n-1)}} \quad (n = \overline{2, (N-1)/2}).$$

Во многих практических приложениях радиометрии справедливо неравенство $q_1, \dots, q_N \ll 1$, поэтому исследуем подробней характеристики приемника с системой модулирующих функций $\left\{ \frac{1}{2} [1 - \cos \omega t] \right\}$, построенной с использованием функций Уолша и являющейся оптимальной в этом случае. Уравнение (6) принимает вид

$$\hat{q}_k = \frac{2 \int_0^{\tau} \text{wal}_k(t) v^2(t) dt}{\int_0^{\tau} \left[1 + \sum_{i=1}^N \text{wal}_i(t) \right] v^2(t) dt}. \quad (8)$$

Для вычисления чувствительности радиометра обозначим

$$\bar{\varphi}_k = \frac{2}{\tau} \int_0^{\tau} \text{wal}_k(t) v^2(t) dt \quad (k = \overline{1, N});$$

$$\bar{\psi} = \frac{1}{\tau} \int_0^{\tau} \left[1 + \sum_{i=1}^N \text{wal}_i(t) \right] v^2(t) dt$$

и введем центрированные случайные величины $\varphi_k = \bar{\varphi}_k - \langle \bar{\varphi}_k \rangle$ ($k = \overline{1, N}$), $\psi = \bar{\psi} - \langle \bar{\psi} \rangle$. Можно показать, что $\langle \bar{\varphi}_k \rangle = (1+g)q_k$, $\langle \bar{\psi} \rangle = 1+g$. Представим выражение (8) в виде

$$q_k = \frac{\bar{\varphi}_k}{\bar{\psi}} = q_k \frac{1 + \varphi_k / [q_k(1+g)]}{1 + \psi / (1+g)}.$$

Полагая $|\varphi_k|/[q_k(1+g)]$, $|\psi/(1+g)| \ll 1$, получаем $\Delta \hat{q}_k = q_k - q_k \approx (\varphi_k - q_k \psi)/(1+g)$. С учетом выражений (2) соотношения для φ_k , ψ можно записать следующим образом:

$$\varphi_k = \frac{2}{N+1} \sum_{j=1}^{N+1} \text{wal}_{kj} v_j - (1+g)q_k. \quad (k = \overline{1, N}), \quad \psi = v_1 - (1+g).$$

Здесь использовано равенство $\sum_{i=1}^N \text{wal}_{ij} = \begin{cases} N, j=1; \\ -1, j=2, N+1, \end{cases}$ справедливое для $N = 2^k - 1$ ($k \in \mathbb{N}$).

В результате вычисления ковариации канальных сигналов находим

$$R_{ik} = \langle \Delta \hat{q}_i \Delta \hat{q}_k \rangle = \frac{4}{\Delta f \tau} \left[(1 + N\bar{q}/2)^2 \delta_{ik} - q_{ik} (1 + N\bar{q}/2) + \frac{1}{4} \sum_{r, s \in I} q_r q_s + \frac{N+1}{4} q_i q_k + (q_i + q_k)/2 \right], \quad (9)$$

где

$$\bar{q} = \frac{1}{N} \sum_{r=1}^N q_r; \quad q_{ik} = (1 - \delta_{ik}) q_{i \oplus k};$$

$$I = \{(r, s) \in \overline{1, N} \times \overline{1, N} \mid r \oplus s = r \oplus k\}.$$

При выводе формулы (9) использовано групповое свойство функций Уолша [2] $\text{wal}_i(t) \text{wal}_k(t) = \text{wal}_{i \oplus k}(t)$, где двоичное разложение числа $i \oplus k$ получается путем поразрядного сложения по модулю 2 коэффициентов двоичных разложений чисел i, k .

Для $i = k$ из формулы (9) следует выражение для чувствительности радиометра по k -му входу:

$$\Delta T_k = \frac{2T_m}{\sqrt{\Delta f \tau}} \left[(1 + N\bar{q}/2)^2 + \frac{1}{4} \sum_{i=1}^N q_i^2 + \frac{N+1}{4} q_k^2 + q_k \right]^{1/2}, \quad (10)$$

где учтено, что $I = \text{diag}(\overline{1, N} \times \overline{1, N}) = \{(r, s) \in \overline{1, N} \times \overline{1, N} \mid r = s\}$.

Полагая $q_1 = \dots = q_N = q_{\max}$ и $q_1 = \dots = q_N = q_{\min}$, получаем

$$\frac{2T_m}{\sqrt{\Delta f \tau}} \left(1 + \frac{N+1}{2} q_{\min} \right) < \Delta T < \frac{2T_m}{\sqrt{\Delta f \tau}} \left(1 + \frac{N+1}{2} q_{\max} \right).$$

Коэффициент взаимной корреляции канальных сигналов на основании соотношения (9) определяется выражением

$$r_{ik} = X_i X_k \left[-q_{ik} \left(1 + \frac{N}{2} \bar{q} \right) + \frac{1}{4} \sum_{r, s \in I} q_r q_s + \frac{N+1}{4} q_i q_k + \frac{1}{2} (q_i + q_k) \right]. \quad (11)$$

Здесь

$$X_i = \left[(1 + N\bar{q}/2)^2 + \frac{1}{4} \sum_{r=1}^N q_r^2 + \frac{N+1}{4} q_i^2 + q_i \right]^{1/2}.$$

В случае $q_1 = \dots = q_N = q$ из формулы (11) следует, что $r_{ik} = 0$ ($i \neq k$), а $\Delta T = 2T_m (\Delta f \tau)^{-1/2} [1 + (N+1)q/2]$ в соответствии с равенством (10), что совпадает с ранее полученным результатом.

Если ограничиться системами модулирующих функций из классов $Z_{1\perp}^1$ и $Z_{1\perp}^{(N+1)/2}$, можно показать, что чувствительности радиометров

с такими семействами совпадают при значениях параметров N, q , лежащих на кривой $N = \begin{cases} q^{-2}, & 0 < q \leq 1; \\ 1, & q > 1, \end{cases}$ плоскости N, q . В области $\{N \geq 1\} \cap \{N < q^{-2}\}$ целесообразно использовать приемник с модулирующими функциями на основе функций Уолша, в области $\{N > 1\} \cap \{N > q^{-2}\}$ — радиометр с временным уплотнением сигналов.

Пусть $\{m_i\} \in Z_{1\perp}^N$ и $d = \frac{1}{N} \text{mes } [0, \tau] \setminus Y \neq 0$. Построим семейство $\{m'_i = 1 - m_i\}$. Поскольку $\sum_{i=1}^N m'_i = N$, то $n = N, c = (1 + qN)^{-1}$, т. е.

$\{m'_i\} \in Z_{1\perp}^N$, причем для такой системы $d = 0$. Найдем оптимальное семейство и оценим потенциальную чувствительность радиометра с этой системой модулирующих функций. Дифференцируя функцию (15) работы [1] по переменной r и приравнявая производную к нулю, получаем квадратное уравнение $(N - 2)r^2 + 2rp[1 - (N - 1)p] + (Np - 2)p^3 = 0$, неотрицательный корень которого равен $\hat{r} = p^2$, а $G(\hat{r}, p) = (p - p^2)^{-1}(1 + Nq)^2$ (11). Минимизируя функцию (11), находим $G_{\text{min}} = G(\hat{r}, \hat{p}) = 4(1 + Nq)^2$, $\hat{p} = 1/2$, $\hat{r} = 1/4$. Следовательно, при произвольных отношениях сигнал-шум оптимальным является семейство $\left\{ \frac{1}{2} [1 + \text{wal}_i(t)] \right\}_{i=1}^N$, однако радиометр с такой системой модулирующих функций уступает в чувствительности приемнику, в котором используются ансамбли с $d \neq 0$.

Таким образом, целесообразно применять радиометры с ортогональной системой модулирующих функций, которые лишь незначительно уступают в чувствительности приемникам с оптимальным семейством модулирующих функций, но имеют более простую структуру и не встречают принципиальных трудностей при их практической реализации.

Список литературы: 1. Синтез многоканального радиометра с частично-заданной структурой. Сообщение 1. Оптимизация модулирующих функций / В. И. Антюфеев, А. С. Султанов, Ю. В. Овсянников и др. // Радиотехника. 1990. Вып. 95. С. 45—52. 2. Голубов Б. И., Ефимов А. В., Скворцов В. А. Ряды и преобразования Уолша: Теория и применения. М., 1987. 344 с.

Поступила в редколлегию 12.01.89

УДК 551.501.8

Г. А. АЛЕКСЕЕВ, канд. физ.-мат. наук, С. И. ШИРМАНОВА

О ВОЗМОЖНОСТЯХ ИНТЕРФЕРОМЕТРИЧЕСКОГО МЕТОДА ДИАГНОСТИКИ АТМОСФЕРЫ, ИСПОЛЬЗУЮЩЕГО ИЗЛУЧЕНИЕ ИСЗ

Методы дистанционного зондирования атмосферы Земли с помощью радиомаяков, расположенных на искусственных спутниках, получили обоснование в ряде работ [1—4]. Наиболее актуальной является задача восстановления произвольного профиля показателя преломления по внутриатмосферным (приземным) измерениям динамиче-

ских характеристик сигнала (частоты или амплитуды) при известных параметрах движения спутника. Описание частотного и амплитудного методов измерения углов рефракции с дальнейшим решением обратной задачи радиопросвечивания дано, в частности, в работах [4—6].

В работах [7; 8] отмечено, что диагностика состояния атмосферы может быть проведена на основе амплитудно-интерферометрических измерений сигнала, генерируемого с борта ИСЗ и имеющего в точке приема при радиозаходе последнего над морем устойчивую лепестковую структуру во времени, обусловленную влиянием поверхности раздела. В отличие от традиционных интерферометрических методов в этом случае опорный сигнал отсутствует, а образование интерференционной структуры поля происходит за счет сложения колебаний, соответствующих (в геометрооптическом приближении) прямому и отраженному лучам, с неопределенными фазами. Прогнозирование предполагает при этом наличие результатов решения прямых задач радиопросвечивания гипотетических моделей атмосферы и осуществляется, исходя из критериев близости измеренных положений интерференционных минимумов к расчетным. Анализ возможностей интерферометрического метода в работах [7; 8] не проводился. Цель статьи — его осуществление.

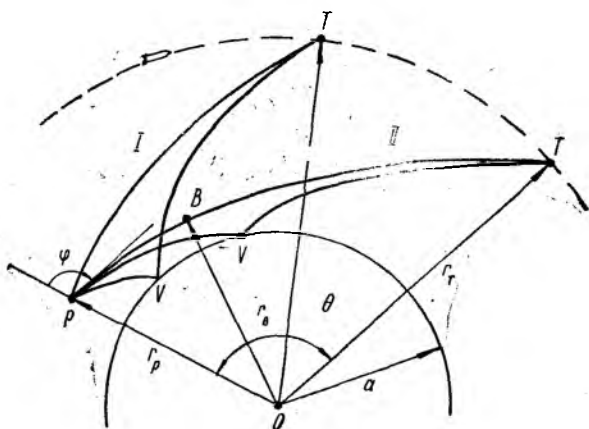


Рис. 1

Геометрия задачи представлена на рис. 1, где приняты обозначения: точка P ($r_P = a + h_P$, Θ_P) — приемник; точка T ($r_T = a + h_T$, Θ_T) — источник СВЧ колебаний; B ($r_B = a + h_B$, Θ_B) — точка поворота луча; V (a , Θ_V) — точка отражения луча сферической поверхностью раздела; a — радиус Земли; Θ_P , Θ_T , Θ_B , Θ_V , h_P , h_T , h_B — соответствующие полярные углы и высоты расположения над поверхностью Земли; $\varphi_P = \varphi$, φ_T , $\varphi_B = \frac{\pi}{2}$, φ_V — зенитные углы луча в этих точках; $\alpha_P = \alpha = \frac{\pi}{2} - \varphi_P$ — кажущиеся углы места источ-

ника. Атмосфера Земли предполагается сферически симметричной. Источник T , расположенный вне атмосферы, совершает круговое движение в плоскости рисунка с постоянной линейной скоростью. Кривые I (без точки поворота) и II (с точкой поворота B) соответствуют траекториям прямого и отраженного лучей в различные моменты времени t . Наиболее информативным, как известно [9], является ограниченный диапазон изменения зенитных углов вблизи линии радиогоризонта (малые углы места), реализуемый при радиовосходе (радиозаходе) спутника, когда влияние рефракционных эффектов максимально.

Решение рефракционной задачи в геометрооптическом приближении при заданных угле φ и угловом расстоянии $\theta = \theta_{PT} = |\theta_P - \theta_T|$ между точками P, T для фазовой длины L луча, соединяющего точки P, T , и угла рефракции луча ξ (рассматривается случай астрономической рефракции $r_T \gg r_P \approx a$) при произвольной зависимости показателя преломления $n(r)$ зависит от типа траектории [5].

Если точка поворота отсутствует (случай $0 \leq \varphi_P \leq \frac{\pi}{2}$; $\alpha_P > 0$ — положительные углы места), для прямого луча исходные соотношения имеют вид

$$\theta(\varphi) = \theta_1(\varphi) = p \int_{r_P}^{r_T} \frac{dr}{r \sqrt{n^2 r^2 - p^2}}; \quad (1a)$$

$$L(\varphi) = L_1(\varphi) = \int_{r_P}^{r_T} \frac{n^2 r dr}{\sqrt{n^2 r^2 - p^2}}; \quad (1b)$$

$$\xi(\varphi) = \xi_1(\varphi) = -p \int_{r_P}^{r_T} \frac{dn}{dr} \frac{dr}{n \sqrt{n^2 r^2 - p^2}} = \theta_1 - \varphi + \varphi_T, \quad (1b)$$

где $\varphi_T = \arcsin(p/n_T r_T)$; $p = n_P r_P \sin \varphi$ — прицельный параметр; n_P, n_T — известные значения показателя преломления в соответствующих точках.

При наличии на прямом луче точки поворота (случай $\frac{\pi}{2} < \varphi \leq \varphi_0$; $\frac{\pi}{2} - \varphi_0 \leq \alpha_P \leq 0$ — отрицательные углы места)

$$\theta(\varphi) = \theta_2(\varphi) = \theta_{PB} + \theta_{BT} = p \int_{r_B}^{r_P} \frac{dr}{r \sqrt{n^2 r^2 - p^2}} + p \int_{r_B}^{r_T} \frac{dr}{r \sqrt{n^2 r^2 - p^2}}; \quad (2a)$$

$$L(\varphi) = L_2(\varphi) = \int_{r_B}^{r_P} \frac{n^2 r dr}{\sqrt{n^2 r^2 - p^2}} + \int_{r_B}^{r_T} \frac{n^2 r dr}{\sqrt{n^2 r^2 - p^2}}; \quad (2b)$$

$$\xi(\varphi) = \xi_2(\varphi) = -\rho \int_{r_B}^{r_P} \frac{dn}{dr} \frac{dr}{n \sqrt{n^2 r^2 - \rho^2}} -$$

$$- \int_{r_B}^{r_T} \frac{dn}{dr} \frac{dr}{n \sqrt{n^2 r^2 - \rho^2}} = \theta_2 - \varphi + \varphi_T, \quad (2B)$$

где $\rho = n_B r_B$; $\varphi = \arcsin(\rho/n_P r_P)$; $\varphi_T = \arcsin(\rho/n_T r_T)$; $\varphi_0 = \pi - \arcsin(n_0 a/n_P r_P)$ — зенитный угол касательного к земной поверхности рефрагированного луча (α_0 — кажущийся угол места радиогоризонта), соответствующий нулевому (в геометрооптическом приближении) интерференционному минимуму сигнала; n_0 — приземное значение показателя преломления. В отличие от (1) здесь r_B , $n(r_B) = n_B$ — текущие параметры; \arcsin везде понимается в смысле главного значения.

Ясно, что приведенные соотношения описывают только режимы докритической рефракции и не учитывают возможность наличия в атмосфере отражающих слоев и волноводов. Наличие же в определенные моменты времени лучей с точкой поворота обусловлено конечной высотой месторасположения приемника.

Для отраженных лучей (случай $\varphi_0 \leq \varphi \leq \pi$) можно аналогично записать

$$\theta(\varphi) = \theta_3(\varphi) = \theta_{PV} + \theta_{VT} = \rho \int_a^{r_P} \frac{dr}{r \sqrt{n^2 r^2 - \rho^2}} + \rho \int_a^{r_T} \frac{dr}{r \sqrt{n^2 r^2 - \rho^2}}; \quad (3a)$$

$$L(\varphi) = L_3(\varphi) = \int_a^{r_P} \frac{n^2 r dr}{\sqrt{n^2 r^2 - \rho^2}} + \int_a^{r_T} \frac{n^2 r dr}{\sqrt{n^2 r^2 - \rho^2}}, \quad (3b)$$

где, как и в (1), $\rho = n_P r_P \sin \varphi$. Вычисление суммарного угла рефракции в этом случае не имеет смысла.

Разность хода $\Delta L = L_3 - L_1$ (4a), или $\Delta L = L_3 - L_2$ (4b) прямого и отраженного лучей в фиксированный момент времени должна быть вычислена по формулам (1б), (3б) или (2б), (3б) при условии равенства угловых расстояний (1a), (3a) или (2a), (3a), определяющем прицельные зенитные углы лучей, соединяющих точки P , T .

При экспериментальных исследованиях интерферометрическим методом [8], как было отмечено, измеряемой величиной, по существу, является угловое (временное) смещение $\Delta\theta_k = \theta_k^e - \theta_k^0$ положений интерференционных минимумов θ_k^e относительно расчетных θ_k^0 , соответствующих случаю отсутствия атмосферы ($n = 1$), каждый из которых удовлетворяет условиям

$$\Delta L_k^e(\theta_k^e) = k\lambda; \quad (5a)$$

$$\Delta L_k^0(\theta_k^0) = k\lambda, \quad (5b)$$

где $k = 1, 2, 3, \dots$ — номер интерференционного минимума (нулевой минимум, нечетко выраженный из-за дифракционных эффектов, как

правило, не используется), индекс e соответствует случаю прогнозируемой атмосферы, индекс 0 — случаю ее отсутствия ($n = 1$), λ — длина волны излучения источника. Соотношениями (1а), (2а) значения θ_k^e , θ_k^0 связаны с соответствующими значениями зенитных углов φ_k^e , φ_k^0 прямого луча.

Как видно, в рамках интерферометрического метода диагностики обратная задача нахождения неизвестной функции $n(r)$ по заданной в отдельных точках функции $\Delta L^e(\theta^e)$ сводится к решению нелинейного интегрального уравнения (5а), определяемого системой соотношений (1а, б), (3а, б), (4а) или (2а, б), (3а, б), (4б).

Однако, используя в эксперименте известные зависимости $\theta^0(\varphi)$, связывающие угловое положение источника с зенитным углом луча в случае отсутствия атмосферы, и измеренные значения θ_k^e , θ_k^0 , можно определить соответствующие последним значения истинных зенитных углов φ_k^0 , φ_k^* . Разность истинных зенитных углов источника при положениях, соответствующих интерференционным минимумам, связана непосредственно со значениями ξ_k истинного угла рефракции соотношением

$$\varphi_k^* - \varphi_k^0 = \xi_k + (\varphi_k^e - \varphi_k^0), \quad (6)$$

где φ_k^e — неизвестные значения кажущегося зенитного угла источника в точках траектории, соответствующих интерференционным минимумам, при учете атмосферы. При условии приближенного равенства кажущегося и истинного зенитных углов $\varphi_k^e - \varphi_k^0 \ll \xi_k$, которое выполняется в случае слабой докритической рефракции в слое $0 \leq h \leq h_p$, можно считать

$$\xi_k = \varphi_k^*(\theta_k^e) - \varphi_k^0(\theta_k^0) \quad (7)$$

и, следовательно, значения ξ_k в зависимости от θ_k^0 или $\varphi_k^e = \varphi_k^0$ также могут быть определены из эксперимента. Интерферометрический метод при этом реализуется [8] как способ измерения углов рефракции в фиксированных точках траектории источника при радиовосходе, а восстановление неизвестного профиля $n(r)$ может быть проведено непосредственно по уравнениям Фредгольма (1в), (2в) численными методами решения с применением регуляризирующих алгоритмов.

Вычисление разности хода прямого и отраженного лучей применительно к прямой задаче для этого случая можно значительно упростить, используя вместо (4а), как это сделано в работе [8], приближенные соотношения

$$\Delta L^e(\varphi) = \Delta L^0(\varphi) - 2h_p \cdot \sin\left(\frac{\pi}{2} - \varphi\right); \quad (8а)$$

$$\varphi_k^e = \varphi_k^0 = \arccos(k\lambda/2h_p) \leq \frac{\pi}{2}, \quad (8б)$$

не учитывающие сферичность Земли и наличие рефракции в слое $0 \leq h \leq h_p$, т. е. в таком приближении смещение минимумов интерференционной картины по зенитному углу (углу места) не происходит. Смещение во времени (по координате θ) обусловлено интегральными

Рефракционными эффектами в слоях $h > h_p$ и при заданных $\varphi_k^e = \varphi_k^0$ вычисляется для выбранной модели непосредственно по соотношениям (1а).

Описанная упрощенная методика расчета смещения $\Delta\theta_k = \theta_k^e - \theta_k^0$ интерференционных минимумов с помощью соотношений (1а), (8а), (8б), как и экспериментальная методика измерений углов рефракции [8], не могут быть, однако, рекомендованы для диагностики атмосферы и создания банка гипотетических моделей при немалых высотах приемника, когда за счет рефракции в слое $0 \leq h \leq h_p$ малые, по сравнению с ξ_k , добавки $\varphi_k^e = \varphi_k^0$ становятся сравнимыми по величине с добавками, обусловленными изменением свойств атмосферы и составляющими полезный эффект. Отмеченные обстоятельства вызывают необходимость использования при анализе прямых задач громоздкой методики совместного решения уравнений (1а, б), (3а, б), (4а), (5а, б) или (2а, б), (3а, б), (4б), (5а, б) при заданном профиле $n(r)$.

В работе представлены результаты численного анализа с помощью ЭВМ для двух случаев месторасположения приемника: $h_p = 20$ м и $h_p = 200$ м при высоте источника $h_T = 1000$ км. Рассматривались следующие модели.

0. Вакуумная (опорная) модель (случай отсутствия атмосферы), для которой $n(r) = 1$ при $r \geq a$. Результаты численного расчета для нее контролировались аналитическими решениями

$$\theta^0 = \arccos(r_p \sin \varphi / r_T) + \varphi - \frac{\pi}{2} \quad \left. \vphantom{\theta^0} \right\} \varphi < \frac{\pi}{2}; \quad (9a)$$

$$L_1^0 = \sqrt{r_T^2 - r_p^2 \sin^2 \varphi} - r_p \cos \varphi \quad \left. \vphantom{L_1^0} \right\} \varphi < \frac{\pi}{2}; \quad (9b)$$

$$\varphi = \frac{\theta + \pi}{2} - \arctg \left(\frac{r_T - r_p}{r_T + r_p} \operatorname{ctg} \frac{\theta}{2} \right) \quad \left. \vphantom{\varphi} \right\} \varphi > \frac{\pi}{2}. \quad (10a)$$

$$L_2^0 = r_T \cdot \sin \theta / \sin \varphi \quad \left. \vphantom{L_2^0} \right\} \varphi > \frac{\pi}{2}. \quad (10b)$$

1. Модель стандартной атмосферы

$$n(h) = 1 + (n_0 - 1) \exp \left(-\frac{bh}{n_0 - 1} \right); \quad h \geq 0 \quad (11)$$

с параметрами:

а) $n_0 = 1,000325$ (приведенный показатель преломления $N_0 = 325$), $b = \operatorname{grad} n|_{h=0} = 4 \cdot 10^{-5}$ 1/км;

б) $N_0 = 360$; $b = 4 \cdot 10^{-5}$ 1/км;

в) $N_0 = 325$; $b = 5 \cdot 10^{-5}$ 1/км.

2. Биэкспоненциальная модель атмосферы со слоем повышенной (докритической) рефракции

$$n(h) = 1 + (n_0 - 1) \exp \left(-\frac{bh}{n_0 - 1} \right); \quad 0 \leq h \leq h_1;$$

$$n(h) = 1 + (n_1 - 1) \exp \left(-\beta \frac{h - h_1}{n_1 - 1} \right); \quad h_1 \leq h \leq h_2; \quad (12)$$

$$n_1 = 1 + (n_0 - 1) \exp \left(-\frac{bh_1}{n_0 - 1} \right);$$

$$n(h) = 1 + (n_2 - 1) \exp\left(-b \frac{h - h_2}{n_2 - 1}\right); \quad h > h_2;$$

$$n_2 = 1 + (n_1 - 1) \exp\left(-\beta \frac{h_2 - h_1}{n_1 - 1}\right)$$

с параметрами: $n_0 = 1,000360$; $b = 4 \cdot 10^{-8}$ 1/км, $\beta = 1,5 \cdot 10^{-4}$ 1/км, $h_2 - h_1 = 200$ м (толщина слоя) при различной высоте залегания h_1 : а) $h_1 = 0$; б) $h_1 = 100$ м; в) $h_1 = 200$ м. Изменение приведенного показателя преломления в слое во всех случаях при этом составляет величину порядка $30N$ -единиц.

Выбор моделей соответствует реально наблюдаемым (по данным радиозондирования) усредненным состояниям атмосферы для различных метеоусловий и географических районов [9]. Все интегралы рассчитывались методом Гаусса с максимально возможным количеством узлов (96) и разбиением для достижения необходимой точности на отдельные участки интегрирования: $h_p - 0,5$ км; $0,5 - 1$ км; $1 - 10$ км; $10 - 100$ км; $1000 - 1000$ км. Абсолютная точность вычисления фазовой длины контролировалась решениями (9), (10) и составляла 10^{-8} м, т. е. была достаточной для воспроизведения временной интерференционной структуры сигнала дециметрового диапазона волн. Для определенности в дальнейшем будем полагать $\lambda = 0,75$ м.

Пример рассчитанных зависимостей $\theta(\alpha)$, $L(\alpha)$ для вакуумной модели (θ^0 , L^0), модели стандартной атмосферы (θ^{1a} , L^{1a}) и модели со слоем 2б в увеличенном масштабе в узком диапазоне кажущихся углов места вблизи линии радиогоризонта представлен на рис. 2. Здесь и далее все зависимости, соответствующие случаю $h_p = 200$ м, изображены сплошными линиями, $h_p = 20$ м — штриховыми. Штрихпунктирные линии на рис. 2 определяют истинное угловое положение θ^* и геометрическое расстояние L^* по прямой до источника, расположенного за радиогоризонтом. Абсциссы точек излома кривых, обозначенные крестиками, дают значения кажущихся углов места радиогоризонта α_0^0 , α_0^e , причем левые ветви кривых соответствуют прямому лучу, правые — отраженному. Типичные кривые (θ^0 , L^0 , θ^{1a} , L^{1a}) описывают наличие отраженного луча при любом расположении источника над радиогоризонтом. Однако при расположении приемника в приподнятом суперрефрактивном слое (например, модели 2б, 2в), как видно из рис. 2, вблизи радиогоризонта возможно двухлучевое распространение с образованием каустик при отсутствии отраженного луча. Интерференция прямых лучей нами не рассматривалась вследствие существенного роста погрешностей численного счета в таких случаях, однако, как следует из приведенных далее рисунков, она может влиять (при $\lambda = 0,75$ м) только на формирование первого интерференционного лепестка.

Согласно рис. 2 смещение $\alpha_0^e - \alpha_0^0$ кажущегося угла места радиогоризонта, соответствующего нулевому интерференционному минимуму, при высоте приемника $h_p = 200$ м достигает значений примерно 0,001 рад для стандартной атмосферы и около 0,005 рад для модели 2а с суперрефрактивным слоем, т. е. относительные погрешности определения угла рефракции в эксперименте по методике (7)

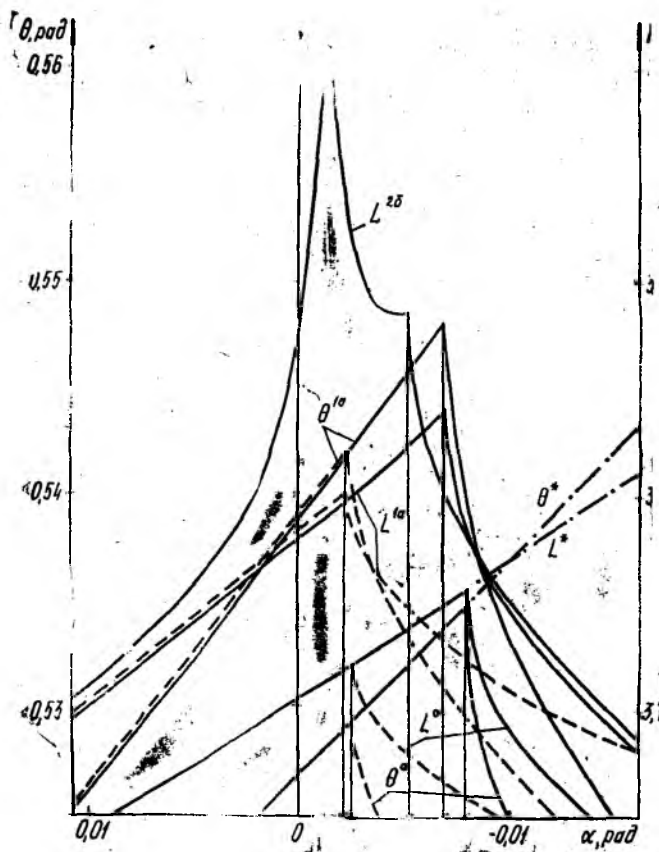


Рис. 2

и вычисления смещения $\Delta\theta_k = \theta_k^z - \theta_0^0$ по кривым рис. 2 при использовании соотношений (8) будут не менее 10 %. Такая точность, как отмечалось, недостаточна для анализа моделей с целью их дальнейшего распознавания.

Результаты строгого расчета разностей хода ΔL^z , ΔL^0 прямого и отраженного лучей по соотношениям (1а, б), (3а, б) в зависимости от кажущегося угла места α для принятых моделей представлены на рис. 3. Штрихпунктирными линиями на нем изображены упрощенные зависимости (8а). Все кривые даны в смещенном логарифмическом масштабе по углу места (линейный масштаб относительно величины

$\lg(1,58 - \frac{\pi}{2} + \alpha)$). Видно, что упрощенная зависимость (8а) при

высоте $h_p = 200$ м и $\lambda = 0,75$ м принципиально не описывает несколько первых, наиболее информативных интерференционных минимумов, соответствующих отрицательным значениям кажущегося угла места источника. При высоте приемника $h_p = 20$ м различие строгих и упрощенных зависимостей проявляется только в области нулевого интерференционного минимума.

Для сравнения на том же рисунке даны рассчитанные по соотношениям (1в), (2в) зависимости угла рефракции ξ от угла места α в логарифмическом масштабе по обеим осям. Видно, что относительные изменения угла рефракции в области отрицательных углов места источника при высоте $h_p = 200$ м и достигают 500 %, причем существенно зависит от состояния атмосферы и месторасположения приемника качественный характер кривых. Например, для моделей 2б, 2в с ростом

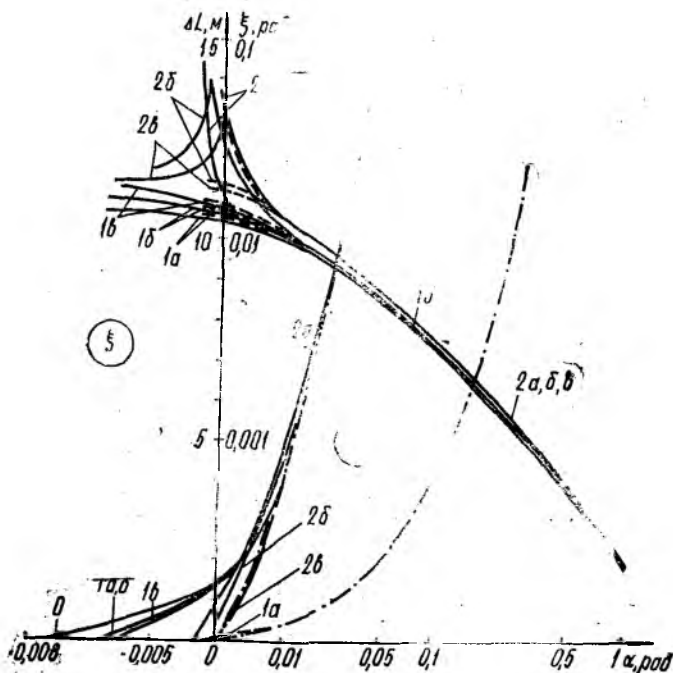


Рис. 3

отрицательных значений угла места происходит снижение величины угла рефракции, обусловленное выходом прямого луча из приподнятого суперрефрактивного слоя на приземном участке траектории (до точки поворота), тогда как в случае приповерхностного слоя (модель 2а) угол рефракции, как и в случаях стандартной атмосферы (1а, б, в), непрерывно увеличивается. Рис. 3, таким образом, подтверждает необходимость использования при немалых высотах приемника строгих соотношений и показывает, что наиболее информативным для диагностики является диапазон отрицательных и малых положительных кажущихся углов места источника ($\alpha \leq 0,01$ рад), соответствующих при $\lambda = 0,75$ м и $h_p = 200$ м примерно первым десяти минимумам.

Конечные результаты расчета углового смещения $\Delta\theta_k$ положений интерференционных минимумов относительно «вакуумных» для всех моделей представлены на рис. 4. Интерференционному минимуму с номером k при этом соответствует разность хода $\Delta L_k = k\lambda$. По оси ординат приведена также шкала временного смещения минимумов Δt_k ,

рассчитанная применительно к случаю кругового движения источника со скоростью 7 км/с. Штрихпунктирными линиями (1а, 2б, 2в) изображены зависимости, полученные по упрощенной методике.

Из рис. 4 видно, что смещение положений минимумов существенно зависит от высоты приемника и его месторасположения относительно слоев повышенной рефракции. Наиболее слабое влияние на первые лепестки интерференционной структуры ($\Delta L = 0-2$ м при $h_p = 20$ м) оказывает изменение приземного значения показателя преломления, хотя его влияние на минимумы с большими номерами ($\Delta L \geq 8$ м при $h_p = 20$ м) в соответствии с теоремой Лалласа [9] является преобла-

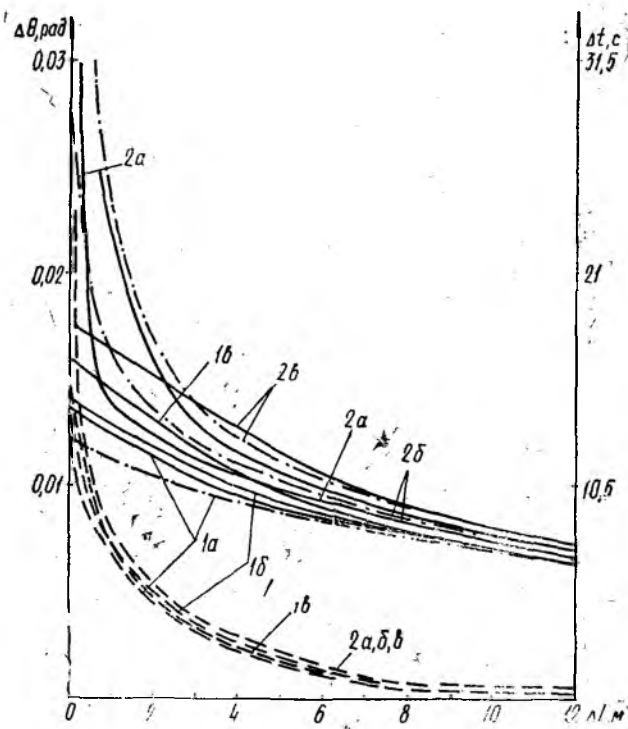


Рис. 4

дающим. Изменение приземного значения градиента на 25 % приводит к дополнительному смещению первых минимумов ($\Delta L \leq 6$ м) на величину порядка 15 %, обусловленную при рассмотренных высотах h_p интегральными рефракционными эффектами в вышележащих слоях. Наибольшее дополнительное смещение минимумов, по сравнению со случаем стандартной атмосферы, как видно из рис. 4, дают приповерхностные суперрефрактивные слои. Состояние атмосферы в принципе однозначно определяет зависимость величины смещения от номера

интерференционного минимума и, соответственно, как следует из теории интегральных уравнений Фредгольма 1-го рода, однозначно определяется ею. Однако при конечной точности измерений низкорасположенный приемник ($h_p = 20$ м) модели 2а, 2б, 2в с разной высотой залегания суперрефрактивного слоя практически не различает; тогда как для приемника, расположенного на высоте $h_p = 200$ м, сравнимой с толщиной слоя, аналогичные зависимости Δt_k (ΔL_k) существенно различаются, особенно в области первых интерференционных минимумов.

Итак, из рис. 4 следует, что радиопросвечивание атмосферы при отрицательных кажущихся углах места источника позволяет по смещению первых интерференционных минимумов более надежно прогнозировать приповерхностные слои с повышенной рефракцией, расположенные ниже приемника. Такой вывод является рекомендацией к использованию для диагностики высокорасположенных приемников и источников с длиной волны λ , позволяющей регистрировать при радиовосходе по крайней мере несколько интерференционных минимумов, соответствующих отрицательным значениям угла места.

Качественный характер кривых рис. 4 соответствует зависимостям угла рефракции от кажущегося угла места (рис. 3), однако, как видно из сравнения сплошных и штрихпунктирных кривых, относительная погрешность расчета смещения первых минимумов по упрощенной методике при высоте приемника $h_p = 200$ м достигает величин порядка 10 % для стандартной атмосферы и порядка 30—50 % для моделей с суперрефрактивным слоем. При высоте $h_p = 20$ м различие результатов строгого и упрощенного анализов практически не обнаруживается (за исключением области вблизи нулевого интерференционного минимума). Таким образом, при создании (с целью диагностики) по данным интерферометрических измерений банка расчетных гипотетических моделей атмосферы необходимо учитывать существенную зависимость результатов от высоты приемника и пользоваться при численных расчетах строгими соотношениями. При малой высоте приемника допустимо использование упрощенной методики.

Необходимо отметить, что задача восстановления профиля показателя преломления по временным приземным измерениям параметров сигнала источника, расположенного на ИСЗ, в общем случае, как известно, относится к классу некорректных задач, решение которых неустойчиво к ошибкам измерений, численного счета и другим шумам. Эта неустойчивость обратной задачи вызывает даже при наличии решения в аналитической, полуаналитической или графической формах неоднозначность восстановления профиля и необходимость применения для получения приближенного, но устойчивого решения различных методов сглаживания, регуляризации и т. д. Проведенное в настоящей работе исследование позволяет выработать некоторые рекомендации по выбору оптимальных параметров наблюдения, однако принципиального решения задачи восстановления профиля показателя преломления оно не дает.

Список литературы: 1. *Татарский В. И.* К определению плотности атмосферы при помощи измерений фазы и угла рефракции с ИСЗ // Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана. 1968. Т. 4, № 7. С. 699—709. 2. *Калашников И. Э., Яковлев О. И.* О возможности исследования атмосферы Земли методом радиопросвечивания // Космич. исследования. 1978. Т. 16, № 6. С. 943—948. 3. *Гайкович К. П., Гурвич А. С., Наумов А. П.* О восстановлении метеопараметров по внутриатмосферным измерениям оптической рефракции космических источников // Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана. 1983. Т. 19, № 7. С. 675—781. 4. *Колосов М. А., Павельев А. Г.* Радиопросвечивание атмосферы при помощи источников искусственного и естественного происхождения // Радиотехника и электроника. 1982. Т. 27, № 12. С. 2310—2317. 5. *Анализ особенностей метода радиопросвечивания атмосферы Земли. Электромагнитные волны в атмосфере и космическом пространстве / И. Э. Калашников, С. С. Матюгов, А. Г. Павельев, О. И. Яковлев. М., 1986. 272 с.* 6. *Арманд Н. А., Андрианов В. А., Смирнов В. М.* Восстановление профиля коэффициента преломления тропосферы по измерениям частоты сигналов искусственного спутника Земли // Радиотехника и электроника. 1987. Т. 32, № 4. С. 673—680. 7. *Anderson K. D.* Inference of refractivity profiles by satellite-to-ground RF measurements // Radio Science. 1982. Vol. 17, N 3. P. 653—663. 8. *Экспериментальные исследования возможности применения интерференционного метода радиопросвечивания атмосферы с ИСЗ для диагностики условий распространения радиоволн / И. Д. Гонтарь, И. С. Турганев, В. Б. Синицкий, С. И. Ширманова. Х., 1989. 17 с. (Препринт / АН УССР. Ин-т радиофизики и электроники, № 385).* 9. *Колосов М. А., Шабельников А. В.* Рефракция электромагнитных волн в атмосферах Земли, Венеры и Марса. М., 1976. 219 с.

Поступила в редколлегию 25.11.89

УДК 621.37/39:621

Е. И. БОРОДЕНКО, канд. техн. наук, *В. В. ВЕРИЯСКИН*, *Ю. К. ЯВДАК*

К ВОПРОСУ КОЛИЧЕСТВЕННОЙ ОЦЕНКИ СТРУКТУРНОЙ СЛОЖНОСТИ ИНФОРМАЦИОННО-ВЫЧИСЛИТЕЛЬНЫХ СЕТЕЙ

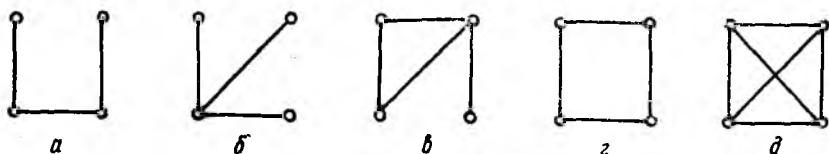
Одной из новых прогрессивных форм применения ЭВМ является коллективное использование вычислительной техники, а именно создание территориально распределенных информационно-вычислительных сетей. При проектировании сети ЭВМ возникает задача синтеза и оценки ее топологической структуры, при этом конкретные результаты и решения по количественной оценке структурной сложности оказывают большое влияние на экономические показатели и эксплуатационные характеристики системы. Структурные исследования позволяют сформировать ряд рекомендаций по обеспечению функциональной разгрузки элементов, усилению слабых мест путем введения структурной, функциональной, информационной и других видов избыточности и, наконец, рационально распределить затраты для достижения максимального значения эффективности использования системы [1].

Существует множество структурных параметров, оценивающих одну из сторон качества структурного построения (ранг, связность, множество сочленений, внешний и внутренний центры и т. д.). Однако вопрос количественной оценки сложности структуры и связанный с нею круг задач в целом разработан недостаточно. Известен метод [1], где в качестве критерия оценки предлагается объем

структурной информации, заключенной в некотором графе. Количество структурной информации $I_g(X)$ конечного графа X определяется по формуле

$$I_g(X) = - \sum_{i=1}^n P_i \log P_i, \quad (1)$$

где P_i — вероятность орбит групп автоморфизмов графа X . Как указывалось в работе [2], недостатком такого критерия является то, что он не учитывает наличие «узких» мест в структуре и, кроме того, данный критерий слабо применим в теории систем связи, так как количество топологической информации не является аналогом количеству информации.



В работе [2] предложен критерий сложности структуры, который основывается на оценке «рассеивания» значимости вершин графа от

среднего значения и рассчитывается по формуле $D = \sum_{i=1}^n (\bar{Z} - Z_i)^2 P_i$ (2),

где n — количество вершин в графе; \bar{Z} — среднее значение значимости вершин; Z_i — нормированное значение рангов вершин; P_i — вероятность появления данной структуры (для заданной структуры принимается равной единице).

Предложенный критерий сложности структуры избавлен от недостатков критерия, определяемого по формуле (1), и в целом позволяет оценивать структуру сложных систем (при решении задачи повышения надежности), однако такие основные элементы структуры, как количество ребер и циклов в графе, этим критерием не учтены. Между тем, именно эти понятия топологической структуры сети, моделируемой соответствующим графом, существенно влияют и на процесс проектирования сети, и на его сложность. Проиллюстрировать указанные недостатки критериев (1) и (2) можно на примере таблицы, взятой из работы [2]. Положения рисунка приведены в таблице. Как видим,

Граф	Количество структурной информации $I_g(X)$	Рассеивание значимости в структуре $D(X)$	Нормированный циклический ранг $\gamma^*(X)$	Критерий $S(X)$
позиция а	1	0,52	0	0,052
позиция б	1,19	1	0	0,1
позиция в	1,5	0,79	0,33	0,376
позиция г	0	0	0,33	0,279
позиция д	0	0	1	0,9

Применение предложенного критерия сложности структуры позволяет более гибко подойти к вопросу оценки различных показателей и характеристик систем, зависящих от структурной сложности.

Список литературы: 1. Mowshowitz A. Entropy and the complexity of graphs : I, II, III // Bull Math. Biophysics. 1968. Vol.30, № 1. P. 175—204. 2. Бороденко Е. И., Вишневецкий О. Н., Жорник В. Я. К вопросу выбора критерия количественной оценки структурной сложности // Пробл. бионики. 1987. Вып. 38. С. 89—92. 3. Оре О. Теория графов. 2-е изд. М., 1980. 336 с. 4. Козлов Б. А., Ушаков И. А. Справочник по расчету надежности аппаратуры радиоэлектроники и автомагистики. М., 1975. 475 с. 5. Морозов В. К., Долганов А. В. Основы теории информационных сетей. М., 1987. 271 с.

Поступила в редколлегию 24.10.89

УДК 621.371(260).351

В. Б. СЕНИЦКИЙ, канд. техн. наук, **И. С. ТУРГЕНЕВ**, д-р техн. наук,
С. И. ШИРМАНОВА

ИЗМЕРЕНИЕ И РАСЧЕТ УГЛОВ АТМОСФЕРНОЙ РЕФРАКЦИИ ПО РАДИОЗАХОДАМ ИСЗ НАД МОРЕМ

Рефракция является важнейшей характеристикой земной атмосферы, определяющей условия распространения радиоволн различных диапазонов. Представляют интерес исследования рефракции во всей толще атмосферы с использованием сигналов внеземных источников, в том числе искусственных спутников Земли (ИСЗ). Такая методика перспективна для изучения физики атмосферы и развития методов диагностики условий распространения радиоволн.

В работе представлены результаты экспериментальных исследований углов атмосферной рефракции на трассе Земля — Космос по данным радиозаходов над морем ИСЗ навигационной системы «Транзит», а также расчеты углов рефракции для некоторых моделей атмосферы.

В основу измерений положен интерференционный метод [1; 2], предполагающий сопоставление характерных точек (минимумов лепестковой структуры поля) на экспериментальной и расчетной зависимостях уровня сигнала при радиозаходе ИСЗ (углы места менее 5—10°). Экспериментальные зависимости получаются на выходе приемного устройства в виде записей уровня сигнала, а расчетные вычисляются по данным навигационного сообщения, принятого с борта ИСЗ.

Прием сигналов ИСЗ «Транзит» (диапазон 400 МГц) производился на полуволновый диполь, установленный на высоте $h_1 = 48$ м над уровнем моря. За основу приемной системы взят приемник типа SMV-8,5, обеспечивающий вместе с устройствами обработки запись по отдельным каналам уровня сигнала и фазовоманипулированной составляющей, содержащей в закодированном виде параметры орбиты ИСЗ. Данные вводятся в ЭВМ для обработки расчета координат ИСЗ в функции времени.

Помимо приема и обработки спутниковых сигналов, методика исследований предполагала проведение в некоторых сериях исследований сопутствующих экспериментов, учитывающих степень рефракции в атмосфере. К ним относятся измерения уровней сигналов сантиметрового диапазона (СМВ), $f = 9300$ МГц, на приводной закрытой трассе протяженностью 60 км и уровней сигналов дециметрового диапазона (ДМВ), $f = 503$ МГц, от телецентра, удаленного на расстояние до 120 км. Имелась возможность сравнения результатов радиотехнических измерений с данными метеорологических зондирований приводного слоя атмосферы с борта корабля или с берега до высоты порядка 700 м, выполненных авторами работы [3].

Представлены результаты измерений, проведенных в 1987—1989 гг. (табл. 1.). Они являются продолжением предыдущих серий измерений 1985—1986 гг., выполненных при высоте приемной антенны 15 м [2].

Основной предмет анализа — временная реализация (запись уровня сигнала) при радиозаходе ИСЗ (использовать радиовосход методически менее удобно, так как при этом наиболее информативный начальный участок записи теряется в процессе поиска сигнала). Типичные примеры реализаций показаны на рис. 1. В опытах имеют место записи нормального и аномального типов. К нормальным (рис. 1, а, б) будем относить те, у которых лепестковая структура, обусловленная двухлучевым распространением вследствие отражений от морской

Таблица 1

Период	Количество сеансов			
	С ИСЗ	Радиоизмерения		Метеозондирование
		На трассе 60 км	На трассе 120 км	
18.09.87—30.09.87	16	15	—	13
30.05.88—14.06.88	49	45	25	21
27.05.89—15.06.89	51	34	37	19
15.09.89—26.09.89	43	29	35	23
Всего	159	123	97	76

поверхности, в целом сохраняется, приобретая лишь дополнительные флуктуации различной интенсивности в районе нижних лепестков. В опытах аномального типа лепестковая структура разрушена: наблюдается повышенная изрезанность записи, приводящая к замыванию минимумов, провалы уровня сигнала (рис. 1, в) или вырождение регулярной лепестковой структуры в случайную в виде хаотических всплесков. Согласно наблюдениям к аномальному типу реализаций с частично или полностью разрушенной лепестковой структурой можно отнести около 10 % всех опытов.

Качественный анализ экспериментальных данных показывает, что типы записей сигналов ИСЗ (рис. 1) в общих чертах согласуются с условиями прохождения сигналов на вагоризонтных трассах. Отмеча-

ется, что нормальному типу реализаций радиозаходов (рис. 1, а, б) обычно соответствуют слабые сигналы ДМВ с множителем ослабления $V \approx -(20+30)$ дБ и умеренно слабые сигналы СМВ $V \approx -(10-40)$ дБ со слабыми флуктуациями. Напротив, преобладающему количеству аномальных радиозаходов соответствуют условия, характеризующиеся высокими устойчивыми сигналами $V \approx (-5+10)$ дБ в диапазоне ДМВ, а также очень интенсивными флуктуациями $V \approx (-20+15)$ дБ при высоких средних значениях ($V \approx 0$ дБ) в диапазоне СМВ. Такое поведение сигналов на загоризонтных трассах свойственно аномальным условиям прохождения, кото-

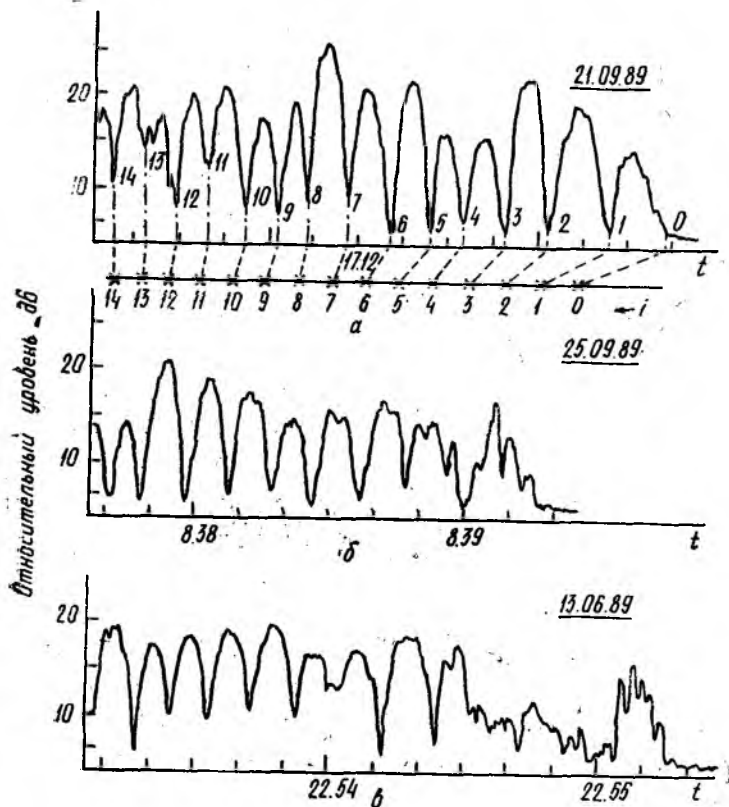


Рис. 1

рые обычно связываются с инверсиями коэффициента преломления атмосферы. Данные вондовых измерений в ряде случаев подтверждают эти наблюдения.

Таким образом, прослеживается качественное соответствие картины радиозахода ИСЗ общим условиям распространения радиоволн. Можно предположить, что нормальные реализации со слабыми флуктуациями соответствуют профилям коэффициента преломления $n(h)$,

локальные градиенты в отдельных участках которых не превышают критических значений, а аномальные записи обусловлены наличием в атмосфере приводных или приподнятых участков (слоев) со сверхкритическими градиентами. Учитывая изложенное, для дальнейшего представляется интерес сопоставление экспериментальных данных с расчетами, основанными на моделях атмосферы со слоистыми образованиями. Ниже рассмотрены некоторые возможные механизмы влияния тропосферных слоев на характеристики сигналов, принимаемых от ИСЗ, включая плавную деформацию лепестков, дополнительные осцилляции в районе радиозахода, провалы уровня сигнала. Основное внимание уделено плавной деформации лепестков как эффекту, в наибольшей мере поддающемуся количественному анализу.

По мере захода ИСЗ и приближения угла места к нулю величина рефракционной ошибки (угла рефракции δ) возрастает, что приводит к соответствующему росту приращения разности хода ΔR и деформации (растяжению) нижних интерференционных лепестков [2]. Степень такой деформации может, служить для измерения углов атмосферной рефракции. В дальнейшем под атмосферной рефракцией будем подразумевать ее тропосферную составляющую, так как в диапазоне 400 МГц добавка к углу рефракции за счет ионосферы достаточно мала [4]. Кроме того, для определенности будем различать рассчитанные (δ_p) и экспериментально измеренные (δ_s) значения углов рефракции δ .

Примем для расчета углов рефракции при плавной деформации лепестковой структуры модель атмосферы, использующую тропосферный профиль $n(h)$, состоящий из трех участков: нижний и верхний — экспоненциальные, средний — линейный (рис. 2)

$$n(h) = \begin{cases} 1 + \Delta n_1 \exp(gh/\Delta n_1) & 0 < h < h_{01}; \\ 1 + \Delta n(h_{01}) + g_1(h - h_{01}) & h_{01} < h < h_{02}; \\ 1 + \Delta n_0 \exp(gh/\Delta n_0), & h_{02} < h < \infty, \end{cases} \quad (1)$$

где Δn_0 , Δn_1 и g — приземные значения коэффициента преломления и градиент в экспоненциальных участках, h_{01} и h_{02} — нижняя и верхняя границы линейного участка профиля с градиентом g_1 , h — текущее значение высоты. На рис. 2 некоторые из этих параметров показаны для выделенного профиля.

Расчет угла рефракции δ_p обычно производится через приращение $\Delta\theta$ центрального угла θ , который, в свою очередь, для произвольной зависимости $n(h)$ вычисляется через интеграл рефракции [4; 5]:

$$\theta = p \int_{h_1}^{h_2} \frac{dh}{(a+h) \sqrt{n^2(h)(a+h)^2 - p^2}}, \quad (2)$$

где $p = (a + h_1) n(h_1) \cos \alpha_k$, h_1 и h_2 — высоты приемника и источника, α_k — кажущийся угол скольжения, $a = 6371$ км — радиус Земли.

Расчеты выполнены для некоторых характерных профилей при докритической рефракции (для градиентов, превышающих критическое

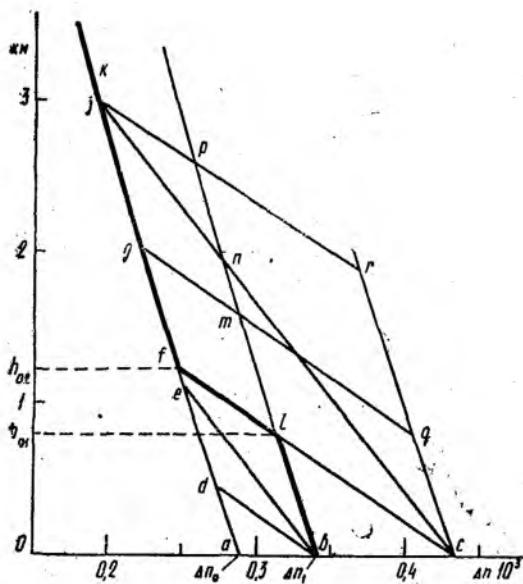


Рис. 2

значение, $g_{\text{кр}} < -\frac{1}{a} = -0,157 \cdot 10^{-6}$ 1/м, (расчет возможен не при всех сочетаниях параметров в (1)). Профили $n(h)$, использованные в расчете, представлены в табл. 2 и на рис. 2, где принято буквенное обозначение для каждой ломаной кривой. В качестве исходного служит профиль l , соответствующий стандартной экспоненциальной модели (последняя из формул (1) при $0 < h < \infty$ и численных параметрах $\Delta n_0 = 0,289 \cdot 10^{-3}$, $g = -0,393 \cdot 10^{-7}$ 1/м), принятой для среднеклиматических условий над сушей [5]. Параметры остальных профилей $n(h)$, имеющих повышенные, по сравнению со стандартными, значения Δn_1 и g_1 , в большей мере соответствуют приводному слою атмосферы.

Таблица 2

Номер	Профиль	h_{01}	h_{02}	Δh_c	g_1 (г)	Δn_1 (Δn_0)
1	$a-k$	—	—	—	$-0,393 \cdot 10^{-7}$	$0,289 \cdot 10^{-3}$
2	$b-p-i-k$	2600	3000	400	$0,15 \cdot 10^{-6}$	$0,340 \cdot 10^{-3}$
3	$b-m-g-k$	1600	2020	420	»	»
4	$b-l-f-k$	800	1240	440	»	»
5	$b-d-k$	0	455	455	»	»
6	$b-n-j-k$	2050	3000	950	$-0,8 \cdot 10^{-7}$	»
7	$b-e-k$	0	1170	1170	»	»
8	$c-r-j-k$	1850	3000	1150	$-0,15 \cdot 10^{-6}$	$0,432 \cdot 10^{-3}$
9	$c-q-g-k$	800	2010	1210	»	»
10	$c-f-k$	0	1260	1260	»	»
11	$c-j-k$	0	3000	3000	$-0,8 \cdot 10^{-7}$	»

Задачей расчета $\delta_p(\alpha_k)$ по серии профилей $n(h)$ является определение связи δ_p с параметрами слоя $g_1, h_{01}, \Delta n_c = n_{c1} - n_{c2}$ с целью анализа влияния на результат каждой из величин. Поэтому кривые, выбранные для расчета, выполнены так, чтобы сохранилось примерное постоянство одного из параметров при изменении другого, что и отражено в табл. 2.

Результаты расчетов угла рефракции δ_p представлены на рис. 3. Исходному профилю стандартной модели $a - k$ здесь соответствует кривая 1. Остальные кривые, номера которых совпадают с цифрами в первой колонке табл. 2, иллюстрируют изменения δ_p при вариациях параметров слоя.

Из сопоставления рис. 2 и 3 видно, что при перемещении слоя с постоянным градиентом по высоте углы рефракции увеличиваются по мере опускания слоя. Этим подтверждается, что максимальный угол рефракции будет иметь место при наличии приземной (приводной) инверсии, а такой же слой, поднятый выше, дает значительно меньшее приращение δ_p , что согласуется с результатами работы [6].

Проведенные расчеты дают возможность оценить пределы изменения углов рефракции в различных лепестках. Например, при $\alpha_k \cong 0,45^\circ$ (1 интерференционный минимум при $h_1 = 48$ м, рис. 3), величина рефракционной ошибки может изменяться в пределах $0,5 - 1,6^\circ$ (при изменении градиента в слое 0—400 м от стандартного до критического значения). В следующих интерференционных минимумах (при увеличении α_k) расчетные вариации углов рефракции, обусловленные разными профилями $n(h)$, значительно снижаются, существенными остаются только различия, связанные с Δn_1 (следствие теоремы Лапласа). Из рисунка видно также, что некоторые кривые, рассчитанные для разных профилей, практически сливаются (сравним, например, кривую 9 для критического слоя, расположенного в диапазоне высот 800—2000 м, и кривую 11 для слоя с градиентом $-0,8 \cdot 10^{-7}$ 1/м в диапазоне высот 0—3000 м). Разница между этими кривыми достигает всего $0,05^\circ$. Это может вызвать определенные затруднения при попытке восстановления профиля $n(h)$ по зависимости $\delta_p(\alpha_k)$ с целью диагностики состояния атмосферы.

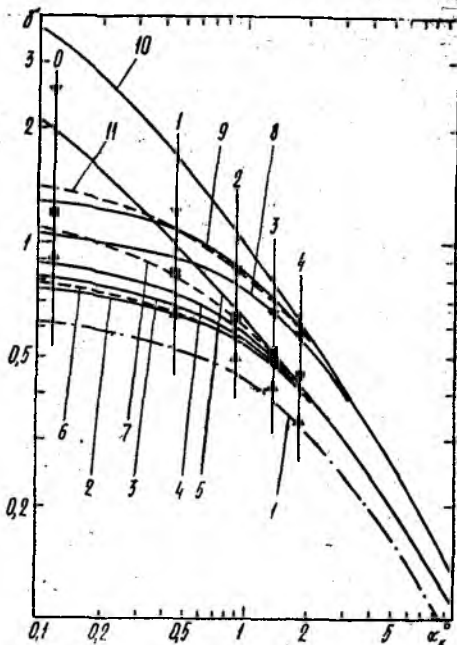


Рис. 3

Перейдем к анализу экспериментальных данных. Обобщая метод, применявшийся нами в работе [2] для нахождения угла рефракции в первом минимуме, определим угол рефракции для произвольного минимума как разность углов места $\delta_{zi} = \alpha_{pi} - \alpha_{zi}$ (3). Здесь α_{pi} — углы места ИСЗ, полученные из траекторного расчета в моменты времени, соответствующие минимумам рассчитанной для вакуума лепестковой структуры (в качестве примера такие точки отмечены знаком \times и пронумерованы по i на рис. 1, а); α_{zi} — углы места, полученные тем же путем для моментов времени экспериментальных минимумов.

Погрешности вычисления δ_{zi} таким методом, обусловленные ошибками при расчете опорной траектории по орбитальным данным ИСЗ и инструментальными ошибками эксперимента и обработки, по нашим оценкам, имеют квазимаксимальные значения порядка $\leq 0,1^\circ$. Добавочная погрешность в районе нулевого минимума, связанная с влиянием высоты приемной антенны и оцениваемая (путем интерполяции результатов [7] для $h_1 = 48$ м) величиной около $(0,015 \div 0,075)^\circ$, в условиях наших экспериментов является достаточно малой.

В результате обработки, проведенной для всех серий измерений, получены массивы экспериментальных данных отдельно для каждого минимума (от 0-го до 10—20-го). Для нижних пяти минимумов ($i = 0-4$), характеризующих наиболее неоднородную часть тропосферы, построены интегральные распределения углов рефракции, позволяющие судить о диапазоне изменения δ_{zi} в наших опытах. Отдельные значения интегральных распределений, характеризующие уровни, превышаемые в 5, 50 (медиана) и 95 % случаев, а также средние значения $\bar{\delta}_{zi}$ и среднеквадратические отклонения (СКО) σ_{δ} для каждого массива представлены в табл. 3. Для сравнения эксперимен-

Таблица 3

Номер минимума	Расчет для стандартной рефракции	Эксперимент				
		δ_{95} (▲)	δ_{50} (■)	δ_5 (▼)	$\bar{\delta}_{zi}$	σ_{δ}
0	0,67	0,95	1,18	2,6	1,39	0,52
1	0,52	0,67	0,84	1,2	0,86	0,17
2	0,43	0,5	0,64	0,85	0,67	0,12
3	0,36	0,42	0,52	0,65	0,54	0,1
4	0,31	0,34	0,45	0,58	0,47	0,09

тальных данных с расчетными в таблицу внесены также расчетные значения $\delta_{ст}$ для стандартного профиля; с этой же целью результаты экспериментов δ_{95} (▲), δ_{50} (■) и δ_5 (▼) в виде указанных символов из табл. 3 перенесены на рис. 3, где 0—4 номера минимумов. Ввиду логарифмического масштаба положение нулевого минимума на рис. 3 показано условно, вблизи $\alpha_k = 0,1^\circ$.

Из анализа табл. 3 и рис. 3 следует, что во всех минимумах диапазон изменения экспериментальных значений δ_{zi} превышает углы реф-

ракции, рассчитанные для стандартной атмосферы, и в основном соответствует профилям рис. 2 с повышенными значениями Δn_1 и g_1 . Здесь нашел свое отражение тот факт, что эксперименты проведены над морем. На рис. 3 медианные значения и уровни, превышаемые в 95 и в 5 % случаев соответственно, уменьшаются по мере роста номера лепестка, практически следуя за изменениями области, занятой расчетными кривыми. Этим подтверждается правильность выбранных методик измерений и расчетов.

Кратко остановимся также на других эффектах при заходах ИСЗ, обусловленных слоистыми неоднородностями. Дополнительные периодические осцилляции, имеющие место на последних лепестках во многих экспериментах (см. рис. 1, б, в), могут объясняться, в частности, интерференцией прямого луча и луча, отраженного от приподнятого слоя [2]. Высота отражающей области слоя h_c может быть найдена из приближенной пропорции

$$\frac{h_c - h_1}{h_1} \cong \frac{T_{\text{осн}}}{T_{\text{доп}}}, \quad (4)$$

где $T_{\text{осн}}$ — период основной лепестковой структуры, $T_{\text{доп}}$ — период дополнительных осцилляций, h_1 — высота приемной антенны. В некоторых случаях удастся найти численное соответствие определенных таким способом значений h_c высотам слоев, измеренным в процессе метеозондирований в близких по времени сеансах. Однако в большинстве случаев имеются расхождения между рассчитанными и измеренными значениями высот, обусловленные, по-видимому, пространственной и временной неоднородностью слоев, а также несовершенством методики измерений.

Аномальные эффекты типа провалов уровня сигнала вблизи радиозахода («радиоямы», рис. 1, в) могут быть объяснены экранированием части лучей слоистой неоднородностью. Такие эффекты неоднократно наблюдались на наклонных измерительных трассах (см. например, [8]). Установлено, что замирения вследствие экранирования носят нерегулярный характер, возникают в диапазоне углов места (примерно $1-3^\circ$) и имеют глубину около 15—20 дБ. В наших опытах с ИСЗ провалы уровня сигнала имели место в разных сериях измерений, сопровождаемая, как правило, другими аномалиями радиозахода, свидетельствующими о наличии в атмосфере слоев. В некоторых случаях возможна сложная комбинация рассмотренных эффектов, приводящая к многолучевому распространению, способному полностью разрушить регулярную интерференционную картину для части лепестков. Следует, однако, отметить, что количество измерений с эффектами типа периодических осцилляций и экранирования, а также других аномалий, пока недостаточно, для их уверенной интерпретации требуются дополнительные экспериментальные исследования и модельные расчеты.

Таким образом, в экспериментах с ИСЗ наблюдаются различные реализации радиозаходов, анализируя которые можно в общих чертах судить о состоянии рефракции в атмосфере. Для случая неразрушенной лепестковой структуры возможен количественный расчет углов атмосферной рефракции при углах места, соответствующих мини-

мумам интерференционных лепестков. Из проведенных исследований следует статистическое соответствие экспериментально измеренных значений δ , результатам расчета δ_p для слоистой модели атмосферы с параметрами профилей, характерными для приводного слоя. В ряде случаев возможна диагностика слоистых неоднородностей по наличию характерных периодических осцилляций на последних лепестках, а также по проявлению аномальных эффектов (экранирование или разрушение лепестков). Дальнейшее исследование требует совершенствования методик экспериментов и расчетов.

Авторы глубоко признательны М. В. Фадееву и Б. М. Курко за помощь при изготовлении аппаратуры и проведении измерений.

Список литературы: 1. *Anderson K. D.* Inference of refractivity profiles by satellite-to-ground RF measurements // *Radio Science*. 1982. Vol. 17, N. 5. P. 653—663. 2. *Экспериментальные исследования возможности применения интерференционного метода радиопросвечивания атмосферы с ИСЗ для диагностики условий распространения радиоволн / И. Д. Гонтарь, В. Б. Синицкий, И. С. Синицкий и др. Х., 1990. 17 с. (Препринт / АН УССР. Ин-т радиофизика и электроники, № 90—4).* 3. *Гонтарь И. Д., Турганев И. С., Хоменко С. И. // Отчет по НИР «Траектория-ГБ». Х., 1987.* 4. *Современная радиолокация: Пер с англ. / Под ред. Ю. Б. Кобзарева. М., 1969. 704 с.* 5. *Калинин А. И.* Распространение радиоволн на трассах наземных и космических радиоперехватов. М., 1979. 266 с. 6. *Шабельников А. В.* Рефракция электромагнитных волн в атмосфере Земли при наличии слоистых неоднородностей // *Радиотехника и электроника*. 1968. Т. 13, № 12. С. 2115—2121. 7. *Алексеев Г. А., Ширманова С. И.* О возможностях интерферометрического метода диагностики атмосферы, использующего излучение ИСЗ (См. статью в настоящ. сб.), 8. *Троицкий В. Н.* Распространение УКВ в горах. М., 1968. 84 с.

Поступила в редколлегию 22.01.90

УДК 621.391

С. П. БЕЛОВ, канд. техн. наук, Г. З. ХАЛИМОВ, канд. техн. наук,
С. А. СКРЕБЦОВ

АЛГОРИТМ ОПТИМИЗАЦИИ КОДОВОЙ СТРУКТУРЫ ДЛЯ МЕТЕОРНОГО РАДИОКАНАЛА СВЯЗИ

Известно [1], что метеорные следы с линейной плотностью электронной концентрации (q) меньшей, чем 10^{14} электрон/м, называемые ненасыщенными, появляются в 100 раз чаще, чем следы с $q > 10^{14}$ электрон/м. Исходя из этого, при создании метеорного радиоканала связи (МРКС) в основном ориентируются на следы с $q < 10^{14}$ электрон/м.

В статье рассматривается алгоритм выбора структуры блочных (n, k, t') -кодов, оптимальной для данного МРКС. При поиске оптимальной кодовой структуры будем минимизировать среднюю вероятность ошибки на символ $P_{\text{ош}}$ блочного (n, k, t') кода. Средняя вероятность

ошибки на символ блочного (n, k, t') -кода согласно работе [2] для каналов с постоянными параметрами имеет вид

$$P_{\text{ош}} = \sum_{j=t'+1}^{n-t'} \frac{j+t'}{n} P_{0j} + \sum_{j=n-t'+1}^n P_{0j}, \quad (1)$$

где

$$P_{0j} = \binom{n}{j} P_0^j (1 - P_0)^{n-j}; \quad P_0 = P_0 \left(\frac{E}{N_0} \right);$$

E — энергия принимаемого сигнала, необходимая для передачи одного кодового символа; N_0 — спектральная плотность мощности шума.

При использовании формулы (1) для оптимизации структуры блочных (n, k, t') -кодов в МРКС, который характеризуется непостоянством параметров, представляется целесообразным вначале более детально проанализировать изменение отношения энергии приходящих сигналов к спектральной плотности мощности шума в течение времени существования метеорного следа (МС).

Известно [3], что мощность сигнала в точке приема, отраженного от ненасыщенного следа, уменьшается с течением времени по экспоненциальному закону. В математической форме данное изменение может быть записано следующим образом: $\bar{P}(t) = \bar{P}_0 \exp\{-\lambda t\}$ (2), где \bar{P}_0 — мощность сигнала в момент t_0 появления МС; λ — коэффициент пропорциональности.

Учитывая (2), отношение энергии принимаемого сигнала, необходимой для передачи одного бита информации, E_c к спектральной плотности мощности шума N_0 для МРКС запишем

$$\frac{E_c}{N_0} = \int_{t_1}^{t_2} \frac{\bar{P}_0}{N_0} e^{-\lambda t} dt = \frac{1}{\lambda} \frac{\bar{P}_0}{N_0} [e^{-\lambda t_1} - e^{-\lambda t_2}], \quad (3)$$

где $t_2 - t_1 = T_a$ — время, затрачиваемое на передачу одного бита информации.

Предположим, что длительности всех кодовых символов равны. Тогда для i -го кодового символа в пакете сообщения получим

$$\frac{E_i}{N_0} = \frac{\bar{P}_0}{N_0 \lambda} \left[1 - e^{-\lambda \frac{T}{N}} \right] e^{-(i-1)\lambda \frac{T}{N}}, \quad (4)$$

где T — длительность МС, равная длительности пакета сообщения; N — количество кодовых символов в пакете.

Из выражения (4) нетрудно понять, что $\frac{E_i}{N_0} \neq \frac{E_{i+1}}{N_0}$, поэтому средняя вероятность ошибки на символ блочных (n, k, t') -кодов при передаче пакета сообщения в МРКС будет выглядеть как

$$P_{\text{ош}} = \frac{1}{N_{\text{инф}}} \sum_{i=1}^r P_i \tau_i, \quad (5)$$

где $N_{\text{инф}}$ — количество информационных символов в пакете, причем $N_{\text{инф}} = \sum_{i=1}^{\tau'} \tau_i$; $\tau_i = k_i$ — количество информационных символов в i -м кодовом слове; P_i — средняя вероятность ошибки в i -м кодовом слове; τ' — количество кодовых слов в пакете сообщения. С учетом (1) и (4) для i -го кодового слова получим

$$P_i = \sum_{j=t'_i+1}^{n_i-t'_i} \frac{j+t'_i}{n_i} P_{0ij} + \sum_{l=n_i-t'_i+1}^{n_i} P_{0il}, \quad (6)$$

где

$$P_{0ij} = \binom{n_i}{j} P_{0i}^j (1 - P_{0i})^{n_i-j}; \quad P_{0i} = P_{0i} \left(\frac{E_i}{N_0} \right)$$

(n_i , k_i , t'_i) — параметры i -го блочного кода.

Таким образом, подставляя (6) в (5), получаем окончательное выражение для $P_{\text{ош}}$ применительно к использованию в МРКС:

$$P_{\text{ош}} = \left[\sum_{i=1}^{\tau'} \left\{ \sum_{j=t'_i+1}^{n_i-t'_i} \frac{j+t'_i}{n_i} C_{n_i}^j P_{0i}^j (1 - P_{0i})^{n_i-j} + \sum_{l=n_i-t'_i+1}^{n_i} C_{n_i}^l P_{0i}^l (1 - P_{0i})^{n_i-l} \right\} \tau_i \right] \frac{1}{\sum_{i=1}^{\tau'} \tau_i}. \quad (7)$$

Задача синтеза алгоритма оптимизации кодовой структуры состоит в отыскании вектора $\bar{\gamma} (l_s, i)$, где l_s — номер блочного (n, k, t') кода из систематизированного набора M кодов ($\varepsilon = \bar{1}, M$), доставляющего минимум критериальной функции $P_{\text{ош}}$, определяемой выражением (7), при ограничении $N_{\text{инф}} = \text{const}$.

Для поиска минимума $P_{\text{ош}}$ удобно применить метод локальных вариаций (МЛВ), изложенный в работе [4], так как МЛВ особенно эффективен для функций, представимых в дискретном виде (5). Применительно к сформулированной задаче метод МЛВ будет состоять из следующих операций.

Шаг 0. Выбрать такую точку $z_0 \in R^2$, что множество $C(z_0) = \{z | P_{\text{ош}}(z) \leq P_{\text{ош}}(z_0)\}$ ограничено. Выбрать $\rho_0 > 0$.

Представим $z_0 (i_0, l_0)$, где i — номер блока ($i_0 = 1$), а l — номер кода ($l_0 = 1$) из систематизированного набора M кодов по k_l . Результат систематизации запишем как $k_0 < k_1 < \dots < k_M = K$ ($k_l = \bar{1}, M$).

Шаг 1. Положить $i_l = i_0 = 1$, $l = l_0 = 1$, положить $z = z_0$. Вычислить $P_{i_l}(l)$ по формуле (8):

$$P_{i_l}(l) = \left\{ \sum_{j=t'_i+1}^{n_i-t'_i} \frac{j+t'_i}{n_i} C_{n_i}^j P_{0i}(l) (1 - P_{0i}(l))^{n_i-j} + \sum_{l=n_i-t'_i+1}^{n_i} C_{n_i}^l P_{0i}^l (1 - P_{0i}(l))^{n_i-l} \right\}$$

$$+ \sum_{i=n_i-i_i+1}^{n_i} C_{n_i}^i P_{0i}^i(l) (1 - P_{0i}(l))^{n_i-i} \tau_{i_i} \quad (8)$$

Шаг 2. Если $\sum_{i=1}^{\tau'} \tau_{i_i} < N_{\text{инф}}$, то $i_i = i_i + 1$ и перейти к шагу 1; иначе перейти к шагу 3.

Шаг 3. Вычислить $P_{\text{ош}}$ по формуле (7).

Шаг 4. Положить $\rho = \rho^*$.

Шаг 5. Положить $j = 1$.

Шаг 6. Вычислить $P_{i_i}(l + \rho d_j)$, где $d_1 = e_1$, $d_2 = -e_1$, $d_3 = e_2$, $d_4 = -e_2$, ..., $d_{2M-1} = e_M$, $d_{2M} = -e_M$; e_v для $v = 1, \dots, M$ является v -м столбцом единичной матрицы размера $M \times M$.

Шаг 7. Если $\sum_{i=1}^{\tau'} \tau_{i_i} < N_{\text{инф}}$, то $i_i = i_i + 1$ и перейти к шагу 6, иначе перейти к шагу 8.

Шаг 8. Вычислить $P_{\text{ош}}(i_i, l + \rho d_j)$.

Шаг 9. Если $P_{\text{ош}}(i_i, l + \rho d_j) < P_{\text{ош}}(i_i, l)$, то положить $l = l + \rho d_j$ и перейти к шагу 6, иначе перейти к шагу 10.

Шаг 10. Положить $i_i = i_i^*$; $l = l^*$.

Шаг 11. Положить $P_{i_i} = P_{i_i}^*$.

Шаг 12. Положить $i_i = i_i^* + 1$.

Шаг 13. Положить $P_{i_i} = P_{i_i} + P_{i_i}^*$.

Шаг 14. Если $i_i \leq \tau'$, то перейти к шагу 1, иначе останов процедуры.

У т в е р ж д е н и е. Алгоритм осуществляет поиск минимума целевой функции $P_{\text{ош}}$.

Для доказательства утверждения представим $z \in R^n$. Исключив проверочный шаг 2 и определив $\tau' = \text{const}$, а также учитывая конечность набора кодов M , приходим к алгоритму поиска общего вида минимума целевой функции по МЛВ [4].

Заметим, что предложенный алгоритм осуществляет поиск локального минимума, поэтому вектор \bar{y} будет характеризовать рациональную кодовую структуру. Для поиска оптимальной кодовой структуры процедуру нахождения вектора \bar{y} следует повторять до тех пор, пока $P_{\text{ош}}$ не будет одинаковой на k' -м и $(k' + 1)$ -м шагах.

Таким образом, применение предложенного алгоритма позволяет выбирать кодовые структуры, имеющие минимальную избыточность, необходимую для обеспечения заданной помехоустойчивости при передаче каждого пакета информации и, как следствие, повысить пропускную способность МРКС по сравнению с алгоритмом выбора кодовых структур, приведенном в работе [5].

Список литературы: 1. Stephen J. Morin. A comparison of digital modulation techniques for meteor burst communications // Milcom, IEEE Cat. 1987. N 87CH2493-5/87/0000-0064. P. 64-67. 2. Теория кодирования / Т. Касами, Н. Токура, Е. Ивадари, Ф. Инагаки / Пер. с яп. А. В. Кузнецова, М., 1978.

576 с. 3. *Метеорная радиосвязь на ультракоротких волнах* / Под ред. А. Н. Казанцева. М., 1961. 287 с. 4. *Полак Э.* Численные методы оптимизации. Единый подход. / Пер. с англ. Ф. И. Ерешко. М., 1974. 376 с. 5. *Gaurence B. Milstein, Donald L. Schilling.* Performance of meteor — burst communication channels // J. on Selected Areas in communications. 1987. Vol. SAC-5, N 2. P. 146—154.

Поступила в редколлегию 20.12.89

УДК 550.388

А. А. ГУБАРЕВ, С. Г. ЛЕУС, В. А. МИСЮРА, д-р техн. наук,
В. А. ПОДНОС, канд. физ.-мат. наук, **С. Н. ПОХИЛЬКО**

КОМПЛЕКС МНОГОЧАСТОТНОГО РАДИОЗОНДИРОВАНИЯ ИОНОСФЕРЫ

Важной проблемой повышения надежности ионосферных каналов связи является адаптация к достаточно кратковременным (характерное время около 1—10 мин) изменениям параметров ионосферы. Возмущения в верхней атмосфере генерируются естественными и искусственными источниками: солнечными вспышками, землетрясениями, исследовательскими и промышленными взрывами, мощным радиоизлучением, полетами космических аппаратов, активными экспериментами, проводимыми в космосе. При этом возникают нестационарные процессы в атмосфере, в том числе существенные (десятки—сотни процентов) вариации параметров ионосферы в значительных по протяженности (тысячи километров) регионах. Наклонное зондирование (НЗ) — измерение характеристик радиосигналов на наклонных трассах — успешно используется при исследованиях пространственно-временной структуры ионосферы [1; 2]. Эффективность НЗ при решении задачи адаптации ионосферных радиоканалов к кратковременным возмущениям параметров ионосферы объясняется тем, что реализация этого метода позволяет проводить прямые измерения вариаций характеристик радиосигналов, обусловленных нестационарными явлениями различной природы.

В Харьковском государственном университете проводятся комплексные исследования возмущений ионосферы с использованием ряда радиофизических методов: вертикальное зондирование с помощью ионосферной станции, вертикальное доплеровское зондирование в декаметровом диапазоне, частичных отражений, прием сигналов ИСЗ, регистрации собственного излучения ионосферы. Стационарные и передвижные радиотехнические комплексы, используемые в экспериментальных исследованиях, размещаются в высокоширотном, двух среднеширотных узлах и в экспедициях.

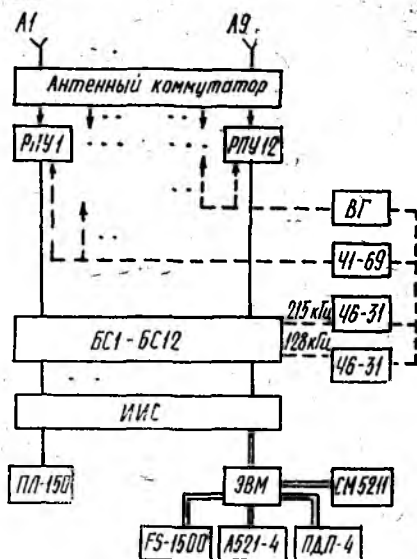
В статье описывается радиотехнический комплекс наклонного многочастотного радиозондирования ионосферы. Его приемно-измерительная часть (ПИЧ), расположенная вблизи пос. Граково Харьковской области, позволяет производить когерентный прием радиосигналов одновременно на 12 трассах в диапазоне частот от 3 кГц до 30 МГц. Экспериментальные данные в цифровом виде регистрируются перфолентой или магнитной лентой и обрабатываются на ЭВМ.

Измеряются вариации амплитудно-частотных характеристик радиоволн. В качестве зондирующих используются сигналы сети радиостанционных станций, станций точного времени и эталонных частот, а также сигналы декаметрового диапазона передатчиков радиотехнической обсерватории Харьковского университета [3], расположенной в пос. Гайдары Харьковской области (расстояние между передатчиками и ПИЧ около 45 км). Выбор трасс и рабочих частот определяется решаемой задачей и условиями проведения эксперимента. Блок-схема ПИЧ приведена на рисунке: сплошными линиями показаны радиосигналы зондирования, штриховыми — синхронизирующие (опорные) сигналы.

Антенная система. В комплексе используются следующие типы приемных антенн: активные рамочные антенны А1-А5, с помощью которых производится разделение пространственных компонент сигнала (диапазоны гектометровых, километровых, мириаметровых радиоволн); скрещенные вертикальные антенны типа «Дельта» А6-А7 с высотой подвеса примерно 15 м и ориентацией С-Ю, В-З (диапазоны декаметровых и гектометровых волн); два ортогонально расположенных горизонтальных активных вибратора А8-А9 с длиной плеча порядка 4 м (декаметровые волны). Антенная система ПИЧ позволяет также исследовать поляризационные свойства радиосигналов. Через антенный коммутатор и ступенчатый аттенюатор сигнал поступает на входы радиоприемных устройств (РПУ) РПУ1-РПУ12.

Радиоприемные устройства. Во всем диапазоне рабочих частот применены приемники синтезаторного типа с общей синхронизацией от рубидиевого стандарта частоты Ч1-69 (относительная нестабильность по частоте $2 \cdot 10^{-11}$). В состав комплекса входят радиоприемные устройства: РПУ1-РПУ2 — Р-260-01 (3 кГц — 100 кГц); РПУ3-РПУ4 — Р-160П (1,5 МГц — 30 МГц); РПУ5-РПУ6 — Р399 (1,5 МГц — 30 МГц); РПУ7-РПУ12 — Р-250 М (1,5 МГц — 30 МГц). Радиоприемники Р-250 М используются с внешними гетеродинами (ВГ) — генераторы ГЗ-101 и синтезаторы частоты Ч6-31.

Устройства обработки. На блок ключевых балансных смесителей (БС1-БС12) подаются сигналы $f_{\text{пч2}}$ с усилителей второй промежуточной частоты 128 кГц (РПУ1-РПУ3), 215 кГц (РПУ4-РПУ12) и опорные сигналы f_0 с синтезаторов частоты Ч6-31. Частота расстройки выбирается равной единицам Гц. После активного фильтра НЧ с полосой пропускания от 0 до 7 Гц сигнал поступает на вход информационно-



измерительной системы (ИИС). Последняя состоит из устройства управления, коммутатора и одиннадцатиразрядного аналого-цифрового преобразователя (АЦП) Ф7077. ИИС позволяет производить построение временных рядов с частотой дискретизации до 10 Гц в каждом канале. Регистрация производится на перфоленту перфоратором ПЛ-150М или магнитную ленту кассетного накопителя СМ5211, управляемого ЭВМ. Временная привязка осуществляется с помощью часов «Автохрон» по сигналам станции РБУ (66,6 кГц) или с помощью приемника Ч7-13 по сигналам станций РВМ с точностью, не хуже 1 с. Контрольные регистрации производятся приборами А550-001, подключенными к выходам балансных смесителей. Результаты обработки в виде таблиц и графиков выводятся с помощью синтезирующего печатающего устройства А521-4 и двухкоординатного графопостроителя ПДП4-002.

Вычислительная часть ПИЧ создана на базе ЭВМ «Электроника В» МС11900.1. Обработка ведется с использованием языков программирования QUASIC 2.2. и ассемблера. При обработке вычисляются доплеровские спектры, вариации амплитуд и доплеровских частот отдельных гармоник с частотным разрешением 0,02 Гц, другие статистические характеристики принимаемых сигналов.

В качестве достоинств комплекса отметим возможность проведения дистанционной диагностики ионосферной плазмы в значительном радиочастотном диапазоне с экспериментальным получением ряда характеристик каждого из зондирующих сигналов; техническая реализация комплекса сравнительно проста. Для расширения возможностей комплекса многочастотного зондирования планируется увеличение количества собственных излучателей, а также использование приемной антенной решетки. Это позволит производить диагностику с разрешением по высоте, измерять фазовые характеристики, исследовать динамику пространственной структуры сигнала, в частности, девиацию углов прихода.

Список литературы: 1. *Нестационарные процессы в ионосфере Земли и их влияние на распространение коротких радиоволн* / Ю. Е. Таращук, П. М. Нагорский, Б. Б. Борисов и др. Томск : Изд-во Томск. ун-та, 1986. 164 с. 2. *Волноводные возмущения в ионосфере*. Алма-Ата. 1987. 172 с. 3. *Радиофизический комплекс для исследования динамических процессов E и F слоев ионосферы методом доплеровского зондирования* // Вестн. Харьк. ун-та. 1987, № 307: Радиофизика и электроника. С. 26—30.

Поступила в редколлегия 20.12.89

УДК 551.510

В. П. МИЩЕНКО, канд. физ.-мат. наук, *Е. В. ОБОЛЪЯНИНОВА*,
А. Д. ТЕВЯШЕВ, д-р техн. наук

О МАТЕМАТИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ РАССЕЯНИЯ АКУСТИЧЕСКИХ ВОЛН В ТУРБУЛЕНТНОЙ АТМОСФЕРЕ

Одним из способов косвенного измерения скорости ветра является зондирование атмосферы с помощью бистатических акустических локаторов. При работе многоканальных систем пространственно-вре-

менной обработки эхо-сигналов в таких локаторах входная информация рассматривается как многомерный случайный процесс. Однако физическая природа рассеивающих целей рассматривается упрощенно. Так, оценка скорости ветра производится на основе линейного эффекта Доплера при пренебрежении волновыми эффектами, объемом рассеивающей цели, неоднородностью среды вдоль кавала распространения сигнала и рядом других факторов. Получать состоятельные и эффективные оценки скорости ветра при таком подходе практически невозможно. Необходим более полный учет физических особенностей рассеивающей цели, т. е. разработка достаточно адекватной физико-математической модели процесса рассеяния акустических волн в турбулентной атмосфере.

Теория взаимодействия акустических волн с турбулентной атмосферой строится на основе использования в качестве математической модели линейного неоднородного дифференциального уравнения второго порядка (уравнения Гельмгольца) [1—3]. Такая модель не описывает нелинейные эффекты, возникающие при распространении в среде двух или более сравнимых по амплитуде волн, а также не учитывает влияние на спектры рассеянных сигналов сжимаемости среды.

В работе приведена снимающая эти ограничения математическая модель взаимодействия акустических волн с турбулентной атмосферой, методы ее решения проанализированы, рассмотрены свойства полученных решений. Показано, что полученная модель позволяет определять спектры сигналов, рассеянных нелинейной неоднородной средой, с учетом их волновой природы.

Математическая модель взаимодействия акустических волн с турбулентной атмосферой. Как известно [4], процесс распространения звука в среде описывается уравнениями гидродинамики: уравнениями Эйлера

$$\frac{\partial V_i}{\partial t} + \sum_{k=1}^3 V_k \frac{\partial V_i}{\partial x_k} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} = 0, \quad i = 1, 2, 3 \quad (1)$$

(диссипацией энергии пренебрегаем) и уравнением непрерывности

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho \vec{V}) = 0. \quad (2)$$

Здесь \vec{V} — скорость, p и ρ — давление и плотность среды; x_1, x_2, x_3 — пространственные координаты. Учитывая адиабатичность процесса, получаем замкнутую систему уравнений для \vec{V} и p :

$$\frac{1}{\gamma} \cdot \frac{d \ln p}{dt} = -\operatorname{div} \vec{V};$$

$$\frac{\partial V_i}{\partial t} = \sum_{k=1}^3 V_k \frac{\partial V_i}{\partial x_k} - \frac{c^2}{\gamma} \frac{\partial \ln p}{\partial x_i}, \quad i = 1, 2, 3. \quad (3)$$

В общем случае для произвольного p решение этой системы затруднено. Однако для звуковых волн с малыми амплитудами верно соотношение $p_a \ll p_0$ (p_0 и p_a — соответственно равновесное и акустическое давле-

ния). Поэтому представив ρ в виде $\rho = \rho_0 + \rho_a$, можно разложить $\ln \rho$ в ряд по малому параметру ρ_a/ρ_0 . Используем два первых члена в разложении (линейный и первую нелинейную поправку). Таким образом мы будем иметь возможность описывать не только линейные, но и нелинейные по акустическому полю эффекты. Положим $\vec{V} = -\vec{U} + \vec{\xi}$ (\vec{U} — скорость турбулентного движения, $\vec{\xi}$ — акустическая скорость). Тогда для Π и $\vec{\xi}$ получим систему уравнений ($\Pi = \frac{\rho_a}{\gamma \rho_0}$):

$$\frac{\partial \xi_i}{\partial t} = -\frac{\partial U_i}{\partial t} - \sum_{k=1}^3 (\xi_k + U_k) \frac{\partial (\xi_i + U_i)}{\partial x_k} - c_0^2 \left(1 + \frac{T'}{T_0}\right) (1 - \gamma \Pi) \frac{\partial \Pi}{\partial x_i}; \quad i = 1, 2, 3; \quad (4)$$

$$\frac{\partial \Pi}{\partial t} (1 - \gamma \Pi) + \sum_{k=1}^3 (\xi_k + U_k) \frac{\partial \Pi}{\partial x_k} (1 - \gamma \Pi) = - \sum_{k=1}^3 \frac{\partial (\xi_k + U_k)}{\partial x_k}.$$

Для скалярной задачи о распространении монохроматической волны в атмосфере (зависимость решения от времени имеет вид $\exp(-i\omega t)$, волновой природой звукового поля пренебрегают) можно выразить ξ_i через Π и подставить в уравнение для Π . Кроме того, если пренебречь сжимаемостью среды при турбулентном движении ($\text{div } \vec{U} = 0$), а также членами второго порядка малости по $\vec{\xi}$ и Π , при условии, что \vec{U} и T' не зависят от времени, для величины Π можно получить неоднородное уравнение Гельмгольца [1]. Таким образом, система уравнений (4) снимает ряд ограничений, накладываемых на процессы, описываемые уравнением Гельмгольца. Эта система позволяет также описывать волновые эффекты в векторной задаче. В частности, из системы уравнений (4) видно, что эффект Доплера по-разному проявляется для различных по частоте составляющих спектра волны, зависит от волновых векторов составляющих спектра, а также схемы (геометрии) взаимодействия волн и направления скорости ветра.

Методы решения системы уравнений (4). Величину Π , связанную с акустическим давлением, можно искать по теореме возмущений, т. е. положить $\Pi = \Pi_0 + \Pi_s$ (5), где Π_0 падающая волна, Π_s — рассеянная волна. Будем считать, что $\Pi_s/\Pi_0 \ll 1$, т. е. волна Π_0 приводит к изменению давления и акустической скорости, а волна Π_s , не влияя на Π_0 , чувствует эти изменения. Аналогично $\vec{\xi} = \vec{\xi}_0 + \vec{\xi}_s$. Система уравнений нулевого приближения для волны Π_0 , которая не изменяется в процессе распространения, будет иметь вид для неподвижной среды:

$$\frac{\partial \xi_i^0}{\partial t} + \sum_{k=1}^3 \xi_k^0 \frac{\partial \xi_i^0}{\partial x_k} = -c_0^2 \left(1 + \frac{T'}{T_0}\right) \frac{\partial \Pi_0}{\partial x_i}, \quad i = 1, 2, 3; \quad (6)$$

$$\frac{\partial \Pi_0}{\partial t} + \sum_{k=1}^3 \xi_k^0 \frac{\partial \Pi_0}{\partial x_k} = - \sum_{k=1}^3 \frac{\partial \xi_k^0}{\partial x_k}.$$

Тогда система уравнений для Π_s получается вычитанием уравнений (6) из уравнений (4) соответственно

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \sum_{k=1}^3 \bar{U}_k \frac{\partial}{\partial x_k} + \gamma_i\right) \xi'_i = -N_i - \sigma^2 \frac{\partial \Pi_s}{\partial x_i} - \sum_{k=1}^3 \xi'_k \gamma_{ik};$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \sum_{k=1}^3 \bar{U}_k \frac{\partial}{\partial x_k}\right) \Pi_s = - \sum_{k=1}^3 \left[\gamma_k + U_k \frac{\partial \Pi_0}{\partial x_k} + \left(\frac{\partial}{\partial x_k} + \frac{\partial \Pi_0}{\partial x_k}\right) \xi'_k \right] \xi'_i,$$

$$i = 1, 2, 3). \quad (7)$$

здесь

$$\bar{U}_i = c + U_i, \quad \gamma_i = \frac{\partial U_i}{\partial x_i}, \quad \gamma_{ik} = \frac{\partial U_i}{\partial x_k};$$

$$c = \sqrt{\sum_{i=1}^3 \xi_i^2}, \quad N_i = N(i) + n_i, \quad N(i) = (c + U_i) \frac{\partial U_i}{\partial x_i} - \frac{\partial U_i}{\partial t};$$

$$n_i = \sum_{k=1, k \neq i}^3 (c + U_k) \frac{\partial U_i}{\partial x_k}, \quad \sigma^2 = c_0^2 \left(1 + \frac{T'}{T_0}\right).$$

Система уравнений (7) записана в первом приближении по параметру Π_s/Π_0 , так как в правых частях уравнений для ξ'_i опущены члены вида $\sum_{k=1}^3 \xi'_k \partial \xi'_i / \partial x_k$. В то же время в уравнениях для Π_s не учитываются нелинейные поправки по p_a/p_0 , присутствующие в системе уравнений (4).

Поскольку смещение спектров намного меньше несущей частоты, то задачу можно решать в резонансном приближении методом медленных амплитуд, разлагая решения на медленно изменяющуюся часть и быстроосциллирующую с резонансной частотой ω_0 .

Заметим, что в работах [1; 2; 5], задача для Π_0 решалась в нулевом приближении, а задача для Π_s — в первом приближении на основе уравнений Гельмгольца. Ясно, что для адекватного описания реального спектра такого приближения недостаточно. Приведенная в работе система уравнений описывает процесс распространения волны в сжимаемой турбулентной атмосфере. Кроме того, решая задачу о взаимодействии Π_0 с атмосферой точно (в рамках введенных выше допущений), а по малому параметру Π_s/Π_0 — в первом приближении, мы можем описать эффект нелинейного влияния падающей волны на рассеянную через акустическую скорость.

На примере решения задачи рассеяния акустической волны на температурных и ветровых неоднородностях покажем возможности полученной системы уравнений в плане качественного объяснения некоторых особенностей наблюдаемых спектров эхо-сигналов.

Уширение и расщепление спектра. Рассмотрим плоскую монохроматическую волну, распространяющуюся с частотой ω_0 вдоль оси z в турбулентной среде. Величина

$$\Pi_0 = A e^{-i(\omega_0 t - k_0 z)} + A^* e^{i(\omega_0 t - k_0 z)} \quad (8)$$

удовлетворяет системе уравнений (6) в нулевом приближении и в процессе распространения со скоростью c_0 не изменяется, т. е. согласно терминологии из раздела оптики является нормальной.

В общем случае рассеяние на ветровых и температурных неоднородностях может происходить в произвольном направлении. Мы же будем интересоваться рассеянием в том же направлении, вдоль оси z . Таким образом, решение системы уравнений (7) для рассеянной вперед волны ищем в виде

$$\Pi_s = S e^{-i(\omega t - kz)} + S^* e^{i(\omega t - kz)}; \quad (9)$$

$$\xi'_z = B e^{-i(\omega t - kz)} + B^* e^{i(\omega t - kz)}. \quad (10)$$

Для простоты будем считать, что вектор скорости ветра \vec{U} направлен вдоль оси z , более того, изменения скорости ветра отличны от нуля лишь по оси z ($\gamma_z \equiv \partial U_z / \partial z \neq 0$). Тогда система уравнений (7) примет вид

$$\left[\frac{\partial}{\partial t} + (c_0 + U_z) \frac{\partial}{\partial z} + \gamma_z \right] \xi'_z = -N_z - c_0^2 \left(1 + \frac{T'}{T_0} \right) \frac{\partial \Pi_s}{\partial z}; \quad (11)$$

$$\left[\frac{\partial}{\partial t} + (c_0 + U_z) \right] \Pi_s = -\gamma_z - (U_z + \xi'_z) \frac{\partial \Pi_0}{\partial z} - \frac{\partial \xi'_z}{\partial z}.$$

Подставляя Π_s и ξ'_z в эту систему и переходя к уравнениям для медленно изменяющихся амплитуд, что справедливо в резонансном приближении, получаем связанную систему уравнений

$$S = \frac{k(U_z \cdot A + B)}{\omega - \omega_0 - kU_z}; \quad B = \frac{iW_z(\omega_0, k) + \sigma^2 k S}{\omega - \omega_0 - kU_z + i\gamma_z}. \quad (12)$$

Здесь $W_z(\omega_0, k)$ — одномерный индекс рассеяния Фурье — Стильтеса, кроме того, учтено, что $\omega_0 = kc_0$.

Систему (12) можно решать методом последовательных приближений. Первое уравнение получается, если положить $S = 0$ во втором уравнении. По сути это означает, что мы не учитываем температурные флуктуации. Для S , таким образом, имеем

$$S = \frac{kU_z A}{\omega - \omega_0 - kU_z} + \frac{i k W_z(\omega_0, k)}{(\omega - \omega_0 - kU_z)(\omega - \omega_0 - kU_z + i\gamma_z)}. \quad (13)$$

Выражение (13) представляет собой комплексный коэффициент рассеяния вперед для элементарного объема с некоторыми постоянными значениями скорости и градиента скорости. Если среда неустойчива и в пространстве конечного размера задано распределение вероятностей параметров среды, то для получения амплитуды рассеянного сигнала формулу для S следует усреднить по распределению.

На рисунке представлены спектры падающей волны (рисунок, поз. а) и рассеянной вперед на ветровых неоднородностях. При отсутствии флуктуаций ($\vec{U} (\gamma_z = 0)$) спектр будет монохроматичным, смещенным относительно частоты падающей волны ω_0 на величину kU_z (эффект Доплера), рисунок, поз. б. Наличие флуктуаций скорости

($\gamma_z \neq 0$) приведет к «размытию» спектра, рисунок, поз. в. Из выражения (13) видно также, что с ростом U_z амплитуда рассеяния растет, т. е. сигнал на смещенных частотах пропорционален скорости ветра.

Из системы (12) получим теперь точное выражение для S :

$$S = \frac{kU_z(\omega - \omega_0 - kU_z)A + ik(W_z + \gamma_z U_z A)}{\left(\omega - \omega_0 - kU_z + \sqrt{\sigma^2 k^2 - \frac{\gamma_z^2}{4} + i\frac{\gamma_z}{2}}\right) \times \left(\omega - \omega_0 - kU_z - \sqrt{\sigma^2 k^2 - \frac{\gamma_z^2}{4} + i\frac{\gamma_z}{2}}\right)}, \quad (14)$$

Из выражения (14) видно, что при достаточно больших значениях $\sigma^2 k^2$ (т. е. при $\sigma^2 k^2 \gg \frac{\gamma_z^2}{4}$) вместо резонансов на частоте $\omega = \omega_0 - kU_z$ формируются два «смещенных» резонанса на частотах

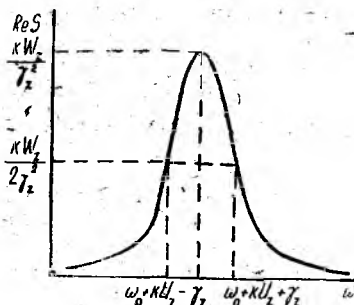
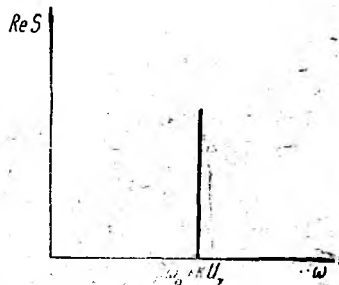
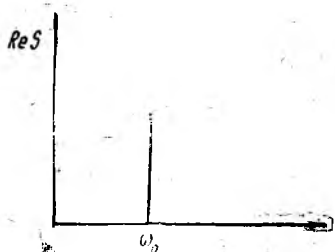
$$\omega = \omega_0 - kU_z \pm \sqrt{\sigma^2 k^2 - \frac{\gamma_z^2}{4}},$$

т. е. происходит расщепление резонансной линии. Таким образом, при рассеянии вперед акустической волны происходит уширение спектра за счет ветровых флуктуаций, а также расщепление резонансов за счет температурных неоднородностей.

Нелинейный интерференционный эффект. Рассмотрим ту же задачу, но теперь рассеянную волну будем считать не слабой, а настолько сильной, чтобы учитывать модуляцию акустической скорости ξ_z в резонансной частотой $\omega_0 - \omega$ за счет взаимодействия волн P_0 и P_s через среду. Для решения этой задачи принципиально необходим учет второго члена разложения по малому параметру ρ_a/ρ_0 . Из системы уравнений (4) для рассматриваемого случая запишем систему первого приближения:

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + U_z \frac{\partial}{\partial z} + \gamma_z\right) \times \times \xi_z = -N_z - \sigma^2(1 - \gamma\Pi) \frac{\partial \Pi}{\partial z};$$

$$(1 - \gamma\Pi) \left(\frac{\partial \Pi}{\partial t} + U_z \frac{\partial \Pi}{\partial z}\right) = -\gamma_z - \frac{\partial \xi_z}{\partial z} - (1 - \gamma\Pi) \xi_z \frac{\partial \Pi}{\partial z}. \quad (15)$$



Общий вид решений для P_0 и P_s оставим без изменений, а ξ_z представим суммой трех монохроматических волн

$$\xi_z = C e^{-i(\omega_0 t - k_0 z)} + D e^{-i(\omega t - k z)} + L e^{i(\delta t - \Delta z)} + C^* e^{i(\omega_0 t - k_0 z)} + D^* e^{i(\omega t - k z)} + L^* e^{-i(\delta t - \Delta z)}. \quad (16)$$

Здесь $\delta = \omega_0 - \omega$, $\Delta = k_0 - k$. Получим выражение для нелинейной части $S^{\text{нел}}$ за счет связи волн P_0 и P_s через коэффициент L , т. е. через модуляцию акустической скорости с частотой δ биений волн. Для этого подставим P_0 , P_s и ξ_z в (15) и приравняем коэффициенты при одинаковых экспонентах (резонансное приближение). В результате получим систему

$$\begin{aligned} (\omega - k U_z) S &= k_0 A L - k N_z S / \gamma_z; \\ (\delta - \Delta \cdot U_z - i \gamma_z) L &= 2 A^* S \sigma^2 \cdot \Delta. \end{aligned} \quad (18)$$

Отсюда

$$S^{\text{нел}} = \frac{2 A^2 \cdot S \cdot \sigma^2 \cdot \Delta \cdot k_0}{(\omega - k U_z + k N_z / \gamma_z) (\delta - \Delta \cdot U_z - i \gamma_z)} \quad (19)$$

Из полученной формулы видно, что при рассеянии вперед в нелинейной турбулентной среде падающая и рассеянная волны интерферируют. В спектре рассеянной волны появляются резонансы на частоте $\delta = \Delta U_z$ с полушириной γ_z . Эффект отличен от нуля, если $k_0 \neq k$.

С другой стороны, полученный результат можно интерпретировать как условие $\omega - \omega_0 = (k - k_0) U_z$, при котором может происходить нелинейная перекачка энергии из одной части спектра в другую.

Получена система нелинейных дифференциальных уравнений 1-го порядка, позволяющая описывать нелинейные (по полю) и волновые эффекты при распространении акустических волн в турбулентной атмосфере.

Для ее решения предложено использовать: метод разложения по малому параметру P_s/P_0 , теорию возмущений, метод медленно изменяющихся амплитуд (резонансное приближение).

В резонансном приближении решена задача о рассеянии вперед плоской монохроматической волны на ветровых и температурных неоднородностях, описаны изменения в спектре такой волны. Показано, что возможна нелинейная перекачка энергии из одной части спектра в другую через изменение акустической скорости.

Список литературы: 1. Татарский В. И. Распространение волн в турбулентной атмосфере. М., 1967. 548 с. 2. Brown E. M. Turbulent spectral broadening of backscattered acoustic pulses // J. Acoust. Soc. Amer., 1974. Vol. 56, N 5. P. 1398—1406. 3. Brown E. H. Acoustic — Doppler — Radar scattering equation and general solution // J. Acoust. Soc. Amer., 1972. Vol. 52, N 5. P. 1391—1396. 4. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Теоретическая физика. Гидродинамика. М., 1988. Т. VI. 733 с. 5. Spizzichino A. Spectral broadening of acoustic and radio waves scattered by atmospheric turbulence in the case of radar and zonal experiments // Ann. Geophys., 1975. Vol. 31, N 4. P. 433—445.

Поступила в редколлегию 20.12.89

МЕТОДИКА СИНТЕЗА ОДНОТАКОВОГО ПАРАЛЛЕЛЬНОГО СИГНАТУРНОГО АНАЛИЗАТОРА

Сигнатурный анализ является одним из наиболее широко применяемых в настоящее время методов компактного тестирования. Его сущность заключается в представлении данных цифровых реакций контролируемых схем в виде коротких и ключевых слов-сигнатур.

Проблема анализа многovýchодных цифровых схем в процессе их тестирования заключается в определении возникновения неисправности схемы по ее выходным состояниям. Отличительной особенностью подобного анализа есть необходимость исследования достаточно небольшого количества выходных состояний. Поэтому использование традиционных методов тестирования, применяемых для одновыходных цифровых схем, в данном случае не позволяет получить желаемого эффекта. Действительно, попытка провести анализ n -выходной цифровой схемы одноканальным сигнатурным анализатором (СА) [1] (рис. 1)

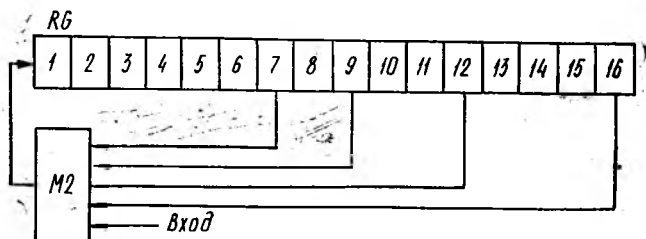


Рис. 1

приводит к увеличению в n раз времени, необходимого для анализ схемы или оборудования, требуемого для реализации подобного сигнатурного анализатора [2]. Поэтому в последнее время для диагностики многovýchодных устройств используются многоканальные сигнатурные анализаторы (МСА) [3; 4].

Рассмотрим методику построения МСА, позволяющих за один такт сжатия n -разрядной входной последовательности получить такой же результат, что и в одноканальном СА. В качестве образующего полинома используем порождающий многочлен $P(x) = x^{16} + x^{12} + x^9 + x^7 + 1$, выбранный фирмой Хьюлетт — Паккард при создании сигнатурных анализаторов. Однако установлено, что среди полиномов 16-й степени полином вида $P(x) = x^{16} + x^{12} + x^9 + x^6 + 1$, обладавая такими же характеристиками [5], что и описанный в работе [1], позволяет значительно упростить разрабатываемое устройство.

Поставленная цель достигается тем, что для синтеза СА параллельного действия, выполняющих те же функции, что и анализаторы последовательного действия, в отличие от способа [3], используют спо-

соб, основанный на формировании переходной и проверочной матриц [6].

Обозначим предыдущее состояние j -го элемента b_j , а последующее — b'_j . Тогда предыдущее состояние регистра, включающего 16 элементов, будет $B = |b_1 b_2 \dots b_{16}|$, последующее состояние $B' = |b'_1 b'_2 \dots b'_{16}|$.

Состояние каждого триггера регистра зависит от состояния других триггеров в соответствии с выражением

$$b'_j = a_1 b_1 \oplus a_2 b_2 \oplus \dots \oplus a_j b_j \oplus \dots \oplus a_{16} b_{16}, \quad (1)$$

где $a_j = 1$ — при наличии соединения с выходом j -го триггера; 0 — при отсутствии соединения с выходом j -го триггера.

Для регистра, представленного на рис. 1, каждое новое состояние триггеров определяется по формулам

$$b'_1 = b_7 \oplus b_9 + b_{12} \oplus b_{16};$$

$$b'_2 = b_1;$$

$$b'_3 = b_2;$$

$$b'_4 = b_3;$$

$$\dots \dots \dots \dots \dots \dots \dots$$

$$b'_{16} = b_{15}.$$

Такую взаимосвязь триггеров можно описать в виде матрицы

$$S = \begin{bmatrix} a_{11} & a_{12} & \dots & a_{16} \\ a_{21} & a_{22} & \dots & a_{216} \\ \vdots & & & \\ a_{161} & a_{162} & \dots & a_{1616} \end{bmatrix},$$

в которой элементы j -й строки характеризуют связь j -го триггера с другими триггерами регистра. Тогда для приведенной на рис. 1 схемы матрица S примет вид

$$S = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & 0 & 1 & 0 & 0 & 1 & 0 & 0 & 0 & 1 \\ 1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & 0 & 0 \end{bmatrix}. \quad (2)$$

Вектор последующего состояния регистра можно определить из выражения $B'_k = S B^T_{k-1}$, где T — символ транспонирования; k — текущий номер такта.

Тогда можно записать

$$B_2^T = SB_1^T; B_3^T = SB_2^T = S^2B_1^T.$$

В результате через k тактов получим $B_k^T = S^{k-1}B_1^T$ (3). Поскольку матрица S характеризует изменение состояния регистра от такта к такту, назовем ее матрицей перехода.

Предположим, что на вход регистра поступает один разряд кодовой комбинации $\alpha_1 = \{1/0\}$, принимающий значение 0 или 1. Поскольку запись производится в первый триггер регистра, то его состояние может быть записано в виде вектора

$$b_1 = \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix} \alpha_1.$$

В соответствии с (3) после k тактов сдвига состояние регистра будет определяться по формуле

$$B_k^T = S^{k-1}h_1\alpha_1. \quad (4)$$

Если на вход регистра поступает последовательность разрядов, причем разряд n поступает первым, то вследствие линейности операций, выполняемых в регистре, будет справедливо выражение

$$B_n^T = (I\alpha_1 \oplus S\alpha_2 \oplus \dots \oplus S^{k-1}\alpha_k \oplus \dots \oplus S^{n-1}\alpha_n) h_1, \quad (5)$$

где I — единичная матрица; n — длина кодовой комбинации.

Выражение (5) можно записать как

$$B_n^T = |h_1 h_2 \dots h_n| \begin{bmatrix} \alpha_1 \\ \alpha_2 \\ \vdots \\ \alpha_n \end{bmatrix} = H \begin{bmatrix} \alpha_1 \\ \alpha_2 \\ \vdots \\ \alpha_n \end{bmatrix}, \quad (6)$$

где $h_k = S^{k-1}h_1$; H — проверочная матрица.

Проверочная матрица H зависит от длины вводимой последовательности, например, для $n = 20$ она будет иметь вид

$$H = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & 0 & 1 & 0 & 0 & 1 & 0 & 1 & 0 & 1 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & 0 & 1 & 0 & 0 & 1 & 0 & 1 & 0 & 1 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & 0 & 1 & 0 & 0 & 1 & 0 & 1 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & 0 & 1 & 0 & 0 & 1 & 0 & 1 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & 0 & 1 & 0 & 0 & 1 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & 0 & 1 & 0 & 0 & 1 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & 0 & 1 & 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & 0 & 1 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix}$$

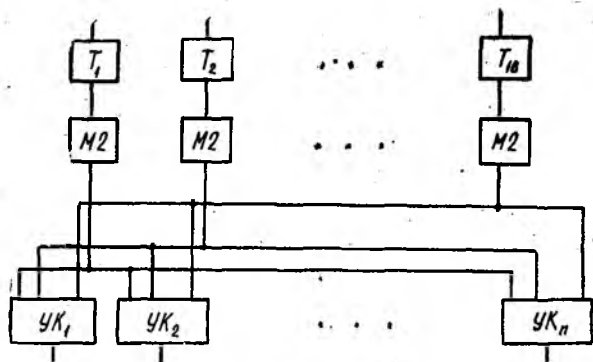


Рис. 2

Выражения (5) и (6) описывают работу сигнатурного анализатора [3]. Для синтеза параллельного сигнатурного анализатора, выполняющего те же функции, что и в работе [3], при контроле тестовой последовательности фиксированной длины (длины n) необходимо задать

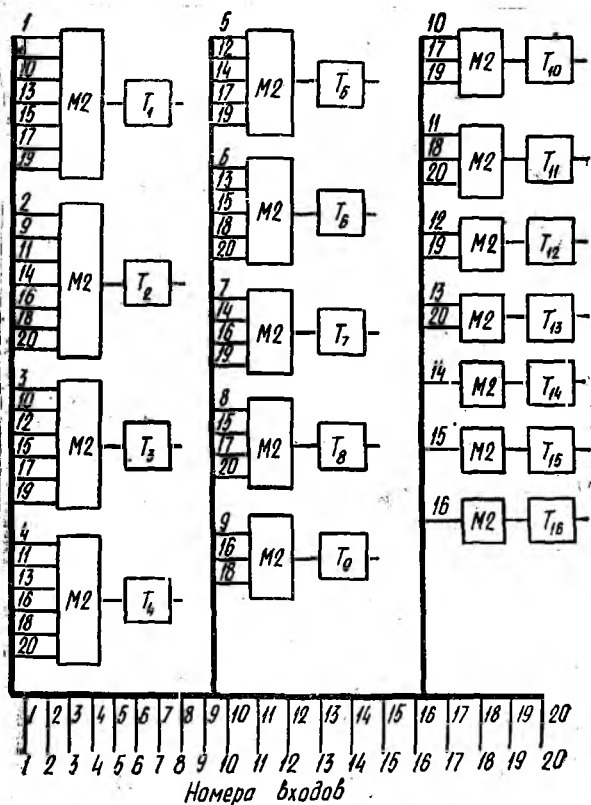


Рис. 3

матрицу перехода (2), на основе которой сформировать проверочную матрицу H (7).

На рис. 2 представлена схема устройства для параллельного сигнатурного анализа двоичной последовательности длиной n , синтезированного на основе матрицы перехода S и проверочной матрицы H (цепи синхронизации не показаны).

Узлы коммутации ($УК_1—УК_n$) работают следующим образом. При возникновении на входе k_i -го узла единичного сигнала на 16-ти его выходах появляются сигналы, указанные в k -м столбце провероч-

Таблица 1

Номер такта	Состояние триггеров регистра	Входная последовательность
1	0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 1	1
2	0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 1 0	0
3	0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 1 0 1	1
4	0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 1 0 1 1 1	1
5	0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 1 0 1 1 1 1	1
6	0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 1 0 1 1 1 1 0	0
7	0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 1 0 1 1 1 1 0 1	1
8	0 0 0 0 0 0 0 0 0 1 0 1 1 1 1 0 1 1	0
9	0 0 0 0 0 0 0 0 1 0 1 1 1 1 0 1 1 0	0
10	0 0 0 0 0 0 0 1 0 1 1 1 1 0 1 1 0 0	0
11	0 0 0 0 0 1 0 1 0 1 1 1 0 1 1 0 0 0	1
12	0 0 0 0 1 0 1 1 1 0 1 1 0 0 0 0 0 0	0
13	0 0 0 1 0 1 1 1 0 1 1 0 0 0 0 0 1	1
14	0 0 1 0 1 1 1 0 1 1 0 0 0 0 0 1 0	0
15	0 1 0 1 1 1 0 1 1 1 0 0 0 0 1 0 0	0
16	1 0 1 1 1 0 1 1 0 0 0 0 1 0 0 1	1
17	0 1 1 1 0 1 1 0 0 0 0 1 0 0 1 0	1
18	1 1 1 0 1 1 0 0 0 0 1 0 0 1 0 0	0
19	1 1 0 1 1 0 0 0 0 1 0 0 1 0 0 1	1
20	1 0 1 1 0 0 0 0 1 0 0 1 0 0 1 0	1

ной матрицы H , соответствующие произведению $S^{k-1}n_1$ (5). При отсутствии единичного сигнала ($\alpha_k = 0$) на всех выходах блока появляется логический «0».

В процессе анализа каждый разряд параллельного кода, состоящего из n разрядов, поступает на вход соответствующего ему узла $УК_1—УК_n$. После чего сигналы, возникающие на первых, вторых, ..., шестнадцатых выходах узлов $УК_1—УК_n$ суммируются по модулю 2. Результаты суммирования фиксируются на триггерах $T_1—T_{16}$.

На рис. 3 представлена схема устройства для параллельного сигнатурного анализа двоичной последовательности длиной $n = 20$, синтезированного на основе матрицы перехода (2) и проверочной матрицы (7). Для сокращения размеров рис. 3 показаны номера выходов узлов $УК_1—УК_n$, на которых возможно появление «единичного» сигнала. Например, в первой строке матрицы (7) указано, что задействованы первые выходы первого, восьмого, десятого, тринадцатого, пятнадцатого, семнадцатого, девятнадцатого элементов.

В табл. 1 приведен пример преобразования 20-разрядной последовательности в одноканальном анализаторе с порождающим многочленом $P(x) = x^{16} + x^{13} + x^9 + x^7 + 1$. В табл. 2 рассмотрен пример преобразования той же последовательности за один такт в многоканальном анализаторе. При этом сигнатура получается путем суммирования столбцов проверочной матрицы, соответствующих номерам входов устройства, на которые подаются единичные сигналы.

Таблица 2

Входная последовательность 11011001010001011101	Сигнатура
10 00 1 1 0 010 0	0
01 00 0 0 1 101 1	1
00 00 0 1 0 010 0	0
00 10 0 0 0 101 1	0
00 01 0 0 1 010 0	1
00 00 0 0 0 001 1	0
00 00 0 0 1 100 0	0
00 00 1 0 0 010 1	1
00 00 0 0 0 101 0	0
00 00 0 1 0 010 0	0
00 00 0 0 0 001 1	0
00 00 0 0 0 000 0	0
00 00 0 0 0 000 1	1
00 00 0 0 1 000 0	1
00 00 0 0 0 000 0	0
00 00 0 0 0 100 0	1

Предлагаемая методика и синтезируемые на ее основе многоканальные сигнатурные анализаторы могут быть использованы не только для целей контроля. При условии применения соответствующих алгоритмов они позволяют классифицировать и локализовать неисправности при наличии как одноканальных, так и многоканальных ошибок с точностью до выхода исследуемой схемы.

Список литературы: 1. Гордон Г., Надиг Х. Локализация неисправностей в микропроцессорных системах при помощи шестнадцатиричных ключевых кодов // Электроника. 1977. № 5. С. 23—33. 2. Кривуля Г. Ф., Таранов В. Б. Применение параллельных сигнатурных анализаторов для контроля и диагностирования цифровых устройств // АСУ и приборы автоматики. 1988. Вып. 85. С. 32—36. 3. Дисман А. М., Иванов А., Новик Г. Х. Вопросы построения параллельных структур сигнатурных анализаторов и генераторов псевдослучайных чисел // Вопр. радиоэлектроники. Сер. ОВР. 1984. Вып. 11. С. 106—117. 4. Рысованный А. Н. Функциональная диагностика и надежность комплексов средств автоматизации // Моделирование, оценка эффективности АСУ и линий радиосвязи. 1989. Вып. 3, Ч. 3. С. 88—94. 5. Питерсон У., Узлдон Э. Коды, исправляющие ошибки. М., 1976. 596 с. 6. Прикладная теория цифровых автоматов / К. Г. Самофалов, А. М. Романкевич, В. Н. Валуйский и др. К., 1987. 375 с.

Поступила в редколлегию 04.01.90

МАКРОМОДЕЛЬ ПРИЕМНО-ВЫПРЯМИТЕЛЬНОГО ЭЛЕМЕНТА РЕКТЕННЫ ПО ПОСТОЯННОМУ ТОКУ

Важнейшим параметром расчета ректенн является их КПД. Величина его зависит от эффективности работы отдельных приемно-выпрямительных элементов (ПВЭ), образующих ректенну, и от того, как организован сбор мощности постоянного тока с выхода этих элементов. При анализе крупноапертурных ректенн удобно рассматривать их как бесконечные периодические системы, состоящие из одиночных ПВЭ. Данный подход при введении ряда упрощающих предположений позволяет разбить сложную задачу анализа параметров крупноапертурной ректенны на две. Цель первой из них — определение энергетических характеристик отдельного ПВЭ в составе бесконечной периодической антенны с нелинейными многополосниками (АНМ). Соответствующие соотношения, полученные для решения этой задачи методом переменных состояния, приведены в работе [1].

В результате решения второй задачи должен быть определен КПД схемы сбора мощности постоянного тока ректенны. Такая задача пока не рассматривалась. Для ее решения целесообразно применить упрощенные модели (макромодели) ПВЭ по постоянному току. Макромоделирование является известным и широко применяемым способом уменьшения вычислительных затрат и позволяет при анализе существенно снизить порядок системы уравнений больших схем (БС) при допустимых потерях точности [2].

В связи с тем, что схемы сбора ректенн функционируют на постоянном токе, то естественно, что макромодель ПВЭ должна характеризовать его как генератор постоянного тока. Цель статьи — определение такой макромодели.

Различают физические и информационные макромодели [2]. Физической макромоделью (упрощенной электрической схемой) ПВЭ по постоянному току является либо эквивалентный генератор ЭДС холостого хода E_s с внутренним сопротивлением R_s , либо эквивалентный генератор тока короткого замыкания I_s . Информационная модель необходима для численного определения параметров E_s , R_s и представляет собой уравнения (по принятой терминологии они именуется уравнениями связи [2]), устанавливающие зависимость величин E_s , R_s от заданных параметров ректенны. КПД выпрямления при заданной структуре ПВЭ ректенны, как известно из работы [3], зависит от уровня плотности потока мощности падающего поля Π и сопротивления нагрузки по постоянному току R_n . Поэтому в качестве уравнений связи информационной макромодели ПВЭ целесообразно принять уравнения вида

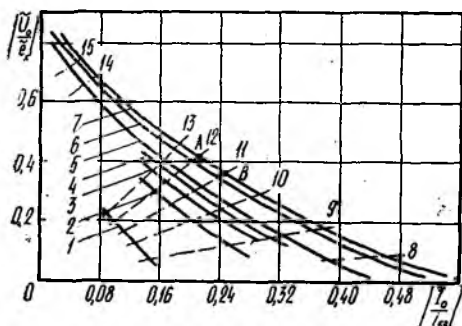
$$E_s = f(\Pi); R_s = f(\Pi), R_n = \text{const}; \quad (1)$$

$$E_s = f(R_n); R_s = f(R_n), \Pi = \text{const}. \quad (2)$$

Далее, для конкретности рассмотрим макромодели описанных в работе [4] типовых двухполупериодных ПВЭ с петлевыми и шунтовыми излучателями.

По общепринятой методике макромоделирования [2], соотношения (1), (2) могут быть найдены в результате аппроксимации табличных или графических данных, полученных при использовании упрощенных моделей. С целью определения искомого макромодели ПВЭ такие данные удобно представлять в виде нагрузочных характеристик (НХ) по постоянному току. Наиболее точно НХ рассчитываются методом переменных состояний [3] при различных значениях R_n и Π и представляют собой семейство кривых $u_0 = f(i_0)$, где i_0 , u_0 — значения постоянного тока в нагрузке ПВЭ и напряжение на этой нагрузке. Заметим, что двухполупериодные ПВЭ являются частным случаем многофазных антенн с нелинейными многополюсниками и расчет их

как показано в работе [3], сводится к расчету эквивалентного однофазного ПВЭ. На рисунке приведены нагрузочные характеристики эквивалентного однофазного петлевого ПВЭ, где 1 — $\Pi = 1$ Вт/м²; 2 — 5,1 Вт/м²; 3 — 10 Вт/м²; 5 — 21 Вт/м²; 6 — 75,5 Вт/м²; 7 — 136,9 Вт/м²; 8 — $R_n = 15$ Ом; 9 — 45 Ом; 10 — 90 Ом; 11 — 135 Ом;



12 — 180 Ом; 13 — 225 Ом; 14 — 500 Ом; 15 — 1000 Ом. Все величины, относящиеся к таким элементам, на рисунке и далее по тексту отмечены знаком «~». Для удобства дальнейшего использования НХ изображаются нормированными, причем под $e_x(f_0)$ и $i_{кз}(f_0)$ понимаются ЭДС холостого хода и ток короткого замыкания на клеммах излучателя ПВЭ. На рабочей частоте f_0 эти параметры связаны соотношением

$$i_{кз}(f_0) = e_x(f_0) / z_a(f_0),$$

где $z_a(f_0)$ — входное сопротивление излучателя ПВЭ. Вычисление приведенных на рисунке НХ проводилось в предположении, что для выпрямления используются диоды Шоттки типа 3А208А, рабочая частота антенны $f_0 = 2,45$ ГГц, а резонансные размеры петлевого излучателя принимались такими же, как и в работе [4].

Определим из нагрузочных характеристик параметры ПВЭ как эквивалентного генератора постоянного тока. На небольшом участке (например, АВ на рисунке) их можно аппроксимировать прямой линией. Применительно к данному участку внутреннее сопротивление эквивалентного генератора \bar{R}_s будет

$$\bar{R}_s = \frac{\Delta \tilde{u}_0}{\Delta \tilde{i}_0} = - \frac{(\tilde{u}_0)_A - (\tilde{u}_0)_B}{\tilde{i}_{0A} - \tilde{i}_{0B}}. \quad (3)$$

Это значение \bar{R}_3 соответствует нагрузке \bar{R}_H , характерной для участка АВ ($R_H \approx 160$ Ом).

Продолжая отрезок прямой АВ до пересечения с осью ординат, найдем ЭДС эквивалентного генератора

$$E_3 = \bar{u}_0 |_{\bar{I}_0, H_{\text{кз}}=0} = \frac{(\bar{i}_0)_A (u_0)_B - (\bar{i}_0)_B (u_0)_A}{(\bar{i}_0)_A - (\bar{i}_0)_B}. \quad (4)$$

Соотношения (3), (4) определяют параметры генератора постоянного тока в случае однофазного ПВЭ. Для двухфазных схем $E_3 \approx \bar{E}_3$, $R_3 = 0,5\bar{R}_3$ в случае петлевых ПВЭ и $E_3 = 2\bar{E}_3$, $R_3 = \bar{R}_3$ в случае шунтовых ПВЭ.

Как следует из сказанного, параметры эквивалентного генератора определяются положением касательной к нагрузочной характеристике в текущей ее точке. Следовательно, они зависят как от величины R_H , так и от уровня плотности потока мощности. Используя нагрузочные характеристики, нетрудно рассчитать по изложенной выше схеме величины \bar{E}_3 и \bar{R}_3 для различных значений Π и \bar{R}_3 .

Многочисленные расчеты, проведенные для двухполупериодных петлевых и шунтовых ПВЭ, показали, что зависимости (1), (2) можно аппроксимировать степенными функциями вида

$$\bar{E}_3 = b\Pi^\beta; \quad \bar{R}_3 = a\Pi^{-\alpha}, \quad \bar{R} = \text{const}; \quad (5)$$

$$\bar{E}_3 = cR_H^\gamma; \quad \bar{R}_3 = dR_H^\delta, \quad \Pi = \text{const}. \quad (6)$$

Постоянные коэффициенты a, b, c, d , входящие в (5), (6), находятся, исходя из тех или иных критериев аппроксимации.

Правомерность использования соотношений (5), (6) для аппроксимации вычисленных по методике [3] зависимостей (1), (2) иллюстрируется данными, приведенными в табл. 1, 2. Эти данные соответствуют ПВЭ, нагрузочные характеристики которого приведены на рисунке.

Таблица 1

Зависимости $\bar{E}_3 = f(\Pi)$, $\bar{R}_3 = f(\Pi)$ при $\bar{R}_H = 125$ Ом

Π , Вт/м ²	20	40	60	80	100	120	Примечание
\bar{E}_3 , В	5,1	7,4	9,5	11,2	12,5	13,8	Расчет по 3
\bar{E}_3 , В	5,5	7,7	9,5	11,3	12,7	14,1	Аппроксимация с коэффициентом: $b = 0,96$; $\beta = 0,56$
\bar{R}_3 , Ом	140	138	137	136	135	134	Расчет по 3
	146	141	138	136	135	134	Аппроксимация с коэффициентом: $a = 170$; $\alpha = 0,05$

Зависимость $\bar{E}_3 = f(\bar{R}_H)$, $\bar{R}_3 = f(\bar{R}_H)$ при $\Pi = 100 \text{ Вт/м}^2$

\bar{R}_H , Ом	100	200	400	600	700	Примечание
\bar{E}_3 , В	11,8	13,0	13,8	14,2	14,3	Расчет по 3
	12,1	12,9	13,7	14,1	14,3	Аппроксимация с коэффициентом: $c = 8,2$; $\gamma = 0,085$
\bar{R}_3 , Ом	123	142	165	183	189	Расчет по 3
	124	142	165	182	188	Аппроксимация с коэффициентом: $d = 44$; $\delta = 0,22$

Полученные соотношения (5), (6) описывают ПВЭ как зависимый от величины Π и \bar{R}_H источник постоянного тока и является его макромоделью. Применяя эту макромодель, можно составить эквивалентную схему цепей постоянного тока ректенны, что позволяет использовать ее для расчета КПД схем сбора линейных электрических цепей.

Список литературы: 1. Лучанинов А. И., Шокало В. М., Щербина А. А. Проектирование крупноапертурных антенных решеток с выпрямительными элементами для систем передачи энергии на СВЧ // Функциональные электродинамические системы и элементы. Саратов, Изд-во Саратов. ун-та. 1988. С. 88—103. 2. Ильин В. Н., Коган В. М. Разработка и применение программ автоматизации схемотехнического проектирования. М., 1984. 368 с. 3. Приемно-выпрямительные элементы ректенных систем / Я. С. Шифрин, А. И. Лучанинов, В. М. Шокало. Х., 1988. 181 с. Деп. в УкрНИИТИ 31.03.89. № 941. 4. Лучанинов А. И., Шокало В. М., Щербина А. А. Двухполупериодные приемно-выпрямительные элементы ректенн // Радиотехника. 1989. Вып. 94. С. 53—58.

Поступила в редколлегию 18.12.89

УДК 537.84

А. А. АЛЕКСАНДРОВА, канд. физ.-мат. наук

СТАЦИОНАРНОЕ МГД ОБТЕКАНИЕ ЭЛЛИПСОИДАЛЬНОЙ НЕОДНОРОДНОСТИ

Изучение физических явлений в межпланетном пространстве, в солнечной короне, в лабораторной плазме показало наличие в них неоднородностей [1], которые хорошо моделируются в рамках магнит-

ной гидродинамики [2]. В статье рассматривается МГД модель неоднородности в виде простейшей трехмерной фигуры — трехосного эллипсоида. В работе [3] получено и исследовано внутреннее поле скоростей и магнитное поле эллипсоида. Рассматривался проводящий сжимаемый эллипсоид с проницаемой поверхностью, помещенный во внешнее магнитное поле, который обтекался стационарным МГД потоком. Проводимость эллипсоида и окружающей среды предполагалась достаточно высокой, так что в этом случае справедливы уравнения магнитной гидродинамики для идеальной среды [2]. Было показано, что и в магнитной гидродинамике эллипсоид является единственной выпуклой фигурой, обладающей свойством неоднородности: если внешнее невозмущенное поле однородно, то и внутреннее поле в эллипсоиде также однородно. Однако исследование внутреннего поля обнаружило и своеобразие задач магнитной гидродинамики, связанное, с одной стороны, с анизотропией внутреннего поля, а с другой, — с неустойчивыми эллипсоидальными неоднородностями [3].

Нами продолжено исследование, начатое в работе [3]. Изучим внешнее поле скоростей, т. е. рассмотрим обтекание эллипсоидальной неоднородности в самосогласованной постановке.

Пусть МГД поток, заданный постоянным магнитным полем \vec{B}_1 , звуковой скоростью v_{s1} и альфвеновской скоростью v_{A1} , обтекает неоднородность в форме эллипсоида $x^2/a^2 + y^2/b^2 + z^2/c^2 = 1$, внутренние параметры которого равны $\vec{B}_2, v_{s2}, v_{A2}$. Тогда полное поле скоростей $\vec{u}_n(\vec{r})$ вне неоднородности равно сумме полей невозмущенного $\vec{u}_0(\vec{r})$ и поля, возникшего в результате возмущения, создаваемого эллипсоидом, $\vec{u}_b(\vec{r}); \vec{u}_n(\vec{r}) = \vec{u}_0(\vec{r}) + \vec{u}_b(\vec{r})$. (1). Нахождение \vec{u}_n по заданному \vec{u}_0 , по заданной геометрии неоднородности и по заданным параметрам $\vec{B}_i, v_{si}, v_{Ai}, i = 1, 2$ и составляет сущность поставленной задачи. Полное поле (1) выражается через МГД потенциал скоростей

$$\vec{\Pi}(\vec{r}) = \int_{(V)} \frac{\vec{u}(\vec{r}') \hat{\Phi}(\theta, \varphi)}{|\vec{r} - \vec{r}'|} d\vec{r}', \quad (2)$$

где

$$\hat{\Phi} = \frac{1}{2\pi v_{A1}^3} \left\{ \begin{array}{ccc} \frac{\cos^2 \theta \cos^2 \varphi - \sin^2 \varphi}{\sin^2 \theta} & -\text{ctg } \theta \cos \varphi & \frac{\sin 2\varphi (1 + \cos^2 \varphi)}{2 \sin^2 \theta} \\ -\text{ctg } \theta \cos \varphi & 1 - \frac{v_{A1}^2}{v_{s1}^2} & -\text{ctg } \theta \sin \varphi \\ \frac{\sin 2\varphi (1 + \cos^2 \varphi)}{2 \sin^2 \theta} & -\text{ctg } \theta \sin \varphi & \frac{\cos^2 \theta \sin^2 \varphi - \cos^2 \varphi}{\sin^2 \theta} \end{array} \right\} \quad (3)$$

следующим образом:

$$\vec{u}_n(\vec{r}) = \vec{u}_0(\vec{r}) + (v_{s2}^2 - v_{s1}^2) \text{grad div } \vec{\Pi}(\vec{r}) - v_{A1}^2 \vec{s}_1 \times \text{rot}(\vec{s}_1 - \gamma \vec{s}_2) \times \vec{\Pi}(\vec{r}). \quad (4)$$

Здесь $\vec{s}_i = \vec{B}_i/B_i$; $\gamma = B_2/B_1$; $\vec{u}_n(\vec{r})$ — поле, определенное во внешней области $\vec{r} \notin V$, существенно отличное от поля $\vec{u}(\vec{r})$, заданного внутри (V) (подынтегральная функция в (2)). Следовательно, внешнее поле может быть найдено простым интегрированием, если известно внутреннее поле [3].

Общая схема решения уравнения (4) состоит из двух этапов. На первом этапе при $\vec{r} \in V$ интегральные уравнения Фредгольма II рода (4) позволяют определить внутреннее поле $\vec{u}(\vec{r})$ непосредственно через невозмущенное поле $\vec{u}_0(\vec{r})$. Предполагая, что $\vec{u}_0(\vec{r})$ — постоянно, мы получили [3], что внутренний МГД потенциал имеет вид

$$\vec{\Pi}(\vec{r}) = \vec{u} \parallel \delta_{ij} \parallel, \quad i = \overline{1, 3}; \quad j = \overline{1, 3},$$

где каждый элемент матрицы $\delta_{ij} = P_2(x, y, z)$, т. е. представляет собой многочлен второй степени относительно декартовых координат. А так как на потенциал действует еще оператор дифференцирования второго порядка, то получили, что внутреннее поле также постоянно и его можно записать следующим образом: $\vec{u} = A\vec{u}_0$ (5). На втором этапе решения уравнения (4) по известному внутреннему полю (5) найдем внешнее.

При исследовании МГД потенциала (2) для внутренних точек [3] использовался метод Лагранжа [4]. Благодаря так называемой теореме взаимности Айвори [4] нахождение внешнего потенциала в электродинамике значительно упрощается, так как происходит автоматически и необходимость применения метода Лагранжа отпадает. В магнитной гидродинамике теорему, аналогичную теореме Айвори, доказать не удалось, поэтому пришли к необходимости применения для нахождения $\vec{\Pi}(\vec{r})$, несмотря на значительное усложнение, именно метода Лагранжа.

Введём сферическую систему координат с полюсом в точке наблюдения $\vec{P}(\vec{r}) \in V$:

$$x - x' = r'\alpha; \quad y - y' = r'\beta; \quad z - z' = r'\gamma,$$

где $\beta = \cos \Theta$; $\alpha = \sin \theta \cos \varphi$; $\gamma = \sin \theta \sin \varphi$ — координаты точки на сфере (Ω) единичного радиуса. Тогда внешний МГД потенциал примет вид

$$\vec{\Pi}(\vec{r}) = \vec{u} \iint_{(\Omega)} \hat{\Phi}(\theta, \varphi) d\omega \int_{R_-}^{R_+} r' dr'. \quad (6)$$

Здесь

$$R_{\pm} = (-K \pm \sqrt{K^2 - LI})/I,$$

где K, L, J — имеют те же обозначения, что и в работе [3], а \vec{u} — компоненты внутреннего поля, найденные там же.

После интегрирования внутреннего интеграла по

$$\vec{\Pi}(\vec{r}) = 2u \iint_{(\Omega)} \Phi(\theta, \varphi) \frac{K}{r^2} \sqrt{K^2 - LI} d\omega. \quad (7)$$

Область интегрирования будет зависеть от положения точки наблюдения относительно эллипсоида и определяться неравенствами

$$\frac{\cos \theta \cos \bar{\theta}}{b^2} + \sin \theta \sin \bar{\theta} \left(\frac{\cos \varphi \cos \bar{\varphi}}{a^2} + \frac{\sin \varphi \sin \bar{\varphi}}{c^2} \right) < 0;$$

$$\left[\frac{\cos \theta \cos \bar{\theta}}{b^2} + \sin \theta \sin \bar{\theta} \left(\frac{\cos \varphi \cos \bar{\varphi}}{a^2} + \frac{\sin \varphi \sin \bar{\varphi}}{c^2} \right) \right]^2 r^2 - \left[\frac{\cos^2 \theta}{b^2} + \sin^2 \theta \times \right.$$

$$\left. \times \left(\frac{\cos^2 \varphi}{a^2} + \frac{\sin^2 \varphi}{c^2} \right) \right] \left\{ r^2 \left[\frac{\cos^2 \bar{\theta}}{b^2} + \sin^2 \bar{\theta} \left(\frac{\cos^2 \bar{\varphi}}{a^2} + \frac{\sin^2 \bar{\varphi}}{c^2} \right) \right] - 1 \right\} \geq 0,$$

где r , θ , φ — сферические координаты точки наблюдения.

Следует заметить, что вычисление внешнего потенциала (7) и, следовательно, построение полного обтекающего поля на произвольных расстояниях до точки наблюдения представляет собой аналитически довольно сложную задачу. Поэтому ограничимся рассмотрением поля в дальней зоне, т. е. на больших расстояниях от неоднородности, а также проанализируем МГД потенциал ближнего поля (вблизи эллипсоида), рассматривая различные частные случаи вырождения эллипсоида.

Рассмотрим поле в дальней зоне при $r \gg \max \{a, b, c\}$, в этом случае $\theta \simeq \bar{\theta}$, $\varphi \simeq \bar{\varphi}$, и внешний потенциал примет вид

$$\vec{\Pi}(\vec{r}) = \frac{4}{3} \pi abc \frac{\hat{\Phi}(\theta, \varphi)}{r} \vec{u} = \hat{g} \frac{\vec{u}_0}{r},$$

где $\hat{g} = \frac{4}{3} \pi abc \hat{\Phi}(\theta, \varphi) A$ — матрица обтекания.

Тогда полное внешнее поле в дальней зоне можно записать в виде

$$\vec{u}(\vec{r}) = \vec{u}_0 + [(v_{s1}^2 - v_{s2}^2) \text{grad div } \hat{g} \vec{u}_0 - v_{A1}^2 \vec{s}_1 \times \text{rot rot}(\vec{s}_1 - \gamma \vec{s}_2) \times \hat{g} \vec{u}_0] / r. \quad (8)$$

Выделив отдельно зависимость от r и от полярных углов θ , φ , выражение (8) перепишем так:

$$\vec{u}(\vec{r}) = \vec{u}_0 + [(v_{s1}^2 - v_{s2}^2) \hat{F}(\theta, \varphi) - v_{A1}^2 \vec{s}_1 \times \hat{G}(\theta, \varphi)] / r^3,$$

$$\text{где } F(\theta, \varphi) = \begin{pmatrix} -2 & \frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \sin \theta & \frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial}{\partial \varphi} \\ \frac{\partial}{\partial \theta} & \frac{\partial}{\partial \theta} \frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \sin \theta & \frac{\partial}{\partial \theta} \frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial}{\partial \varphi} \\ \frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial}{\partial \varphi} & \frac{1}{\sin^2 \theta} \frac{\partial^2}{\partial \varphi \partial \theta} & \frac{1}{\sin^2 \theta} \frac{\partial^2}{\partial \varphi^2} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} u_r \\ u_\theta \\ u_\varphi \end{pmatrix};$$

$$\hat{G}(\theta, \varphi) = \frac{1}{\sin \theta} \left[\frac{\partial}{\partial \theta} (\vec{s}_1 - \gamma \vec{s}_2) \hat{\rho}(\vec{u}_\varphi \sin \theta) - \frac{\partial}{\partial \varphi} (\vec{s}_1 - \gamma \vec{s}_2) \hat{\rho} u_\theta \right] \vec{i}_r +$$

$$+ \left[\frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial}{\partial \varphi} (\vec{s}_1 - \gamma \vec{s}_2) \hat{\rho} u_r + (\vec{s}_1 - \gamma \vec{s}_2) \hat{\rho} u_\varphi \right] \vec{i}_\theta -$$

$$- \left[(\vec{s}_1 - \gamma \vec{s}_2) \hat{\rho} u_\theta + \frac{\partial}{\partial \theta} (\vec{s}_1 - \gamma \vec{s}_2) \hat{\rho} u_\varphi \right] \vec{i}_\varphi;$$

$$\begin{pmatrix} u_r \\ u_\theta \\ u_\varphi \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \sin \theta \cos \varphi & \sin \theta \sin \varphi & \cos \theta \\ \cos \theta \cos \varphi & \cos \theta \sin \varphi & -\sin \theta \\ -\sin \varphi & \cos \varphi & 0 \end{pmatrix} \hat{\Phi}(\theta, \varphi) \begin{pmatrix} u_x \\ u_y \\ u_z \end{pmatrix};$$

$$\hat{P} = \left\{ -1, \frac{\partial}{\partial \theta}, \frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial}{\partial \varphi} \right\},$$

таким образом, поле в дальней зоне $\vec{u}_n(\vec{r})$, полученное при обтекании МГД эллипсоида, примет вид

$$\vec{u}_n(\vec{r}) = \left(1 + \frac{1}{r^3} \hat{P}(\theta, \varphi) \right) \vec{u}_0(\vec{r}), \quad (9)$$

где $\hat{P}(\theta, \varphi)$ — некоторый оператор, который по аналогии с электродинамикой [5] можно назвать оператором (амплитудой) рассеяния; он записывается в виде матрицы и является достаточно сложным физическим понятием. Из (9) видно, что возмущение, вносимое неоднородностью в дальней зоне, убывает, как $1/r^3$, и существенно зависит от точки наблюдения θ, φ , что отражено на рис. 1, 2



Рис. 1

В последние годы отмечается интерес к вопросам, связанным с задачей о потенциалах неоднородного эллипсоида [5]. Причем этот интерес обусловлен не только традиционными астрофизическими приложениями, потребностями прикладной электродинамики, а также в меньшей степени и задачами

магнитной гидродинамики, связанными с дифракционными эффектами. Поэтому изучим особенности внешнего МГД потенциала ближнего поля ($a = c$).

МГД потенциал в направлении, совпадающем с направлением внешнего магнитного поля

$$\vec{\Pi}(\vec{r}) = \frac{\vec{u} r^2 b^2 a^4}{2v_{A1}^2 (a^2 - b^2)} \left[\frac{1}{a^2} - \frac{\arctg \frac{\sqrt{a^2 - b^2}}{b}}{b \sqrt{a^2 - b^2}} \right] \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 2(v_{A1}^2/v_{s1}^2 - 1) & 0 \\ 1 & 0 & 1 \end{pmatrix}.$$

МГД потенциал в направлении, перпендикулярном направлению внешнего магнитного поля

$$\vec{\Pi}(\vec{r}) = \frac{\vec{u} r^2}{v_{A1}^2} \| d_{ij} \|, \quad i = \overline{1, 3}, \quad j = \overline{1, 3},$$

где

$$d_{11} = \frac{a^2 b^2}{8} \left[(2 \cos^2 \tilde{\varphi} + 1) \frac{b^2}{a^3 - b^2} \left(\frac{\arctg \frac{\sqrt{a^2 - b^2}}{b}}{b \sqrt{a^2 - b^2}} - \frac{1}{a^3} \right) - \right.$$

$$-(2 \sin^2 \bar{\varphi} + 1) \left(\frac{\operatorname{arctg} \frac{\sqrt{a^2 - b^2}}{b}}{b \sqrt{a^2 - b^2}} + \frac{1}{a^2} \right);$$

$$d_{12} = d_{21} = d_{23} = d_{32} = 0; \quad d_{13} = d_{31} =$$

$$= \frac{1}{8} \sin 2\bar{\varphi} b^4 a^2 \left[\frac{2}{a^2 b^2} + \frac{\operatorname{arctg} \frac{\sqrt{a^2 - b^2}}{b}}{b \sqrt{a^2 - b^2}} \left(2 - \frac{1}{a^2 - b^2} \right) + \frac{1}{a^2 (a^2 - b^2)} \right];$$

$$d_{22} = a^2 b^2 (1 - v_{A1}^2 / v_{s1}^2) \left[\frac{\operatorname{arctg} \frac{\sqrt{a^2 - b^2}}{b}}{b \sqrt{a^2 - b^2}} \left(1 - \frac{1}{a^2 - b^2} \right) + \frac{1}{a^2} \left(1 + \frac{1}{a^2 - b^2} \right) \right];$$

$$d_{33} = \frac{a^2 b^2}{8} \left(2 \sin^2 \bar{\varphi} + 1 \right) \frac{b^2}{a^2 - b^2} \left(\frac{\operatorname{arctg} \frac{\sqrt{a^2 - b^2}}{b}}{b \sqrt{a^2 - b^2}} - \frac{1}{a^2} \right) -$$

$$-(2 \cos^2 \bar{\varphi} + 1) \left(\frac{\operatorname{arctg} \frac{\sqrt{a^2 - b^2}}{b}}{b \sqrt{a^2 - b^2}} + \frac{1}{a^2} \right).$$

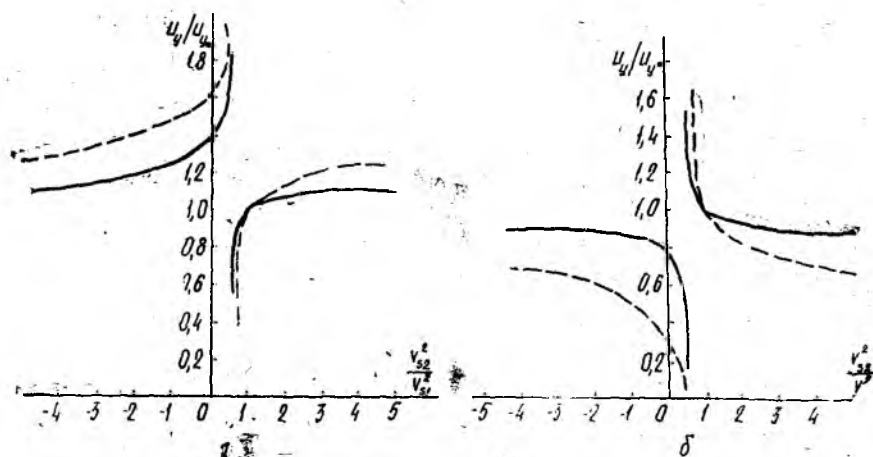


Рис. 2

Следовательно, вблизи эллипсоида потенциал пропорционален r^2 и имеет достаточно сложную зависимость от углов.

Рассмотрим МГД потенциал различных предельных фигур, которые можно получить из эллипсоида вращения $a = c$.

Пусть эллипсоид имеет вид тонкого вытянутого цилиндра $a = c \ll b$.

МГД потенциал в направлении магнитного поля

$$\vec{\Pi}(r) = -\frac{\pi a^2 r^2 \vec{u}}{v_{A1}^2} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 2(v_{A1}^2/v_{sl}^2 - 1) & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}.$$

МГД потенциал в направлении, перпендикулярном магнитному полю

$$\vec{\Pi}(r) = \frac{\vec{u} r^2}{4v_{A1}^2} \begin{pmatrix} b^2 \cos 2\bar{\varphi} & 0 & \frac{\sin 2\bar{\varphi}}{2} \\ 0 & (1 - v_{A1}^2/v_{sl}^2) \left(b^2 - \frac{1}{2}\right) & 0 \\ \frac{\sin 2\bar{\varphi}}{2} & 0 & -b^2 \cos 2\bar{\varphi} \end{pmatrix}.$$

Предположим, что рассеивающей неоднородностью является сплюснутый эллипсоид вращения $a = c \gg b$.

МГД потенциал в направлении магнитного поля

$$\vec{\Pi}(r) = \frac{\pi r^2 \vec{u} \left(b^2 - ab \frac{\pi}{2}\right)}{v_{A1}^2} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 2(v_{A1}^2/v_{sl}^2 - 1) & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}.$$

МГД потенциал в направлении, перпендикулярном магнитному полю

$$\vec{\Pi}(r) = \frac{\vec{u} r^2 \pi}{2v_{A1}^2} \begin{pmatrix} -\frac{ab}{8} (1 + 2 \sin^2 \bar{\varphi}) & 0 & 0 \\ 0 & (v_{A1}^2/v_{sl}^2 - 1) & 0 \\ 0 & 0 & -\frac{ab}{3} (1 + 2 \cos^2 \bar{\varphi}) \end{pmatrix}.$$

Наконец, если обтекаемая неоднородность имеет геометрию шара, то МГД потенциал в ближнем поле будет иметь вид

$$\vec{\Pi}(r) = \vec{u} r^2 \|l_{ij}\| \quad i = \overline{1, 3}, \quad j = \overline{1, 3}.$$

Для краткости выпишем один из элементов матрицы

$$l_{22} = \left(\frac{1}{v_{A1}^2} - \frac{1}{v_{sl}^2}\right) \left[\frac{4}{3} \cos^2 \bar{\theta} \sin^3 \bar{\theta} - \frac{2}{3} \cos \bar{\theta} \sin^3 \bar{\theta} + \right. \\ \left. - 2 \sin^3 \bar{\theta} - \frac{1}{5} \sin^5 \bar{\theta} - \frac{\bar{\theta}}{2} \sin^2 \bar{\theta} - \frac{1}{4} \sin^2 \bar{\theta} \sin 2\bar{\theta} \right].$$

Зная потенциал в любом направлении $(\bar{\theta}, \bar{\varphi})$ и применяя соотношение (4), легко найти ближнее поле в любой точке.

Таким образом, метод интегральных уравнений в принципе полностью и математически достаточно точно решает задачу обтекания МГД жидкостью тел эллипсоидальной формы.

Список литературы: 1. Westphal K. O., Mc Kenzie J. F. Interacting of Magnetoacoustic and Entropy Waves with Normal MGD shock Waves // The physics of Fluids. 1969. Vol. 12, № 6. P. 1228-1236. 2. Электродинамика плазмы / А. И. Ахизер, И. А. Ахизер, Р. В. Половин и др. М., 1974. 720 с. 3. Александрова А. А., Хижняк Н. А. Исследование внутренних магнитного и скоростного

УДК 537.874

Н. Р. ПИВНЕНКО

РАССЕЯНИЕ ОСНОВНОЙ МОДЫ ПРЯМОУГОЛЬНОГО ВОЛНОВОДА НА ПРОНИЦАЕМОЙ ЦИЛИНДРИЧЕСКОЙ ВСТАВКЕ

Рассмотрим прямоугольный волновод, направленный вдоль оси z , сечение которого в плоскости $z = 0$ совпадает с областью $0 < x < a$, $0 < y < b$. Стенки волновода — идеально проводящие; внутренность его заполнена однородным изотропным магнитоэлектриком с материальными параметрами ϵ , μ . Поместим в волновод вставку в форме отрезка кругового цилиндра радиуса r и длиной b так, чтобы она расположилась перпендикулярно широким стенкам волновода. Считаем, что ось вращения упомянутого цилиндра совпадает с прямой $x = x_p$; $-\infty < y < +\infty$; $z = 0$, тогда внутренность вставки будет задана условиями $(x - x_p)^2 + z^2 < r^2$; $0 < y < b$. Вставка не пересекает боковых стенок волновода, что предполагает выполнение неравенств $x_p > r$; $x_a < a - r$. Она изготовлена из однородного изотропного магнитоэлектрика с материальными параметрами ϵ_p , μ_p .

Пусть на эту вставку набежит основная мода прямоугольного волновода, y -компонента электрического поля которой характеризуется выражением

$$E_{0y}(\vec{R}) \equiv U_0(x, z) = \sin \kappa_1 x \exp(i\gamma_1 z). \quad (1)$$

Здесь и далее временной множитель $\exp(-i\omega t)$ опущен; $\vec{R} = (x, y, z)$; $\kappa_1 = \pi/a$; $\gamma_1 = \sqrt{k^2 - (\pi/a)^2}$; $k = k_0 \sqrt{\epsilon_p \mu_p}$; $k_0 = \omega/c$, c — скорость света в вакууме

Возникает вопрос о расчете поля внутри вставки и вне ее, который и рассматривается в данной работе. Основой анализа служит метод решения аналогичной задачи для идеально проводящей вставки, развитый в работе [1].

В силу специфики задачи электромагнитное поле не зависит от координаты y . Выберем в качестве искомой величины y -компоненту электрического поля $E_y(\vec{R}) \equiv U(x, z)$. Как следует из уравнений Максвелла, функция U подчиняется уравнениям

$$(\Delta_{\perp} + k_p^2)U = 0, (x, z) \in S_p; \quad (2)$$

$$(\Delta_{\perp} + k^2)U = 0, (x, z) \in S_{\text{ext}} \quad (3)$$

соответственно в сечении $S_p = \{(x - x_p)^2 + z^2 < r^2\}$ и во внешней к S_p области $S_{\text{ext}} = \{(x - x_p)^2 + z^2 > r^2, 0 < x < a, -\infty < z < +\infty\}$.

того, она подчиняется условию $u = 0$ при $x = 0, a$ и условиям сопряжения на контуре $L = \{(x - x_p)^2 + z^2 = r^2\}$ поперечного сечения вставки:

$$U_{\text{ext}} = U_p, \quad \frac{1}{\mu} \left(\frac{\partial U}{\partial n} \right)_{\text{ext}} = \frac{1}{\mu_p} \left(\frac{\partial U}{\partial n} \right)_p. \quad (4)$$

Использованные здесь обозначения имеют следующий смысл: Δ_{\perp} — оператор Лапласа по переменным x, z ; $\partial/\partial n$ — производная по нормали к контуру L ; индексы ext и p сопровождают предельные значения соответствующих величин на контуре L со стороны области S_{ext} или S_p .

Сформулируем интегральные соотношения для поля, вытекающие из поставленной выше задачи. С этой целью введем в рассмотрение функцию Грина $G_0(x, z | x', z')$ как решение уравнения

$$(\Delta_{\perp} + k^2) G_0(x, z | x', z') = \delta(x - x') \delta(z - z') \quad (5)$$

в полосе $0 < x < a, -\infty < z < +\infty$, которое подчиняется граничным условиям $G_0 = 0$ при $x = 0, a$ и условиям излучения при $z \rightarrow +\infty$. Используя стандартные выкладки, из (3), (5) получаем формулу Грина для поля во внешности вставки:

$$U(x, z) = U_0(x, z) + \int_L [-U_{\text{ext}}(x', z') \partial G_0 / \partial n' + G_0 (\partial U(x', z') / \partial n')_{\text{ext}}] dl', \quad (x, z) \in S_{\text{ext}}. \quad (6)$$

Здесь и далее $G_e = G_e(x, z | x', z')$; производная $\partial/\partial n$ берется по нормали к L , направленной внутрь S_{ext} ; dl' — элемент длины контура L . Воспользовавшись условиями (4), приведем представление (6) к виду

$$U(x, z) = U_0(x, z) + \int_L \{U_p(x', z') \partial G_0 / \partial n' - (\mu/\mu_p) G_e \times \\ \times [\partial U(x', z') / \partial n']_p\} dl', \quad (x, z) \in S_{\text{ext}}, \quad (7)$$

который содержит предельные значения поля и его нормальной производной на L со стороны области S_p .

Устремим в (7) точку наблюдения из области S_{ext} на контур L . С учетом первого из условий (4) получим соотношение

$$U_p(x_L, z_L) = U_0(x_L, z_L) + \lim_{(x, z) \rightarrow (x_L, z_L)} \int_L \{U_p(x', z') \partial G_0 / \partial n' - \\ - (\mu/\mu_p) [\partial U(x', z') / \partial n] G_e\} dl', \quad (x_L, z_L) \in L, \quad (8)$$

которое играет роль нелокального граничного условия к уравнению (2) относительно поля внутри включения. Найдем последнее в явном виде.

Общее решение уравнения (2), ограниченное в каждой точке области S_p , дается выражением

$$U(x, z) = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} E_n J_n(k_p \rho \exp(in\varphi)) \quad (x, z) \in S_p. \quad (9)$$

Здесь ρ, φ — система полярных координат с центром в точке $x = x_p, z = 0$: $x = x_p + \rho \cos \varphi, z = \rho \sin \varphi$; J_n — функция Бесселя; E_n — неопределенные коэффициенты. Они находятся как решение беско-

нечной системы линейных алгебраических уравнений, получаемой в результате подстановки разложения (9) в граничное условие (8):

$$E_n + \sum_{m=-\infty}^{+\infty} C_{nm} E_m = F_n; \quad n = 0; \pm 1; \mp 2... \quad (10)$$

Коэффициенты C_{nm} и заданные правые части F_n системы уравнений определены выражениями

$$C_{nm} = -\frac{a}{2\pi} (I_n(k_p r))^{-1} \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{2\pi} d\varphi' \exp(im\varphi - in\varphi') \times \\ \times \left[I_m(k_p r) \frac{\partial}{\partial \rho'} \Big|_{\rho'=1} G_0(x_p + r \cos \varphi, r \sin \varphi | x_p + \rho' \cos \varphi', \rho' \sin \varphi') - \right. \\ \left. - (\mu/\mu_p) \dot{I}_m(k_p r) G_0(x_p + r \cos \varphi, r \sin \varphi | x_p + \rho' \cos \varphi', \rho' \sin \varphi') \right]; \quad (11)$$

$$F_n = \frac{1}{2\pi} (I_n(k_p r))^{-1} \int_0^{2\pi} d\varphi \exp(-in\varphi) U_0(x_p + r \cos \varphi, r \sin \varphi),$$

где \dot{I}_m — производная по аргументу функции Бесселя. Согласно работе [1] система уравнений (10) поддается численному решению методом редукции.

Считаем, что это решение нам известно. Тогда поле в поперечном сечении вставки будет определяться выражением (9), а вне ее в области S_{ext} — прямой квадратурной формулой (7). Первое слагаемое из правой части цитированной формулы представляет собой набегающую волну, а второе — интегральное слагаемое, описывает поле, рассеянное вставкой.

Заметим, что величины C_{nm} , F_n можно вычислить в явном виде. Воспользуемся выражением для G_0 , найденным методом изображений [1; 2]:

$$4iG_0(x, z | x', z') = H_0^{(1)}(kD_0^-) - H_0^{(1)}(kD_0^+) + \\ + \sum_{q=1}^{+\infty} [H_0^{(1)}(kD_q^-) - H_0^{(1)}(kD_q^+) + H_0^{(1)}(kL_q^-) - H_0^{(1)}(kL_q^+)]; \quad (12)$$

$$D_q^\pm \equiv [(x \pm x' + 2aq)^2 + (z - z')^2]^{1/2};$$

$$L_q^\pm \equiv [(x \pm x' - 2aq)^2 + (z - z')^2]^{1/2},$$

где $H_0^{(1)}$ — функция Ханкеля первого рода. Тогда итоговое выражение для C_{nm} , полученное с применением теоремы сложения для цилиндрических функций [3], принимает вид

$$C_{nm} = \frac{\pi a}{2i} (I_n(k_p r))^{-1} \left[A_{nm} + I_n(kr) \sum_{q=2}^{+\infty} B_{nm}^{(q)} \right] \quad m; \quad (13)$$

$$\Delta_m = I_m(k_p r) \dot{I}_m(kr) - (\mu/\mu_p) \dot{I}_m(k_p r) I_m(kr); \quad (14)$$

$$A_{nm} = (-1)^m H_{m-n}^{(1)}(2kx_p) I_n(kr) - \delta_{nm} H_m^{(1)}(kr);$$

$$E_{nm}^{(q)} = H_{m-n}^{(1)}(kd_q) - H_{m+n}^{(1)}(kh_q) + (-1)^m [H_{m+n}^{(1)}(kd_q) - H_{m-n}^{(1)}(kh_q^{(\pm)})], \quad (15)$$

где δ_{nm} — символ Кронекера; $d_q = 2aq$, $h_q^{(\pm)} = 2(aq \pm x_p)$.

Представим поле $U_0(x, z)$ в виде суммы двух парциальных плоских волн и разложим каждую из них по цилиндрическим волнам [3]. Воспользовавшись этим результатом в формуле (11), получим итоговое выражение в виде

$$2iF_n = [\chi_1^n \exp(-i\kappa_1 x_p) - \chi_1^{-n} \exp(i\kappa_1 x_p)] (I_n(kr))^{-1}, \quad \chi_1 = (\kappa_1 + i\gamma_1)/k. \quad (16)$$

Примем во внимание выражение для G_0 , найденное методом разделения переменных [1; 2]:

$$G_0(x, z | x', z') = \sum_{n=1}^{+\infty} i \sin \kappa_n x \sin \kappa_n x' \frac{e^{i\gamma_n |z-z'|}}{a\kappa_n} (-1)^n, \\ \kappa_n = \pi n/a, \quad \gamma_n = \sqrt{k^2 - (\pi n/a)^2} \quad (\text{Im } \sqrt{} \geq +0). \quad (17)$$

Подставив его в интегральное соотношение (7), приходим к следующему разложению рассеянного поля $U_{sc} = U - U_0$ по модам волновода:

$$U_{sc}(x, z) = \sum_{n=1}^{+\infty} \sin \kappa_n x e^{i\gamma_n |z|} R_n^{\pm} \quad (\pm z > r). \quad (18)$$

Амплитудные коэффициенты R_n^{\pm} даются выражением

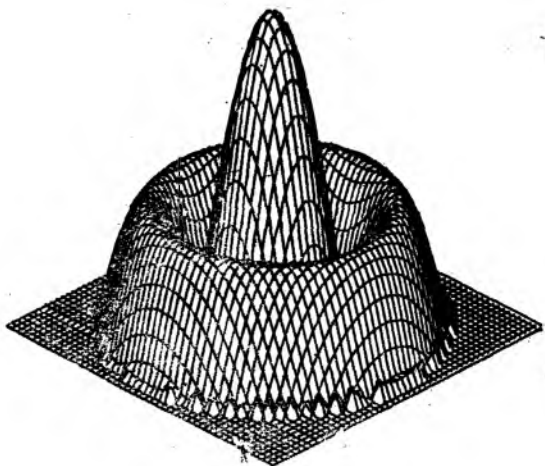
$$R_n^{\pm} = (\pi r/a\kappa_n) \sum_{m=-\infty}^{+\infty} E_m \Delta_m [\chi_n^m \exp(-i\kappa_n x_p) - (\mp 1)^m \chi_n^{-m} \exp(i\kappa_n x_p)], \\ \chi_n = (\kappa_n + i\gamma_1)/k. \quad (19)$$

Приведенные выражения исчерпывающим образом описывают аналитическое решение поставленной задачи. Оно может оказаться полезным при теоретическом исследовании ряда практических проблем СВЧ техники, в частности, при создании СВЧ фильтров.

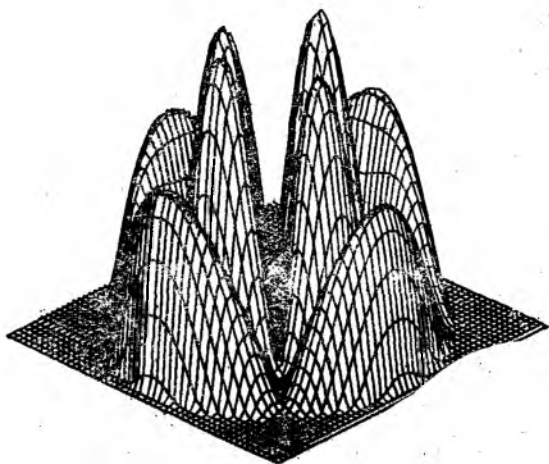
Последнее приложение связано с резонансным характером зависимости амплитудных коэффициентов R_n^{\pm} от частоты при высоких значениях ϵ_p или μ_p . В свою очередь, это обстоятельство вызвано резонансной зависимостью каждого из коэффициентов E_m ($m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$) от k_0 . Резонансные частоты определяют спектр собственных колебаний цилиндрической вставки.

Результаты проведенного нами численного эксперимента относятся к решенной выше задаче рассеяния основной моды (1) прямоугольного волновода. Последний полагался полым: $\epsilon = \mu = 1$; считалось также, что размер широкой стенки равен π , цилиндр располагался по середине: $x_p = \pi/2$, радиус его равнялся $r = \pi/10$; $\epsilon_p = 100$, $\mu_p = 1$. Все величины, имеющие размерность длины, измерены одной и той же единицей длины, которая не конкретизируется. Показано, что в окрестности каждой из резонансных частот m -й гармоники внутреннего поля (т. е. величины E_m) последняя становится доминирующей в разложении (9). Низшая резонансная частота собственных колебаний

для данного азимутального индекса m с ростом m увеличивается. Распределение модуля $|E_y(\rho, \varphi)|$ — единственной отличной от нуля компоненты электрического поля, по поперечному сечению $y = \text{const}$ вставки на резонансной частоте соответствующего типа колебаний приведено на рисунке. Позиция a отвечает резонансу на первой (низшей) резонансной частоте собственного колебания с азимутальным индексом $m = 0$; $k_0 = 1,90$, $n = 1$, позиция b — резонансу на второй резонансной частоте ($n = 2$) колебаний с $m = 2$; $k_0 = 2,70$. Целое число n нумерует резонансные частоты зависимости $E_m = E_m(k_0)$.



a



б

Список литературы: 1. Петленко В. А., Хижняк Н. А. Рассеяние электромагнитных волн идеально проводящими телами в прямоугольном волноводе // Изв. вузов. Радиофизика. 1978. Т. 21, № 9. С. 1323—1331. 2. Самарский А. А., Тихонов А. Н. Уравнения математической физики. М., 1971. 273 с. 3. Ваганов Р. Б., Каценеленбаум Б. З. Основы теории дифракции. М., 1983. 226 с.

Поступила в редколлегию 21.06.89

УДК 621.372.826

А. Б. КОНДРАШИХИН, канд. техн. наук, И. Ю. ЩЕРБАКОВ

ОПТИМИЗАЦИЯ У-ЦИРКУЛЯТОРОВ МИЛЛИМЕТРОВОГО ДИАПАЗОНА ДЛЯ ИНТЕГРАЛЬНЫХ СХЕМ

Интенсивное развитие техники миллиметровых и субмиллиметровых волн, расширение номенклатуры линий передачи, элементной базы на их основе и технологических возможностей производства ставят в разряд первоочередных проблему перехода к интегральной технологии изготовления пассивных, невзаимных и активных узлов, а также законченных блоков СВЧ трактов различного функционального назначения. С этой точки зрения перспективной базовой линией является полосковый металлодиэлектрический волновод (ПМДВ), обладающий наряду с конструктивно-технологическими преимуществами, также поляризационной устойчивостью основных типов колебаний [3; 4]. При этом из невзаимных устройств наиболее универсальным следует признать У-циркулятор, так как остальные узлы (невзаимные фазовращатели, вентили) могут быть построены на его основе достаточно простыми методами [2], что обуславливает актуальность поиска нетрадиционных путей расчета и оптимизации его параметров.

У-циркулятор на базе ПМДВ (рис. 1) содержит магнитную систему и две плоскостепенные металлические пластины (на рисунке дан вид циркулятора без верхней пластины), между которыми размещено У-разветвление прямоугольных диэлектрических стержней с цилиндрическим ферритом в центре разветвления, а оставшееся свободное пространство между пластинами занимает диэлектрическая подложка.

У основного типа волны в ПМДВ — E_{y0}^{00} — отсутствуют вариации поля между пластинами, а дисперсионное уравнение имеет вид [3]

$$\frac{\lambda}{a} = \frac{\pi \sqrt{\epsilon_b} \cos \theta x}{\arctg \frac{\sqrt{\sin^2 \theta x - \epsilon_n / \epsilon_b}}{\cos \theta x}}, \quad (1)$$

где θx — дисперсионный параметр (угол парциальной волны); ϵ_b и ϵ_n — относительные диэлектрические проницаемости материалов волновода и подложки соответственно.

В цилиндрической системе координат, связанной с центром феррита, распределение поля в поперечной плоскости ПМДВ в пределах волноведущего стержня и подложки может быть описано соответственно косинусоидальной и экспоненциальной функциями [3]:

$$\dot{E}_{y1} = \dot{E}_{ym} \cos \left(\frac{\pi \cos \theta x}{2\xi\psi \sqrt{1 - \epsilon_n/\epsilon_b}} \varphi \right); \quad (2)$$

$$\begin{aligned} \dot{E}_{y2} = \dot{E}_{ym} \cos \left(\operatorname{arctg} \frac{\sqrt{\sin^2 \theta x - \epsilon_n/\epsilon_b}}{\cos \theta x} \right) \times \\ \times \exp \left[- \frac{\pi \sqrt{\sin^2 \theta x - \epsilon_n/\epsilon_b}}{2\xi\psi \sqrt{1 - \epsilon_n/\epsilon_b}} (\varphi - \psi) \right], \end{aligned} \quad (3)$$

где E_{ym} — напряженность электрического поля волны E_y^{00} в центре ПМДВ ($\varphi = 0$); $\psi = \operatorname{arcsin} \frac{a}{2R}$; $\xi = \frac{\lambda}{\lambda_{\min}}$ — относительная длина волны; λ_{\min} — минимальная длина волны рабочего диапазона, соответствующая отсечке высших мод E_y^{01} и E_y^{10} .

Соотношения (2) и (3) содержат необходимую информацию для инженерного расчета конструктивных и электрических характеристик циркулятора по известной методике [1]. Однако существенное отличие структуры поля ПМДВ от косинусидаального поля феррита приводит к необходимости учета высших пространственных гармоник, помимо первой, что делает известную процедуру крайне громоздкой и непригодной для практических расчетов. Для достижения более высоких амплитудно-частотных характеристик проектируемых У-циркуляторов, вероятно, целесообразным будет провести дополнительное согласование полей феррита и ПМДВ по критерию максимального совпадения напряженностей полей по окружности феррита. С учетом соотношений (2) и (3), а также известного распределения поля в феррите [1] данный критерий может быть записан в следующем виде:

$$\int_0^\psi E_{y1} d\varphi + \int_\psi^{\pi/3} E_{y2} d\varphi - \int_0^{\pi/3} E_{ym} \cos \left(\frac{3}{2} \varphi \right) d\varphi = 0. \quad (4)$$

Критерий (4) является приближенным, так как не учитывает влияния несинфазности впадины феррита из-за его кривизны и скачка эффективных значений относительных диэлектрических и магнитных проницаемостей между ферритом и ПМДВ.

Расчет по формуле (4) показывает, что величина a/R не зависит от соотношения ϵ_n и ϵ_b , а определяется только значением ξ (рис. 2).

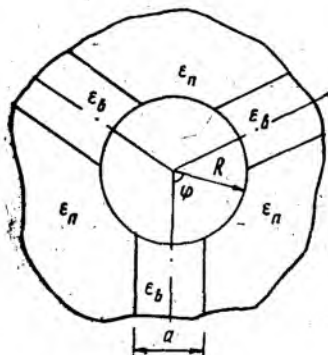


Рис. 1

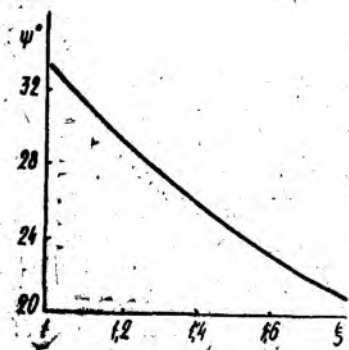


Рис. 2

Следует отметить, что увеличение параметра ξ в практических расчетах нецелесообразно, так как при этом плотность потока мощности в пределах волноведущего стержня ПМДВ падает, что ведет к ухудшению связи с волноводом. Известно также, что широкополосность циркуляторов на открытых металлодиэлектрических линиях передачи, где обеспечиваются приемлемые потери и развязка, не превышает 10 % [5]. Поэтому оптимальным будет выбор величины $\xi' = 1,06 - 1,15$, где $\lambda_{cp} = \xi' \lambda_{min}$ — средняя длина волны рабочего диапазона.

Учитывая, что значения ϵ_b и ϵ_n определяются конструктивными, технологическими и другими соображениями, а с величиной $\Delta\epsilon = \epsilon_b - \epsilon_n$ непосредственно связан размер волновода в заданном частотном диапазоне [3], при известных параметрах феррита (диаметре и величине подмагничивания) и рабочем диапазоне длин волн оптимизация характеристик У-циркулятора может быть достигнута вариациями величин $\Delta\epsilon$ либо a в пределах одномодового диапазона работы ПМДВ.

Дополнительного увеличения развязки и уменьшения прямых потерь устройства можно добиться изменением граничных условий на поверхности феррита, если контакт его с волноводом осуществляется в одной точке, а не по дуге окружности, что соответствует случаю $\xi \rightarrow \infty$ и приближает поле ПМДВ к косинусоидальному.

Был осуществлен комплекс экспериментальных исследований У-циркуляторов на феррите марки 1СЧ-12 и ПМДВ из композиционных диэлектриков типа СТ и парафиновой подложке ($\epsilon_n = 2,23$) в восьмимиллиметровом диапазоне. Исследованные устройства обладали следующими характеристиками: прямые потери — менее 0,5 дБ; развязка — на уровне 18 дБ; КСВН по входу — не превышала 1,35; рабочий диапазон частот — не менее 10 % от f_n . Средняя длина волны варьировалась в зависимости от диаметра феррита и величины подмагничивания.

Полученные результаты свидетельствуют о том, что разработанные циркуляторы по своим характеристикам не уступают лучшим образцам [5] и могут быть использованы в интегральных схемах миллиметрового диапазона.

Список литературы: 1. *Вамберский М. В., Қазанцев В. И.* Инженерный расчет волноводных H -плоскостных У-циркуляторов // Радиотехника. 1968. № 10. С. 15—22. 2. *Разработка пассивных элементов КВЧ диапазона на полосковом металлодиэлектрическом волноводе / В. В. Саламатин, А. Б. Кондрашихин, А. В. Мельников, А. Ю. Сидоров* // Функциональные электродинамические системы и элементы. Саратов, Изд-во Саратов ун-та. 1988. С. 54—59. 3. *Расчет параметров металлодиэлектрических волноводов / В. В. Саламатин, А. В. Мельников, А. Б. Кондрашихин, И. В. Кудрявченко* // Приборостроение. 1988. Вып. 40. С. 32—37. 4. *О деполаризации волн в прямоугольных диэлектрических волноводах / В. В. Саламатин, А. Б. Кондрашихин.* К., 1986. 23 с. Деп. в УкрНИИТИ. 27.09.86. № 2312. 5. *Stern P. R. A., Babbit R. W.* Dielectric waveguide circulator // Int. J. Infrared and millimeter waves. 1982. N 1. P. 11—18.

Поступила в редколлегию 24.11.89

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ НЕКОТОРЫХ ВАРИАНТОВ РАДИОПОГЛОЩАЮЩИХ МАТЕРИАЛОВ

В последние годы в научно-технической литературе широко обсуждаются вопросы, связанные с радиопоглощающими материалами (РПМ). Описаны различные способы изготовления, типы, области применения, требования, предъявляемые к РПМ. При анализе существующих РПМ можно прийти к выводу, что есть целый ряд вопросов, которые еще не полностью изучены. К ним, в частности, относится разработка таких технологий, которые бы обеспечивали повторяемость параметров изготавливаемого РПМ от образца к образцу. Одним из возможных путей достижения положительных результатов в данном направлении является введение периодичности структуры РПМ. Данная работа посвящена экспериментальному исследованию некоторых вариантов РПМ подобного типа.

Были проведены исследования структур на основе волокнистых материалов, состоящих из поглощающего — угольного и согласующего — асбестового волокон.

Промоделированы четыре варианта структур РПМ, характеризующихся, в первую очередь, чередованием и направлением волокнистых материалов (рис. 1), где 1 — поглощающий слой (углеволокно), 2 — согласующий, 3 — основание.

Первый вариант РПМ (рис. 1, а) представляет собой линейчатую структуру, включающую поглощающие и согласующие слои материалов, причем чередование этих слоев и их количество изменялось в широких пределах, так же как и высота согласующего и поглощающего слоев.

Второй вариант (рис. 1, б) представляет собой решетку из чередующихся поглощающих и согласующих слоев с изменяющимся периодом решетки. Причем решетка образована перпендикулярным друг к другу расположением волокон поглощающего материала.

Третий вариант (рис. 1, в) отличается тем, что структура РПМ состоит из спиралевидных ячеек, в которых слой угольного волокна находится между слоями согласующего волокна. Причем ячейки расположены так, что образуют плотную упаковку на поверхности за счет помещения следующего ряда ячеек в углубления предыдущего ряда. Такие образцы могут быть изготовлены с различной плотностью при одновременной различной периодичностью ячеек, а также с различным соотношением количества слоев поглощающих волокон.

Измерение параметров образцов проводилось на панорамном измерителе КСВ и ослабления типа Р2-61 с рупорной антенной. При измерении РПМ прижимался вплотную к апертуре рупора.

При испытании первого варианта РПМ в случае ориентирования поглощающих и согласующих слоев параллельно электрической компоненте падающей волны в диапазоне 8,0—12,0 ГГц КСВ = 1,3—1,12.

Если расположить сзади РПМ металлическую фольгу, КСВ увеличивается до 2,3—1,6. При расположении слоев перпендикулярно электрической компоненте падающей волны КСВ для материала без фольги равен 1,18—1,15, а с фольгой — 3,9—2,5. В диапазоне 5,6—8,2 ГГц для параллельной поляризации имеем среднее значение КСВ 1,5 без фольги и 1,8 с фольгой, а для перпендикулярной поляризации, соответственно 1,3 и 3,0. В диапазоне 3,2—5,6 ГГц КСВ примерно такой же.

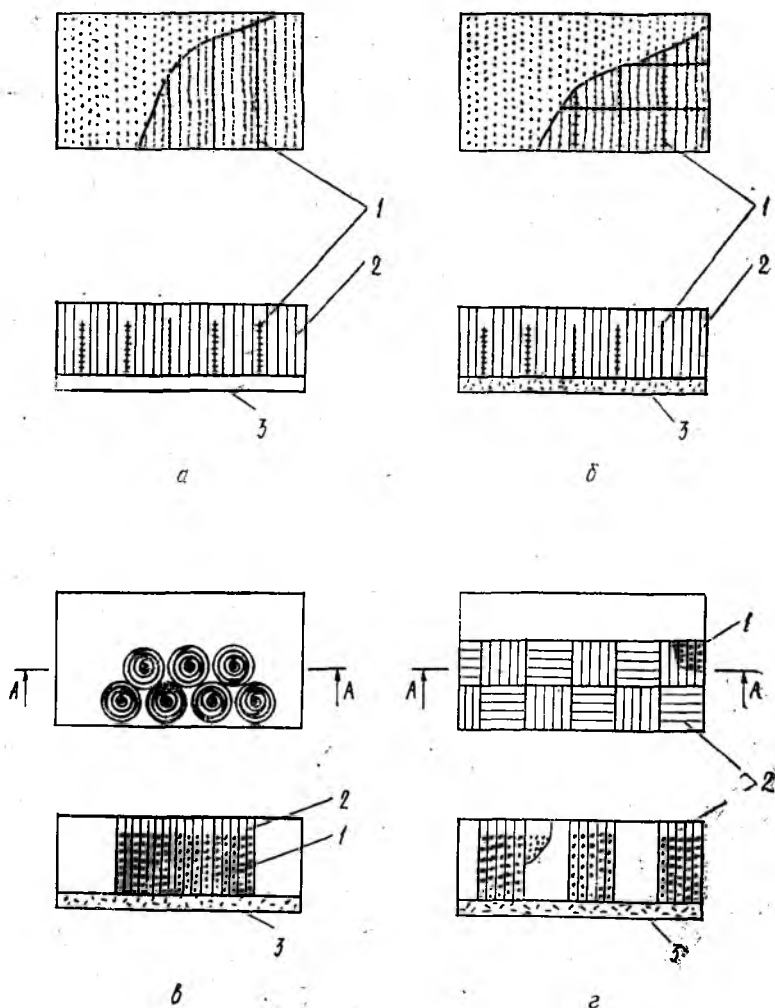


Рис. 1

Для второго варианта при расположении сгласующих слоев параллельно электрической компоненте падающей волны в диапазоне 8,0—12,0 ГГц КСВ для РПМ без фольги равен 1,35, а при перпендикулярном расположении слоев — 1,7—2,4.

Для третьего варианта в диапазоне 8,0—12,0 ГГц КСВ равен 1,5, в диапазоне 5,6—8,2 ГГц — 1,35, а в диапазоне 3,2—5,6 ГГц — 2,0—1,7.

Анализируя полученные данные, можно сделать следующие выводы: КСВ для РПМ первого варианта сильно зависит от поляризации падающей волны по сравнению с РПМ второго и третьего варианта. Анизотропные свойства материала в третьем варианте проявляются меньше, чем в первом и втором, а технология изготовления третьего варианта сложнее, чем первого.

Четвертый вариант РПМ (рис. 1,2) представляет собой ячейки из параллельно расположенных слоев поглощающего и согласующего волокон. В этом варианте было изготовлено четыре различных конструкции РПМ. В состав всех четырех конструкций входили угольное волокно «Углен-У9Р», асбест, жидкое стекло (силикат натрия).

Первая конструкция была изготовлена следующим образом: асбестовую ленту (шириной 20 мм, толщиной 2—3 мм, длиной 200 мм) складывали вместе с угольной лентой (шириной 10 мм, толщиной 0,2 мм, длиной 180 мм) в виде гармошки. При этом с одной стороны ленты находились на одном уровне, а с другой стороны край асбестовой ленты выступал за край угольной. Эта сторона является рабочей, на которую падает электромагнитная волна. Гармошки представляют собой ячейки, состоящие из чередующихся слоев поглощающего и согласующего волокна. Из таких элементарных ячеек изготавливали образцы размерами 250 × 250 × 20 мм, ячейки в образце разместили в шахматном порядке так, чтобы слои каждой последующей ячейки образовывали угол 90° с предыдущими.

Нерабочая сторона (основание) для скрепления ячеек и лент между собой пропитывались жидким стеклом, содержащим 3—5 % по весу угольного волокна длиной 3—5 мм. Добавка угольного волокна увеличивала ослабление электромагнитного поля до —30 дБ против —10—15 дБ для случая без волокна, практически не увеличивая коэффициент отражения.

Вторая конструкция была изготовлена таким образом: на асбестовую ленту (размеры, как в первом случае) наносили заранее приготовленную смесь жидкого стекла с нарезанным углеволокном, т. е. поглощающий слой, который покрывал лишь половину ширины асбестовой ленты. Элементарные ячейки разместили так же, как и в предыдущей конструкции РПМ. Нерабочую поверхность покрывали смесью жидкого стекла с измельченным углеволокном.

Третья конструкция была изготовлена следующим образом: асбестовая лента была нарезана в виде прямоугольников размером 20 × 20 мм (толщина ленты 2—3 мм). Половину поверхности таких прямоугольников покрывали смесью нарезанного углеволокна (длиной 2—5 мм) с жидким стеклом. Собранные ячейки с размерами 20 × 20 × 20 мм представляли собой чередующиеся слои поглощающего и согласующего волокон. Из таких ячеек изготовили образец по способу предыдущей конструкции.

Четвертая конструкция была изготовлена подобно третьей конструкции. Отличие состояло в том, что поглощающий материал со-

... в основном количестве и покрывал 3/4 ширины согласующего слоя.

Измерения параметров описанных четырех конструкций дали зависимости КСВ от частоты, приведенные на рис. 2.

Из графика рис. 2, а видно, что первая и вторая конструкции в диапазоне частот 3,2—5,6 ГГц имеют малые значения КСВ, а третья и четвертая в этом диапазоне работают плохо.

Эти же конструкции в диапазоне частот 8,0—12,0 ГГц ведут себя иначе (см. рис. 2, б). Вторая и третья конструкции РПМ имеют КСВ

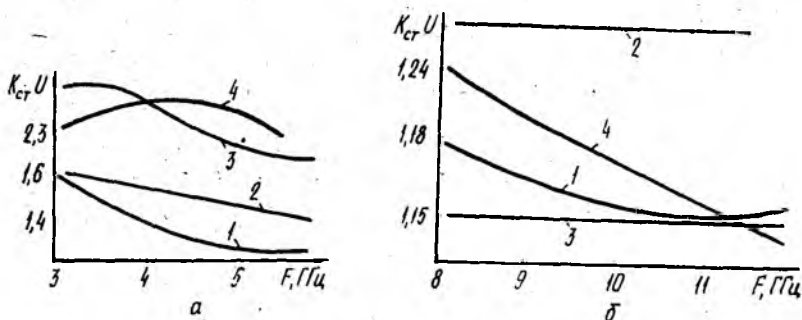


Рис. 2

(1,26 и 1,15, соответственно) во всем диапазоне постоянный, т. е. электромагнитная энергия равномерно распределяется в структуре благодаря равномерному распределению поглощающих волокон. Для того чтобы получить равномерное распределение поглощающих свойств, эти конструкции были изготовлены из однородных элементарных ячеек, представляющих собой периодическую ячеистую структуру.

Такая технология изготовления обеспечивает повторяемость данных конструкций, позволяет исключить анизотропность свойств и облегчает расчет параметров.

На основании данных экспериментов можно сделать вывод, что в диапазоне частот 8,0—12,0 ГГц оптимальными являются вторая и третья конструкции четвертого варианта РПМ с периодической ячеистой структурой. Рассмотренные материалы имеют объемную массу порядка 0,5—0,7 г/см³. Поскольку использование асбеста является нежелательным, его можно заменить другой термостойкой тканью, например, оксалоновой или из амидных волокон. Опыты показали, что электрические свойства РПМ при этом не ухудшаются.

Поступила в редколлегию 15.01.90

Г. И. ЧУРЮМОВ, канд. техн. наук, Ю. А. НАЗАРЕНКО

ИССЛЕДОВАНИЕ ФОРМИРОВАНИЯ ЭЛЕКТРОННОГО ПОТОКА В ЭЛЕКТРОННО-ОПТИЧЕСКИХ СИСТЕМАХ (ЭОС) МАГНЕТРОННОГО ТИПА

При теоретическом анализе электронно-волновых процессов в лучевых приборах *M*-типа обычно исходят из предположения о сформированном электронном потоке, задаваемом на входе в пространство взаимодействия усилителя [1]. Для простоты в качестве данного изначального состояния выбирается ламинарный электронный поток, имеющий определенную конечную толщину и ширину, а также линейное продольное распределение скоростей [2]. Такой подход в общем случае корректен и оправдан, так как при данной постановке задачи на первый план выдвигается расчет выходных интегральных характеристик усилителя. В случае, когда поставлена задача исследования причин, приводящих к ухудшению процесса энергообмена между электронным потоком и бегущей ВЧ волной, особое внимание необходимо обратить на вопросы формирования электронного потока, исследования динамики его движения в области ЭОС.

Целью настоящей статьи является разработка методики численного расчета траекторий движения электронов в области ЭОС магнетронного типа со сложной конфигурацией электродов. В основе предлагаемой методики лежит самосогласованная задача электронной оптики, для решения которой применяется конечно-разностный метод.

Пространство взаимодействия ЭОС представлено на рис. 1. Поставленная задача решается с учетом следующих изначальных предположений: рассматривается двухмерное приближение, т. е. полагается, что $\partial/\partial z \approx 0$, релятивистские эффекты не учитываются.

Для скоростей и координат частиц, движущихся в скрещенных статических электрическом и магнитном полях с учетом введенных упрощающих предположений, можно записать следующую систему уравнений:

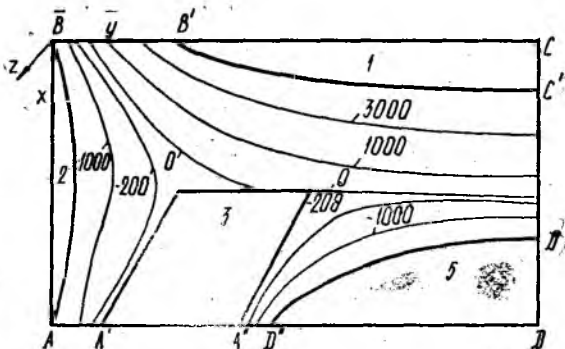


Рис. 1

$$= \eta(E_x - v_y B_0), \quad \frac{dv_y}{dt} = \eta(E_y + v_x B_0), \quad \frac{dx}{dt} = v_x, \quad \frac{dy}{dt} = v_y, \quad (1)$$

где $E_x = -\frac{\partial V}{\partial x}$; $E_y = -\frac{\partial V}{\partial y}$; V — суммарный электрический потенциал самосогласованного поля, являющийся суперпозицией потенциалов, создаваемого электродами ЭОС, и кулоновского, обусловленного собственным полем объемного заряда потока.

Для выбора численного метода решения системы уравнений (1) будем исходить из требования минимизации количества выполняемых арифметических операций для максимального повышения эффективности программы расчета. В этом плане наиболее оптимальным является метод с перешагиванием «leap frog» [3]. В основе данного метода лежит идея, что координаты частиц потока определяются на целых временных шагах (например, n , $n + 1$, $n + 2$ и т. д.), а скорости частиц определяются на полуцелых временных слоях (например, $n - 1/2$, $n + 1/2$, $n + 3/2$ и т. д.). С учетом данной конечно-разностной схемы решения система уравнений движения (1) окончательно запишется в явном виде следующим образом:

$$\begin{aligned} v_x^{n+1/2} &= (4 + \omega_c^2 DT^2)^{-1} [-4|\eta| DTE_x^n - 2\eta^2 B_0 DT^2 E_y^n + \\ &\quad + (4 - \omega_c^2 DT^2) V_x^{n-1/2} + 4|\eta| B_0 DT v_y^{n-1/2}]; \\ v_y^{n+1/2} &= (4 + \omega_c^2 DT^2)^{-1} [-4|\eta| DTE_y^n - 2\eta^2 B_0 DT^2 E_x^n + \\ &\quad + (4 - \omega_c^2 DT^2) v_y^{n-1/2} - 4|\eta| B_0 DT v_x^{n-1/2}]; \\ x^{n+1} &= x^n + v_x^{n+1/2} DT; \quad y^{n+1} = y^n + v_y^{n+1/2} DT, \end{aligned}$$

где $\omega_c = \eta B$; DT — шаг решения по времени.

Наиболее трудоемкий этап вычислений связан с определением сил, действующих на частицы в межэлектродной области ЭОС. Для этого необходимо определить распределение электростатического поля с учетом экранирующего действия сил пространственного заряда. Данная задача сводится к решению задачи Дирихле для уравнения Пуассона: $\nabla^2 V = -\rho/\epsilon_0$, (3), где ρ — плотность объемного заряда; ϵ_0 — диэлектрическая проницаемость вакуума; ∇^2 — дифференциальный оператор Лапласа, форма записи которого зависит от выбора системы координат.

Используя метод конечных разностей, заменяем дифференциальное уравнение (3) соответствующим ему уравнением в конечных разностях. Применяя четырехточечную схему аппроксимации для некоторой точки $(i \times j)$ области ЭОС можно записать следующий конечно-разностный аналог (3):

$$\frac{V_{i+1, j} - 2V_{i, j} + V_{i-1, j}}{\Delta x^2} - \frac{V_{i, j+1} - 2V_{i, j} + V_{i, j-1}}{\Delta y^2} = -\frac{\rho}{\epsilon_0}, \quad (4)$$

где Δx , Δy — абсолютные размеры сетки разбиения вдоль оси x и y соответственно.

Для расчета электростатического поля во всей области ЭОС (область ABCD на рис. 1) необходимо данную область покрыть прямоугольной сеткой с шагом Δx и Δy . Тогда для каждого узла $(i \times j)$

можно записать разностное уравнение, связывающего потенциал данного узла и четырех прилежащих к нему других узлов сетки:

$$V_{i,j} = \frac{1}{2(\Delta x^2 + \Delta y^2)} \left[N_{i,j} \frac{Q_e \Delta x \Delta y}{\epsilon_0} + \Delta y^2 (V_{i+1,j} + V_{i-1,j}) + \Delta x^2 (V_{i,j+1} + V_{i,j-1}) \right], \quad (5)$$

где Q_e — заряд «крупной» частицы; $N_{i,j}$ — количество крупных частиц, находящихся в узле $(i \times j)$.

Конечно-разностные уравнения (5), записанные для узловых точек сетки, образуют систему линейных алгебраических уравнений. Для решения данной системы алгебраических уравнений используется итерационный метод Зейделя [4].

Остановимся на некоторых моментах, связанных с трудностями, возникающими при составлении разностных уравнений для околограничных узлов при условии, что прилежащие к ним соседние узлы лежат за пределами рассматриваемой области ЭОС. В этом случае в узлы сетки, ближайšie к электродам, заносятся значения фиксированных потенциалов этих электродов. На границе области ABCD между электродами (отрезки BB', C'D', AA' и A"D") вводится линейное распределение потенциала от одного электрода к другому. Поверхность электродов аппроксимируется многочленами 1-й, 2-й и 3-й степеней, что позволяет унифицировать программу и применять ее для расчета различных ЭОС с отличающейся конфигурацией электродов.

Самосогласованное решение расчетных уравнений (2) и (5) возможно при задании для зависимых переменных соответственно начальных и граничных условий. Начальные условия формируются применительно к переменным v_x , v_y , x и y . Предполагается, что для частиц, вводимых с катода, начальная скорость равна тепловой скорости вылета. Частицы равномерно распределены вдоль поверхности катода в N_e точках эмиссии, обладают зарядом Q_e и вводятся в область ЭОС на каждом шаге решения уравнения движения DT . При этом количество вводимых частиц соответствует заданной плотности тока эмиссии I_0 и равно

$$N_e = \frac{I_0 dS}{Q_e} DT, \quad (6)$$

где $dS = L_k h_k$ — площадь эмиттирующей поверхности катода.

Процесс эмиссии протекает только с той поверхности катода, над которой существует ускоряющее суммарное электростатическое поле. В противном случае, когда $\text{grad } V > 0$, наступает режим ограничения пространственным зарядом и ввод частиц в область ЭОС не производится.

Использование конечно-разностного метода решения требует применения предварительного исследования точности решения исходной системы уравнений. В результате проведенных тестовых расчетов были определены: размер конечно-разностной сетки $\Delta x = 0,117 \cdot 10^{-3}$ м, $\Delta y = 0,185 \cdot 10^{-3}$ м, общее число узлов сетки не менее 4000, погреш-

ность расчета электростатического поля не более 1 В. Время одного шага решения задачи составляло около 3 мин на ЭВМ ЕС 1045. Однако данное время можно сократить в 1,5 раза, без существенного изменения результатов расчета. Достигается это за счет того, что пересчет электростатического поля осуществляется не на каждом шаге DT , а через $3DT$.

Результаты расчета представлены на рис. 1, 2, полученные для ЭОС магнетронного типа со следующими геометрическими ($AB = 0,0076$ м; $BC = 0,012$ м; $C'D' = 0,0038$ м; $BB' = 0,0033$ м; $A'A' = 0,0037$ м) и электрическими параметрами: $U_1 = 5000$ В; $U_2 = -2000$ В; $U_3 = 0$ В; $U_5 = -2000$ В; $B_0 = 2100$ Гс; $Q_e = 0,6 \times 10^{-13}$ Кл; $I_0 = 3$ А/см².

На рис. 1 приведено распределение эквипотенциалей электростатического поля для случая, когда пространство ЭОС свободно от электронов. Видно, что при выбранных значениях потенциалов на электродах почти половина эмиттирующей поверхности катода находится в области тормозящего поля. Это оказывает значительное влияние на токоотбор с катода, так как в этом случае уменьшается эффективная площадь эмиссии, а следовательно, падает полный ток, снимаемый



Рис. 2

с катода. Наиболее сильное влияние на распределение поля в прикатодной области, как показывают расчеты, оказывает величина потенциала на электроде 2.

Траектории движения отдельных частиц, вводимых с разных участков катода, представлены на рис. 2. Пунктиром показаны внешние границы установившегося электронного пучка.

Анализ процесса эмиссии показывает, что траектории частиц, эмиттируемых с различных точек эмиссии катода, отличаются друг от друга. Данное отличие обусловлено неоднородным распределением электростатического поля вдоль поверхности катода. В случае, когда точка эмиссии находится в области тормозящего поля, ток эмиссии практически отсутствует (точка 1). В области слабого ускоряющего поля эмиттируемые частицы возвращаются обратно на катод, вызывая процесс вторично-эмиссионного размножения (точки 2 и 3). Частицы, вылетающие с поверхности катода, находятся под действием сильного ускоряющего электростатического поля и двигаются по циклоидальным траекториям (точки 4 и 5). Обобщая результаты расчета траекторий движения всех эмиттируемых с катода частиц в пространстве ЭОС, можно отметить, что по мере продвижения в область однородного электростатического поля радиус циклоид увеличивается, а возмущения внешних границ пучка уменьшаются. Распределение усредненной продольной составляющей скорости частиц по высоте пучка близко к линейному. При этом состояние ленточного электронного потока приближается к бильяновскому.

Таким образом, преимущество описанного подхода состоит в полноте учета факторов, влияющих на процесс формирования ленточного электронного потока. Применение разработанного математического обеспечения позволяет повысить эффективность теоретических расчетов на этапе проектирования электронных пушек.

Список литературы: 1. Ганди, Роу. Нелинейная теория лучевых приборов со скрещенными полями. Электронные сверхвысокочастотные приборы со скрещенными полями: Пер. с англ. под общ. ред. М. М. Федорова. М., 1961. 472 с. 2. Стальмахов В. С. Основы электроники сверхвысокочастотных приборов со скрещенными полями. М., 1963. 366 с. 3. Хокни Р., Иствуд Дж. Численное моделирование методом частиц. М., 1987. 638 с. 4. Бахвалов Н. С. Численные методы. М., 1973. 632 с.

Поступила в редколлегию 18.12.89

УДК 621.385

Б. Н. БОНДАРЕНКО, канд. физ.-мат. наук, И. И. ВОРОТЫНЦЕВА

ОПТИМИЗАЦИЯ ПРЕОБРАЗОВАНИЯ ЭНЕРГИИ В АЛБВ ПРИ НАЛОЖЕНИИ СТАТИЧЕСКИХ ПОЛЕЙ

Автофазная ЛБВ (АЛБВ) представляет собой прибор О-типа, в котором для обеспечения устойчивости взаимодействия электронных сгустков, захваченных полем системы, применяется скачок сопротивления связи на входе в выходную секцию прибора. Возросшее СВЧ поле бегущей волны захватывает сформированный электронный сгусток в области минимума потенциальной энергии, вблизи точки перехода от ускоряющего к тормозящему полупериоду СВЧ поля. Захваченный электронный сгусток будет совершать колебания на дне потенциальной ямы, осуществляя при наложении ускоряющего электростатического поля преобразование энергии постоянного поля в энергию СВЧ волны. Изменение знака электростатического поля позволяет реализовать режим обратного преобразования [1; 2]. При этом естественно возникает задача оптимизации эффективности преобразования энергии путем выбора величины и формы этого поля.

Пусть на вход автофазной секции (АС) поступают хорошо сгруппированные электронные сгустки. Будем рассматривать движение электронов в поле бегущей волны:

$$E_{вч} = E_{вч}(z) \sin \varphi. \quad (1)$$

Под фазой частицы будем понимать фазу волны, в которой в данный момент находится частица:

$$\varphi = \omega \int_0^z \frac{dz}{v_{\phi}(z)} - \omega t + \varphi_0. \quad (2)$$

Движение заряженной частицы в электромагнитном поле

$$m \frac{d^2 \vec{r}}{dt^2} = q \{ \vec{E} + [\vec{v} \vec{B}] \}. \quad (3)$$

Предполагая, что электромагнитное поле является аксиально-симметричным (т. е. $E_\theta = 0$), умножаем обе части уравнения (3) скалярно на v :

$$\vec{v}m \frac{d^2\vec{r}}{dt^2} = q \{zE_z + rE_r\}. \quad (4)$$

Учитывая, что

$$\vec{v}m \frac{d^2\vec{r}}{dt^2} = \frac{dW}{dt}, \quad (5)$$

из (4) получаем дифференциальное уравнение для определения полной энергии сгустка в зависимости от пройденного расстояния вдоль АС (по оси z):

$$\frac{dW}{dz} = q \left(E_z + \frac{dr}{dt} E_r \right). \quad (6)$$

Если ограничиться анализом движения параксиальных электронов, то второе слагаемое в правой части (6) можно не учитывать. Тогда

$$\frac{dW}{dz} = qE_z = qE_{вч}(z) \sin \varphi + qE_{ст}. \quad (7)$$

Уравнение, описывающее изменение фазы частицы вдоль z , можно получить дифференцированием (2) по z :

$$\frac{d\varphi}{dz} = \omega \left(\frac{1}{v_\varphi} - \frac{1}{v_z} \right), \quad (8)$$

где $v_z = dz/dt$ — продольная скорость частицы.

Уравнения (7) и (8), описывающие продольное движение сгустка, достаточно хорошо отражают реальное движение при малой интенсивности пучка. Однако исследование динамики продольного движения аналитическими методами имеет ограниченное применение. Аналитические методы используются в основном при $E_{вч}(z) = \text{const}$ и $E_{ст}(z) = \text{const}$. В остальных случаях изучение движения частиц целесообразно проводить на основе численных методов. В связи с этим применительно к продольному движению можно сформулировать следующую задачу.

Пусть фиксированы следующие величины: длина АС, коэффициент захвата частиц, средняя скорость частиц на входе АС. Нужно определить закон изменения амплитуды СВЧ поля и закон изменения напряженности статического поля, чтобы иметь минимальную ширину фазового спектра и минимальный разброс по скорости при максимальном энергообмене. Это означало бы удержание сгустка в состоянии захвата и одностороннюю передачу энергии. При решении этой задачи в силу периодичности ВЧ поля достаточно исследовать область фаз шириной в 2π . Причем при $\varphi \in [-\pi, 0]$ сгусток будет находиться в ускоряющей полуволне (обратное преобразование энергии), а при $\varphi \in [0, \pi]$ в тормозящей (прямое преобразование энергии).

Перейдем в уравнениях (7), (8) к новым переменным:

$$\frac{d\varphi}{d\xi} = 2\pi \left(\frac{1}{\beta_\varphi} = -\frac{1}{f(e)} \right); \quad \frac{de}{d\xi} = \alpha(\xi) \sin \varphi + \beta(\xi). \quad (9)$$

Функции $\alpha(\xi)$, $\beta(\xi)$, определяющие соответственно законы изменения амплитуды напряженности ВЧ поля и статического поля, будем в дальнейшем называть управлениями и обозначать $u_1 = \alpha(\xi)$, $u_2 = \beta(\xi)$. Тогда (9) запишется в виде

$$\frac{d\varphi}{d\xi} = 2\pi \left(\frac{1}{\beta_\varphi} = -\frac{1}{f(e)} \right); \quad \frac{de}{d\xi} = u_1(\xi) \sin \varphi + u_2(\xi). \quad (10)$$

Управления u_1 и u_2 естественно рассматривать в классе кусочно-дифференцируемых функций при ограничениях

$$u_{1\min} \leq u_1(\xi) \leq u_{1\max}; \quad u_{2\min} \leq u_2(\xi) \leq u_{2\max}; \quad (11)$$

$$\frac{du_1(\xi)}{d\xi} \leq a_1, \quad \frac{du_2(\xi)}{d\xi} \leq a_2, \quad (12)$$

определяемых возможностью их реализации.

Здесь $u_{1\min}$, $u_{2\max}$, $u_{2\min}$, $u_{2\max}$, a_1 , a_2 — заданные постоянные. При этом будем предполагать, что уравнения могут иметь только разрывы первого рода, т. е. существуют конечные пределы

$$u_1(\tau - 0) = \lim_{\substack{\xi \rightarrow \tau \\ \xi > \tau}} u_1(\xi), \quad u_1(\tau + 0) = \lim_{\substack{\xi \rightarrow \tau \\ \xi < \tau}} u_1(\xi); \quad (13)$$

$$u_2(\tau - 0) = \lim_{\substack{\xi \rightarrow \tau \\ \xi > \tau}} u_2(\xi), \quad u_2(\tau + 0) = \lim_{\substack{\xi \rightarrow \tau \\ \xi < \tau}} u_2(\xi)$$

и в точках разрыва имеют место равенства

$$|u_1(\tau + 0) - u_1(\tau - 0)| \leq b_1; \quad |u_2(\tau + 0) - u_2(\tau - 0)| \leq b_2, \quad (14)$$

где b_1 , b_2 — постоянные. Пусть $\bar{M}_0 = \bar{M}_0(e_0, \varphi_0)$ — ограниченное замкнутое множество начальных фаз и энергий частиц. Захват частиц с начальными значениями фазы φ_0 на входе в АС означает, что при $\xi \in [0, L]$, где L — длина АС, изменение фазы частицы должно лежать в пределах $0 \leq \varphi(\xi) \leq \pi$ для прямого преобразования и $-\pi \leq \varphi(\xi) \leq 0$ для обратного преобразования энергии.

Введем функционал

$$I_1(u_1, u_2) = \int_{M_L, u_1, u_2} g_1(e_L, \varphi_L) de_L d\varphi_L. \quad (15)$$

Учет фазовых ограничений можно осуществить, введя в функционал дополнительное слагаемое:

$$C_1 \int_0^L \int_{M_\xi, u_1, u_2} (\varphi(\xi) - \hat{\varphi}(\xi))^2 de_\xi d\varphi_\xi d\xi, \quad (16)$$

где C_1 — весовая постоянная; $\hat{\varphi}(\xi)$ — некоторая заданная функция, например, $\hat{\varphi}(\xi) \equiv 0$, либо $\hat{\varphi}(\xi)$ — средняя фаза.

Учет ограничений на производные управляющих функций можно осуществить, сведя их к фазовым ограничениям путем введения новых фазовых переменных.

Проведем оптимизацию продольного движения сгустка на основе градиентной методики [3] применительно к функционалу (15). При этом будем использовать направления спуска, определяемые по характерным частицам. Динамика частиц описывается уравнениями (9). Рассмотрим функционал

$$I_1(u_1, u_2) = \int_{M_L, u_1, u_2} \{A(\varepsilon_L - \bar{\varepsilon}(L))^2 + B(\varphi_L - \bar{\varphi}(L))^2\} d\varepsilon_L d\varphi_L, \quad (17)$$

где A, B — весовые константы, которые задаются из конкретных соображений. Множество $\bar{M}_0 = \bar{M}_0(\varepsilon_0, \varphi_0)$ зададим в виде прямоугольника

$$M_0 = \{(\varepsilon_0, \varphi_0) : \varepsilon_0 \in [\varepsilon_{\min}, \varepsilon_{\max}], \varphi_0 \in [\varphi_{\min}, \varphi_{\max}]\}. \quad (18)$$

Рассмотрим задачу минимизации функционала (17). Согласно [3] направление спуска антиградиент может быть представлено в виде

$$q(\xi, u_1, u_2) = (q_{u_1}(\xi), q_{u_2}(\xi)), \quad (19)$$

где

$$\begin{aligned} q_{u_1}(\xi) &= \int_{\bar{M}_0} \psi_1(\xi) (\sin \varphi(\xi) + 1) d\varphi_0 d\varepsilon_0; \\ q_{u_2}(\xi) &= 2\pi \int_{\bar{M}_0} \psi_2(\xi) d\varphi_0 d\varepsilon_0, \end{aligned} \quad (20)$$

а $\psi_1(\xi)$ и $\psi_2(\xi)$ определяются из системы

$$\frac{d\psi_1}{d\xi} = -\frac{2\pi}{f(\varepsilon)^3} \psi_2; \quad \frac{d\psi_2}{d\xi} u_1(\xi) \cos \varphi(\xi) \psi_1 \quad (21)$$

и конечных условий

$$\psi_1(L) = -2A(\varepsilon(L) - \bar{\varepsilon}(L)); \quad \psi_2(L) = -2B(\varphi(L) - \bar{\varphi}(L)). \quad (22)$$

Разобьем прямоугольник (18) (множество \bar{M}_0) по координате φ на N равных частей a_i , $i = 1, 2, \dots, N$ и представим интегралы (19) и (20) в виде сумм

$$\bar{q}_{u_1}(\xi) = h \sum_{i=1}^N \psi_1(\xi, \varepsilon_0, \varphi_{0i}) \sin \varphi(\xi, \varepsilon_0, \varphi_{0i}) + 1; \quad (23)$$

$$\bar{q}_{u_2}(\xi) = h \sum_{i=1}^N \psi_2(\xi, \varepsilon_0, \varphi_{0i}), \quad (24)$$

где $h = \text{mes}(a_i)$, $\varphi_{0i} \in a_i$.

Аналогично получаем следующее представление для функционала:

$$I_1(u_1, u_2) = h \sum_{i=1}^N \{A(\varepsilon_{Li} - \bar{\varepsilon}(L))^2 + B(\varphi_{Li} - \bar{\varphi}(L))^2\}, \quad (25)$$

где

$$\varepsilon_{Li} = \varepsilon(L, \varepsilon_0, \varphi_{0i}, u_1, u_2); \quad \varphi_{Li} = \varphi(L, \varepsilon_0, \varphi_{0i}, u_1, u_2);$$

$$\bar{\varphi}(L) = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \varphi_{Li}; \quad \bar{\varepsilon}(L) = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \varepsilon_{Li}.$$

Численная оптимизация, в результате которой были найдены стационарные управления $u_1 = \alpha(\xi)$ и $u_2 = \beta(\xi)$, проводилась по 24 частицам для АС с параметрами: длина СВЧ волны — 3 см, длина АС — 15 см, коэффициент захвата — 0,78.

Управления $u_1(\xi)$ и $u_2(\xi)$ определялись по 30 точкам (через 0,5 см), а между ними осуществлялась интерполяция. На управляющие функции накладывались ограничения из соображений, что напряженность СВЧ поля не изменялась более, чем на 10^6 В/м, а напряженность статического поля — не более, чем на 10^4 В/м.

Поскольку эффективному энергообмену между полем электромагнитной волны и статическим полем (как в случае прямого, так и обратного преобразований) соответствует финитное движение сгустка и волны в области локального минимума потенциальной энергии, необходимо на изменение статического и ВЧ полей наложить ограничения в виде условия устойчивости движения осцилляторов [4]:

$$\frac{|E_{ст}|}{E_{вч0}} < \frac{|q| \omega^2 K_{св}}{|v_0 - u_0|}, \quad (26)$$

где q — заряд крупной частицы; $K_{св}$ — сопротивление связи; u_0 — групповая скорость, отвечающая фазовой скорости $v_{ф} = v_0$.

Оптимальный закон изменения $E_{ст}(z)$ и $E_{вч}(z)$ удобно искать в классе монотонно меняющихся функций. Оптимизация проводилась при разных ограничениях на предельное значение $u_1 = \alpha(\xi)$ и $u_2 = \beta(\xi)$, а также при различных значениях статического и ВЧ полей, соответствующих условию (26).

Значения управлений, полученные в результате оптимизации АС при указанных ограничениях в случае прямого преобразования энергии, приведены на рис. 1. Исходные управления соответствуют линейному закону изменения статического поля $E_{ст}(z)$, который в значительной мере произвольный и ограничивается только условием устойчивости движения сгустка (26). С исходных управлений начинался спуск по характерным частицам, наиболее влияющим на значение функционала (25). При машинной реализации алгоритма мы находим почти стационарные управления, при этом не обязательно нахождение точного минимума (25), важно лишь, чтобы уменьшение функционала было существенно. Полученные управления значительно улучшают энергообмен с одновременным уменьшением фазовой ширины сгустка. Значение функционала 25 уменьшилось при этом с 9,75 до 0,32.

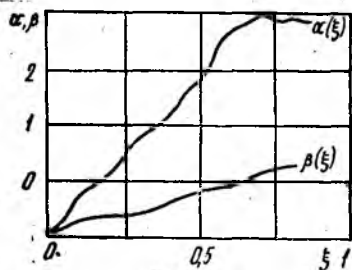


Рис. 1

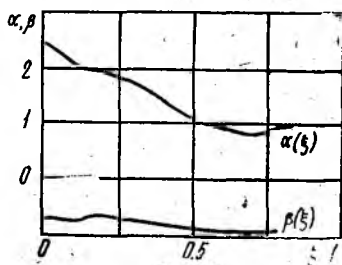


Рис. 2

Значение управлений, полученные в результате оптимизации АС в случае обратного преобразования (тормозящее поле смещает ступок в ускоряющую полуволну), приведены на рис. 2. Исходные управления соответствуют закону изменения статического поля $E_{ст}(z) = \text{const}$. Полученные управления улучшают энергообмен в два раза, при этом фазовая ширина ступка изменяется несущественно, что соответствует удержанию значительной доли частиц в состоянии захвата. Подбирая соответствующим образом коэффициенты A и B в (25), можно добиться снижения разброса по фазе на выходе АС при максимальном энергообмене. Значение функционала в этом случае уменьшается с 15,92 до 1,86. При изменении начальных условий и ограничений на управляющие функции возможно получение другого профиля напряженности статического поля, оптимального с точки зрения энергообмена, но требующего другого технического решения устройства.

Таким образом, проведенные исследования показывают, что данная методика позволяет достаточно эффективно проводить оптимизацию АС при различных ограничениях на управляющие функции.

Если возникает необходимость учета радиального движения частиц, полученные профили статического и СВЧ полей можно уточнить в рамках двумерной модели с сохранением общего подхода и метода, изложенного выше.

Список литературы: 1. *Бондаренко Б. Н., Крыжановский В. Г.* Реализация режима обратного преобразования в автофазной ЛВВ // Радиотехника. 1981. Вып. 57. С. 114—118. 2. *Falkner A. H.* Novel travelling-wave energy converter // IEE Proc. 1985. Vol. 132, N 1. P. 1—4. 3. *Овсянников Д. А.* Математические методы управления пучками / Под ред. Н. Е. Кирина. Л., 1980, 228 с. 4. *Бондаренко Б. Н., Крыжановский В. Г., Димашко Ю. А.* Условия захвата электронного ступка замедленной электромагнитной волной // Электроника миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов. 1988. С. 115—121.

Поступила в редколлегию 18.12.89

УДК 518.517.948

В. В. СТАРОСТЕНКО, канд. физ.-мат. наук, **М. В. ГЛУМОВА**,
Е. В. ГРИГОРЬЕВ

ПРИМЕНЕНИЕ МЕТОДА КОНЕЧНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ ДЛЯ РАСЧЕТА ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКИХ ПОЛЕЙ В ЭЛЕКТРОННО-ЛУЧЕВЫХ ТРУБКАХ

В целях повышения качества и надежности эксплуатации электронно-лучевых трубок, для выявления возможного местонахождения локального повышения напряженности, инициирующей разрядные явления, необходимо производить точный расчет электростатических полей во всем объеме кинескопа. В настоящее время существует большое количество экспериментальных, аналитических и численных методов определения электростатических полей [1; 2]. Среди них можно отметить метод интегральных уравнений [1], метод зарядовой плот-

ности, метод конечных разностей [2]. Аналитические зависимости весьма приближенно описывают многопараметрические свойства электростатических полей. Численные методы, описывающие электростатический потенциал, создаваемый системой электродов, давно известны, использование их стало эффективным лишь с применением быстродействующих ЭВМ, обеспечивающих достаточную точность и приемлемое время.

При использовании численных методов производится замена точного дифференциального уравнения Лапласа или интегрального уравнения Фредгольма соответствующим приближенным алгебраическим уравнением, число неизвестных в котором равно числу дискретных точек, аппроксимирующих область интегрирования — межэлектродную область в первом случае и поверхности проводников — во втором. Численное решение сводится к решению системы алгебраических уравнений, свободные члены которых учитывают заданные граничные условия [3]. Этой характеристике соответствует и широко применяемый в настоящее время для расчета электронно-оптических систем в электронно-лучевых приборах метод интегральных уравнений, который становится неэффективным при создании динамической модели процессов, происходящих в электронно-лучевой трубке, с учетом пространственного заряда пучка и управляющего напряжения на модуляторе. При исследовании динамических процессов в кинескопе, как правило, рассматривают отдельно три области: пространство кагод — модулятор, электронно-оптическая система (ЭОС), раструб кинескопа. Вопрос о погрешности при стыковке процессов в трех областях остается открытым. Для преодоления этих трудностей рационально использовать численные методы решения полевых задач — методы конечных и граничных элементов, обладающих большой общностью и универсальностью, позволяющих рассчитывать поля в системах со сложной формой электродов.

В предлагаемой работе проведен расчет электростатических полей во всем объеме электронно-лучевой трубки (ЭЛТ) методом конечных элементов в приближении к реальной геометрии трубки 65 ЛК1Б. В основе расчета электрических полей лежит уравнение Пуассона. Так как в нашей постановке задачи не учитывалось объемное распределение заряда, уравнение Пуассона преобразовывалось к уравнению Лапласа:

$$\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} = 0 \quad (1)$$

в объеме ЭЛП с граничными условиями Дирихле на внешних и внутренних поверхностях. С позиции вариационного исчисления решение уравнения (1) эквивалентно отысканию минимума функционала:

$$\chi = \frac{1}{2} \iint_D \left[\left(\frac{\partial \hat{u}}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial \hat{u}}{\partial y} \right)^2 \right] dx dy, \quad (2)$$

где $\hat{u}(x, y)$ — пробная функция, определенная в D , непрерывная, удовлетворяющая граничным условиям. Исследуемая область разби-

валась на l треугольных конечных элементов. Исходный функционал приобрел вид

$$\chi = \sum_{i=1}^l \chi_i^{ei}, \quad (3)$$

где χ_i^{ei} — вклад каждого конечного элемента, определяемый как

$$\chi_i^{ei} = \frac{1}{2} \iint_{ei} \left[\left(\frac{\partial \hat{u}^{ei}}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial \hat{u}^{ei}}{\partial y} \right)^2 \right]. \quad (4)$$

Пробные функции конечного элемента выбирались линейными:

$$\hat{u}^{ei}(x, y) = \alpha_1^{ei} + \alpha_2^{ei} x + \alpha_3^{ei} y, \quad x, y \in ei; \quad (5)$$

$$\hat{u}^{ei} = N^e u^e, \quad (6)$$

где N^e — матрица базисных функций конечного элемента; u^e — вектор узловых значений. Условие минимизации функционала в виде

$$\frac{\partial \chi}{\partial u_p} = \sum_{i=1}^l \frac{\partial \chi_i^{ei}}{\partial u_p} = 0, \quad (7)$$

где $p = 1, 2, \dots, n$ — количество узлов, приводило к появлению матричного уравнения элемента

$$\frac{\partial \chi^e}{\partial u^e} = k^e u^e, \quad (8)$$

где k^e — элементная матрица жесткости конечного элемента; u^e — элементарный узловый вектор. При поэлементном объединении получали матричное уравнение для всей изучаемой области:

$$\frac{\partial \chi}{\partial u} = kU, \quad (9)$$

где k — глобальная матрица жесткости. Таким образом, решение дифференциального уравнения Лапласа было сведено к решению линейной системы алгебраических уравнений.

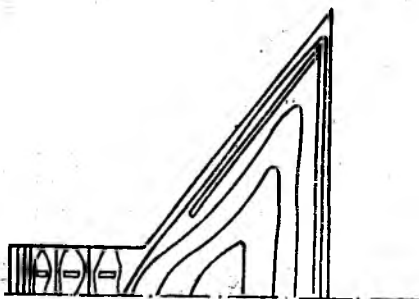
Численно решение осуществлено с помощью вычислительной программы, состоящей из восьми модулей-подпрограмм. Алгоритм действия программы можно описать следующим образом. Для получения исходных данных поперечное сечение кинескопа было разбито на 96 супер-элементов, в которых выбрано 366 глобальных узлов. В качестве начальной информации в программу вводятся: значение координат глобальных узлов в плоскости XOY, информация о данных соединения для каждого глобального элемента, значения распределения потенциала на электродах и значение потенциала на всей внешней границе.

Затем исследуемая область моделируется, используя четырехугольные зоны с восемью узлами. Последовательность действий подпрограммы разбиения внутренней области кинескопа на конечные элементы следующая: согласно введенным данным определяется число строк и столбцов узлов, делается проверка, нет ли граничных узлов таких, какие уже были пронумерованы, за пронумерованными сохраняются прежние номера; узлы нумеруются последовательно против часовой

стрелки; номера всех узлов сохраняются для последующих рассмотрений соседних зон: зона делится на треугольные элементы. Каждому элементу приписывается определенный номер. Результатом работы подпрограммы является вывод номеров узлов элемента и координат узлов конечного элемента. Отличительная особенность подпрограммы — учет внутренних электродов. Далее формируется система линейных уравнений путем упорядочения матрицы коэффициентов при переменных. Правая часть системы линейных уравнений присваивается в зависимости от значений потенциала на электродах и граничных значений. Затем методом сопряженных градиентов решается система линейных уравнений. Алгоритм метода приводится в работе [4]. Результаты расчета выводятся на печать в виде графиков и таблиц.

Действия вычислительной программы, разработанной с помощью метода конечных элементов, было опробовано для расчета

различных тестовых структур. При вычислении электростатических полей непосредственно в приближении реальной геометрии кинескопа было получено наглядное изображение эквипотенциалей во всем объеме ЭЛТ и точное значение потенциала в узлах накладываемой сетки. На рисунке приводится качественное расположение эквипотенциалей в объеме кинескопа. Программа обладает достаточной гибкостью, позволяющей с большой точностью описывать сложную геометрию внутренних электродов. Отличительной особенностью программы является возможность расчета электростатических полей во всем объеме ЭЛТ без предварительной сегментации для расчета на ЭОС и раструб. Точный расчет электростатических полей во всем объеме ЭЛТ позволит производить их на каждом шаге при создании динамической модели кинескопа с использованием метода крупных частиц, а кроме того, точный расчет электростатических полей необходим при исследовании пробоя в кинескопе.



Список литературы: 1. Лачавили Р. А., Траубе Л. В. Проектирование электронно-лучевых приборов. М., 1988. 215 с. 2. Баранова Л. А., Явор С. Я. Электростатические электронные линзы. М., 1986. 190 с. 3. Поляков Г. Р. Анализ и расчет электростатических систем. Новосибирск, 1976. 117 с. 4. Ортега Дж. Пул У. Введение в численные методы решения дифференциальных уравнений. М., 1986. 288 с.

Поступила в редколлегию 18.12.89

Г. Т. ИСПИРОВ, А. С. МАЗМАНИШВИЛИ, д-р физ.-мат. наук,
А. И. ОСТРОВСКИЙ, Ю. А. ЧЕРЕВАНЬ, Н. И. БАБИНА

К АНАЛИЗУ ПОТЕРЬ НА СТЫКАХ ОПТИЧЕСКИХ ОДНОМОДОВЫХ ВОЛОКОН

Интенсивное внедрение систем связи на одномодовых оптических волокнах сделало особенно актуальным вопрос о потерях в стыке одномодовых волокон. Величина таких потерь в значительной степени определяет технико-экономические показатели систем связи. Хотя этому вопросу посвящен ряд работ [1; 2], проблема еще не нашла своего решения. Серьезным затруднением явилось отсутствие общепризнанной номенклатуры параметров одномодовых оптических волокон (ООВ), неидентичность которых приводит к различным оценкам величины потерь. Так, согласно работе [1] не удается решить вопрос о величине погрешности в вычислении потерь, к которой приводит использованная модель гауссова пучка. Не удается также оценить вклад в величину потерь, обусловленных неидентичностью ООВ. В настоящей работе нами исследованы потери на стыках ООВ.

В уравнения распространения электромагнитного поля в ООВ входят такие параметры волокна, как радиус сердцевинки a , показатель преломления вещества сердцевинки n_1 и оболочки n_2 (что эквивалентно заданию числовой апертуры $NA = \sqrt{n_1^2 - n_2^2}$) и функция профиля $g(r/a)$. Однако практическое применение этих величин для определения потерь затруднено, поскольку, во-первых, их измерение в готовых изделиях, как правило, достаточно сложно и, во-вторых, зависимость свойств ООВ и величины затухания мощности сигнала от a , NA , g имеют чрезвычайно громоздкий характер. Поскольку значительная часть мощности сигнала в ООВ переносится по оболочке, является естественным использование параметра, имеющего смысл «эффективного диаметра сердцевинки» [3].

Получил широкое распространение параметр «радиус поля моды» [1], что обусловлено возможностью описания так называемым гауссовым пучком, для которого распределение поля в поперечном сечении пропорционально $\exp\left\{-\frac{2r^2}{w^2}\right\}$. Вместе с тем, к настоящему времени отсутствует общепринятый критерий, позволяющий применить аппроксимацию поля в ООВ гауссовым пучком. Например, величина a может определяться из условия максимизации соответствующего интеграла перекрытия измеренного распределения с гауссовым, с другой стороны, радиус модового поля определяют по уменьшению интенсивности в e^2 раз относительно ее максимального значения [4], что используется в отечественной практике.

Для определения потерь в стыке из-за неидентичности ООВ в качестве второго независимого параметра предлагается использовать длину волны отсечки второй моды $\lambda_{отс}$. Этот параметр существенен

для волокна. Кроме того, значение $\lambda_{отс}$ не зависит от рабочей длины волны и связано с конструктивными параметрами соотношением

$$\lambda_{отс} = \frac{2\pi a NA}{V_0},$$

где V_0 — приведенная частота отсечки, зависящая от функции профиля g (для ступенчатого профиля $V_0 = 2,405$).

Вывод уравнения для определения радиуса поля моды. Согласно определению, данному в работе [4], радиус w поля моды находится из уравнения

$$I(r = w) = e^{-2} I(r = 0). \quad (1)$$

Здесь функция $I(r)$ описывает распределение интенсивности по радиусу торца ООВ и в цилиндрических координатах (r, θ, z) записывается следующим образом:

$$I(r) = \frac{1}{2} (E, H_{\theta}^* - E_{\theta} H_r^*).$$

Поперечные компоненты векторов \vec{E} и \vec{H} определяются из уравнений Максвелла, допускающих разделение переменных, если для компонент полей

$$\Phi_j(x, y, z, t) = \Phi_j(r) \exp(iv\theta + i\beta z - i\omega t),$$

где Φ_j — компонента вектора \vec{E} или \vec{H} ; v — целое положительное число; β — постоянная распространения; ω — угловая частота.

В случае ступенчатого распределения показателя преломления решение соответствующих уравнений хорошо известно (см., например, [5]). С учетом этих решений и (2) запишем уравнение (1) для определения радиуса поля моды:

$$K_0^2 \left(\frac{Ww}{a} \right) = \frac{W^2 n_1^2 K_1^2(W)}{e^2 (n_1^2 + n_2^2) u^2 J_1^2(u)},$$

где J_1 — функция Бесселя 1-го рода; $K_{0,1}$ — модифицированная функция Бесселя нулевого и первого порядков,

$$W = a \sqrt{\beta^2 - n_2^2 (2\pi/\lambda)^2};$$

$$u = a \sqrt{n_1^2 (2\pi/\lambda)^2 - \beta^2};$$

λ — длина волны излучения.

Численные результаты. На рис. 1 представлена зависимость нормированного радиуса поля моды w/a от приведенной частоты V . Параметры расчета: $\lambda = 1,3$ мкм; $n_2 = 1, 4, 2$; $n_1 = \sqrt{n_2^2 + NA^2}$; расчетная числовая апертура NA принимает значения 0,08—0,12 (0,01). Погрешность расчета не хуже 10^{-3} . На рис. 1 кривая 1 отвечает решению уравнения (3), кривая 2 получена из работы [2], кривая 3 — из работы [1]. Аппроксимацией по методу Хука—Дживса [6] кривую 1 из рис. 1 можно приближенно представить следующей зависимостью:

$$\frac{w}{a} = -0,138V^{-2,700} + 0,497V^{-8,224} + 1,640V^{-2,441} + 0,891,$$

при этом для интервала $1 < V < 2,4$ относительная погрешность аппроксимации не превысила 1 %.

Вычисление потерь в стыке двух ООВ. В общем случае в возбужденном ООВ мощность переносят две моды: четная ${}_i H E_{11}$ и нечетная ${}_o H E_{11}$. Пренебрежем потерями на поглощение и обозначим мощность, переносимую четной и нечетной модами передающего ООВ, как ${}_i P_1$ и ${}_o P_1$. Тогда $P_1 = {}_i P_1 + {}_o P_1$ суть полная мощность. Аналогично P_2 , ${}_i P_2$ и ${}_o P_2$ являются полной мощностью четной и нечетной мод принимающего ООВ. Потери в стыке передающего и принимающего волокон принято вычислять по формуле $N = -10 \lg (P_2/P_1)$. Согласно работе [7]

$$\begin{aligned} {}_i P_i &= \frac{1}{2} |{}_i a_i|^2 \int_{S_i} ({}_i \vec{E}_i \times {}_i \vec{H}_i) \vec{z}_i dS_i; \\ {}_o P_i &= \frac{1}{2} |{}_o a_i|^2 \int_{S_i} ({}_o \vec{E}_i \times {}_o \vec{H}_i) \vec{z}_i dS_i, \end{aligned} \quad (5)$$

где ${}_i a_i$ — амплитуда четной моды принимающего ($i = 2$) или передающего ($i = 1$) волокна; ${}_o a_i$ — амплитуда нечетной моды; \vec{z}_i — ортвектор оси z , совпадающей с осью волокна.

Тогда формулу для определения величины потерь можно привести к виду

$$\begin{aligned} P_2 &= |{}_i a_2|^2 \int_{S_2} ({}_i \vec{E}_2 \times {}_i \vec{H}_2) \vec{z}_2 dS_2 + \\ &+ |{}_o a_2|^2 \int_{S_2} ({}_o \vec{E}_2 \times {}_o \vec{H}_2) \vec{z}_2 dS_2; \\ P_1 &= |{}_i a_1|^2 \int_{S_1} ({}_i \vec{E}_1 \times {}_i \vec{H}_1) \vec{z}_1 dS_1 + \\ &+ |{}_o a_1|^2 \int_{S_1} ({}_o \vec{E}_1 \times {}_o \vec{H}_1) \vec{z}_1 dS_1. \end{aligned} \quad (6)$$

Для случая, когда между стыкуемыми ООВ отсутствует зазор, имеем

$${}_i a_1 {}_i \vec{E}_{1t} + {}_o a_1 {}_o \vec{E}_{1t} = {}_i a_2 {}_i \vec{E}_{2t} + {}_o a_2 {}_o \vec{E}_{2t}, \quad (7)$$

где индекс t определяет поперечную составляющую вектора \vec{E} . Поэтому, используя условие ортогональности направляемых мод, можно получить следующие выражения для амплитуд четной и нечетной мод ($i = 2$):

$${}_i a_2 = \frac{\int_{S_1} [({}_i a_1 {}_i \vec{E}_{1t} + {}_o a_1 {}_o \vec{E}_{1t}) \times {}_i \vec{H}_2^*] \vec{z}_2 dS_2}{\int_{S_2} ({}_i \vec{E}_2 \times {}_i \vec{H}_2) \vec{z}_2 dS_2};$$

$${}^o a_2 = \frac{\int_{S_1} [({}^i a_1 {}^i \vec{E}_{1t} + {}^o a_1 {}^o \vec{E}_{1t}) \times {}^o \vec{H}_2^*] \vec{z}_2 dS_2}{\int_{S_1} ({}^o \vec{E}_2 \times {}^o \vec{H}_2) \vec{z}_2 dS_2}$$

Тогда для N получим

$$N = -10 \lg \left\{ \frac{B_{11}^2}{(A_{11} + A_{01}) A_{12}} + \frac{B_{10}^2}{(A_{11} + A_{01}) A_{02}} \right\};$$

$$B_{11} = \int_{S_2} [({}^i a_1 {}^i \vec{E}_{1t} + {}^o a_1 {}^o \vec{E}_{1t}) \times {}^o \vec{H}_2] \vec{z}_2 dS_2;$$

$$B_{10} = \int_{S_1} [({}^i a_1 {}^i \vec{E}_{1t} + {}^o a_1 {}^o \vec{E}_{1t}) \times {}^o \vec{H}_2] \vec{z}_2 dS_2;$$

$$A_{11} = |{}^i a_1|^2 \int_{S_1} ({}^i \vec{E}_1 \times {}^i \vec{H}_1) \vec{z}_1 dS_1;$$

$$A_{01} = |{}^o a_1|^2 \int_{S_1} ({}^o \vec{E}_1 \times {}^o \vec{H}_1) \vec{z}_1 dS_1;$$

$$A_{12} = |{}^i a_2|^2 \int_{S_2} ({}^i \vec{E}_2 \times {}^i \vec{H}_2) \vec{z}_2 dS_2;$$

$$A_{02} = |{}^o a_2|^2 \int_{S_2} ({}^o \vec{E}_2 \times {}^o \vec{H}_2) \vec{z}_2 dS_2.$$

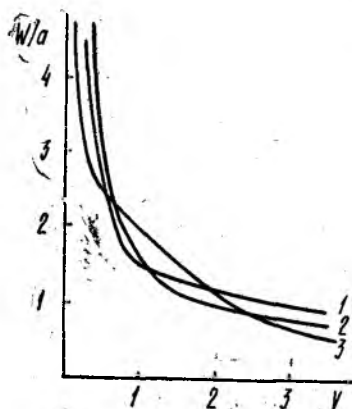


Рис. 1

Первое слагаемое в (8) под знаком логарифма определяет эффективность возбуждения модами передающего волокна четной моды принимающего, второе слагаемое — эффективность возбуждения нечетной моды. На основе (8) были выполнены численные расчеты. Принятая

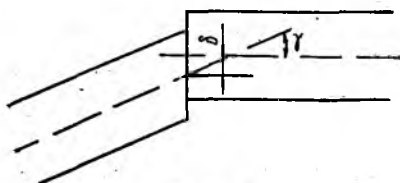


Рис. 2

модель представляла собой стык двух одномодовых волокон с круглыми сердцевинами и оболочкой. Зазор между волокнами отсутствовал. Оси сердцевины были смещены относительно друг друга на величину δ , и между ними был задан угол рассогласования γ (рис. 2). В модели был также принят ступенчатый профиль показателя преломления, параметры ω_1 и $\lambda_{отс1}$, ω_2 и $\lambda_{отс2}$ соответственно. Для \vec{E} и \vec{H} в (8) использовались выражения из работы [7] как для точного расчета (модель А), так и для приближенного (приближение слабой волноводности — модель В).

Для практического использования полученных результатов оказалась удобной следующая простая формула:

$$N = C_1 \left(\frac{\delta}{w_H} \right)^2 + C_2 \left(\frac{\gamma w_{cp}}{\lambda_{отс}} \right)^2 + C_3 \left(\frac{\Delta w}{w_H} \right)^2 + C_4 \left(\frac{\Delta \lambda_{отс}}{\lambda_{отс, H}} \right)^2 + C_5 \left(\frac{\Delta \lambda_{отс} \Delta w}{\lambda_{отс, H} w_H} \right)^2, \quad (9)$$

где $w_H = 5$ мкм — значение номинального радиуса поля моды; $\lambda_{отс, H} = 1,2$ мкм — значение номинальной длины волны отсечки второй моды $\Delta \lambda_{отс} = \lambda_{отс1} - \lambda_{отс2}$; $\Delta w = w_1 - w_2$.

Константа: тип модели	C_1	C_2	C_3	C_4	C_5
A	4,50	74,9	2,70	2,16	-2,46
B	4,46	75,4	2,70	2,11	-2,43
C	4,36	86,3	3,30	—	—

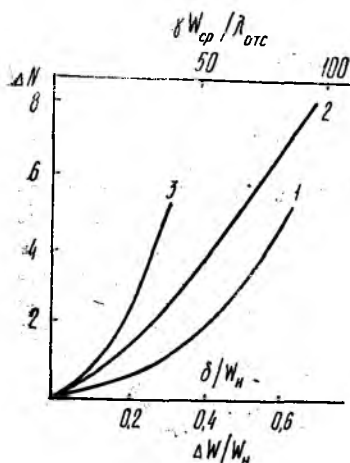


Рис. 3

2 — от $\gamma w_{cp} / \lambda_{отс}$; 3 — от $\Delta w / w_H$ (см. формулу (9)).

Из полученных результатов можно сделать вывод, что в качестве основных факторов, определяющих потери в стыке ООВ, допустимо рассматривать: поперечный сдвиг волокон δ , их угловое рассогласование γ , а также неидентичность световодов, определяемую различием радиусов поля моды и длины волны отсечки $\lambda_{отс}$. Для вычисления величины потерь в стыке можно использовать модель слабонаправляющих световодов, практически не уступающую точной векторной модели. При определении потерь, связанных с первыми двумя факторами, допустимо применение модели гауссового пучка. Однако она не позволяет правильно учесть потери от неидентичности световодов с фиксированными радиусами поля моды. Для практически наиболее важного диапазона потери в стыке с удовлетворительной точностью выражаются простой формулой (9).

Численные значения констант $C_1 - C_5$ были получены при помощи итерационного метода Хука — Дживса [6], относительная погрешность аппроксимации не превысила 1%. В таблице приведены значения аппроксимационных коэффициентов (модель A и B) и значения коэффициентов, найденных на основе данных, взятых из работы [1] (модель C).

На рис. 3 показана степень отличия величин потерь (модуля разности) между моделями A и C. Для распространенных на практике диапазонов величин ($\gamma - 0^\circ - 1,5$; $\delta - 0 - 3$ мкм; $w - 0 - 1$ мкм) различие между результатами расчетов потерь согласно рисунку составляет не более 0,1 дБ. На рис. 3 обозначено: 1 — зависимость от δ/w_H ;

- Список литературы:** 1. Marcuse D. BSTJ. 1977. Vol. 56, N 5. P. 703—718.
 2. Gambling W. A., Holsinger H. // Optical and Quantum Electronics. 1978. Vol. 10. P. 31—40. 3. Унгер Х.-Г. Планарные и волоконные волноводы. М., 1980. 648 с. 4. Кабели оптические одномодовые. Технические условия. ТУ16—К71—018—88. 1988. 15 с. 5. Адамс М. Введение в теорию оптических волноводов. М., 1984. 512 с. 6. Банди Б. Методы оптимизации. М., 1988. 128 с. 7. Снайдер А., Лав Дж. Теория оптических волокон. М., 1987. 656 с.

Поступила в редколлегию 27.11.89

УДК 621.373.826

И. А. СУХОИВАНОВ, канд. техн. наук, **И. В. ЩЕРБАТКО**

ПОВЫШЕНИЕ ЭФФЕКТИВНОСТИ ПЕРЕДАЧИ СВЧ-ПОДНЕСУЩЕЙ ПО ВОЛОКОННО-ОПТИЧЕСКОЙ ЛИНИИ

Волоконно-оптические линии передачи СВЧ-поднесущей (в дальнейшем — ВОЛП СВЧ) по ряду параметров конкурируют с традиционными системами передачи таких сигналов на основе коаксиальных и волноводных трактов. Однако большим недостатком ВОЛП является невысокий коэффициент передачи СВЧ мощности от передатчика к приемнику. Одним из радикальных способов повышения этого параметра является улучшение согласования СВЧ линии с передающим модулем ВОЛП.

Цель работы — исследование влияния модулирующей мощности на эффективность сопряжения СВЧ тракта и ВОЛП. Активная составляющая импеданса лазерного диода (ЛД) лежит в пределах 3—20 Ом, кроме того, на СВЧ лазер обладает значительной реактивностью. Это приводит к необходимости создания специальных схем сопряжения СВЧ линий с лазерными излучателями. Схемы согласования строят либо в виде резонансных цепей, либо в виде трансформаторов сопротивлений.

Простейший вид согласования — включение резистора в СВЧ цепь последовательно с ЛД. Недостатком такого согласования является низкий КПД использования СВЧ мощности.

На рис. 1, а представлена эквивалентная схема ЛД на высоких частотах [1]. Здесь приняты следующие обозначения: R_0 — сопротивление подводящих проводников и материала диода; C_{sc} — зарядовая емкость; C_d — диффузионная емкость активного слоя. Динамические характеристики ЛД описываются системой дифференциальных уравнений:

$$\frac{dN}{dt} = -\frac{C_{cs}}{\alpha} \frac{dV}{dt} + \frac{I}{\alpha} - \frac{N}{\tau} - GS; \quad (1)$$

$$\frac{dS}{dt} = GS - \frac{S}{\tau_w} + \beta \frac{N}{\tau}, \quad (2)$$

где V — напряжение на p - n -переходе; I — плотность инжектируемого тока; β — коэффициент вклада от спонтанного излучения в моду; τ — время жизни носителей тока; $\alpha = qd$, q — заряд электрона, d —

толщина активной области; S — плотность фотонов; τ_ω — время жизни фотонов; $G = \gamma(N - N_e)$, γ — оптический волноводный параметр, N_e — плотность носителей при нулевом усилении. При линеаризации системы (1) и (2) в приближении малого сигнала получаем зависимость для переменной составляющей тока:

$$i = V(1/R_1 + j\omega C_\Sigma) + \alpha G_0 S, \quad (3)$$

где

$$R_1 = (1/R_d + 1/R_4)^{-1}; R_d = 2\tau_k T / q\alpha N_0 —$$

малосигнальное сопротивление p - n -перехода диода:

$$R_4 = R_d G_3 (\beta N_0 \gamma)^{-1}; G_3 = \alpha \beta G_0 N_0 / (\tau I_0 - N_0 \alpha);$$

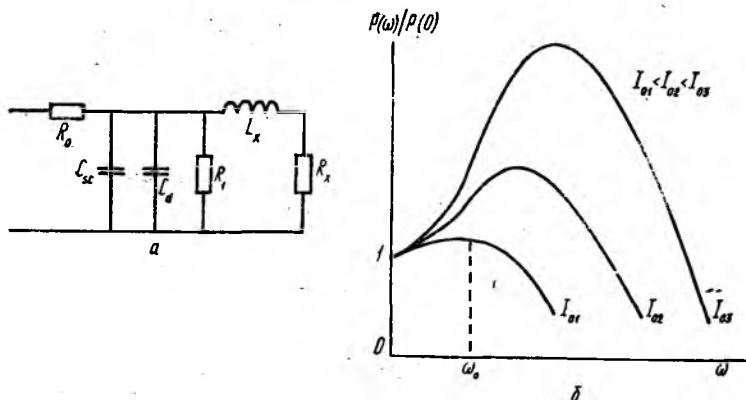


Рис. 1

величины с индексом ноль — стационарные значения переменных; $C_\Sigma = C_d + C_{sc}$ — полная диодная емкость; $C_d = \tau/R_d$.

Электрическая схема модели ЛД в приближении малого сигнала получается при анализе полного входного импеданса Z_d гетероперехода:

$$Z_d = R_0 + \frac{(j\omega L_x + R_x) R_1}{R_1 + (j\omega L_x + R_x) + j\omega C_\Sigma R_1 (j\omega L_x + R_x)}, \quad (4)$$

где

$$L_x = (G_0 G_3)^{-1}; R_x = G_3 L_x; G_3 = \beta/R_d + 1/R_4.$$

Типичные оптические амплитудно-частотные характеристики плоскового ЛД при различных токах накачки показаны на рис. 1, б. Данная зависимость мощности модулированного оптического сигнала от частоты модуляции аппроксимируется выражением

$$P(\omega)/P(0) = \omega_0^2 / (\omega_0^2 - \omega^2) + j\beta\omega, \quad (5)$$

где

$$\omega = 2\pi f; \omega_0^2 = (I_0 - I_{пор}) / \tau_{сп} \tau_\phi I_{пор} \quad (6)$$

— циклическая частота собственного электрооптического резонанса; $\beta = I_0 / \tau_{сп} I_{пор}$, $I_{пор}$ — пороговый ток [2].

На частотах $\omega < \omega_0$ реактивность Z_d носит индуктивный характер, а при $\omega > \omega_0$ — емкостный.

Оценим корректность приближения малого сигнала. Переменная составляющая тока, модулирующая ЛД, дается выражением

$$I_{\text{л}} < 0,5 \Delta I / \sqrt{2} \left(0,5 + \frac{1-m}{m} \right), \quad (7)$$

где $\Delta I = I_0 - I_{\text{пор}}$, m — глубина модуляции. Положив $m = 80\%$, получим $I_{\text{л}} = 0,472 \Delta I$ [3]. Приняв типичные значения $\Delta I = 80$ мА и $I = 38$ мА оценим мощности постоянного и переменного смещений, полагая, что электрическая энергия почти полностью преобразуется в тепловую на активном сопротивлении лазера, $P_0 = I_0^2 R_{\text{л}}$, $P_{\text{л}} = I_{\text{л}}^2 R_{\text{л}}$. Выбрав значения $R_{\text{л}} = 15$ Ом, $I_0 = 130$ мА, получим $P_0 = 250$ мВт, $P_{\text{л}} = 24$ мВт. Таким образом, в большинстве практических случаев пренебрегать влиянием мощности модулирующего сигнала на параметры ЛД нельзя.

Оставаясь в рамках малосигнальной модели, качественно оценим влияние модулирующей мощности на импеданс ЛД. Одним из возможных механизмов данного влияния является тепловое действие переменной составляющей. Получить прямую зависимость температуры кристалла от модулирующей мощности затруднительно, поэтому рассмотрим зависимость вида $Z_d(T)$. Выражение (4) представим в виде $Z_d = \text{Re}Z_d + j\text{Im}Z_d$ и рассмотрим отдельно активную и реактивную составляющие. Получим

$$\text{Re}Z = \frac{ac + bd}{c^2 + d^2}; \quad \text{Im}Z_d = \frac{bc - ad}{c^2 + d^2}, \quad (8)$$

где

$$a = R_1 R_x; \quad b = \omega L_x R_1; \quad c = R_1 + R_x - \omega^2 R_1 C_{\Sigma} L_x; \quad d = \omega (L_x + C_{\Sigma} R_1 R_x).$$

Подставляя в выражение для $\text{Re}Z_d$ его составляющие и учитывая зависимость их величин от температуры, получаем, что $\text{Re}Z_d = \text{Re}Z_{d0} - \text{Re}Z_d(T)$, где температурно-зависимое слагаемое $\text{Re}Z_d(T)$ на порядок меньше постоянной составляющей активной части импеданса — $\text{Re}Z_{d0}$. Следовательно, надо ожидать, что активная часть импеданса ЛД будет слабо зависеть от небольших колебаний температуры кристалла, которые вызываются модулирующей мощностью. По-видимому, это объясняется тем, что увеличение силы тока, вызванное тепловой генерацией носителей в материале полупроводника, несколько компенсируется увеличением сопротивления p — n -перехода. В данном случае активная составляющая сопротивления уменьшается при увеличении температуры.

При анализе реактивной составляющей импеданса ЛД наиболее информативным параметром является частота электрооптического резонанса ω_0 . Резонанс системы, очевидно, будет при выполнении условия $\text{Im}Z_d = 0$. Учитывая выражение (8), приходим к условию: $bc - ad = 0$, из которого после подстановки необходимых величин получаем выражение

$$\omega_0^2 = \frac{1}{L_x C_{\Sigma}} - \frac{R_x^2}{L_x^2}. \quad (9)$$

Величины L_x , C_x и R_x зависят от многих параметров, в частности от I_0 и T . Выражение (9) после преобразования принимает вид

$$\omega_0^2 = \frac{\left(\frac{\gamma T}{\alpha} I_0 + \beta G_0 - N_0 \gamma\right)}{\tau(1 + BTC_{sc})} - \frac{(\alpha \beta G_0 N_0)^2}{(\tau I_0 - N_0 \alpha)^2}, \quad (10)$$

где $B = 2k/q\alpha N_0$, k — постоянная Больцмана; $T = T_0 + \Delta T$, ΔT — прирост температуры относительно стационарного случая без модуляции (стационарная температура — T_0).

Таким образом, полученное выражение (10) позволяет оценить изменение резонансной частоты при дополнительном нагреве ЛД. Заметим, что выражение (6) получается из (10) при предельном переходе к достаточно большому I_0 .

На практике средне- и широкополосные ВОЛП СВЧ рассчитывают при условии, что рабочая частота меньше ω_0 , так как на резонансной частоте спектр собственных шумов ЛД имеет максимум, а на частотах, больших резонансной, спад частотной характеристики довольно значителен. Следовательно, для улучшения передаточных и шумовых свойств линии необходимо увеличивать частоту ω_0 , повышая I_0 и уменьшая температуру ЛД.

Для проверки влияния входной модулирующей мощности на эффективность согласования СВЧ линии и лазерного излучателя была собрана экспериментальная установка, которая состояла из генератора Г4-37А, СВЧ-изолятора, измерительной линии и ВОЛП, к выходу которой подключался спектроанализатор С4-27. СВЧ ВОЛП включала в себя передающий, приемный модули и отрезок градиентного многомодового световода длиной 50 м. В передатчике использовался бескорпусный лазерный диод непрерывного действия — 32ДЛ-105 с длиной волны излучения 0,85 мкм. СВЧ сигнал через коаксиально-полосковый переход, разделительный конденсатор безындукционного типа и четвертьволновый трансформатор сопротивлений подавался на ЛД. Постоянное смещение обеспечивала развязывающая RLC-цепь. Схема выполнена на основе симметричной микрополосковой линии на диэлектрической подложке с $\epsilon = 6$, что позволило уменьшить габаритные размеры согласующего устройства и избежать значительных потерь СВЧ мощности на излучение. Реактивность ЛД компенсировалась подбором длины шлейфа, который представлял собой отрезок коаксиального кабеля. Шлейф включался на выходе трансформатора в точке питания ЛД. Качество согласования контролировалось по величине КСВ.

Приемный модуль ВОЛП СВЧ выполнен на основе высокоскоростного лавинного фотодиода ЛФД-2А, АЧХ которого достаточно линейна в исследуемом частотном диапазоне. Трансформация активной и компенсация реактивной составляющих в стационарном режиме без модуляции позволила снизить КСВ передатчика с 12 до 5, мощность зондирующего СВЧ сигнала не превышала 0,5 мВт. При увеличении модулирующей мощности с 20 до 200 мВт величина КСВ увеличивалась приблизительно линейно с 5 до 9,5, что свидетельствует об ухудшении согласования передатчика с СВЧ линией. Глубина модуляции

изменялась от единиц до 85 %. Компенсация реактивности излучателя в рабочем режиме с модуляцией ($m \approx 40\%$) позволила стабилизировать КСВ в полосе 70 МГц на уровне 4. Значительная величина оптимизированного КСВ объясняется погрешностями измерения активного сопротивления ЛД и технологическими отклонениями в изготовлении цепи согласования. В процессе эксперимента было также подтверждено слабое влияние СВЧ мощности на активную составляющую импеданса, вариация которой во всем диапазоне мощностей не превышала 3 %.

Для подтверждения теплового механизма изменения параметров ЛД и КСВ при наложении модулирующего сигнала передающий модуль помещался в термостат. Искусственное повышение температуры кристалла ЛД приводило к реакциям, аналогичным мощностному воздействию: незначительному увеличению тока постоянного смещения и изменению КСВ передающего модуля. В пользу термального механизма вариации параметров ЛД свидетельствует также эффект снижения интегральной оптической мощности излучателя. Данный эффект является переходным процессом и заключается в том, что уровень выходной оптической мощности реагирует на ступенчатое скачкообразное увеличение СВЧ мощности также скачкообразно, но затем наблюдается спад вершины оптической интенсивности до некоторого значения по экспоненциальному закону. Аналогичной экспоненциальной стабилизацией отечает ЛД на ступенчатое изменение температуры. Примечательно, что периоды релаксации уровня излучения при мощностном и температурном воздействии на ЛД совпадают (в нашем случае период составлял около 12 с).

Модуляционная АЧХ экспериментальной ВОЛП СВЧ показана на рис. 2. Кривая 1 соответствует случаю, когда согласование активной составляющей импеданса производилось последовательным включением резистора $R = 35$ Ом в СВЧ цепь передающего модуля вместо трансформатора, кривая 2 отражает случай согласования импедансов трансформатором с учетом мощностного воздействия СВЧ сигнала, а кривая 3 — без учета этого воздействия.

Таким образом, увеличение мощности СВЧ сигнала приводит к уменьшению активной и реактивной составляющих импеданса ЛД. Это свидетельствует о сдвиге частоты электрон-фотонного резонанса излучателя в область низких частот. Желательно избежать этого сдвига и работать в области нормальных реактивностей импеданса ЛД, так как это значительно улучшит шумовые параметры линии. Реактивность же легко компенсируется стандартными приемами.

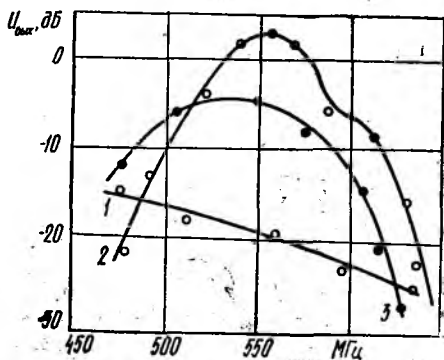


Рис. 2

Итак, при проектировании СВЧ ВОЛП необходимо учитывать влияние мощности модулирующего сигнала на эффективность сопряжения СВЧ и волоконного трактов. Основными методами достижения компромисса между увеличением глубины модуляции и улучшением согласования являются: ограничение модулирующей СВЧ мощности, применение температурно-зависимых компенсирующих реактивных элементов и охлаждение кристалла ЛД.

Список литературы: 1. *Высокочастотная аналоговая модуляция полупроводникового лазера* / Н. Н. Евтихийев, А. В. Лукашин, Г. Т. Пак, В. В. Поповичев // Квант. электроника. 1988. Т. 15, № 10. С. 2012—2015. 2. *Гауэр Дж. Оптические системы связи* : Пер. с англ. М., 1989. 504 с. 3. *Бахрах Л. Д., Блискавицкий А. А. Применение лазеров и волоконнооптических систем для управления формированием СВЧ-сигналов и их распределения в антенных решетках* // Квант. электроника. 1988. Т. 15, № 5. С. 879—914.

Поступила в редколлегию 18.12.89

УДК 629.7.058.6

В. Н. НАЗЫРОВА, канд. техн. наук

МЕТРОЛОГИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ АЛГОРИТМА ОПРЕДЕЛЕНИЯ СИСТЕМАТИЧЕСКИХ ПОГРЕШНОСТЕЙ ИЗМЕРИТЕЛЬНЫХ КОМПЛЕКСОВ

В условиях постоянно повышающихся требований к точности определения состояния динамических объектов возникает проблема учета погрешностей измерительных комплексов (ИК). Поскольку эти погрешности присутствуют и остаются неизменными на протяжении всего интервала наблюдения за объектом, считаем их систематическими. Известны алгоритмы определения систематик [1], когда наблюдение за объектом ведется двумя ИК, один из которых является эталоном. Такой подход не имеет практической ценности, так как в реальности эталонный ИК, как правило, отсутствует. Используя существующую методику измерений и расчета положения объекта в пространстве, можно построить вычислительную схему определения систематических погрешностей для двух ИК без эталона.

В данной работе проводится метрологический анализ такой вычислительной схемы. Информация, полученная на стадии метрологического анализа, позволяет сформировать условия разрешимости задачи определения систематик при реально существующих соотношениях: случайный шум — систематика с использованием априорной информации об объекте, ИК и участке наблюдения.

Постановка задачи. Состояние наблюдаемого объекта измеряется одновременно двумя ИК и определяется векторами параметров $\eta_i^j = (\eta^{(1)}, \eta^{(2)}, \eta^{(3)})$, $i = 1, 2, \dots, N$ — номер измерения; $j = 1, 2$ — номер ИК. Известно, что $\eta_i^j = \eta_{Ti}^j + \Delta\eta^j + \xi_i^j(1)$, где η_{Ti}^j — точное значение измеряемых параметров; $\Delta\eta^j$ — вектор систематик j -го ИК;

ξ_i^j — вектор случайного шума, $\xi_i^j \in N(0, \sigma^2 K^j)$, $K^j = \text{diag}$...
 что $\Delta\eta^j(l) \gg \sigma \sqrt{k_i^j}$, k_i^j — l -й диагональный элемент матрицы K^j , $j = 1, 2, 3$. Для определения положения объекта в пространстве необходимо перейти от вектора измеряемых параметров η к вектору декартовых координат $h = (x, y, z)$. Известно соотношение между η и h : $\eta(l) = f_l(h, h_{j\phi})$ (2), где $h_{j\phi}$ — вектор, задающий геодезические параметры ИК, $l = 1 \div 3$. Оценки \hat{h}^j в каждой i -й точке находятся как решение нелинейной системы уравнений $\eta_i^j = F(h_i^j, h_{j\phi})$ (3), где $F(\cdot) = (f_1(\cdot), f_2(\cdot), f_3(\cdot))^*$. Каждое \hat{h}_i^j получено в своей локальной системе координат, поэтому \hat{h}_i^1 и \hat{h}_i^2 не сравнимы между собой. Для приведения данных к единой системе координат осуществляются поворот и сдвиг, которые задаются соответственно матрицами A^j , B^j . Тогда $\hat{h}_i^j = A^j \hat{h}_i^j + B^j$ (4). При отсутствии либо совпадении $\Delta\eta^j$ для $j = 1, 2$, что маловероятно, с точностью до случайного шума должно выполняться соотношение $\hat{h}_i^1 = \hat{h}_i^2$, $i = 1, 2, \dots, N$. Следовательно, целесообразно искать оценки $\Delta\eta$ из условия

$$I(\Delta\eta) = \sum_1^N \|\hat{h}_i^1 - \hat{h}_i^2\|^2 \rightarrow \min_{\Delta\eta} \quad (5)$$

при ограничениях $\Delta\eta_{\min} < \Delta\eta < \Delta\eta_{\max}$, где $\Delta\eta = (\Delta\eta^1; \Delta\eta^2)$, $\Delta\eta_{\min}$, $\Delta\eta_{\max}$ — известные паспортные характеристики ИК.

Введем обозначения для системы (2) $g(h_i^j) = \eta_i^j - F(h_i^j, h_{j\phi})$, где $g(\cdot) = (g_1(\cdot), g_2(\cdot), g_3(\cdot))$. Тогда (3) переписывается как $g(h_i^j) = 0$ (6). Эта система решается методом Ньютона в предположении, что $g(h)$ удовлетворяет всем необходимым для этого условиям [2; 3]. Учитывая, что в (5) используются данные, полученные в результате приближенного решения (6) по зашумленным и искаженным систематиками исходным измерениям, необходимо проанализировать погрешность вычисления \hat{h}_i^j , причем линейный характер преобразования (4) позволяет ограничиться анализом погрешности оценки \hat{h}_i^j . Сравнение вклада вычислительных погрешностей и систематик в \hat{h}_i^j дает возможность определить, является ли данная вычисляемая величина информационной относительно $\Delta\eta$. Таким образом, необходим метрологический анализ оценки \hat{h}_i^j , в результате которого будут систематизированы погрешности ее вычисления и получены количественные оценки этих погрешностей. Учитывая стохастический характер задачи, при анализе \hat{h}_i^j следует исходить из общепринятых статистических свойств оценок. Однако в силу ограниченности объема исходной информации и специфики алгоритмов будут исследованы только отдельные свойства, чаще всего несмещенность оценки \hat{h}_i^j .

Метрологический анализ оценки \hat{h}_i^j . Погрешности искомой оценки можно классифицировать в зависимости от причин их возникновения. Погрешность, обусловленная методикой и алгоритмом нахождения оценки, возникающая при решении нелинейной системы (6) и имеющая

место даже в отсутствие случайных шумов и систематик в измерениях, является методической погрешностью δ^M . Обозначим $\delta^M = \hat{h}_T^n - h_T$ (7) и соответственно $\Delta^M = \|\delta^M\|$ (8), где h_T — точное решение (6) при $\eta = \eta_T$; \hat{h}_T^n — решение (6), полученное численным методом по измерениям η_T . Здесь и далее на стадии метрологического анализа индексы i, j опущены.

Случайная погрешность δ_s в оценке \hat{h} является следствием зашумленности исходной информации. Учитывая случайную природу δ_s , ее характеристиками являются $E[\delta_s]$ — среднее и $D[\delta_s]$ — дисперсия. Можно рассматривать два типа случайной погрешности: теоретическую $\delta_s^{(1)}$ и реальную $\delta_s^{(2)}$:

$$\delta_s^{(1)} = \hat{h}_s - h_T \quad (9); \quad \delta_s^{(2)} = \hat{h}_s^n - h_T, \quad (10)$$

где \hat{h}_s — точное, а \hat{h}_s^n — численное решение (6) при $\eta = \eta_T + \xi$. Распишем $\delta_s^{(2)}$ следующим образом:

$$\delta_s^{(2)} = \hat{h}_s^n - \hat{h}_s + \hat{h}_s - h_T = \delta_s^M + \delta_s^{(1)}, \quad (11)$$

где δ_s^M — методическая погрешность решения (6) при $\eta = \eta_s$. Таким образом, когда речь идет об оценке определенного типа погрешности, имеющей место при решении реальной системы, ее составляющей неминуемо будет соответствующая методическая погрешность. Присутствие систематик в исходных измерениях приводит к появлению систематической погрешности в \hat{h} , которую обозначим δ_c . Если \hat{h}_c точное решение (6) при $\eta_c = \eta_T + \Delta\eta$, то $\delta_c^{(1)} = \hat{h}_c - h_T$ (12). Для практики представляет интерес рассмотрение систематической погрешности $\delta_c^{(2)} = \hat{h}_c^n - h_T$ (13), где \hat{h}_c^n — численное решение (6) при η_c . Причем $\delta_c^{(2)} = \delta_c^M + \delta_c^{(1)}$, где δ_c^M — методическая погрешность решения (6) при $\eta = \eta_c$.

Погрешности δ^M , δ_c и δ_s , задаваемые (7)–(13), есть не что иное как смещения соответствующих оценок \hat{h} относительно h_T . Найдем оценки указанных погрешностей.

Согласно итерационному характеру численного метода решения (6) \hat{h}_T^n в (7) есть оценка, полученная после n итераций. Согласно [2] легко показать, что

$$\Delta^M = \|\hat{h}_T^n - h_T\| \leq \beta\gamma \|\hat{h}_T^{n-1} - h_T\|^2 \leq \dots \leq (\beta\gamma)^{2^{n-1}} \|h_T^0 - h_T\|^{2^n} < (\beta\gamma)^{2^n - 1} e_0, \quad (14)$$

где $\nabla g(h)$ — градиент (6); $\beta = \max \|\nabla^{-1}g(h^*)\|$; $\gamma = \text{const}$ Липшица для $\nabla g(h^*)$, $h^* \in R_\varepsilon$, ε — заданный радиус окрестности решения h_T , $e_0 = \|h_T^0 - h_T\|^{2^n}$. Аналогичные соотношения можно выписать для $\Delta_s^M = \|\delta_s^M\|$ и $\Delta_c^M = \|\delta_c^M\|$ с заменой e_0 на $e_s = \|h^0 - h_T\|^{2^n}$ и $e_c = \|h_c^0 - h_T\|^{2^n}$ соответственно. Относительно соотношения (14) и аналогичных ему для Δ_s^M и Δ_c^M следует заметить, что независимо от величин e_0, e_s, e_c можно гарантировать ограниченность методической

погрешности только при условии $e_0^{1/2^n} \beta \gamma < 1$, т. е. это условие является необходимым для успешного поиска решения (6). Для того чтобы оценить $\delta_s^{(1)}$, проведем линеаризацию (6) в точке h_T при $\eta = \eta_s$. Тогда

$$h_s = h_T + [F'(h_T, h_\Phi)]^{-1} (\eta_s - F(h_T, h_\Phi)) = h_T + G(h_T) \xi,$$

где $G(h_T) = [F'(h_T, h_\Phi)]^{-1}$. Считаем среднее и дисперсию $\delta_s^{(1)}$:

$$E[\delta_s^{(1)}] = 0; D[\delta_s^{(1)}] = \sigma^2 G(h_T) K G(h_T)^*. \quad (15)$$

В дальнейшем при сравнительном анализе погрешностей различных типов потребуются обобщенные характеристики, поэтому целесообразно посчитать

$$\Delta_s^{(1)} = \|E[\delta_s^{(1)}]\| = 0; d_s^{(1)} = \|D[\delta_s^{(1)}]\| \ll \sigma^2 \beta^2 \|K\|. \quad (16)$$

Проводим аналогичные исследования с заменой h_s на \hat{h}_s^n и получаем оценки для $\delta_s^{(2)}$. Используя (11), (14) и (15), можно записать

$$E[\delta_s^{(2)}] = \delta_s^M, D[\delta_s^{(2)}] = D[\delta_s^{(1)}]$$

и, соответственно,

$$\Delta_s^{(2)} = \|E[\delta_s^{(2)}]\| = \|\delta_s^M\| \ll (\beta\gamma)^{2^n-1} e_s; d_s^{(2)} = \|D[\delta_s^{(2)}]\| = d_s^{(1)}. \quad (17)$$

Для получения оценки $\delta_c^{(1)}$ проведем линеаризацию (6) в точке h_T при $\eta = \eta_c$. Откуда $\hat{h}_c = h_T + G(h_T)(\eta_c - F(h_T, h_\Phi))$, или $\hat{h}_c = h_T + G(h_T) \Delta\eta$. Тогда согласно (12) $\delta_c^{(1)} = G(h_T) \Delta\eta$, или, используя известные ограничения (5) на $\Delta\eta$ для $\Delta_c^{(1)} = \|\delta_c^{(1)}\|$, можно записать $\bar{\beta} m \leq \Delta_c^{(1)} \leq \beta M$ (18), где $m = \|\Delta\eta_{\min}\|$, $M = \|\Delta\eta_{\max}\|$, $\bar{\beta} = \min \|\nabla^{-1} g(h^*)\|$, $h^* \in R_e$. Используя (13)—(14) и (18), можно выписать оценку для $\delta_c^{(2)} = \delta_c^M + G(h_T) \Delta\eta$ (19) и, соответственно, $\Delta_c^{(2)} = \|\delta_c^{(2)}\| \ll (\beta\gamma)^{2^n-1} e_c + \beta M$ (20).

Пример формирования условий разрешимости. Оценки погрешности δ^* , δ_c и δ_s служат основой для исследования условий разрешимости задачи определения систематик ИК в предлагаемой постановке. Очевидно, что одним из необходимых условий разрешимости является информационность (5) по отношению к $\Delta\eta$. Поскольку $\Delta\eta$ входит в \hat{h}_i^j (и, соответственно, в \hat{h}_i^j) посредством погрешности δ_c , это означает, что функционал (6) будет информационным относительно $\Delta\eta$ только в том случае, когда $\delta_c > \delta^*$ и $\delta_c > \delta_s$, т. е. когда основной вклад в погрешность определения \hat{h} вносит $\Delta\eta$. Полный анализ условий разрешимости осуществляется с привлечением методов статистического анализа и может быть темой для отдельной работы. Здесь в качестве примера использования полученных оценок погрешностей приводится сравнение δ_c с δ^* и выводы, которые из этого следуют. Для практического использования полученных оценок недостает информации о e_0 , e_s , e_c для соответствующих методических погрешностей.

Для задачи (3) известно правило задания h^0 по реальным η исходя из физических соображений. Поэтому оценка этих величин не представляет труда на тестовых примерах с гарантией достоверности для реальных задач. Можно также получить оценки β , $\bar{\beta}$ и γ для заданной η в окрестности решения в каждой конкретной точке h_i^j . Таким образом, на практике есть возможность получить оценки Δ_c^M . Сначала для каждого i и j проверяется выполнимость условия $e_c^{1/2n} \beta \gamma < 1$, гарантирующего сходимость решения (6). Предположим, что это условие выполняется. Задаем n — число итераций и считаем Δ_c^M . Используя (14), (18), проверяем выполнимость соотношения

$$\beta M < \Delta_c^M < (\beta \gamma)^{2^n - 1} e_c. \quad (21)$$

Если (21) выполняется, т. е. верхняя граница δ_c^M не превосходит методической погрешности и с ростом n (21) продолжает сохраняться, следовательно, в этой точке наблюдения основной вклад в погрешность вычисления h_i^j вносит δ_c^M , а зависимость от $\Delta \eta$ практически отсутствует. Соотношение (21) может служить мерой эффективности поиска решения (6), причем если оно выполняется не в одной точке, а на всем интервале наблюдения, то следует считать, что исходная задача в предлагаемой постановке здесь неразрешима. В то же время, если

$$(\beta \gamma)^{2^n - 1} e_c < \bar{\beta} m, \quad (22)$$

то имеется гарантия, что вклад систематической погрешности превосходит вклад δ_c^M в h_i^j .

Условие разрешимости (5) относительно $\Delta \eta$, кроме необходимого условия (22), содержит еще целый ряд подобных соотношений, в том числе и статистического характера.

Список литературы: 1. Белова Н. С., Сотский Н. М. Оценивание параметров движения объекта в системе управления // Автоматика и телемеханика. 1977. № 11. С. 30—38. 2. Деннис Дж., Шнабель Р. Численные методы безусловной оптимизации и решение нелинейных уравнений. М., 1988. 440 с. 3. Поляк Б. Т. Введение в оптимизацию. М., 1983. 384 с.

Поступила в редколлегию 21.06.89

СОДЕРЖАНИЕ

Андреев И. Ю., Зотов И. В. Частотное разделение сложных сигналов в многоканальных асинхронных системах связи	3
Горбенко И. Д., Барсов В. И. Применение р-адических преобразований для вычисления цифровой свертки	7
Александров Ю. Н., Глазун К. Е., Король Э. Н., Милонов Ю. Ю., Товарицкий А. В. Исследование сложности реализации метода представления целочисленных и вещественных массивов данных в полиадической системе счисления (ПСС)	10
Корыстин В. И. Цикловое фазирование при групповой передаче двоичной информации сигналами Уолша	13
Стасев Ю. В. Необходимые и достаточные условия существования сигналов с <i>n</i> -уровневой функцией корреляции	21
Сныткин И. И. Метод генерирования кодо-дискретно-частотных сигналов для имитостойких многоканальных систем связи	24
Быков В. Н., Кубата В. Г., Султанов А. С. Компенсация сосредоточенных помех в СВЧ радиометрах	28
Антюфеев В. И., Султанов А. С., Овсянников Ю. В., Воронова А. С., Кубата В. Г. Синтез многоканального радиометра с частично заданной структурой. Сообщение 2. Синтез оптимальной структуры	32
Алексеев Г. А., Ширманова С. И. О возможностях интерферометрического метода диагностики атмосферы, использующего излучение ИСЗ	38
Бороденко Е. И., Верилский В. В., Явдак Ю. К. К вопросу количественной оценки структурной сложности информационно-вычислительных сетей.	49
Синицкий В. Б., Тургенев И. С., Ширманова С. И. Измерение и расчет углов атмосферной рефракции по радиозаходам ИСЗ над морем	52
Белов С. П., Халимов Г. З., Скребцов С. А. Алгоритм оптимизации кодовой структуры для метеорного радиоканала связи.	60
Губарев А. А., Леус С. Г., Мисюра В. А., Поднос В. А., Похилько С. Н. Комплекс многочастотного радиозондирования ионосферы	64
Мищенко В. П., Оболянинова Е. В., Тевяшев А. Д. О математической модели рассеяния акустических волн в турбулентной атмосфере	66
Лосев М. Ю., Рысованый А. Н. Методика синтеза однотактового параллельного сигнатурного анализатора	73
Нарыжная В. В., Шокало В. М. Макромодель приемно-выпрямительного элемента ректенны по постоянному току	79
Александрова А. А. Стационарное МГД обтекание эллипсоидальной неоднородности	82
Пивненко Н. Р. Рассеяние основной моды прямоугольного волновода на проницаемой цилиндрической вставке	89
Кондрашихин А. Б., Щербаков И. Ю. Оптимизация У-циркуляторов миллиметрового диапазона для интегральных схем	94
Шабанов Н. Г. Экспериментальные исследования вариантов радиопоглощающих материалов	97
Чурюмов Г. И., Назаренко Ю. Поток в электронно-оптическом волноводе	101
Бондаренко Б. Н., Воротынцева В. А. В АЛБВ при наложении статистических помех	105
Старостенко В. В., Глушова Е. В. Конечных элементов для рас- лучевых трубах	110
Испиров Г. Т., Мазманишвили Г. М. Анализ помех в радиотехнике	114
Бабина Н. И. К анализу помех в радиотехнике	114
Сухованов И. А., Щербатко И. В. Повышение эффективности передачи СВЧ-поднесущей по волоконно-оптической линии	119
Назырова В. Н. Метрологический анализ алгоритма определения систематических погрешностей измерительных комплексов	124

Радиотехника

P 15

621.396(06)



728243

1993

ИЗДАТЕЛЬСТВО РАДИОТЕХНИКА