

621.396. (06)
P15

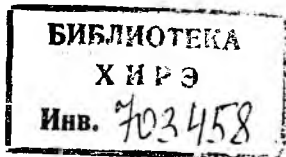
МИНИСТЕРСТВО ВЫСШЕГО И СРЕДНЕГО СПЕЦИАЛЬНОГО
ОБРАЗОВАНИЯ УССР
ХАРЬКОВСКИЙ ОРДЕНА ТРУДОВОГО КРАСНОГО ЗНАМЕНИ
ИНСТИТУТ РАДИОЭЛЕКТРОНИКИ им. М. К. ЯНГЕЛЯ

РАДИОТЕХНИКА

Республиканский
межведомственный
научно-технический
сборник

Основан в 1965 г.

ВЫПУСК 87



Харьков
Издательство при Харьковском
государственном университете
издательского объединения
«Выща школа»
1988

ХНУРЕ Radvotekhnika



703458

В сборнике изложены результаты теоретических и экспериментальных исследований в области формирования, синтеза и анализа радиосигналов. Рассмотрены вопросы разработки и изучения радиотехнических схем и устройств. Представлены материалы по СВЧ-электронике, электродинамике и антенной технике.

Нормативные материалы приведены по состоянию на 1 января 1988 г.

Для преподавателей, научных работников, специалистов.

Редакционная коллегия: д-р техн. наук проф. *А. И. Терещенко* (отв. ред. канд. техн. наук проф. *В. Д. Кукуш* (зам. отв. ред.), канд. техн. наук доц. *Ж. Ф. Пащенко* (отв. секр.), д-р техн. наук проф. *Ю. И. Волощук*, д-р техн. наук проф. *Б. Л. Кащеев*, д-р физ.-мат. наук проф. *В. М. Кузьмичев*, д-р техн. наук проф. *Н. Д. Колпаков*, канд. техн. наук доц. *Е. М. Кулешов*, 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*, акад. АН УССР *В. П. Шестопалов*, д-р техн. наук проф. *Я. С. Шифрин*

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

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

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

Ю. Н. АЛЕКСАНДРОВ, канд. техн. наук,
 А. К. КУРЫШКИН, В. С. СКЛЯРОВ, канд. техн. наук,
 А. В. ТОВАРНИЦКИЙ, канд. техн. наук

ОБОБЩЕННОЕ СПЕКТРАЛЬНОЕ РАЗЛОЖЕНИЕ СИГНАЛОВ И ЕГО ПРИМЕНЕНИЕ В СИСТЕМАХ СВЯЗИ

Системы связи, в которых используются для передачи сообщений сигналы с большой базой, а также сами сигналы часто называют широкополосными. В дальнейшем понятие «широкополосность сигналов» будем связывать с особенностями их обработки техническими средствами. Единого мнения об определении понятия базы сигнала в литературе нет, хотя общая тенденция к расширению полосы частот при увеличении базы общепринята [1—4].

Любой сигнал $S_i(t)$ в соответствии с идеей обобщенного спектрального разложения можно рассматривать как совокупность «элементарных» колебаний $\eta_k(t)$, умноженных на коэффициенты $C_k^{(i)}$, которые определяют вес каждого из этих колебаний в совокупном сигнале, т. е. $S_i(t) = \sum_k C_k^{(i)} \eta_k(t)$ (1).

Коэффициенты $C_k^{(i)}$ ($k = 1, 2, \dots$) в общем случае принимают всевозможные значения числовой оси либо принадлежат счетному множеству ее точек.

Система функций $\{\eta_k(t)\}$ называется базисной, а представление сигнала обобщенным рядом (1) — разложением сигнала по системе базисных функций, в качестве которых используются функции Матье, Лежандра, Бесселя, Уолша, тригонометрические и т. д.

Реальное физическое значение для построения систем связи имеет соотношение (1), где применяется конечное число базисных функций, поэтому рассмотрим в (1) сумму конечного числа членов. Согласно равенству (1) геометрическая модель для множества сигналов выражается многомерным векторным пространством, каждой точке которого соответствует определенный сигнал $S(t)$, а ее координаты равны коэффициентам C_k его разложения по заданной системе функций.

Количество линейно независимых базисных функций, по которым сигнал $S(t)$ можно однозначно представить спектром, т. е. совокупностью числовых величин C_k , являющихся проекциями $S(t)$ на оси координат, назовем базой этого сигнала.

Таким образом, база сигналов определяется системой выбранных базисных функций и, следовательно, в зависимости от этой системы для конкретной совокупности множества сигналов $\{S_i(t)\}$ различна, что ставит под сомнение данное определение. Однако практически это не так. Метод обработки сигналов и система базисных функций $\{\eta_k(t)\}$, используемая при реализации конкретного

метода; придают понятию базы сигнала практическое содержание. Необходимо учитывать, что сигналы воздействуют на некоторую последовательность технических устройств. В связи с этим введем понятие сечения системы как места сопряжения (стык) двух соседних элементов, решающих самостоятельную информационную задачу.

Построение оптимального приемного устройства заключается в реализации устройства, осуществляющего в наилучшей степени различение признаков, заложенных в принимаемых сигналах на фоне помех. В качестве признаков сигналов естественно использовать результаты разложения принимаемых сигналов по соответствующим системам базисных функций. Любое приемное устройство в явном или неявном виде осуществляет такое разложение

Сформулированным условием обеспечения максимальной помехоустойчивости, простоты реализации устройств разделения в наибольшей мере удовлетворяют ортогональные базисные функции. Задача формирования сигналов с необходимыми свойствами приобретает четкую физическую трактовку.

При решении задач оптимальной обработки сигналов в каждом из функционально важных сечений информационной системы полезно применять методы спектрального разложения. Понятия размерности сигнала, систем базисных функций $\{\eta_k(t)\}$ должны конкретизироваться в каждом из выделенных в информационной системе функциональных сечений. Тогда применительно к технике связи базу сигнала можно характеризовать как количество линейно независимых базисных функций, определяемое способом формирования и обработки сигнала. По ним данный сигнал (система сигналов $\{S_i(t)\}$) может быть однозначно представлен спектром.

Под базой системы сигналов $\{S_i(t)\}$ следует понимать количество независимых признаков, которые используются во время формирования или обработки этих сигналов в рассматриваемом сечении системы связи. Предполагается, что все признаки, заложенные в сигнал при формировании, применены в его обработке. В частности, при селекции непрерывных сигналов, передаваемых импульсной последовательностью выборочных значений этого сигнала в соответствии с теоремой Котельникова аналоговым стационарным фильтром, свойства которого в частотной области определены коэффициентом передачи $K(\omega, t)$. База сигнала — произведение эффективной ширины спектра сигнала ΔF , пропускаемого фильтром, на длительность сигнала. Согласно Котельникову, $2\Delta Ft$ — число отсчетов N , которым представляется сигнал в виде ряда (1) по функциям $\sin x/x$. Сигнал при обработке тем же фильтром без предварительной дискретизации должен рассматриваться как сигнал с базой $2\Delta Ft$. В случае изучения его в виде отрезков непрерывных реализаций, подаваемых на согласованный с ним фильтр, исследуется как сигнал с базой, равной бесконечности, поскольку совокупностью признаков является его форма. Наконец, когда обрабатывается непрерывная реализация фильтром

с полосой пропускания ΔF , база равна единице, так как признак сигнала — энергия принимаемой реализации.

В случае применения для передачи сигналов длительности кодирующих последовательностей, совокупностью признаков которых есть множество возможных смен фазы импульсов на длине этой последовательности, база сигнала $B = T/\tau$. Если кроме смены фазы импульсов использовать и амплитудный признак, база такого сигнала уже будет равна $B_2 = 2B_1$. Понятие базы сигнала часто связывают с понятием избыточности, однако это делается не всегда корректно. Введение избыточности обусловлено стремлением повысить помехоустойчивость системы связи. Теория кодирования прямо указывает на то, что для введения избыточности в сообщение необходимо прежде всего увеличить мерность пространства сообщений путем расширения исходной системы базисных функций до тех пор, пока она не станет полной [5].

Применение обобщенной формы разложения сигнала $S(t)$ с помощью совокупности линейно независимых и более простых функций $\{\eta_k(t)\}$, $k = 1, n$ в виде (1) позволяет интерпретировать основные положения спектральной теории кодирования с единых позиций теории векторных пространств и все преобразования сигналов в функциональных элементах трактовать как преобразования соответствующих векторных пространств (подпространств). Другими словами, одну и ту же функцию времени $S(t)$, выполняющую роль материального носителя информации, можно рассматривать в различных системах базисных функций, что при их фиксации позволяет оперировать вместо функции $S(t)$ ее спектрами. В спектральной теории преобразования сигналов сводятся к преобразованиям их спектров. Математическое исследование свойств различных сигналов проведено на базе моделей функционального анализа в гильбертовом пространстве. Теория кодирования в основном опирается на комбинаторный анализ, современную алгебру и n -мерную геометрию в конечномерных пространствах. Затрагивая метрические аспекты, отметим, что в спектральной теории принято оценивать расстояние между двумя сигналами по энергии (или средней мощности) их взаимодействия, причем эта энергия может принимать любые численные значения. В теории кодирования расстояние d_{kL}^x между двумя сигналами $S_k(t)$ и $S_L(t)$ чаще всего оценивается в смысле Хемминга по суммарному числу несовпадающих весовых коэффициентов $\{C_i\}_L$ и $\{C_i\}_k$ в разложениях (1) сигналов $S_L(t)$ и $S_k(t)$ и является дискретной целочисленной величиной. Ее максимальное значение равно базе n кодового разложения (1) сигнала $S(t)$. Из разных способов оценки близости двух сигналов и вытекают различия в геометрической интерпретации разложения (1) одного и того же сигнала, имеющего дискретный спектр по данной системе базисных функций. Рассмотрим класс сигналов, построенных на основе дискретных кодов, представляющих собой результат воздействия через фиксированные интервалы времени длительностью τ на амплитуду, фазу

или частоту некоторого несущего колебания упорядоченными дискретными последовательностями — образами сообщений.

Запишем эти сигналы в виде

$$S_k(t) = \begin{cases} \sum_{i=1}^n x_i^{(k)} I_i(t) \exp [j(\omega_0 + \omega_i)t + Q_i], & 0 \leq t < n\tau; \\ 0 & \text{при других } t, \end{cases} \quad (2)$$

где $\{I_i(t)\}$ $i = \overline{1, n}$ — единичные стробирующие функции, образующие базисную систему для дискретно кодированных сигналов. Этот класс сигналов, как частный случай сигналов гильбертова пространства, исследуем в двух типах пространств: в n -мерном евклидовом пространстве и пространстве, в котором расстояние между двумя точками устанавливается по числу отрезков ломаной линии, соединяющей эти точки. Изучим детально в этих пространствах сигналы $S_k(t)$ при $\omega_i = 0$ и $\theta_i = 0$. Будем считать сигналы двоично-кодированными, т. е. $\{x_i\} = \{-1, 1\}$, и с равными энергиями

$$\int_0^{T=n\tau} S_k^2(t) dt = \int_0^{T=n\tau} S_L^2(t) dt = E. \quad (3)$$

Воспользовавшись представлением сигнала в виде (2), с учетом указанных ограничений выражение для энергии сигнала представим как

$$\int_0^T \left[\sum_{i=1}^n x_i I[t - (i-1)\tau] e^{j\omega_0 t} \right]^2 dt = \int_0^T \sum_{i=1}^n [x_i I[t - (i-1)\tau] e^{j2\omega_0 t}]^2 dt = E. \quad (4)$$

Расстояние между двумя сигналами в евклидовом пространстве определяется соотношением

$$d_{S_k S_L} = \sqrt{\int_0^T [S_k(t) - S_L(t)]^2 dt} = \sqrt{2E [1 - \rho_{kL}]}, \quad (5)$$

где ρ_{kL} — относительная взаимная энергия анализируемых сигналов, называемая коэффициентом различимости сигналов $S_k(t)$ и $S_L(t)$,

$$\rho_{kL} = \frac{1}{E} \int_0^T S_k(t) S_L(t) dt.$$

Записываем данный коэффициент, применяя разложение (2):

$$\rho_{kL} = \frac{\sum_{i=1}^n x_i^{(k)} x_i^{(L)} \int_0^T I_i(t) e^{j2\omega_0 t} dt}{\sum_{i=1}^n [x_i] e^{j2\omega_0 t} dt} = \frac{\sum_{i=1}^n x_i^{(k)} x_i^{(L)}}{\sum_{i=1}^n [x_i]^2}. \quad (6)$$

Если $\sum_{i=1}^n [x_i]^2 = n$, имеем

$$\rho_{kL} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n x_i^{(k)} x_i^{(L)}. \quad (7)$$

Разобьем сумму (7) на две, введя символы равнозначности a_i и неравнозначности b_i , что позволит представить последнее выражение в виде

$$\rho_{kL} = \frac{\sum_{i=1}^n a_i \sum_{i=1}^n b_i}{n}. \quad (8)$$

В теории кодирования $d_{kL}^{(x)} = \sum_{i=1}^n b_i$ (9), поэтому связь между

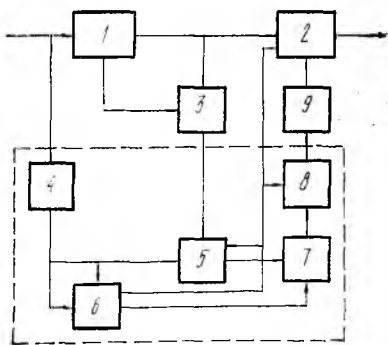
коэффициентами взаимной корреляции двоично-кодированных сигналов и хемминговым расстоянием между ними определится соотношением

$$\rho_{kL} = 1 - \frac{2d_{kL}^{(x)}}{n}. \quad (10)$$

Оно позволяет установить связь между нормированной характеристикой взаимосвязи дискретно кодированных сигналов и геометрической характеристикой — расстоянием Хемминга, а также сделать ряд конструктивных выводов и вскрыть дополнительные возможности повышения помехоустойчивости при организации операций декодирования сигналов.

Традиционная обработка дискретных сигналов в системах связи, использующих помехоустойчивые коды, ведется с помощью

двух решающих схем, которые осуществляют поэлементный прием и декодирование. Анализируя выражение (10), видим, что качество работы приемников с двумя решающими схемами можно существенно улучшить, добавив к ним третью решающую схему (рисунок). В состав этого приемного устройства входят следующие блоки: 1 — приемник для поэлементного приема передаваемых элементарных сигналов $S_i(t)$ (первая решающая схема); 2 — декодер (вторая решающая схема); 3 — модулятор; 4 — устройство для задержки обрабатываемого сигнала $S_i(t)$ на один такт рабочей частоты дискретного канала; 5 — коррелятор для свертки сигналов на длительности кодового слова; 6 — нормирующий блок;



7

7 — сравнивающий блок; 8 — логический блок; 9 — управляющий блок.

Решение, принимаемое декодером 2, функционирующим по алгебро-геометрическим правилам кодового пространства с метрикой Хемминга, проверяется осуществлением третьей решающей схемой (на рисунке обведена пунктиром) дополнительной обработки сигнала на длине кодового слова. Для этого модулятором 3 на длине кодового слова nt формируется гипотетический линейный сигнал $S^*(t)$ так же, как это было сделано на передающей стороне, а затем в блоке 5 производится свертка $S^*(t)$ с принятым из канала связи сигналом $Y(t) = S(t) + n(t)$, который содержит действительный образец переданного сигнала $S(t)$. Результат свертки необходимо сравнить с сигналом «норма» ($p_{y,s^*} = 1$), получаемым в блоке 6. Разностный сигнал на выходе блока 6 несет информацию о расстоянии по Хеммингу между гипотетической кодовой последовательностью, на основе которой сформирован сигнал $S^*(t)$ и действительно переданной кодовой последовательностью, содержащейся в $Y(t)$. Если известно при каких значениях веса векторов ошибок ω_e декодер выдает ошибочное решение в случае декодирования кодового блока ($\omega_e > d_{\min} - 1$ в режиме обнаружения ошибок и $\omega_e > (d_{\min} - 1)/2$ в режиме исправления ошибок), с помощью логического блока 8 проверяется решение декодера по значению разностного сигнала со схемы сравнения.

Третья решающая схема обрабатывает линейный сигнал «в целом» на длине кодового слова и учитывает все корреляционные связи между элементами. Благодаря этому приемник обладает более высокой помехоустойчивостью по сравнению с известными приемниками, построенными на базе двух решающих схем, хотя и несколько уступает приемникам с обработкой сигналов «в целом» на длине nt кодового блока решающей схемой, содержащей 2^{nR} корреляторов (R — относительная скорость передачи информации при применении данного кода), выигрывая в 2^{nR} раз у них в проценте реализации.

Таким образом, обобщенный спектральный подход позволяет не ограничиваться рассмотрением только широкополосных сигналов как сигналов с большой базой. В зависимости от конкретных физических ограничений, характерных для каждого из функциональных сечений системы связи, можно ставить задачу выбора оптимального способа спектрального разложения $S(t)$, сохраняя значение базы сигнала неизменным или варьируя его в пределах, удовлетворяющих критерию качества обработки $S(t)$. Все положения теории помехоустойчивого кодирования полностью переносятся и на пространства сложных сигналов, следовательно, принципы повышения достоверности при различении этих сигналов полностью адекватны принципам повышения достоверности, используемым в теории кодирования.

Список литературы: 1. Варакин Л. Е. Теория сложных сигналов. М., 1973. 370 с. 2. Окунев Ю. Б., Яковлев Л. А. Широкополосные системы связи с составными сигналами. М., 1968. 167 с. 3. Лезин Ю. С. Оптимальные фильтры и накопители импульсных сигналов. М., 1986. 447 с. 4. Хьюлеман Л. П. Активные фильтры. М., 1972. 527 с. 5. Трахтман А. М. Введение в обобщенную спектральную теорию сигналов. М., 1972. 351 с.

Поступила в редколлегию 10.11.86

УДК 621.391

Ю. П. ЖУРАКОВСКИЙ, д-р техн. наук, А. М. КУПРИЕНКО

ВЛИЯНИЕ НАЧАЛЬНОЙ ФАЗЫ НА ШИРИНУ СПЕКТРА СИГНАЛОВ ФМ

При определении эффективности систем передачи данных по каналам связи, разработке новых систем и других случаях возникает проблема вычисления ширины спектра сигналов. Наибольшее распространение получил способ передачи данных сигналами в виде отрезков целого числа периодов гармонических функций. Цель работы — исследование влияния начальной фазы на ширину спектра $\Delta\Omega$ таких сигналов при дискретной фазовой модуляции (ФМ), которую определяют как интервал частот, содержащий заданную часть энергии сигнала [1—3]. Для анализа частотного распределения энергии получим выражение функции спектральной плотности сигнала с начальной фазой φ , числом периодов N при допущении, что амплитуда и круговая частота Ω_0 сигнала равны единице:

$$S(j\omega) = \int_{-\pi N}^{\pi N} \sin(t + \varphi) e^{-i\omega t} dt = 2(-1)^N \sin \omega \pi N \times \\ \times (\omega \sin \varphi - j \cos \varphi) / (\omega^2 - 1). \quad (1)$$

Запишем выражение для вычисления относительной энергии сигнала в интервале частот $[0, x]$, используя равенство Парсеваля и свойство четности модуля функции спектральной плотности

$$E_p(x, N) = \int_0^x |S(j\omega)|^2 d\omega / \pi E_0 \quad (2), \quad \text{где } E_0 = \pi N / 2 - \text{полная энергия сигнала.}$$

Вычислив интеграл

$$E_p(x, N) = \int_0^x \frac{4 \sin^2 \omega \pi N}{\pi^2 N (\omega^2 - 1)} (\omega^2 \sin^2 \varphi + \cos^2 \varphi) d\omega, \quad (3)$$

получим $E_p(x, N) = [A(x, N) - \cos 2\varphi \cdot B(x, N)] / \pi \quad (4)$. Здесь

$$A(x, N) = \text{Si} [2\pi N(x - 1)] + \text{Si} [2\pi N(x + 1)] - \frac{2x \sin^2 \pi N x}{\pi N(x^2 - 1)};$$

$$B(x, N) = \{S_1 [2\pi N(x - 1)] - S_1 [2\pi N(x + 1)]\} / 2\pi N,$$

$\text{Si}(\cdot)$ — интегральный синус; $\text{Si}_1(\cdot) = \ln|\cdot| + \text{Ci}(\cdot) + C$; $\text{Ci}(\cdot)$ — интегральный косинус; C — постоянная Эйлера — Маскерони.

Для определения интегральных функций можно применить алгоритмы [4] либо программы прикладного матобеспечения ЭВМ.

Формула (4) дает широкие возможности для анализа распределения энергии сигнала в спектральной области: найти долю энергии E_Δ на интервале частот $[\omega_{\text{н}}, \omega_{\text{в}}]$ по выражению $E_\Delta = E_p(\omega_{\text{в}}, N) - E_p(\omega_{\text{н}}, N)$ (5), используя свойство монотонности функции (4), построить итерационную процедуру последовательного приближения для решения обратной задачи — определения интервала $[0, \omega_{\text{н}}]$, содержащего заданную часть E_Δ энергии сигнала.

Для оценки ширины спектра сигналов длительностью T применяется соотношение $\Delta\Omega = 4\pi/T$ [5; 6]. В этом интервале располагается главный лепесток функции спектральной плотности, содержащий основную долю энергии сигнала. Представим результаты вычислений энергии E_1 главного лепестка для различных значений φ, N :

	1	2	3	4	5	10	20	30
$\alpha = 0^\circ$	0,9893	0,9224	0,9114	0,9076	0,9059	0,9036	0,9030	0,9029
$\alpha = 90^\circ$	0,8799	0,8966	0,9000	0,9012	0,9018	0,9025	0,9027	0,9027
$\Delta\Omega$	2	1	2/3	1/2	2/5	1/5	1/10	1/15

Энергия главного лепестка при увеличении N асимптотически стремится к значению $0,9028 E_0$, причем оно не зависит от фазы сигнала и числа периодов; осязательная зависимость E_1 от фазы наблюдается лишь при $N=1$. Как следует из (4) и подтверждается расчетами, степень влияния фазы зависит только от размера ее скачка $|\sin \varphi|$.

Хотя главный лепесток функции спектральной плотности и имеет основную долю энергии E_0 , величина $\Delta\Omega = 4\pi/T$ недостаточно полно характеризует спектральные свойства сигналов. В работе [5] приведены данные, показывающие значительное влияние фазы на форму огибающей при передаче сигнала через идеальный полосовой фильтр, что вызывает необходимость определения ширины спектра с учетом боковых лепестков функции $S(j\omega)$.

В зависимости от цели изучения используют различные определения ширины спектра сигналов [2]. Для нахождения уровня спектральных компонент вне полосы $\Delta\Omega$, например, чтобы учесть взаимное влияние каналов, разнесенных по частоте, в качестве $\Delta\Omega$ выбирают интервал $[\omega_{\text{н}}, \omega_{\text{в}}]$. Справа и слева от него доли энергии сигнала одинаковы и равны $(1 - E_\Delta)/2$. С помощью формулы парциальной энергии (4) итерационной вариацией $\omega_{\text{н}}$ и $\omega_{\text{в}}$ выполним с заданной точностью равенство $E_p(\omega_{\text{н}}, N) = (1 - E_\Delta)/2$; $E_p(\omega_{\text{в}}, N) = (1 + E_\Delta)/2$, а затем вычислим $\Delta\Omega = \omega_{\text{в}} - \omega_{\text{н}}$. Если необходимо оценить минимальную полосу, содержащую заданную энергию E_Δ , например при анализе влияния ограничения спектра на межсимвольную интерференцию, в качестве $\Delta\Omega$ выбирают сим-

метричный относительно Ω_0 интервал $[\omega_H, \omega_B]$, содержащий энергию E_A . Такое определение вытекает из свойств симметрии функции спектральной плотности и монотонности убывания ее огибающей. Вычисление осуществляется итерационной вариацией интервала $[\omega_H, \omega_B]$ до выполнения с заданной точностью условия (5). В случае $\omega_H \leq 0$ принимают $\omega_H = 0$.

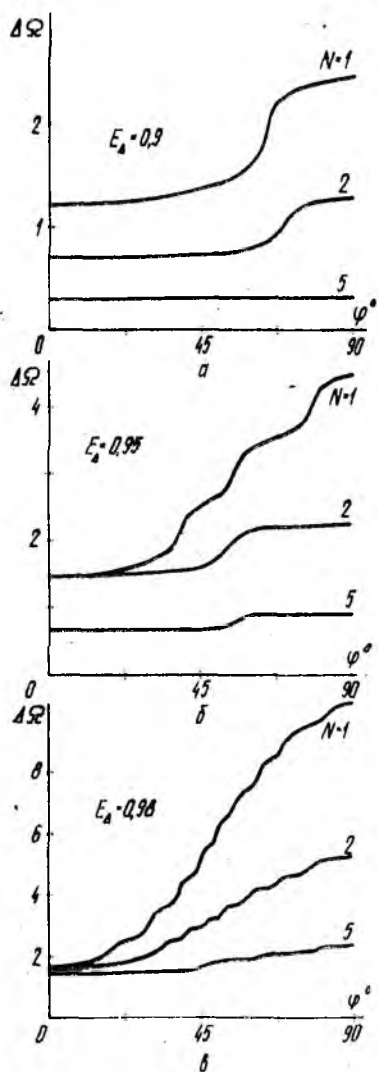


Рис. 1.

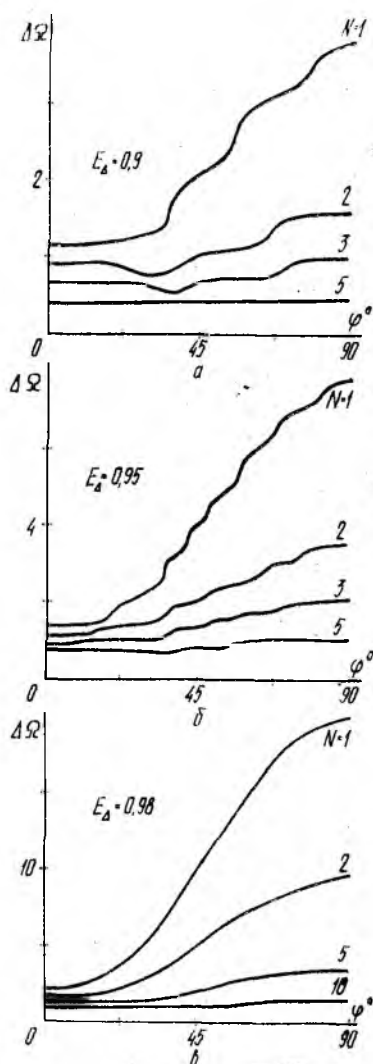


Рис. 2.

Результаты расчета зависимостей $\Delta\Omega(\varphi, N)$ при нахождении $\Delta\Omega$ по уровню энергии внеполосных компонент и по минимальной полосе, содержащей E_A , показаны на рис. 1, 2. Из ана-

лиза полученных данных следует, что характерная особенность зависимостей — их монотонное возрастание. Переменная скорость нарастания обусловлена наличием лепестков у функции Sf^2 и уменьшением скорости убывания их интенсивности с увеличением скачка фазы.

«Провалы» графиков (рис. 1) для $N=2$ и $N=3$, $E_s=0,9$ объясняются тем, что при таких значениях φ нижняя граница $(1-E_s)/2$ достигается функцией парциальной энергии позже, чем для других φ , в результате чего уменьшается разность $\omega_b - \omega_n$. Ширина спектра при условии концентрации в нем заданной доли энергии сигнала связана монотонно возрастающей зависимостью с размером скачка фазы. Степень зависимости значительно уменьшается с ростом числа периодов сигнала. Ширина спектра зависит от способа ее определения и может различаться для одного сигнала почти в два раза в случае концентрации на этих интервалах одинаковой доли энергии сигнала. Поэтому целесообразно выбирать способ определения ширины спектра адекватным цели исследований.

Список литературы: 1. Харкевич А. А. Спектры и анализ. М., 1961. 236 с. 2. Гуревич М. С. Спектры радиосигналов. М., 1963. 311 с. 3. Гоноровский И. С. Радиотехнические цепи и сигналы. М., 1977. 608 с. 4. Справочник по специальным функциям/Под ред. М. Абрамовица, И. Стигана. М., 1979. 830 с. 5. Шварцман В. О., Емельянов Г. А. Теория передачи дискретной информации. М., 1979. 424 с. 6. Кловский Д. Д. Теория передачи сигналов. М., 1973. 376 с.

Поступила в редколлегию 13.11.86

УДК 621.396.

И. Д. ГОРБЕНКО, д-р техн. наук, Ю. В. СТАСЕВ, канд. техн. наук

ИССЛЕДОВАНИЕ СПЕКТРА СОСТАВНЫХ НЕРАВНОМЕРНЫХ ПО ДЛИТЕЛЬНОСТИ ЛЧМ — ФМ-СИГНАЛОВ

Потребности практики построения систем связи с кодовым разделением сигналов по форме предопределяют дальнейшее развитие теории сигналов в направлении получения больших ансамблей с заданными спектральными и корреляционными свойствами. Наиболее распространенными методами получения таких ансамблей сигналов являются комбинированные методы модуляции [1].

В системах связи, где необходимо учитывать доплеровские сдвиги частоты, широкое применение могли бы найти системы сигналов, построенные на основе сигналов с линейной частотной модуляцией (ЛЧМ). Исследованы корреляционные свойства составных равномерных по длительности ЛЧМ-сигналов [2], рассмотрены свойства ЛЧМ-сигналов с внутримпульсной фазовой манипуляцией (ЛЧМ—ФМ) [3—5]. Однако полученные результаты [2—5] и аналитические выражения не использованы при изучении спектров составных как равномерных, так и неравномерных

по длительности ЛЧМ-сигналов с внутриимпульсной фазовой манипуляцией (СНЛЧМ—ФМ). В статье приводятся методики, основные аналитические соотношения и данные исследований спектральных свойств СНЛЧМ—ФМ-сигналов.

Составной неравномерный ЛЧМ — ФМ-сигнал аналитически представим в виде

$$\begin{aligned}
 S^{(\rho)}(t) = & S_0^{(\rho)} \sum_{n=1}^N \sum_{l=1}^Q V_l^{(\rho)} \operatorname{rect} \left(\frac{t - \sum_{r=0}^{n-1} T_r}{T_n} \right) \times \\
 & \times \operatorname{rect} \left(\frac{t - (l-1)\tau_a}{\tau_a} \right) \exp \left\{ j \left[\omega_n \left(t - \sum_{r=0}^{n-1} T_r \right) + \right. \right. \\
 & \left. \left. + \frac{\mu_n}{2} \left(t - \sum_{r=0}^{n-1} T_r \right)^2 + \varphi_n \right] \right\}, \quad (1)
 \end{aligned}$$

где N — число радиоимпульсов, образующих СНЛЧМ — ФМ-сигнал; $S_0^{(\rho)}$ — амплитуда огибающей сложного сигнала; Q — число элементов двоичной манипулирующей последовательности, укладываемых на составном ЛЧМ-сигнале; $V_l^{(\rho)}$ — символ ρ -й манипулирующей последовательности, причем $V_l^{(\rho)} \in \{1, -1\}$; τ_a — длительность элемента манипулирующей последовательности; ω_n, φ_n — несущая частота и начальная фаза n -го ЛЧМ-радиоимпульса; μ_n — коэффициент наклона модуляционной характеристики n -го ЛЧМ-радиоимпульса, связанный с девиацией частоты ΔF_n и длительностью T_n соотношением $\mu_n = \pm 2\pi \Delta F_n / T_n$; $\operatorname{rect}(x)$ — функция вида

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

При этом $\sum_{n=1}^N T_n = Q\tau_a, \sum_{r=0}^{n-1} T_r = 0, n = 1.$

Аналитическое выражение для спектра СНЛЧМ—ФМ-сигнала получим, взяв преобразование Фурье от (1):

$$\begin{aligned}
 S(\omega) = & \int_0^{\sum_{n=1}^N T_n} S_0^{(\rho)} \sum_{n=1}^N \sum_{l=1}^Q V_l^{(\rho)} \operatorname{rect} \left(\frac{t - \sum_{r=0}^{n-1} T_r}{T_n} \right) \times \\
 & \times \operatorname{rect} \left(\frac{t - (l-1)\tau_a}{\tau_a} \right) \exp \left\{ j \left[\omega_n \left(t - \sum_{r=0}^{n-1} T_r \right) + \right. \right. \\
 & \left. \left. + \frac{\mu_n}{2} \left(t - \sum_{r=0}^{n-1} T_r \right)^2 + \varphi_n - \omega t \right] \right\} dt. \quad (2)
 \end{aligned}$$

Сделаем в (2) замену переменных вида

$$y = t - \sum_{r=0}^{n-1} T_r \quad (3)$$

Тогда, решая уравнение

$$\text{rect}\left(\frac{y - (l-1)\tau_a + \sum_{r=0}^{n-1} T_r}{\tau_a}\right) = 1, \quad (4)$$

находим новые пределы интегрирования

$$(l-1)\tau_a - \sum_{r=0}^{n-1} T_r \leq y \leq l\tau_a - \sum_{r=0}^{n-1} T_r. \quad (5)$$

После дополнения членов в квадратных скобках в выражение (2) до полного квадрата с учетом того, что в n -й период ЛЧМ-сигнала может укладываться не целое число дискретных элементов $V_j^{(p)}$, получаем

$$\begin{aligned} S(\omega) = & S_0^{(p)} \sum_{n=1}^N \exp\left\{-j\left[\frac{(\omega_n - \omega)^2}{2\mu_n} + \omega \sum_{r=0}^{n-1} T_r - \varphi_n\right]\right\} \times \\ & \times \left\{ \sum_{l=a+2}^b V_l^{(p)} \int_{(l-1)\tau_a - \sum_{r=0}^{n-1} T_r}^{l\tau_a - \sum_{r=0}^{n-1} T_r} \exp\left\{j\frac{\mu_n}{2}\left[y + \frac{\omega_n - \omega}{\mu_n}\right]^2\right\} dy + \right. \\ & + V_{a+1}^{(p)} \int_0^{(a+1)\tau_a - \sum_{r=0}^{n-1} T_r} \exp\left\{j\frac{\mu_n}{2}\left[y + \frac{\omega_n - \omega}{\mu_n}\right]^2\right\} dy + \\ & \left. + V_{b+1}^{(p)} \int_{b\tau_a - \sum_{r=0}^{n-1} T_r}^{T_n} \exp\left\{j\frac{\mu_n}{2}\left[y + \frac{\omega_n - \omega}{\mu_n}\right]^2\right\} dy \right\}. \quad (6) \end{aligned}$$

Здесь

$$a = \text{entier}\left(\frac{\sum_{r=0}^{n-1} T_r}{\tau_a}\right); \quad (7)$$

$$b = \text{entier}\left(\frac{\sum_{r=0}^n T_r}{\tau_a}\right). \quad (8)$$

Сделав замену переменных

$$V_{\mu_n} \left(y + \frac{\omega_n - \omega}{\mu_n} \right) = V_{\pi x} \quad (9)$$

так, что

$$dy = \sqrt{\frac{\pi}{\mu_n}} dx;$$

$$\begin{aligned} \int_{x_1}^{x_2} \exp \left\{ j \frac{\pi x^2}{2} \right\} dx &= - \int_0^{x_1} \cos \left(\frac{\pi x^2}{2} \right) dx - j \int_0^{x_1} \sin \left(\frac{\pi x^2}{2} \right) dx + \\ &+ \int_0^{x_2} \cos \left(\frac{\pi x^2}{2} \right) dx + j \int_0^{x_2} \sin \left(\frac{\pi x^2}{2} \right) dx = C(-x_1) + jS(-x_1) + \\ &+ C(x_2) + jS(x_2), \end{aligned} \quad (10)$$

где $C(x)$, $S(x)$ — интегралы Френеля, получим

$$\begin{aligned} S(\omega) &= S_0^{(p)} \sum_{n=1}^N \sqrt{\frac{\pi}{\mu_n}} \exp \left\{ -j \frac{(\omega_n - \omega)^2}{2\mu_n} \right\} \times \\ &\times \exp \left\{ j \left[\omega \sum_{r=0}^{n-1} T_r - \varphi_n \right] \right\} \left\{ \sum_{l=a+2}^b V_l^{(p)} \{ C(x_2^{(nl)}) - C(x_1^{(nl)}) + \right. \\ &+ j [S(x_2^{(nl)}) - S(x_1^{(nl)})] \} + V_{a+1}^{(p)} \{ C(x_4^{(nl)}) - C(x_3^{(nl)}) + j [S(x_4^{(nl)}) - \\ &- S(x_3^{(nl)})] \} + V_{b+1}^{(p)} \{ C(x_6^{(nl)}) - C(x_5^{(nl)}) + j [S(x_6^{(nl)}) - S(x_5^{(nl)})] \} \}. \end{aligned} \quad (11)$$

Аналогично [4] представим спектр как совокупность четырех компонент.

Амплитудный спектр

$$\begin{aligned} |S(\omega)| &= S_0^{(p)} \left\{ \left\{ \sum_{n=1}^N \sqrt{\frac{\pi}{\mu_n}} \left\{ \sum_{l=a+2}^b V_l^{(p)} [C(x_2^{(nl)}) - C(x_1^{(nl)})] + \right. \right. \right. \\ &+ V_{a+1}^{(p)} [C(x_4^{(nl)}) - C(x_3^{(nl)})] + V_{b+1}^{(p)} [C(x_6^{(nl)}) - C(x_5^{(nl)})] \left. \left. \right\} \right\}^2 + \\ &+ \left\{ \sum_{n=1}^N \sqrt{\frac{\pi}{\mu_n}} \left\{ \sum_{l=a+2}^b V_l^{(p)} [S(x_2^{(nl)}) - S(x_1^{(nl)})] + V_{a+1}^{(p)} [S(x_4^{(nl)}) - \right. \right. \\ &\left. \left. - S(x_3^{(nl)})] + V_{b+1}^{(p)} [S(x_6^{(nl)}) - S(x_5^{(nl)})] \right\} \right\}^2 \left. \right\}^{1/2}. \end{aligned} \quad (12)$$

Квадратичный фазовый член

$$\Phi_1(\omega) = \sum_{n=1}^N \frac{(\omega_n - \omega)^2}{2\mu_n} \quad (13)$$

Остаточный фазовый член

$$\begin{aligned} \Phi_2(\omega) = & - \operatorname{arctg} \left\{ \left[\sum_{n=1}^N \sqrt{\frac{\pi}{\mu_n}} \left\{ \sum_{l=a+2}^b V_l^{(p)} [S(x_2^{(nl)}) - S(x_1^{(nl)})] + \right. \right. \right. \\ & + V_{a+1}^{(p)} [S(x_4^{(nl)}) - S(x_3^{(nl)})] + V_{b+1}^{(p)} [S(x_6^{(nl)}) - \\ & \left. \left. \left. - S(x_5^{(nl)}) \right] \right\} \right] \left/ \left[\sum_{n=1}^N \sqrt{\frac{\pi}{\mu_n}} \left\{ \sum_{l=a+2}^b V_l^{(p)} [C(x_2^{(nl)}) - C(x_1^{(nl)})] + \right. \right. \right. \\ & + V_{a+1}^{(p)} [C(x_4^{(nl)}) - C(x_3^{(nl)})] + V_{b+1}^{(p)} [C(x_6^{(nl)}) - \\ & \left. \left. \left. - C(x_5^{(nl)}) \right] \right\} \right] \right\}. \quad (14) \end{aligned}$$

Дополнительный фазовый член

$$\Phi_3(\omega) = \sum_{n=1}^N \left(\omega \sum_{r=0}^{n-1} T_r - \varphi_n \right), \quad (15)$$

где

$$\begin{aligned} x_1^{(nl)} &= \frac{\mu_n \left[(l-1) \tau_a - \sum_{r=0}^{n-1} T_r \right] + \omega_n - \omega}{\sqrt{\mu_n \pi}}; \\ x_2^{(nl)} &= \frac{\mu_n \left(l \tau_a - \sum_{r=0}^{n-1} T_r \right) + \omega_n - \omega}{\sqrt{\mu_n \pi}}; \quad x_3^{(nl)} = \frac{\omega_n - \omega}{\sqrt{\mu_n \pi}}; \\ x_4^{(nl)} &= \frac{K_n \left[(a+1) \tau_a - \sum_{r=0}^{n-1} T_r \right] + \omega_n - \omega}{\sqrt{K_n \pi}}; \\ x_5^{(nl)} &= \frac{K_n \left(b \tau_a - \sum_{r=0}^{n-1} T_r \right) + \omega_n - \omega}{\sqrt{K_n \pi}}; \\ x_6^{(nl)} &= \frac{K_n T_n + \omega_n - \omega}{\sqrt{K_n \pi}}. \end{aligned}$$

Позиция на рисунке	N	Q	ΔF , МГц	T_n , мкс	Класс модулирующих сигналов
<i>a</i>	2	0	1,—1	30, 30	
<i>б</i>	7	0	—1,1,—1,1	3, 5, 7, 9, 11	
<i>в</i>	1	60	2	60	Характеристические последовательности
<i>г</i>	1	7	2	60	M -последовательности
<i>д</i>	2	64	1,—1	32, 32	Функции Уолша
<i>е</i>	2	54	1,—1	23, 31	Квадратичных вычетов

В частном случае при $N=1$ из (12)—(15) можно найти выражения для спектра ЛЧМ — ФМ-сигналов, совпадающие с приведенными в работах [2—4].

С помощью данных соотношений исследованы спектральные свойства СНЛЧМ — ФМ-сигналов для случаев, когда в качестве манипулирующих применяются дискретные системы сигналов с одноуровневой периодической функцией автокорреляции: сигналы квадратичных вычетов; M -последовательности; с двухуровневой функцией автокорреляции — характеристические последовательности, сигналы квадратичных вычетов и системы ортогональных сигналов (функции Уолша).

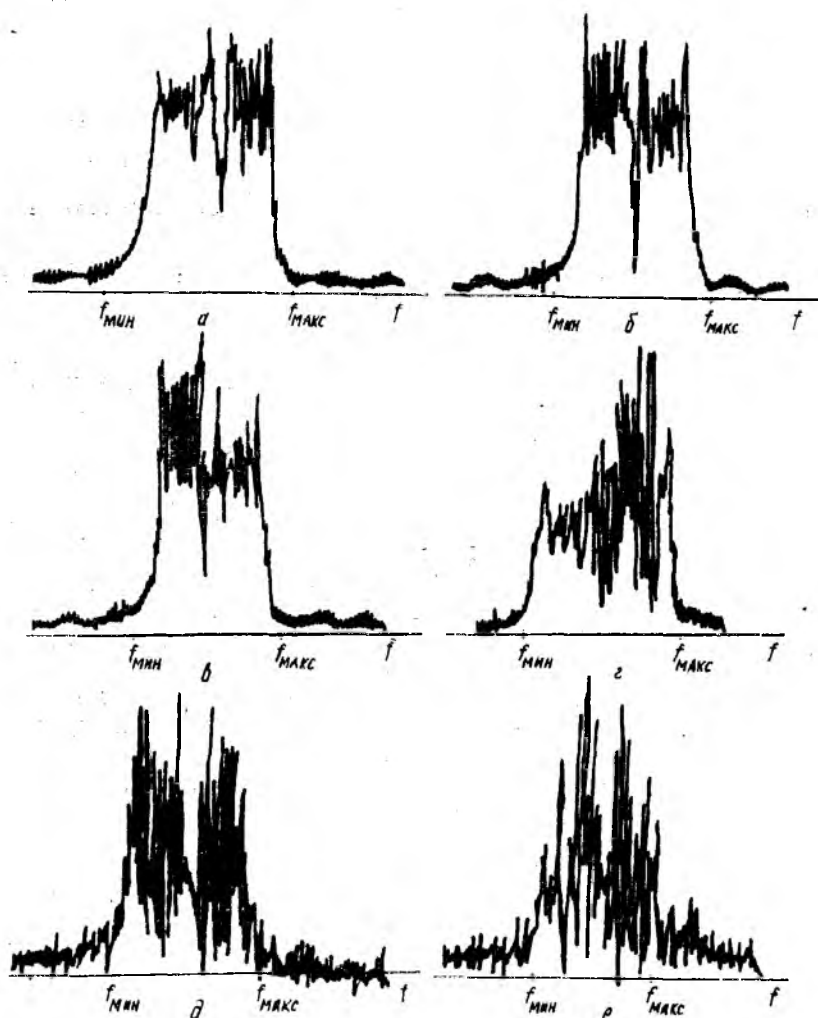
На рисунке представлены амплитудные спектры составных ЛЧМ и ЛЧМ — ФМ-сигналов, рассчитанных на ЭВМ с использованием выражения (12). Параметры таких сигналов приведены в таблице.

Из полученных результатов следует, что спектр составных неравномерных ЛЧМ-сигналов по сравнению с ЛЧМ-сигналом искажается, причем с увеличением разности $T_{\max} - T_{\min}$, где T_{\max} , T_{\min} , соответственно максимальный и минимальный период ЛЧМ-радиоимпульсов, составляющих составной сигнал, увеличивается пик-фактор спектральной плотности сигнала (рисунок, позиции *a, б*).

Спектр ЛЧМ — ФМ и СНЛЧМ — ФМ-сигналов (позиции *в, д*) при отношении $\sum_{n=1}^N \Delta F_n T_n / Q > 1$ изрезан, однако в нем четко различимы переходы от одного ЛЧМ-радиоимпульса к другому и переходы модулирующего двоичного сигнала типа (1, —1) или (—1, 1). Если $\sum_{n=1}^N \Delta F_n T_n / Q < 1$, спектр сигнала приближается к спектру шумоподобного сигнала. Полоса занимаемых частот $f_{\min} \dots f_{\max}$, где f_{\min} , f_{\max} — минимальная и максимальная частоты сигнала, расширяется.

Уровень «боковых составляющих» амплитудного спектра возрастает с увеличением числа элементов двоичной манипулирующей последовательности.

Сравнительный анализ большого числа расчётов показывает, что с точки зрения эффективности использования полосы пропускания предпочтительно применение в качестве манипулирующих последовательностей сигналов с одно- и двухуровневой функцией



автокорреляции. Это связано с тем, что при манипуляции ортогональными сигналами уровень «боковых составляющих» амплитудного спектра на 7... 10 % выше, чем в случае манипуляции того же СЛЧМ-сигнала другими классами сигналов. Кроме того, у составных ЛЧМ и ЛЧМ—ФМ-сигналов (позиции *a*, *б*, *д*, *e*) происходит подавление некоторых частотных составляющих вследствие расширения спектра занимаемых частот отдельными ЛЧМ, ЛЧМ—ФМ-сигналами и интерференции между ними.

Список литературы: 1. Варакин Л. Е. Системы связи с шумоподобными сигналами. М., 1985. 384 с. 2. Richaczek A. W., Mitchell R. L. Design of zigzag FM signals//IEEE Trans. 1968. AES—4, N 5. P. 680—692. 3. Кочемасов В. Н., Кряжев В. П., Оконешников В. С. ЛЧМ-сигналы с внутримпульсной фазовой манипуляцией//Радиотехника. 1980. Т. 35, № 2. С. 57—60. 4. Долгов В. И., Белов С. П., Горбенко И. Д. Исследование тонкой структуры спектров ЛЧМ-сигналов с внутримпульсной фазовой манипуляцией//Радиотехника. 1981. Т. 36, № 10. С. 37—41.

Поступила в редколлегию 20.01.87

УДК 621.396

В. И. ВИШНЕВЕЦКИЙ, канд. техн. наук, П. С. СМОРОДОВ

ПОИСК СЛОЖНЫХ СИГНАЛОВ МЕТОДОМ РЕКУРРЕНТНОЙ ДЕШИФРАЦИИ

В системах передачи информации, использующих сложные сигналы, получаемые методом модуляции несущей бинарными псевдослучайными последовательностями (ПСП); предполагается решение задачи поиска и обнаружения сигналов с последующей оценкой их параметров, т. е. определение средней текущей частоты спектра принимаемых сигналов и изменяющегося запаздывания принимаемых сигналов относительно опорных псевдослучайных сигналов (ПСС).

Аппаратурная реализация теоретической возможности использования беспоисковых методов приема ПСС на основе построения многоканальных или согласованных фильтров с ростом длительности сигналов затруднительна, а при больших длительностях практически невозможна [1]. Поэтому исследование методов активного поиска ПСС и их оптимизация по времени поиска в системах передачи информации — актуальная задача.

Одним из корреляционных методов поиска ПСС длительности $N\tau = (2^n - 1)\tau$ (1), где N — количество элементов в ПСП; n — разрядность генератора ПСП; τ — длительность единичного элемента ПСП, позволяющих уменьшить время поиска, является поиск методом последовательной оценки n двоичных символов [2]. Сущность последнего заключается в следующем: сначала оценивают (поэлементный прием) n последовательно принимаемых элементов ПСС, затем на интервале исследования T_e находят степень корреляции между опорным и принимаемым сигналами. При достаточных отношениях сигнал-шум (равных 1 ... 5 дБ) время поиска будет определяться в основном интервалом исследования T_e . Его выбирают достаточно большим, чтобы можно было пренебречь вероятностями ложной тревоги и пропуска сигнала, так как уменьшение интервала исследования T_e приводит к увеличению вероятностей ложной тревоги и пропуска сигнала. Последнее является причиной увеличения времени поиска. Однако это противоречие в значительной степени разрешается, если ПСС на-

Оценим помехоустойчивость такого метода поиска. Пусть p — вероятность правильного приема одного двоичного элемента ПСС. Тогда p^{2n} — вероятность правильного приема $2n$ элементов. Если $2n$ элементов приняты правильно, то после решения системы ЛРУ поиск прекращается, если нет, продолжается. Прием $2n$ элементов ПСС можно рассматривать как последовательность независимых испытаний, где вероятность успеха любого испытания равна p^{2n} . Поэтому количество испытаний до успеха k является случайной величиной, распределенной по геометрическому закону

$$P(k) = p^{2n} (1 - p^{2n})^{(k-1)}. \quad (4)$$

Среднее число экспериментов до успеха $b = 1/p^{2n}$ (5). Количество экспериментов на одном периоде M -последовательности $l = 2^n - 1 - 2n + 1 = 2^n - 2n$ (6). Среднее время поиска $T_n = (t_p + 2n\tau)p^{2n}$ (7), где t_p — время решения системы ЛРУ.

Необходимо, чтобы выполнилось условие $t_p \leq \tau$, т. е. решение системы ЛРУ следует получить за время приема следующего элемента ПСС. В противном случае количество экспериментов на одном периоде M -последовательности уменьшится.

Суммарная вероятность правильного обнаружения не позднее k -го эксперимента

$$P_{\Sigma} = \sum_{l=1}^k p^{2n} (1 - p^{2n})^{(l-1)} = 1 - (1 - p^{2n})^k. \quad (8)$$

При $k=l$ получим вероятность правильного обнаружения на одном периоде M -последовательности:

$$P_{\Sigma N} = 1 - (1 - (1 - p^{2n})^{2^n - 2n}). \quad (9)$$

На рис. 2 показана зависимость вероятности правильного обнаружения на одном периоде M -последовательности $P_{\Sigma N}$ от вероятности правильного приема элемента p для значений $n=5$; 15 (сплошные кривые).

Сравним поиск ПСС методом рекуррентной дешифрации с поиском методом последовательной оценки n двоичных символов, реализованным в системе RASE [2]. При поиске методом последовательной оценки n двоичных символов суммарная вероятность правильного обнаружения не позднее x -го эксперимента [2]

$$P_{\Sigma R} = 1 - (1 - p^n)^x \quad (10). \quad \text{Количество экспериментов на}$$

одном периоде M -последовательности $l_R = \lfloor (2^n - 1) / L \rfloor$ (11),

где L — количество элементов M -последовательности, на которых проверяется наличие синхронизма; обозначение $\lfloor a \rfloor$ означает целую часть числа a .

Вероятность правильного обнаружения на одном периоде M -последовательности

$$P_{\Sigma R}^{(N)} = 1 - (1 - p^n)^{l_R}. \quad (12)$$

Зависимость $P_{\Sigma R}^{(N)}$ от p для $L = 300$, $n = 15$, что реализовано в системе RASE, показана на рис. 2 (пунктир).

Среднее время поиска $T_R = T_e/p^n$ (13). Здесь T_e — время, в течение которого проверяется синхронизм, $T_e = L\tau$.

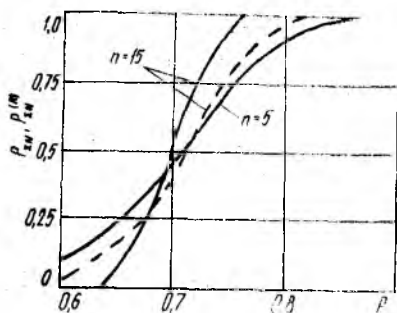


Рис. 2

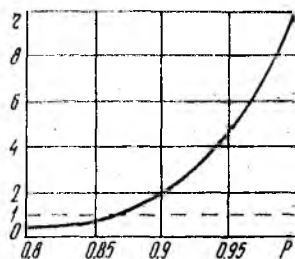


Рис. 3

Приравняв выражения (7), (13), найдем вероятность правильного приема, при которой время поиска для обеих систем будет одинаковым:

$p_3 = (t_p + 2n\tau)^{1/n} T_e$. Пусть $t_p = \tau$, $L = mn$, тогда

$$p_3 = \left(\frac{1 + 2n}{L} \right)^{1/n} \approx \left(\frac{2n}{L} \right)^{1/n} = \left(\frac{2}{m} \right)^{1/n} \quad (14)$$

При $n = 15$, $L = 300$ из формулы (14) получаем $p_3 = 0.86$. Этому значению при когерентном приеме ортогональных сигналов соответствует отношение сигнал-шум, равное 0,7 дБ. Если $p > 0,86$, то время поиска методом рекуррентной дешифрации будет меньше, чем в системе RASE.

Разделив выражение (13) на (7), определим выигрыш во времени поиска:

$$\eta = \frac{T_R}{T_n} = \frac{T_e p^{2n}}{p^n (t_p + 2n\tau)} = \frac{L p^n}{1 + 2n} \approx \frac{L p^n}{2n} = 0,5 m p^n. \quad (15)$$

Предельное значение указанного выигрыша найдем при $p = 1$: $\eta = 0,5 m = 10$. Зависимость выигрыша во времени поиска от вероятности правильного приема элемента p показана на рис. 3.

Таким образом, при поиске ПСС методом рекуррентной дешифрации, когда $p > 0,675$, имеем более высокую вероятность правильного обнаружения на периоде M -последовательности (для $p > 0,675$), т. е. по сравнению с поиском методом последовательной оценки n двоичных символов данный метод является более помехоустойчивым (см. рис. 2). Кроме того, если $p > 0,86$, наблюдается выигрыш во времени поиска, и в случае увеличения вероятности

правильного приема элемента он возрастает (рис. 3). Поэтому поиск ПСС методом рекуррентной дешифрации целесообразно применять при сравнительно больших отношениях сигнал-шум в полосе спектра M -последовательности.

Список литературы: 1. Алексеев А. И. Теория и применение псевдослучайных сигналов. М., 1969. 366 с. 2. Уорд Р. Б. Различение псевдослучайных сигналов методом последовательной оценки//Зарубеж. радиоэлектроника. 1966. № 8. С. 20—37. 3. Гай Бин Ю., Уорд Р. Б. Метод дешифрации последовательности максимальной длины//Тр. Ин-та инж. по электротехнике и радиоэлектронике. 1977. Т. 65, № 7. С. 99—100.

Поступила в редколлегию 18.07.85

УДК 621.391

А. А. ЗАМУЛА, канд. техн. наук

ПОСТРОЕНИЕ СИСТЕМЫ НЕЛИНЕЙНЫХ ДИСКРЕТНЫХ СИГНАЛОВ ХАРАКТЕРИСТИЧЕСКОГО ТИПА МЕТОДОМ ДЕЦИМАЦИИ

Теоретические основы построения всего множества изоморфизмов нелинейных дискретных сигналов (НДС) характеристического типа, базирующиеся на использовании теории разностных множеств, изложены в работе [1]. Известно, что для сигналов с двухуровневой периодической функцией автокорреляции (к данному классу сигналов относятся и НДС характеристического типа) каждому сигналу может быть поставлено в соответствие разностное множество B , сбалансированное на два уровня [1] $B = \{b_1, b_2, \dots, b_k\}$ (1). Здесь b_j — порядковые номера символов одного периода L сигнала ($j = 1, k$), принимающих значения 1. Если ввести понятие изоморфных коэффициентов $T = \{t_i\}$, таких, что наибольший общий делитель (НОД) чисел $(t, L) = 1$ (числа t, L взаимно простые), а $i = 1, \varphi(L)$, где $\varphi(L)$ — функция Эйлера, то умножение разностного множества B фиксированного изоморфизма НДС на изоморфные коэффициенты t_i приведет к образованию всего множества изоморфизмов НДС.

Анализ характера операций, которые необходимо выполнять при синтезе НДС с использованием данного метода, показывает, что его вычислительная сложность весьма значительна.

Проблему большой вычислительной сложности метода разностных множеств можно решить с помощью метода децимации, заключающегося в следующем. Последовательность W образуется S_i по счету элементами последовательности V , т. е. последовательность W — результат децимации последовательности V по коэффициенту децимации S , причём НОД $(S, L) = 1$, т. е. числа S и L являются взаимно простыми. Возможность использования метода децимации для формирования всего множества изоморфизмов M -последовательностей показана в работе [2]. Приведем теорему,

доказывающую справедливость этого метода для синтеза всего множества НДС характеристического типа и, таким образом, эквивалентность его методу разностных множеств.

Теорема. Пусть $T = \{t_i\}$ — множество изоморфных коэффициентов разностного множества, построенного с использованием элементов поля $GF(P)$, а W — изоморфизм НДС, построенный в результате вычисления характера элементов $\psi(a_i)$ в соответствии с минимальным по значению первообразным элементом Θ_1 , при этом выполняется условие: $\text{НОД}(t, L) = 1$; $C = \{c_i\}$ — множество коэффициентов в децимации таких, что $\text{НОД}(C, L) = 1$, а $i = \overline{1, \varphi(L)}$, где $\varphi(L)$ — функция Эйлера.

Доказательство. Известно, что правило построения НДС характеристического типа имеет вид $\psi(a_\nu) = \psi(\Theta_1^\nu + 1) = e^{i\pi U_\nu(2)}$,

где $\nu = \overline{0, L-1}$.

Для построения НДС с применением метода децимации правило кодирования (2) можно записать следующим образом:

$$\psi(a_{\nu c}) = \psi(\Theta_1^{\nu c} + 1) = e^{i\pi U_{\nu c}(2)}. \quad (3)$$

Определим характер мультипликативной группы поля $GF(P)$ для правил кодирования (2), (3) при $\nu = \overline{0, L-1}$.

Для правила (2):

$$\begin{aligned} \nu = 0, \psi(a_0) &= \psi(2); & \nu = 1, \psi(a_1) &= \psi(\Theta_1 + 1); \\ \nu = 2, \psi(a_2) &= \psi(\Theta_1^2 + 1); \\ & \vdots \\ \nu = l, \psi(a_l) &= \psi(\Theta_1^l + 1); \\ & \vdots \\ \nu = L-1, \psi(a_{L-1}) &= \psi(\Theta_1^{L-1} + 1). \end{aligned} \quad (4)$$

Для правила (3):

$$\begin{aligned} \nu = 0, \psi(a_0) &= \psi(2); \\ \nu = 1, \psi(a_1) &= \psi(\Theta_1^c + 1); \\ & \vdots \\ \nu = 2, \psi(a_2) &= \psi(\Theta_1^{2c} + 1); \\ & \vdots \\ \nu = l, \psi(a_l) &= \psi(\Theta_1^{lc} + 1); \\ & \vdots \\ \nu = L-1, \psi(a_{L-1}) &= \psi(\Theta_1^{(L-1)c} + 1). \end{aligned} \quad (5)$$

В выражении (5) произведем замену переменных, а именно $\Theta_1^c = \Theta_c$. Тогда (5) примет вид

$$\nu = 0, \psi(a_0) = \psi(2);$$

Список литературы: 1. Свердлик М. Б. Оптимальные дискретные сигналы. М., 1975. 200 с. 2. Сарвате Д. В., Персли М. Б. Взаимокорреляционные свойства псевдослучайных и родственных последовательностей//Тр. Ин-та инж. по электротехнике и радиоэлектронике. 1980. Т. 68. № 5. С. 59—90.

Поступила в редколлегию 20.01.87

УДК 621.373

А. Г. ЗЕЛЕНИНА, Ю. В. АФАНАСЬЕВ, А. Н. ЗЕЛЕНИН, канд. техн. наук

ОЦЕНКА ЭФФЕКТИВНОСТИ ФУНКЦИОНАЛЬНОЙ ЛИНЕАРИЗАЦИИ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЬНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК АВТОГЕНЕРАТОРНЫХ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЕЙ ФОРМЫ ИНФОРМАЦИИ

Автогенераторные преобразователи, в которых информация о контролируемом физическом параметре трансформируется в изменение частоты выходного сигнала, являются основой частотно-измерительных преобразователей (ЧИП) и фазогенераторных измерительных преобразователей (ФГИП) [1]. Если частоту изменить путем подключения к основному LC-контуре добавочных емкостей или индуктивностей, используя подключающие свойства

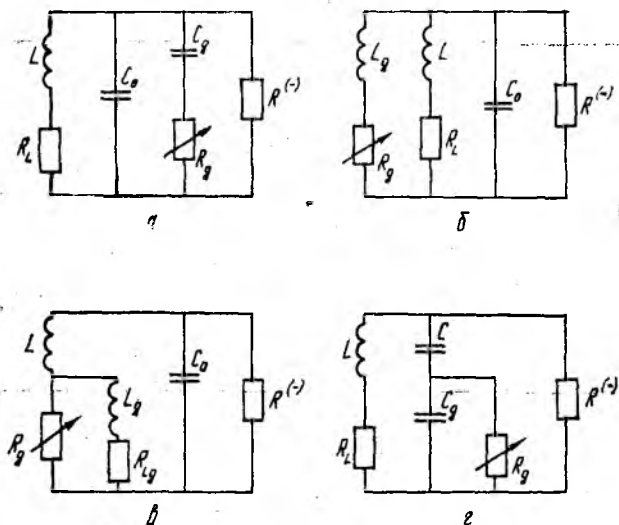


Рис. 1

датчиков R -типа (термо-, тензо-, фото-, магниторезистивные датчики), то получим схемы, изображенные на рис. 1. В зависимости от способа включения дополнительных реактивных элементов назовем их соответственно $C_{\text{пар-ЧИП}}$, $L_{\text{пар-ЧИП}}$, $L_{\text{дос-ЧИП}}$, $C_{\text{дос-ЧИП}}$ схемами. Символом $R^{(\sim)}$ на рис. 1 обозначен схемотех-

$C_{\text{пар}} - \text{ЧИП}$ $\alpha_1 = C_0 / C_A$	$L_{\text{пар}} - \text{ЧИП}$ $l_1 = L_A / L$	$L_{\text{пос}} - \text{ЧИП}$ $l_2 = L / F_A$	$C_{\text{пос}} - \text{ЧИП}$ $\alpha_2 = C_A / C$
$a = \rho'$ $b = \frac{\rho'}{r_A}(1 + \alpha_1) + r_L - \rho'$ $c = 1 + \frac{r_L(1 + \alpha_1)}{r_A} - \frac{\rho' \alpha_1}{r_A} - r_L$ $d = \frac{\alpha_1}{r_A}(1 - r_L)$	$a = \rho'$ $b = \frac{r_A}{l_1} - \rho' + r_L$ $c = 1 - r_L + \frac{1 - r_A}{l_1} + \frac{r_L r_A}{\rho' l_1}$ $d = \frac{r_A + r_L - r_L r_A}{\rho' l_1}$	$a = \rho'$ $b = r_A(1 + l_2) + l_2 r_L - \rho'$ $c = 1 - r_A(1 + l_2) - l_2 r_L \left(1 - \frac{r_A}{\rho'}\right)$ $d = \frac{l_2}{\rho'}(r_A + r_L - r_A r_L)$	$a = \rho'$ $b = r_L - \rho' \left(1 + \frac{1}{\alpha_2} - \frac{1}{\alpha_2 r_A}\right)$ $c = \left(1 + \frac{1}{\alpha_2}\right)(1 - r_A) + \frac{r_L - \rho'}{r_A \alpha_2}$ $d = \frac{1 - r_L}{r_A \alpha_2}$

нический эквивалент отрицательного сопротивления активного элемента ЧИП.

В статье освещены некоторые особенности оценки эффективности выбора параметров автогенераторных преобразователей формы информации с позиций функциональной (без использования дополнительных технических средств линеаризации сквозной преобразовательной характеристики реализованных на их основе ЧИП или ФГИП).

Преобразовательные характеристики рассматриваемых схем в первом линейном приближении являются решениями соответствующих уравнений третьего порядка $ax^3 + bx^2 + cx + d = 0$.

В табл. 1 приведены коэффициенты уравнений, описывающих соответствующую схему, в относительных единицах

$$r_a = R_a / |R^{(-)}|; \rho' = L / (C_0 R^{(-)2}); r_{L_a} = R_{L_a} / |R^{(-)2}|.$$

Анализ преобразовательных характеристик для всех четырех рассматриваемых схем показал, что на форму этих характеристик существенно влияют параметры

$$\alpha_1 = C_0 / C_a; l_1 = L_a / L; l_2 = L / L_a; \alpha_2 = C_a / C \quad (1)$$

для $C_{\text{пар-ЧИП}}$, $L_{\text{пар-ЧИП}}$, $L_{\text{нос-ЧИП}}$, $C_{\text{нос-ЧИП}}$ соответственно.

Если известна преобразовательная характеристика датчика $R_g = f(N)$, где N — физический параметр контролируемого объекта, то, изменив с помощью параметров α_1 , α_2 , l_1 , l_2 форму этой характеристики, можно добиться ее линеаризации в рабочем диапазоне или сформировать необходимую преобразовательную характеристику ЧИП для линеаризации сквозной преобразовательной характеристики ФГИП.

В общем виде алгоритм преобразования измерительной информации в ФГИП представляется следующим образом:

$$N \Rightarrow R_a \Rightarrow (C, L, R, R^{(-)}) \Rightarrow \omega_{\text{сг}} \Rightarrow \Delta\omega \Rightarrow \Delta\varphi. \quad (2)$$

Первый этап алгоритма (2) определяется преобразовательной характеристикой датчика R -типа. На втором этапе преобразовательная характеристика определяется структурой ЧИП, форма ее зависит от параметров (1).

Преобразование на третьем этапе описывается функцией [2]:

$$\Delta\varphi = \arcsin \frac{\Delta\omega}{\omega_{\text{ог}}} \cdot \frac{2A_{\text{сг}}}{A_{\text{ог}} K_{\text{цс}}} = \arcsin B, \quad (3)$$

где $\Delta\omega$ — разность парциальных частот опорного и синхронизируемого генераторов, $\Delta\omega = \omega_{\text{ог}} - \omega_{\text{сг}}$; $A_{\text{ог}}$, $A_{\text{сг}}$ — амплитуды опорного и синхронизируемого генераторов; $K_{\text{цс}}$ — коэффициент передачи цепи связи, обеспечивающей однонаправленное действие синхронизирующего сигнала.

На рис. 2, а показана структурная схема ФГИП, 2, б — его преобразовательная характеристика (ПХ). Функция $\arcsin B$ (ПХ ФГИП) имеет три характерных участка: АБ — с убывающей

крутизной при увеличении частоты $\omega_{сг}$ от своего нижнего значения $\omega_{сгн}$; БГ — квазилинейный (2% — нелинейность); ГД — с возрастающей крутизной. Точке О на ПХ ФГИП соответствует условие $\omega_{сг} = \omega_{ог}$. Граничные частоты всего диапазона изменения $\omega_{сг}$ задаются крайними значениями $B = \pm 1$ ($\Delta\varphi = \pm \pi/2$). Данных условий достаточно для того, чтобы рассмотреть алгоритм

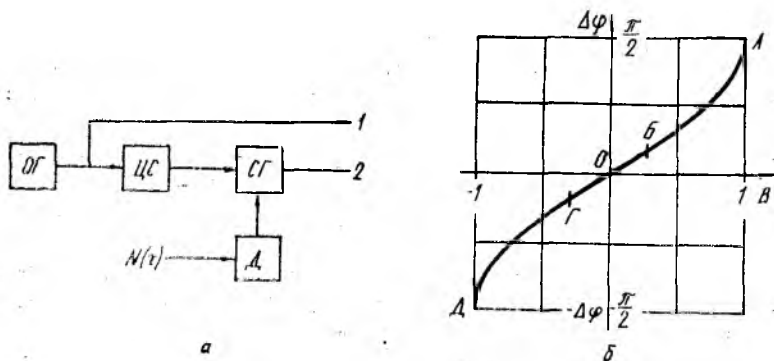


Рис. 2

выбора параметров ФГИП, направленный на линейризацию его ПХ [4].

Предположим, что для некоторого ЧИП известна его ПХ: $\omega_{сг} = f(N)$. Чтобы выбрать системные параметры ФГИП, необходимо проанализировать преобразовательную характеристику ЧИП: выпуклая она или вогнутая, увеличивается или уменьшается ее крутизна с ростом значений $\omega_{сг}$. Затем следует выбрать значение частоты ОГ $\omega_{ог}$ таким образом, чтобы скомпенсировать нелинейность ПХ ЧИП соответствующими параметрами ПХ ФГИП. Так, при возрастающей крутизне ПХ ЧИП участок ПХ ФГИП должен быть с убывающей крутизной и наоборот.

Вариантов выбора такого участка несколько. Один из них заключается в следующем: точка О выходной шкалы ФГИП помещается в начало координат, значение $\omega_{ог}$ выбирается равным одному из крайних значений частоты СГ (верхнему $\omega_{сгв}$) или нижнему $\omega_{сгн}$). Таким образом конкретизируется рабочая ветвь ПХ ФГИП [4].

Затем, выбором уровня синхронизирующего сигнала ($K_{цс}$) создается степень связи ОГ и СГ, обеспечивающая количественное соответствие мер нелинейностей ПХ ФГИП и ПХ ЧИП. Чтобы сравнить, ПХ ЧИП необходимо пронормировать. Отметим, что все значения крутизны ПХ ФГИП (функции $\arcsin B$) пронормированы относительно начала координат, где крутизна равна единице.

Для обеспечения относительной инвариантности ФГИП к действию неконтролируемых параметров ОГ и СГ выполняются схемно и конструктивно-технологически идентичными. Только при этом элемент ОГ, аналогичный датчику R-типа СГ, изолирован от дей-

ствия контролируемого параметра. Здесь $A_{\text{сг}} = A_{\text{ог}}$. По выбранным параметрам получают линеаризованную ПХ ФГИП в диапазоне изменения контролируемого параметра N относительно, например, ПХ ЧИП. Данную ПХ ФГИП можно оптимизировать по критерию линейности, изменяя форму ПХ ЧИП варьированием параметров (1).

В качестве целевой функции, на минимизацию которой направлено решение оптимизационной задачи, можно воспользоваться функцией F , равной сумме вторых производных сквозной ПХ ФГИП по контролируемому параметру N , взятых в n точках:

$$F = \sum_{i=1}^n \left| \frac{d^2 \Delta \varphi_i(N)}{dN^2} \right|. \quad (4)$$

Для определения значения F можно применить метод общего поиска, т. е. просчитать ее для всех значений (1) с заданным шагом. Однако такой путь неэффективен. Как компромиссный вариант между эффективностью и простотой программной реализации в рабочей программе использован метод дихотомии [4].

Программа функциональной линеаризации ПХ автогенераторных преобразователей формы информации подробно не исследуется, так как описанная ниже методика оценки эффективности функциональной линеаризации ПХ не зависит от программы линеаризации. Для оценки эффективности функциональной линеаризации необходимо сформулировать некоторые критерии: частные, обобщенные и системные показатели качества. В радиоэлектронных устройствах оценки нелинейности обычно рассматривают совместно с параметрами диапазонности (по входу или выходу), поэтому выберем их в качестве основных. К числу частных показателей качества можно отнести коэффициенты, характеризующие степень нелинейности преобразовательных характеристик на соответствующих этапах формирования измерительного сигнала, представленного алгоритмом (2).

Показатели нелинейности в соответствии с выделенными этапами имеют вид

$$v_R = \frac{\sum_{i=1}^n |S_{iR} - S_{\text{ср}R}|}{S_{\text{ср}R}}; \quad v_{\omega_{\text{сг}}} = \frac{\sum_{i=1}^n |S_{i\omega_{\text{сг}}} - S_{\text{ср}\omega_{\text{сг}}}|}{S_{\text{ср}\omega_{\text{сг}}};$$

$$v_{\Delta\varphi} = \frac{\sum_{i=1}^n |S_{i\Delta\varphi} - S_{\text{ср}\Delta\varphi}|}{S_{\text{ср}\Delta\varphi}}, \quad (5)$$

где $S_{\text{ср}}$ — средняя крутизна соответствующей преобразовательной характеристики, определяемая как отношение всего диапазона изменения выходного параметра к диапазону изменения контроли-

руемого; S_i — крутизна в соответствующей точке преобразовательной характеристики ($i = \overline{1, n}$); n — количество интервалов разбиения соответствующей преобразовательной характеристики.

Коэффициенты диапазонности можно количественно оценить частью используемого диапазона по выходному эффекту относительно потенциально достижимого. Например, для ФГИП потенциально достижимый диапазон изменения разности фаз выходных сигналов ОГ, СГ равен π . Тогда коэффициент диапазонности ФГИП

$$d_{\Delta\varphi} = \varphi_{\text{макс}} - \varphi_{\text{мин}} / \pi. \quad (6)$$

Аналогично находится коэффициент диапазонности ЧИП

$$d_{\omega_{\text{СГ}}} = \frac{\omega_{\text{СГ}}(R_{\text{д макс}}) - \omega_{\text{СГ}}(R_{\text{д мин}})}{\omega_{\text{СГ}}(\infty) - \omega_{\text{СГ}}(0)}, \quad (7)$$

в котором $\omega_{\text{СГ}}(R_{\text{д макс, мин}})$ значения парциальных частот ЧИП в диапазоне изменения $R_{\text{д}}$; $\omega_{\text{СГ}}(\infty) - \omega_{\text{СГ}}(0)$ — потенциально достижимый диапазон изменения частот ЧИП, определяемый значениями $R_{\text{д}} = \infty$; $R_{\text{д}} = 0$.

Сравнительную оценку для этапов преобразования в алгоритме (2) получаем по обобщенным показателям качества, обозначенным как отношение частных

$$V_{\Delta\varphi, R} = \frac{v_R}{v_{\Delta\varphi}}; \quad V_{\Delta\varphi, \omega_{\text{СГ}}} = \frac{v_{\omega_{\text{СГ}}}}{v_{\Delta\varphi}}; \quad (8)$$

$$D_{\Delta\varphi, \omega_{\text{СГ}}} = \frac{d_{\Delta\varphi}}{d_{\omega_{\text{СГ}}}} = \frac{\left(\frac{\varphi_{\text{макс}} - \varphi_{\text{мин}}}{\pi} \right)}{\frac{\omega_{\text{СГ}}(R_{\text{д макс}}) - \omega_{\text{СГ}}(R_{\text{д мин}})}{\omega_{\text{СГ}}(\infty) - \omega_{\text{СГ}}(0)}}. \quad (9)$$

Из обобщенных показателей качества можно сгруппировать с помощью весовых коэффициентов системные показатели качества

Таблица 2

Функция	$V_{\Delta\varphi, R}$	$V_{\Delta\varphi, \omega_{\text{СГ}}}$	$D_{\Delta\varphi, \omega_{\text{СГ}}}$
$R_1(N) = e^N + 5$	14,4	7,0	1,3
$R_1(N) = \sqrt{N} + 10$	2,1	1,7	21,2
$R_1(N) = \frac{1}{N} + 3$	2,7	2,6	1,6
$R_1(N) = \sin N + 5$	5,8	5,9	5,3

ва. Весовые коэффициенты должны учитывать важность того или иного обобщенного показателя с системных позиций. В системные

показатели качества должны войти и обобщенные стоимостные оценки, оценки чувствительности устройства (ЧИП или ФГИП) к действию контролируемого параметра, оценки, характеризующие степень нечувствительности устройства к действию неконтролируемых параметров и т. д.

В примере просчитывались системные параметры ФГИП, реализующие линеаризацию и оптимизацию по критерию линейности его преобразовательной характеристики. Исходную зависимость R_d от контролируемого параметра брали определенного вида (табл. 2). Опорный и синхронизируемый генераторы соответствовали структуре $S_{\text{пар-ЧИП}}$ (см. рис. 1). Анализ математических моделей структуры $S_{\text{пар-ЧИП}}$ показал, что при изменении R_d в широких пределах имеет место устойчивая генерация при выполнении условий

$$\rho' > \rho'_{\text{кр}}, \quad (10)$$

где
$$\rho' = \frac{L}{C_0 |R^{(-)}|^2}, \quad \text{а } \rho'_{\text{кр}} \cong \frac{1}{\alpha} + 2 - \frac{2}{\alpha} \sqrt{\alpha(1+\alpha)}.$$

Результаты расчета обобщенных показателей качества ФГИП с системными параметрами, удовлетворяющими целям функциональной линеаризации преобразовательной характеристики, представлены в табл. 2.

Полученные данные свидетельствуют об эффективности методов функциональной линеаризации преобразовательных характеристик генераторных преобразователей формы информации. Они показывают, что даже без использования дополнительных технических средств, только согласованием параметров соответствующих этапов из общего алгоритма (2), можно получать высокоэффективные технические средства преобразования формы информации.

Список литературы: 1. *Полулях К. С.* Резонансные методы измерений. М., 1980. 120 с. 2. *Болознев В. В.* Функциональные преобразователи на основе связанных генераторов. М., 1982. 88 с. 3. *Лучук А. М.* Устройства передачи дискретной информации. К., 1978. 260 с. 4. *Зеленина А. Г., Афанасьев Ю. В., Зеленин А. Н.* Системные принципы функциональной линеаризации преобразовательных характеристик фазогенераторных измерительных преобразователей. К., 1985. 16 с. Деп. в УкрНИИТИ 10.02.85, № 2318У.

Поступила в редколлегию 29.10.85

УДК 621.373

Л. И. БИБЕРМАН, канд. техн. наук,
В. В. ЦАРЕВ, канд. техн. наук, *Л. П. ЗАХАРОВ*

ИССЛЕДОВАНИЕ РЕЖИМА ВОЗБУЖДЕНИЯ ГЕНЕРАТОРА НА НЕГАТРОНЕ ТИПА S

Исследуются стационарные режимы генератора на негатроне с вольт-амперной характеристикой (ВАХ) типа S, отличительной

особенностью которых является индуктивный характер отрицательного дифференциального сопротивления (ОДС), что обеспечивает возможность миниатюризации генераторных датчиков (ГД). Достаточная гибкость и универсальность таких генераторов позволяет с минимальным числом дополнительных элементов создавать простые и удобные в настройке и эксплуатации ГД с требуемыми параметрами.

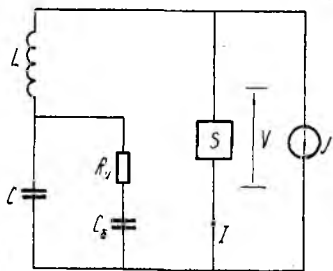


Рис. 1

Эквивалентная высокочастотная идеализированная схема ГД на негатроне типа S показана на рис. 1. Включение резистивного измерительного преобразователя (ИП) R_n в LC-колебательный контур через разделительный конденсатор с емкостью C_0 обеспечивает устранение влияния вариаций сопротивления R_n под воздействием контролируемого параметра на режим питания негатрона.

Нелинейное дифференциальное уравнение ГД на негатроне, полученное аналогично методике [1], имеет вид

$$L\ddot{i} + \frac{df(I)}{dI} \dot{i} + \frac{L}{CR_n} \dot{i} - \frac{1}{C} I + \frac{1}{C} I_1 + \frac{1}{CR_n} f(I) = 0, \quad (1)$$

где $f(I)$ — статическая ВАХ негатрона. Учитывая, что при исследовании автоколебательных процессов в системах с негатронами рабочая точка активного элемента помещается в середину пада-

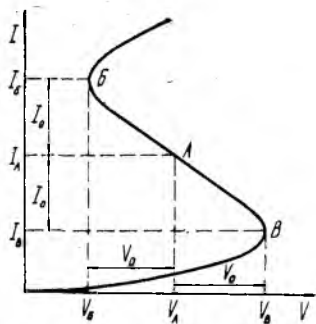


Рис. 2

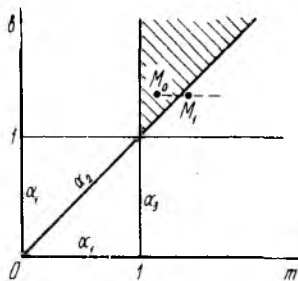


Рис. 3

ющего участка, ВАХ негатрона типа S (рис. 2) достаточно точно [2] можно аппроксимировать укороченным полиномом третьей степени

$$f(I) = U_A - |R|(I - I_A) + \frac{R}{3I_0^2} (I - I_A)^3. \quad (2)$$

Здесь $|R|$ — модуль ОДС в точке перегиба ВАХ негатрона; I_0 — единица измерения тока, $I_0 = I_A - I_B$.

Подставим (2) в (1) и произведем преобразования. С целью перехода к безразмерным параметрам выполним замену переменных по формулам

$$\frac{di}{dt} = \frac{\dot{i}}{I_0}; \quad \frac{d^2i}{dt^2} = \frac{\ddot{i}}{I_0}; \quad i = \frac{I - I_A}{I_0}; \quad b = \frac{L}{C|R|^2}; \quad m = \frac{R_H}{|R|}. \quad (3)$$

Выделяя из полученного выражения линейный член, записываем

$$\frac{d^2i}{dt^2} + \frac{di}{dt} \frac{i^2}{b|R|C} + \frac{di(b-m)}{dt mb|R|C} + \frac{(m-1)i}{mb|R|^2C^2} + \frac{1}{3mb|R|^2C^2} = 0. \quad (4)$$

Используя в (4) новые безразмерные переменные

$$\tau = \frac{t}{\sqrt{\frac{mb|R|^2C^2}{(m-1)}}}; \quad x = \frac{i}{V\varepsilon}, \quad (5)$$

умножая каждое слагаемое (4) на $\frac{mb|R|^2C^2}{V\varepsilon(m-1)}$ и вводя безраз-

мерный малый параметр $\varepsilon(b, m) = b - m$ (6), который определяет близость рассматриваемой системы к линейной, имеем нелинейное дифференциальное уравнение генератора на негатроне с малым параметром ε . Приведем его к виду

$$\frac{d^2x}{d\tau^2} + \omega_0 x + \varepsilon F\left(x, \frac{dx}{d\tau}\right) = 0, \quad (7)$$

где ω_0 — собственная резонансная частота контура, $\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}}$,

$$F\left(x, \frac{dx}{d\tau}\right) = \frac{dx}{d\tau} \frac{(mx^2 - 1)}{\sqrt{bm(m-1)}} + \frac{x^3}{3(m-1)}. \quad (8)$$

Решение (7) методом медленно меняющихся амплитуд позволяет найти в первом приближении значения амплитуды A и фазы φ исследуемого автоколебательного процесса. С помощью указанного метода получены укороченные уравнения, аппроксимирующие с точностью до порядка ε решения исходного соотношения (7),

$$\frac{dA}{d\tau} = -\frac{\varepsilon A}{2\sqrt{bm(m-1)}} \left(\frac{m}{4} A^2 - 1 \right); \quad \frac{d\varphi}{d\tau} = -\frac{\varepsilon A^2}{8(m-1)}. \quad (9)$$

Положив в (9) $\frac{dA}{d\tau} = 0$ и $\frac{d\varphi}{d\tau} = \omega_n$, представим формулы стационарного режима генератора, из которых найдены выражения

для амплитуды колебаний и первой поправки $\omega_n = \varepsilon h$ к частоте $\Omega = 1 + \varepsilon h$:

$$A_1 = 0; \quad A_2 = \sqrt{\frac{4}{m}}; \quad (10)$$

$$h = -\frac{A^2}{8(m-1)}. \quad (11)$$

Первое решение (10) соответствует состоянию равновесия автоколебательной системы (колебания отсутствуют). Второе — определяет стационарную амплитуду автоколебаний. Далее с использованием (10), (11) и с учетом (3), (5), (6) имеем окончательные выражения для квадрата относительной амплитуды

$$\varepsilon A^2 = \frac{4(b-m)}{m} \quad (12)$$

и для относительной поправки к частоте из-за нелинейности ВАХ негatrona

$$\frac{\omega - \omega_0}{\omega_0} = \varepsilon h = -\frac{(b-m)}{2m(m-1)}. \quad (13)$$

Специфика анализа стационарных режимов генератора на негatrone состоит в выделении границы, разделяющей в плоскости параметров схемы области устойчивости и возбуждения, выяснении ее поведения при изменении переменных параметров, а также определении и анализе частотной характеристики устройства. Работа генератора на негatrone вблизи границы области устойчивости, т. е. в режиме колебаний с малой амплитудой, позволяет при решении поставленной задачи воспользоваться аппаратом общей теории линейных систем [3], адекватность которого обоснована возможностью линейной аппроксимации ВАХ негatrona на рабочем участке Б—А—В (рис. 2). С этой целью по методике [1] получено характеристическое уравнение

$$p^2 + \frac{(b-m)}{bm} p + \frac{(m-1)}{bm} \omega_0 = 0. \quad (14)$$

С использованием критерия Рауса—Гурвица и графоаналитического метода выполнено исследование границы области устойчивости идеализированной схемы ГД (без учета разделительного конденсатора C_0) в плоскости относительных параметров b , m . Искомая граница, как следует из выражения (14), задается системой уравнений

$$\alpha_1 \equiv bm = 0; \quad \alpha_2 \equiv b - m = 0; \quad \alpha_3 \equiv m - 1 = 0 \quad (15)$$

и состоит из трех участков, при переходе через которые соответствующий коэффициент меняет знак (рис. 3). Проверка знаков коэффициентов в различных точках плоскости позволила опреде-

лить область устойчивости исследуемой схемы (заштрихованная часть). Зависимость частоты колебаний генератора от переменного активного сопротивления потерь контура имеет вид

$$\omega = \omega_0 \sqrt{\frac{m-1}{m}} \quad (16)$$

В результате анализа идеализированной схемы получены следующие данные. При минимальных значениях вносимого активного сопротивления изображающая точка (ИТ) системы расположена в области устойчивости (точка M_0 на рис. 3), т. е. схема находится в статическом режиме. Плавное увеличение активного сопротивления вызывает перемещение ИТ вправо вдоль оси абсцисс и при пересечении ею колебательной границы (точка M_1) в схеме возникают колебания частотой ω , определяемой по формуле (16). С уменьшением активного сопротивления колебания вновь сорвутся. Следовательно, схема может находиться либо в статическом режиме, либо в режиме генерации, т. е. обладать выраженными пороговыми свойствами. Пороговые значения возникновения или срыва колебаний, а также частота генерации легко регулируются выбором значений параметров схемы в соответствии с полученными зависимостями (3), (15) и (16).

Очевидно, что работа схемы в пороговых режимах предполагает анализ поведения колебательной системы в момент перехода через границу области устойчивости, а также исследование характера («опасная» либо «безопасная») границы, что дает возможность судить о типе (мягком или жестком) режима возникновения автоколебаний. Как показано в работе [4], решение поставленной задачи сводится к вычислению некоторых постоянных величин, носящих название ляпуновских коэффициентов l_i , при следующих условиях: характеристическое уравнение системы (14) имеет пару чисто мнимых корней, т. е. у указанной схемы устойчивое состояние равновесия типа фокус; предполагается, что когда $m = m_0$, в (15) выполняется условие $\alpha_i(m_0) = 0$; первый ляпуновский коэффициент $l_1(m_0) \neq 0$; параметр m изменяется на достаточно малом интервале $m_0 - \eta \leq m \leq m_0 + \eta$.

Рассмотрим нелинейное уравнение генератора на негатроне (7), переписав его с учетом (5) в виде

$$\frac{dx}{dt} = ax + gy + P(x, y); \quad \frac{dy}{dt} = kx + ny + Q(x, y), \quad (17)$$

где $a = 0; g = 1; P(x, y) = 0; k = -\frac{(m-1)}{bm|R|^2C^2};$

$$n = -\frac{\varepsilon}{bm|R|C}; \quad Q(x, y) = -\frac{\varepsilon}{bR|C}x^2y - \frac{\varepsilon}{3bm|R|^2C^2}x^3.$$

В начале координат будет устойчивое состояние равновесия типа фокус, если соблюдены неравенства

$$z \equiv an - gk = \frac{(m-1)}{bm|R|^2C^2} > 0; \quad \rho \equiv -(a+g) = \frac{\varepsilon}{bm|R|C} > 0;$$

$$\rho^2 - 4z = \frac{\varepsilon^2 - 4(m-1)bm}{b^2m^2|R|^2C^2} < 0.$$

Они очевидны, если учесть, что $m > 1$ и $\varepsilon \ll 1$. Первая ляпуновская величина $l_1(m_0)$ вычисляется по формуле [4]

$$l_1(m_0) = -\frac{\pi}{4gz\sqrt{z}} \{ [ak(a_{11}^2 + a_{11}k_{02} + a_{02}k_{11}) + ag(k_{11}^2 + a_{20}k_{11} + a_{11}k_{20}) + k^2(a_{11}a_{02} + 2a_{02}k_{02}) - 2ak(k_{02}^2 - a_{20}a_{02}) - 2ag(a_{20}^2 - k_{20}k_{02}) - g^2(2a_{20}k_{20} + k_{11}k_{20}) + (gk - 2a^2) \times (k_{11}k_{02} - a_{11}a_{20})] - (a^2 + gk)[3(kk_{03} - ga_{30}) + 2a(a_{21} + k_{12}) + (ka_{12} - gk_{21})] \}, \quad (18)$$

где коэффициенты a_{ij} , k_{ij} находятся из разложения функций $P(x, y)$, $Q(x, y)$ (17) в ряды по целым положительным степеням x, y .

Подставляя в выражение (18) с учетом (3), (17) численные значения параметров реальной схемы генератора на составном негатроне типа S [5] $L = 4,35 \cdot 10^{-3}$ Гн; $C = 5,8 \cdot 10^{-10}$ ф; $|R| = 2,5 \cdot 10^3$ Ом; $R_n = 3,0 \cdot 10^3$ Ом, вычисляем значение первого ляпуновского коэффициента $l_1(m_0) \approx -785 \cdot 10^6$. Отрицательный знак коэффициента показывает, что граница области устойчивости, разделяющая статический и динамический режимы работы ГД, является «безопасной», и при пересечении ее ИТ в системе возникает устойчивый колебательный процесс достаточно малой амплитуды, который плавно нарастает, начиная с нулевого значения. Полученные данные хорошо согласуются с экспериментальными исследованиями генераторов на негатронах в динамическом и статическом режимах [1; 5].

Отметим, что особенности в поведении автоколебательной системы вблизи тех точек пороговой границы, где при соответствующих значениях параметров схемы $l_1(m_0) = 0$, определяются знаком второй ляпуновской величины $l_2(m_0)$, для вычисления которой необходимо учесть в разложениях правых частей системы (16) члены до пятого порядка включительно.

Таким образом, нелинейное уравнение генератора на негатроне (7) в окрестности границы области устойчивости имеет вид классического уравнения с малым параметром ε , откуда следует, что генерируемые колебания близки к гармоническим, степень близости возрастает с уменьшением величины ε ; влияние нелинейности ВАХ негатрона усиливается по мере увеличения амплитуды колебаний, при непрерывном уменьшении A поправка на коэффи-

циент h к частоте нулевого приближения непрерывно уменьшается, что позволяет во время исследования режимов функционирования устройства использовать выводы линейной теории; полученные результаты относительно амплитуды и частоты генератора с учетом нелинейности ВАХ негatronа справедливы в режиме малого выходного сигнала, типичном для большинства генераторов гармонических колебаний на негatronах; рассматриваемая идеализированная автоколебательная система ведет себя обратно, т. е. пороговая граница ГД является «безопасной», режим возбуждения автоколебаний — мягкий.

Список литературы: 1. Биберман Л. И. Широкодиапазонные генераторы на негatronах. М., 1982. 88 с. 2. Андреев В. С. Теория нелинейных электрических цепей. М., 1982. 280 с. 3. Бесекинский В. А., Попов Е. П. Теория систем автоматического регулирования. М., 1975. 768 с. 4. Баугин Н. Н. Поведение динамических систем вблизи границ области устойчивости. М., 1949. 164 с. 5. Царев В. В. Автогенераторы с дискретной перестройкой частоты в системах порогового контроля // Стабилизация частоты и прецизионная радиотехника. Ч. 2. Тез. докл. межотраслевых науч. конф., совещ. семинаров. М., 1983. С. 25—27.

Поступила в редколлегию 31.07.86

УДК 621.373

В. П. ШИНКАРЕНКО, канд. техн. наук, В. А. РОВИЦКИЙ

ИССЛЕДОВАНИЕ КРАТКОВРЕМЕННОЙ НЕСТАБИЛЬНОСТИ СИНТЕЗАТОРОВ ЧАСТОТЫ

Цифровые синтезаторы на основе фазовой автоподстройки частоты с делителем в цепи обратной связи применяются в радиотехнических системах [1]. Одной из важнейших характеристик синтезаторов является кратковременная нестабильность частоты (КНЧ) выходного колебания.

В работе исследуется КНЧ цифровых синтезаторов и приводится ее сравнение с КНЧ синтезаторов на основе умножения частоты. Под нестабильностью частоты колебания понимается изменение оценки частоты $\omega(t)$ во времени. Количественные значения нестабильности частоты характеризуют степень этого изменения. КНЧ оценивается обычно за время $[50/f_0 - (1-100)]$ с, где f_0 — частота выходного колебания.

Этот диапазон значений интервала КНЧ выбран исходя из предположения, что определяющее влияние на КНЧ оказывают относительно «быстрые» флуктуации, вызванные тепловыми и дробовыми шумами элементов схем. В этой связи реализации колебаний можно считать реализациями стационарного в широком смысле случайного процесса [2]. При этом наиболее употребительной мерой абсолютной КНЧ является среднеквадратичное отклонение оценки $\omega(t)$, т. е.

$$\sigma_{\omega} = \sqrt{D\{\omega(t)\}} = \sqrt{\langle [\omega(t) - \langle \omega(t) \rangle]^2 \rangle}.$$

Относительная КНЧ определяется так:

$$\frac{\sigma_{\omega}}{\omega_0} = \frac{\sqrt{D\{\overline{\omega(t)}\}}}{\omega_0},$$

где

$$\omega_0 = \langle \overline{\omega(t)} \rangle.$$

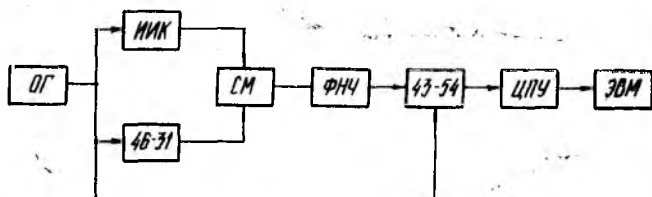
Методы измерения КНЧ можно разделить на спектральные и временные [2]. Спектральный основан на измерении спектральных плотностей мощностей фазовых $S_{\varphi}(\Omega)$ или частотных $S_f(\Omega)$ флуктуаций с помощью фазовых или частотных детекторов. Относительная кратковременная нестабильность частоты рассчитывается по формулам [3]

$$\frac{\sigma_f}{f_0} = \frac{1}{2\pi f} \sqrt{\frac{1}{\pi} \int_0^{\infty} S_f(\Omega) \left(\frac{\sin \frac{\Omega t}{2}}{\frac{\Omega t}{2}} \right)^2 d\Omega}; \quad (1)$$

$$\frac{\sigma_f}{f_0} = \frac{1}{2\pi f} \sqrt{\frac{2}{\pi} \int_0^{\infty} S_{\varphi}(\Omega) [1 - \cos \Omega t] d\Omega}. \quad (2)$$

Временной — предполагает использование электронно-счетного частотомера (ЭСЧ), работающего, как правило, в режиме измерения периода [2]. Время наблюдения выбирается так, чтобы исключить долговременные отклонения частоты. Обычно $T_n \ll 100$ с, время усреднения τ равно 0,001; 0,01; 0,1; 1,10 с. В данном случае применен второй метод, позволяющий автоматизировать процесс измерения, регистрации и вычислений.

Структурная схема измерительной установки представлена на рисунке.



Здесь приняты обозначения: ОГ — опорный генератор; 46-31 — синтезатор частоты, ИИК — исследуемый источник колебаний; См — смеситель; ФНЧ — фильтр нижних частот; 43-54 — электронно-счетный частотомер; ЦПУ — цифрочитающее устройство; ЭВМ — электронно-вычислительная машина.

В качестве ОГ использовался стандарт частоты Ч1-69 и высокостабильный кварцевый генератор. ИИК — это в первом случае — цифровой синтезатор частоты, во втором — умножитель частоты.

На входы смесителя поступают два колебания с различными частотами. Период разностной частоты определяет минимальное время усреднения и в указанном случае равен $T_p = 1$ мс. Большее время усреднения можно получить увеличением коэффициента деления делителя ЭСЧ (переключатель «множитель периода»). Таким образом, установка позволяет производить измерение КНЧ при времени усреднения от 1 мс до 10 с.

Параметры и характеристики исследуемого цифрового синтезатора частоты (ЦСЧ) следующие. Частота сравнения составляет 1 МГц, коэффициент деления делителя в цепи обратной связи $K_{дч} = 40 \dots 50$, крутизна управления генератора $S_{уг} = 3,14 \times 10^6$ рад/В·с, крутизна фазового детектора $K_{фд} = 10/6,28$ В/рад.

При проектировании и изготовлении узлов ЦСЧ принимались необходимые меры для уменьшения паразитных наводок и влияния импульсных помех на высокочастотные цепи управляемого генератора. Смеситель выполнен на интегральной микросхеме 526ПС1. ФНЧ имеет частоту среза 1,2 кГц и затухание на частоте 2 кГц составляет 60 дБ. Количество отсчетов при измерении КНЧ N выбиралось от нескольких десятков до ста. Относительная КНЧ определяется по формуле [1]

$$\frac{\sigma_f}{f_0} = \frac{F_p^2}{f_0} \left[\frac{1}{N-1} \sum_{k=1}^{N-1} \frac{(T_{k+1} - T_k)^2}{2} \right]^{1/2}. \quad (3)$$

Здесь T_1, T_2, \dots, T_k — фиксируемые ЭСЧ значения периода разностной частоты.

Обработка результатов измерений проводилась и с использованием стандартного отклонения

$$\frac{\sigma_f}{f_0} = \frac{F_p^2}{f_0} \sqrt{\Delta T^2} = \frac{F_p^2}{f_0} \left[\frac{1}{N-1} \sum_{i=1}^N (T_i - \bar{T})^2 \right]^{1/2}, \quad (4)$$

где \bar{T} — среднее значение периода $\bar{T} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N T_i$.

Если количество отсчетов N превышало $N \geq 20$, значение вариаций Аллена с большой степенью точности совпадало с КНЧ, рассчитываемой по соотношению (4).

Разрешающая способность системы при измерении КНЧ определяется нестабильностью частоты, вносимой синтезатором Ч6-31. С целью ее измерения в канал ИИК включен второй синтезатор Ч6-31. Двухканальный метод обеспечивает компенсацию шумов опорного генератора и позволяет получить КНЧ собственно синтезатора Ч6-31, если считать их идентичными в обоих каналах.

Результаты проверки разрешающей способности измерений совпадают с данными, приведенными в работе [2]:

$$\left. \frac{\sigma_f}{f} \right|_{\tau=1\text{мс}} = 10^{-8}; \quad \left. \frac{\sigma_f}{f} \right|_{\tau=10\text{мс}} = 10^{-9}; \quad \left. \frac{\sigma_f}{f} \right|_{\tau=100\text{мс}} = 10^{-10}.$$

В таблице приведены рассчитанные по формуле (3) значения КНЧ ЦСЧ (1), (2) и множителя частоты (3).

Номер эксперимента	$\tau, \text{с}$				
	0,001	0,01	0,1	1,0	10,0
1	$1,4 \cdot 10^{-8}$	$1,2 \cdot 10^{-8}$	$1,3 \cdot 10^{-9}$	$1,3 \cdot 10^{-10}$	$1,5 \cdot 10^{-11}$
2	$1,1 \cdot 10^{-8}$	$5,0 \cdot 10^{-9}$	$4,8 \cdot 10^{-10}$	$9,0 \cdot 10^{-11}$	$9,0 \cdot 10^{-12}$
3	$1,6 \cdot 10^{-8}$	$1,4 \cdot 10^{-8}$	$1,4 \cdot 10^{-8}$	$1,6 \cdot 10^{-10}$	$1,6 \cdot 10^{-11}$

В экспериментах 1, 3 в качестве ОГ был применен кварцевый генератор, в случае 2 — стандарт частоты Ч1-69.

Сравнение результатов 1, 3 позволяет сделать вывод, согласно которому КНЧ цифрового синтезатора частоты несколько меньше, чем аналогового множителя, что и подтверждается в работе [4].

Уменьшение КНЧ при изменении τ от 1 до 10 мс в экспериментах 1, 3 объясняется наличием минимума фазовых шумов в условиях $\tau=0,01$ с у кварцевого генератора, используемого в качестве опорного. Применение стандарта частоты Ч1-69 привело к уменьшению КНЧ почти на порядок при $\tau \geq 10$ мс, в случае же $\tau=1$ мс уменьшение незначительно. Это обусловлено в основном разрешающей способностью при $\tau=1$ мс, значение которой порядка 10^{-8} . Относительная КНЧ стандарта частоты Ч1-69 за 10 с равна $3,2 \cdot 10^{-12}$, умеренные значения КНЧ ЦСЧ достигает за 10 с $9 \cdot 10^{-12}$, т. е. нестабильность увеличивается в три раза. По мере увеличения времени усреднения нестабильность частоты ЦСЧ все меньше отличается от нестабильности опорного генератора и при $\tau \geq 100$ с они примерно равны.

Полученные данные позволяют правильно определить требования к КНЧ в зависимости от метода синтеза и времени усреднения.

Список литературы: 1. Манассевич В. Синтезаторы частот (теория и проектирование)/Пер. с англ.; Под ред. А. С. Галина. М., 1979. 384 с. 2. Аппаратура для частотных и временных измерений/В. А. Благов, А. С. Домбровский, В. Н. Зайцев и др. М., 1971. 336 с. 3. Альтшуллер Г. Б. Кварцевая стабилизация частоты. М., 1974. 272 с. 4. Верещагин Е. М., Волошин А. П., Никитенко Ю. Г. Транзисторно-варакторные генераторы. К., 1979. 174 с.

Поступила в редколлегию 16.01.87

М. А. ИВАНОВ, канд. техн. наук, Е. А. СПАСИБО, канд. техн. наук,
О. Н. ПРОСУНКО

ИССЛЕДОВАНИЕ ОСОБЕННОСТЕЙ СИСТЕМ СИГНАЛЬНОЙ СИНХРОНИЗАЦИИ СВЕРХСКОРОСТНЫХ РАДИОЛИНИИ ЦИФРОВОЙ СВЯЗИ

Необходимостью обеспечения высокого качества и надежности сверхскоростной передачи цифровой информации по СВЧ и КВЧ радиолиниям значительной протяженности обусловлены весьма жесткие и противоречивые требования к точностям и динамическим характеристикам систем сигнальной (тактовой и восстановления несущей) синхронизации [1—5]. Учитывая недостаточную степень проработки и освещения указанных вопросов в литературе, целью статьи является анализ специфики построения, реализации и функционирования систем синхронизации рассматриваемого класса.

Повышение скорости передачи цифровых сообщений сопровождается увеличением уровня и глубины межсимвольных искажений (МСИ) дискретных сигналов, т. е.

$$x \cong \sum_{l=-n}^n \xi_l Q_l, \quad (1)$$

причем $n_1(R) \geq n_1(R_2)$ и $\xi_l(R_1) \geq \xi_l(R_2) \quad \forall R_1 > R_2; \quad \forall l \in [1, 2]$ и $\forall l \neq 0$, где x — принимаемый сигнал; a_l — значение l -го элемента сигнала; \forall — квантор общности; ξ_l — весовой коэффициент, характеризующий отклик приемника с ограниченной полосой пропускания; $n_1; n_2$ — числа, характеризующие глубину МСИ по отношению к предшествующим и последующим символам соответственно; R — скорость передачи. Необходимость учета МСИ объясняется и влиянием ошибок синхронизации приемника дискретных сигналов, а для сверхскоростных систем связи — и неидеальностью стробирования цифровой информации. Действие данной неидеальности эквивалентно некоторой конечной погрешности тактирования демодулятора [3]. Высококачественный и энергетически эффективный прием сверхскоростных цифровых потоков должен быть не только синхронным, но и когерентным. Учитывая характерное для сверхскоростных систем связи требование простоты аппаратурной реализации [3] и преимущественное использование энергетически эффективных методов цифровой модуляции дискретных сигналов с относительно невысокой кратностью [2; 3], целесообразно осуществлять «снятие» модуляции в системах когерентного восстановления несущей на «видеочастоте» с помощью нелинейных элементов [1—3]. Предпочтительность практического использования схем указанного типа в сверхскоростных радиосис-

темах цифровой связи обусловлена также и повышенной технологичностью умножителей для данных приложений. Создание прецизионных и высокостабильных линий сверхмалых временных задержек является чрезвычайно сложной и трудноразрешимой на практике задачей и составляет основное препятствие на пути внедрения других известных устройств снятия модуляции (типа схем ремодуляции и других) в сверхбыстродействующие квазикогерентные демодуляторы дискретных сигналов [2; 3]. Таким образом, в настоящее время и в ближайшем будущем когерентная демодуляция сверхскоростных цифровых потоков будет обеспечиваться прежде всего с помощью нелинейных устройств «снятия» модуляции возведением последних в степень, равную числу разрешенных состояний их информационного параметра.

При неидеальности характеристик нелинейных устройств возведения в степень можно записать следующее общее аналитическое соотношение для определения спектра $Y(\cdot)$ сигнала на его выходе, т. е. на входе схемы ФАПЧ системы восстановления несущей:

$$Y(f_1, f_2, \dots) \cong \sum_{n=1}^M H_n(f, \dots, f_n) \prod_{j=1}^n x(f_j), \quad (2)$$

где f_j — j -й аргумент многомерного преобразования Фурье; M — верхняя граница усечения ряда Вольтерра (2), обеспечивающая требуемую для конкретной задачи точность анализа, причем $M \geq m \geq 2$; S_m — порядок полезной компоненты ряда Вольтерра (2); $H_n(\cdot)$ — ядро Вольтерра n -го порядка последовательного соединения входного фильтра с передаточной функцией $G(\cdot)$ собственно нелинейного элемента для «снятия» модуляции

несущего нелинейным аналитическим функционалом $F[\cdot] \cong \sum_{l=1}^m F_l[\cdot]$ и выходного фильтра для выделения m -й гармоники синхросигнала, который характеризуется оператором $k[\cdot]$. При этом

$$H_1(f_1) = K(f_1) F_1(f_1) G(f_1); \quad (3)$$

$$H_2(f_1, f_2) = K(f_1 + f_2) F_2(f_1, f_2) G(f_1) G(f_2); \quad (4)$$

$$H_3(f_1, f_2, f_3) = K(f_1 + f_2 + f_3) F_3(f_1, f_2, f_3) G(f_1) G(f_2) G(f_3). \quad (5)$$

Неидеальность «амплитудной» характеристики нелинейного элемента снятия модуляции, т. е. наличие конечных ядер Вольтерра $F_k(\cdot)$ и, следовательно, ненулевых нелинейных передаточных функций $H_k(\cdot)$ с $k \in [1, M]$ и $k \neq m$, приводит к соответствующему снижению помехоустойчивости функционирования системы когерентного восстановления несущей [3]. Аналогичный вывод можно сделать и для систем тактовой синхронизации с нелинейностью четного порядка [1, 3]. В частности, применив формулы (3)–(5), можно показать [3], что сужение полосы пропускания входного фильтра позволяет заметно повысить помехоустойчивость функционирования систем синхронизации. Из выражения (1) следует

[3], что возрастание инерционности входного фильтра приводит к резкому снижению надежности и качества работы данных систем из-за существенного ухудшения формы синхросигнала [2—4] и обусловленного этим повышения вероятности сбоев тактовой синхронизации [2; 3]. Полученные Б. Г. Теряевым количественные оценки свидетельствуют о необходимости сужения полосы синхронизации до 1...5 % от ширины информационной полосы частот. Здесь влияние МСИ на качество восстанавливаемого по информационному потоку синхросигнала будет носить определяющий характер [1—4]. Указанные искажения формы данного сигнала в значительной мере «усиливаются» после прохождения им через нелинейный элемент для «снятия» модуляции вследствие образования «нелинейных» МСИ; аномального «затягивания» переходных процессов при нелинейных динамических преобразованиях [3] и т. п. Таким образом, оптимальная ширина полосы «прозрачности» входного фильтра должна выбираться из условий наиболее рационального компромисса между требуемыми надежностью и качеством сигнальной синхронизации, с одной стороны, и ее помехоустойчивостью — с другой. С возрастанием скорости передачи цифровой информации и с повышением требований к точности синхронизации приемника дискретных сигналов необходимо увеличивать «запас» по ширине полосы пропускания входного фильтра. Количественные оценки показывают необходимость введения (10...15)-кратного «запаса» по входной полосе частот для обеспечения вероятности ошибки $P \sim 10^{-5} \dots 10^{-6}$ и надежности $\sim 0,995$ передачи цифровой информации со скоростями $R \sim 10^8 \dots 10^9$ бит/с. Отсюда следует, что для перспективных сверхскоростных систем цифровой связи целесообразно осуществлять «снятие» модуляции с нефильТРованных дискретных сигналов, т. е. еще до ограничения спектра их частот в «информационном» тракте приемника. В работах Б. Г. Теряева и других исследователей показана реальная возможность и практическая целесообразность существенного уменьшения потерь качества связи из-за влияния МСИ на основе введения (50...70)-процентного «запаса» по полосе пропускания основного тракта приемника и не менее (100...150)-процентного «запаса» по полосе передатчика, работающего в сугубо нелинейном режиме насыщения активных элементов — по сравнению с информационной полосой частот полезных сигналов. Характер данных выводов практически не зависит от типа фильтров. В ряде случаев целесообразно использовать простейшие одно- и, реже, двухзвенные фильтры. Наиболее рациональной в условиях неидеальной сигнальной синхронизации оказывается, как правило, обычная прямоугольная форма АЧХ этих фильтров. Это одновременно обуславливает актуальность применения нефильТРационных методов обеспечения помехоустойчивости функционирования связанных систем рассматриваемого класса, основанных, в частности, на использовании автокомпенсаторов помех и (или) адаптивных антенных решеток [3].

Минимально допустимая ширина полосы пропускания выходного фильтра устройства «снятия» модуляции — ширина зоны поиска для схемы ФАПЧ системы когерентного восстановления несущей ограничена снизу максимально возможным значением доплеровских сдвигов частоты и взаимной нестабильностью частоты задающих генераторов приемных и передающих терминалов корреспондирующих пунктов [1—5]. Для случая использования кварцевых задающих генераторов ширина зоны априорной неопределенности по частоте для систем сигнальной синхронизации сверхскоростных радиолний не может быть меньше десятков герц — единиц килогерц [3—5]. Учитывая при этом, что шумовая полоса систем синхронизации некоторых радиолний значительной протяженности не должна превышать единиц герц [5], указанные системы целесообразно построить по адаптивной двухкольцевой схеме и дополнить внешнее широкополосное кольцо ФАПЧ или ЧАП устройством поиска по частоте с повышенным быстродействием [3]. Для сверхскоростных радиолний с информационными полосами $\Delta f \sim 10^8 \dots 10^9$ Гц номиналы частот синхроколебаний не могут быть «ниже» диапазонов ОВЧ или УВЧ, а иногда и СВЧ. Следовательно, данные адаптивные системы сигнальной синхронизации реализуются чаще всего на базе радиоустройств с распределенными параметрами. Тогда условную математическую запись используемого здесь алгоритма адаптации можно представить в виде

$$\bar{U}_{\text{ФД}(T)} < U_{\text{п}} \Rightarrow \left\{ \begin{array}{l} \text{«С}_T\text{»} \div (1/\beta); \text{«И»} \div [(\beta - 1)/\beta]; \\ \text{«С}_Г\text{»} \div 0 \end{array} \right\}; \quad (6)$$

$$\bar{U}_{\text{ФД}(T)} \geq U_{\text{п}} \Rightarrow \left\{ \begin{array}{l} \text{«С}_T\text{»} \div (1/\beta); \text{«С}_Г\text{»} \div [(\beta - 1)/\beta]; \\ \text{«И»} \div 0 \end{array} \right\}; \quad (7)$$

где $\bar{U}_{\text{ФД}(T)}$ — среднее значение напряжения на выходе фазового детектора внутреннего узкополосного кольца ФАПЧ точной синхронизации; $U_{\text{п}}$ — пороговое значение величины $U_{\text{ФД}(T)}$, характеризующее наличие при $\bar{U}_{\text{ФД}(T)} < U_{\text{п}}$ или отсутствие при $\bar{U}_{\text{ФД}(T)} > U_{\text{п}}$ состояние синхронизма во внутреннем кольце ФАП; \Rightarrow — импликация; «И», «С_T» и «С_Г» — обозначение информационного «канала», а также точного и грубого «синхроканалов» — внутреннего и внешнего кольца АПЧ. Отдельный знак соответствия (\div) характеризует энергетику соответствующего «канала» приемника.

В выражениях (6), (7) верхняя строка фигурных скобок указывает «рабочие» «каналы» приемника, а нижняя строка — «нерабочий» «канал». Здесь $1 < \beta < \infty$. Ускорение процессов установления и восстановления состояния синхронизма обеспечивается использованием в грубом «синхроканале» приемника той доли $[(\beta - 1)/\beta]$ полной мощности сигнала, которая в стационарном состоянии наличия точного синхронизма поступает в информационный «канал» приемника и служит для извлечения полезных

сообщений. В переходном состоянии (отсутствие точного синхронизма) она является бесполезной в данном канале, так как при этом информация в когерентных приемниках претерпевает существенные искажения и почти всегда необратимо утрачивается [1—3]. Поэтому информационный «канал» и грубый «синхроканал» работают поочередно и одновременно функционировать не могут. В то же время точный «синхроканал» данного приемника работает постоянно — для обеспечения процессов извлечения информации и с целью оперативного контроля текущего наличия состояния точного синхронизма — в режиме точного удержания, либо только для решения последней задачи — в режиме захвата. Это позволяет в $(\beta-1)$ расширить шумовую полосу внешнего кольца АПЧ и соответственно увеличить его быстродействие, а также в $(\beta-1)^2$ раз повысить максимально возможную скорость поиска по частоте в том кольце [3]. Данное улучшение динамических характеристик систем сигнальной синхронизации достигается без введения энергетической избыточности, что существенно для практического использования перспективных высокоэффективных методов модуляции дискретных сигналов и помехоустойчивого кодирования [3; 4]. Специфика СВЧ-систем с распределенными параметрами и, в частности, необходимость использования делителей мощности в случае решения задач синхронизации играет определенную положительную роль.

Представляет интерес и использование цифрового метода «псевдопараллельного» поиска синхронизма на основе записи реализации сигнала и считывания его с повышенной частотой. Таким образом, за один такт последовательно во времени и с повышенной скоростью поочередно проверяются гипотезы о возможных значениях синхропараметра принимаемого сигнала. Однако практическая применимость данного метода для сигнальной синхронизации сверхскоростных систем цифровой связи существенно ограничена реально достижимым быстродействием известных элементов современной цифровой техники. Поэтому для указанного класса систем передачи информации лучше использовать метод «псевдопараллельного» поиска для повышения динамических характеристик прежде всего устройств циклового фазирования, являющихся сравнительно низкочастотными. В этой связи целесообразна также организация оптимального взаимодействия схем тактовой синхронизации, устройств когерентного восстановления несущей и систем циклового фазирования сверхскоростных радиолиний цифровой связи.

Относительная нестабильность несущей частоты в реальных связных радиолиниях часто значительно больше нестабильности тактовой частоты [2], поэтому системы тактовой синхронизации могут выполняться узкополосными [4]. Желательно первую из указанных выше систем сигнальной синхронизации сделать «ведущей» и использовать получаемую с ее помощью информацию о временных границах тактовых интервалов для повышения надежности, качества и помехоустойчивости функционирования «ве-

домой» системы восстановления когерентной несущей [2—4]. Наиболее рациональный алгоритм сигнальной синхронизации когерентных приемников сверхскоростных радиолиний представляется четырехэтапным

- 1: $[t_0^{\#}, t_0^{\#} + T^{\#}] \Rightarrow$
- 2: $\Rightarrow t \in [t_0^{\#}, t_0^{\#} + \tau_1] \rightarrow f_n^{\#}; \Rightarrow$
- 3: $\Rightarrow t \in [t_0^{\#} + \tau_1, t_0^{\#} + \tau_1 + \tau_2] \rightarrow \{f_n^{\#}; [t_0^{\otimes}, t_0^{\otimes} + T^{\otimes}]\}; \Rightarrow$ (8)
- 4: $\Rightarrow t \in [t_0^{\otimes} + \tau_{\text{опт}_1}, t_0^{\otimes} + \tau_{\text{опт}_1} + \tau_{\text{опт}_2}] \rightarrow f_n^*$.

На первом этапе определяются временные границы текущего тактового интервала, в начале второго — осуществляется грубая оценка $f_n^{\#}$ значение несущей частоты f_n , используемая затем на третьем для извлечения тактовой информации и применяемая потом на четвертом этапе с целью получения точной оценки f_n^* несущей частоты на оптимальном по критерию отношение сигнал—шум промежутке времени. При этом необходимо задать такой временной режим работы реализующей данный алгоритм объединенной, т. е. тактовой и высокочастотной системы сигнальной синхронизации, чтобы обеспечить выполнение неравенства

$$t_0^{\#} < (t_0^{\#} + \tau_1) < \tau_0^{\#} + \tau_1 + \tau_2 < (t_0^{\otimes} + \tau_{\text{опт}_1}) < (t_0^{\otimes} + \tau_{\text{опт}_1} + \tau_{\text{опт}_2}) \leq (t_0^{\otimes} + T^{\otimes}). \quad (9)$$

Для сверхскоростных систем цифровой связи наиболее предпочтительный метод извлечения информации о тактовой частоте и границах тактовых интервалов связан с использованием нелинейных преобразователей четного порядка и схемы замкнутого или, хуже, разомкнутого типа. При окончательном выводе об интегральной эффективности функционирования систем сигнальной синхронизации сверхскоростных радиолиний необходимо учитывать также характерную для линий связи данного типа неидеальность стробирования дискретных сигналов [3].

Исследуем возможности ослабления влияния изменений уровня синхросигнала на точность и надежность синхронизации. Вариации амплитуды синхросигнала могут быть следствием колебаний мощности сигнала в канале [1—3] и (или) изменений текущей статистики передаваемых сообщений [3—5]. Борьба с указанными дестабилизирующими явлениями должна основываться как на оптимизации формы и структуры используемых сигналов, так и на применении специальных конструктивных мер по устранению либо максимально возможному ослаблению влияния этих явлений. В частности, достаточно эффективный метод обеспечения весьма высокой степени инвариантности надежности и качества сигнальной синхронизации к текущей статистике исходных сообщений связан с внедрением алфавитных балансных кодов и в первую очередь неблочной структуры, характеризующей су-

устройство (блок анализа и предсказания) значений управляющих напряжений с выхода ФНЧ; К — коммутатор подключающий ко входу УЭ выход ФНЧ или выход ЗУ (БАП) соответственно при отсутствии или наличие сигнала на выходе ИПС; ЛЗ — малодисперсионные линии задержки для выравнивания временных запаздываний прохождения сигналов по различным «каналам» ПРМ. Отметим также, что данная схема может быть дополнена индикаторами ложного захвата синхронизма и другими устройствами для повышения надежности и (или) качества синхронизации.

Верхняя оценка дисперсии полной ошибки синхронизации в традиционно используемых системах при достаточно длительных пропаданиях либо глубоких замираниях сигналов и, следовательно, срывах режима удержания точного кольца ФАПЧ может быть определена следующим образом [3]: $\sigma_1^2(\Delta t) \leq \sigma_{\text{ПРД}}^2(\Delta t) + \sigma_{\text{ПРМ}}^2(\Delta t)$, где $\sigma_{\text{ПРД}}^2(\cdot)$ и $\sigma_{\text{ПРМ}}^2(\cdot)$ — дисперсия флуктуаций фазы (частоты) задающего генератора соответственно передающего и приемного терминалов системы связи — с учетом влияния доплеровских сдвигов частоты вследствие возможного взаимного движения носителей указанных выше терминалов; Δt — длительность пропаданий или глубоких замираний сигналов, причем $\Delta t \geq \tau_{\text{ФАП}}$; $\tau_{\text{ФАП}}$ — постоянная времени точного внутреннего кольца ФАПЧ, характеризующая инерционность системы сигнальной синхронизации.

Отметим, что если $\Delta t' < \tau_{\text{ФАП}}$, то $\sigma_1^2(\Delta t') \equiv \sigma_1^2 \equiv \sigma_{\text{ФАП}}^2, \forall \Delta t' < \tau_{\text{ФАП}}$, (10), где $\sigma_{\text{ФАП}}^2$ — дисперсия установившейся ошибки точной узкополосной схемы ФАПЧ в режиме синхронизма — с учетом дестабилизирующего влияния изменений уровня синхросигнала.

В предлагаемой системе сигнальной синхронизации (см. рисунок) с экстраполяцией уходов частоты и фазы и «сглаживанием» изменений уровня несущей принимаемого сигнала имеем $\sigma_2^2(\Delta t) \leq \sigma_N^2(\Delta t) + \sigma_{\text{ФАП}_2}^2$, (11), где $\sigma_N^2(\cdot)$ — дисперсия ошибки экстраполяции N -го порядка. Причем запоминание последнего — до срыва точного синхронизма — значения управляющего сигнала с выхода ФНЧ и простой «перенос» этого значения на Δt «вперед» является фактически экстраполяцией нулевого порядка; $\sigma_{\text{ФАП}_2}^2$ — дисперсия установившейся ошибки точной инерционной схемы ФАПЧ в режиме синхронизма — с учетом сглаживания измерений уровня сигнала и, следовательно, с ослаблением влияния этих изменений.

Поскольку в схеме ФАПЧ влияние уходов частоты и фазы несущей, влияния изменений ее уровня «неразличимы», то справедливо $\sigma_{\text{ФАП}_1}^2 \gg \sigma_{\text{ФАП}_2}^2$. Кроме того, в практически важном случае применения состоятельных, несмещенных и эффективных алгоритмов экстраполяции и при условии достаточности использу-

емой для прогноза статистики имеем $\sigma_1^2(\Delta t^*) \geq \sigma_2^2(\Delta t^*)$, $\forall \Delta t^* \geq 0$, причем $\sigma_0^2(\Delta t) \geq \sigma_{N^*}^2(\Delta t)$, $\forall \Delta t \geq \tau_{\text{ФАП}}$ и $\forall N^* > 1$. Это одновременно обуславливает и соответствующее снижение вероятности потери синхронизма после появления сигнала на входе приемника, т. е. уменьшение вероятности «обрыва» синхронизации вследствие пропадания или глубокого замирания сигналов в канале связи. Таким образом, предлагаемая адаптивная система сигнальной синхронизации (рисунок) характеризуется существенно повышенными по сравнению с известными схемами точностью и надежностью [2—5] функционирования. Это наиболее заметно при использовании радиоканалов с замираниями сигналов и (или) в случае значительной неравномерности во времени статистических характеристик передаваемых сообщений. В целом проведен комплексный анализ специфики сигнальной синхронизации сверхскоростных радиолиний цифровой связи, на основании результатов которого разработаны рекомендации по рациональному построению и применению систем тактовой синхронизации и когерентного восстановления несущей, включая вопросы совершенствования организации взаимодействия последних.

Список литературы: 1. *Спилкер Дж.* Цифровая спутниковая связь/Пер. с англ.; Под ред. В. В. Моркова. М., 1979. 152 с. 2. *Банкет В. П., Мельник А. М.* Система восстановления несущей при когерентном приеме дискретных сигналов// Зарубеж. радиоэлектроника. 1983. № 12. С. 28—49. 3. *Иванов М. А., Козаков А. М., Георгиевский В. И.* Адаптивные методы синхронизации сверхскоростных радиолиний цифровой связи//Тез. докл. III Всесоюз. науч.-техн. конф. «Проблемы повышения эффективности и качества систем синхронизации», Львов, 27—28 марта 1985 г. М., 1985. С. 64. 4. *Немировский М. С.* Синхронизация в современных системах связи//Программа III Всесоюз. науч.-техн. конф. «Проблемы повышения эффективности и качества систем синхронизации», Львов, 27—28 марта 1985 г. М., 1985. С. 1. 5. *Кантор Л. Я., Паньков Г. Х., Симонов М. М.* Принципы построения и взаимодействия систем синхронизации в цифровых системах спутниковой связи с МДВР//Тез. докл. III Всесоюз. науч.-техн. конф. «Проблемы повышения эффективности и качества систем синхронизации», Львов, 27—28 марта 1985 г. М., 1985. С. 5—6.

Поступила в редколлегию 18.11.85

УДК 621.396

В. П. ОНУФРИЕВ, канд. техн. наук

ВОПРОСЫ ПОСТРОЕНИЯ АВТОМАТИЧЕСКИХ МЕТЕОРНЫХ РЛС. СООБЩЕНИЕ 2. НЕКОТОРЫЕ АСПЕКТЫ СИНТЕЗА

Рассмотрим некоторые аспекты синтеза метеорной РЛС (МРЛС) по критерию эффективность — стоимость, исходя из следующих положений [1]. Мерой целесообразности системы, связанной с ее назначением, является функция эффективности с заданными коэффициентами и ограничениями. Эффективность системы зависит от ее параметров и внешних условий. Здесь важен резуль-

тирующий показатель качества K_3 , являющийся известной функцией всех элементарных показателей качества системы, за исключением ее стоимости C , которая учитывается отдельно: $K_3 = f_3(K_1, \dots, K_{m-1})$ (1); $C = K_m$ (2). Функция эффективности монотонна.

Синтез системы произведен по критерию минимума стоимости при заданной функции эффективности. В этой постановке необходимо [1; 2] найти систему $S \in M_d$, обеспечивающую $C = \min$ при $K_3 = f_3(K_1, \dots, K_{m-1}) \geq K_{3, \min}$ и $C < C_{\text{доп}}$, $K_1 \leq K_{1, \text{доп}}, \dots, K_{m-1} \leq K_{m-1, \text{доп}}$. Здесь M_d — множество допустимых систем, индексом «доп» обозначены предельно допустимые значения показателей качества. Согласно работе [1] ограничения на показатели качества наложены ввиду субъективности функции эффективности (1).

Принимаем такие показатели качества: дисперсию оценки радиальной составляющей скорости дрейфа метеорных следов V_p (требование к точности измерения дальности менее жесткие) и стоимость. К числу варьируемых параметров отнесем длину волны λ , вид зондирующего сигнала, импульсную мощность передатчика, пороговую чувствительность приемника.

Таким образом, задача синтеза МРЛС по критерию «эффективность — стоимость» распадается на две: оптимизация по статистическому критерию максимума функции правдоподобия — выбор зондирующего сигнала для обеспечения минимума дисперсии оценки радиальных составляющих скоростей дрейфов метеорных следов $\sigma_{V_p}^2$, оптимизация по критерию минимума стоимости при заданной функции качества ($\sigma_{V_p}^2$) — выбор энергетических параметров.

Решая первую задачу, используем результаты рассмотрения модели сигнала в точке приема, откуда следует, что имеет место сложный случайный процесс, отображающий рассеяние радиоволн на ионизированных метеорных следах [3].

В общем случае ожидаемый полезный сигнал $x(t)$ является пространственно-временным: $x(t) = A(t; \vec{r}; \vec{\lambda}_c; \vec{\lambda}_{nc})$, где \vec{r} — пространственные координаты; $\vec{\lambda}_c, \vec{\lambda}_{nc}$ — непрерывные случайные величины, включающие существенные (измеряемые) и несущественные параметры сигнала. С целью упрощения проводимого исследования (без потери общности) считаем, что антенны функционально включены в линию связи, а изменение параметров внешней среды за время наблюдения $t \in (0; t_n)$ несущественны. Принятые допущения справедливы, так как первое является общепринятым в радиолокации, а второе базируется на применении метода «замороженной» неоднородности. В этом случае колебания на выходе передающей и на входе приемной системы РЛС — временные процессы, поэтому можно воспользоваться методикой оптимизации оценки непрерывных параметров сигнала [4].

В соответствии с постановкой задачи оптимизации, принятое колебание $y(t)$ на фиксированном интервале наблюдения $(0; t_n)$ представим как аддитивную смесь ожидаемого сигнала $x(t) = A(t; \lambda_c, \lambda_{nc})$ и помехи $\xi(t)$: $y(t) = x(t) + \xi(t), t \in (0; t_n)$ (3). Предположим, что помехой является белый шум со спектральной плотностью N_0 . Тогда потенциальная дисперсия оценки измеряемого неэнергетического параметра определится выражением [4] $\sigma_{\lambda_c}^2 = [-q^2 |\psi(\lambda_c)|_{\lambda_c=0}^*]^{-1}$ при $q^2 \gg 1$; (4); $q^2 = 2\mathcal{E}/N_0$ (5), где \mathcal{E} — энергия сигнала; $|\psi(\lambda_c)|_{\lambda_c=0}^*$ — значение второй производной от модуля нормированной автокорреляционной функции сигнала по измеряемому параметру при нулевом аргументе. Задача оптимизации по критерию $\sigma_{\lambda_c}^2 = \min$ сводится к такому выбору переносчика информации (зондирующего сигнала и длины волны λ), при котором получаем наибольшую кривизну нормированной автокорреляционной функции полезного сигнала по оцениваемому параметру в ее максимуме. Способ кодирования, с помощью которого полезная информация накладывается на переносчик, является заданным и выбору не подлежит: информация о дальности кодируется во временном запаздывании сигнала τ_3 , а о скорости — в частотном сдвиге спектра сигнала f_d .

Анализ приемлемости того или иного вида модуляции зондирующего сигнала производят в совокупности по разрешающей способности и по точности измерения. Напомним, что в нашем случае происходит одновременное измерение наклонной дальности (время запаздывания τ_3) и радиальной составляющей скорости дрейфа метеорного следа (частотного смещения сигнала f_d).

При таком измерении указанных параметров дисперсии потенциальных оценок равны [4]:

$$\sigma_{\tau_3}^2 = \left[\Delta W^2 \frac{2\mathcal{E}}{N_0} \left(1 - \frac{\gamma^2}{\Delta W^2 \Delta T^2} \right) \right]^{-1}; \quad (6)$$

$$\sigma_{f_d}^2 = \left[\Delta T^2 \frac{2\mathcal{E}}{N_0} \left(1 - \frac{\gamma^2}{\Delta W^2 \Delta T^2} \right) \right]^{-1}, \quad (7)$$

где

$$\Delta T^2 = \frac{4\pi^2}{T_{эф}} \int_{-\infty}^{\infty} t^2 |S(t)|^2 dt; \quad (8)$$

$$\Delta W^2 = \frac{1}{T_{эф}} \int_{-\infty}^{\infty} |S'(t)|^2 dt; \quad (9)$$

$$\gamma = \frac{2\pi}{T_{эф}} \int_{-\infty}^{\infty} t \varphi'(t) |S(t)|^2 dt;$$

$$T_{\text{эф}} = \int_{-\infty}^{\infty} |S(t)|^2 dt; \quad (10)$$

$$S(t) = A(t) \exp[j\varphi(t)]; \quad \Delta W^2 \Delta T^2 - \gamma \geq \pi^2;$$

Здесь ΔT^2 , ΔW^2 — дисперсии временной протяженности и энергетического спектра сигнала; γ — эффективная фазовая постоянная, характеризующая фазовую структуру сигнала; $T_{\text{эф}}$ — эффективная длительность сигнала; $A(t)$, $\varphi(t)$ — закон амплитудной и фазовой модуляции.

Так как при синтезе МРЛС по критерию эффективности — стоимость функция качества есть $\sigma_{\text{вр}}^2 = \lambda^2 \sigma_{f_d}^2 / 4$, то последующий анализ направлен на минимизацию $\sigma_{f_d}^2$. Из выражения (7) следует, что при фиксированном отношении сигнал—шум для минимизации $\sigma_{f_d}^2$ необходимо увеличивать ΔT^2 и ΔW^2 и уменьшать γ (в предельном случае до нуля). Одновременное увеличение ΔT^2 , ΔW^2 порождает противоречие, которое можно разрешить, если перейти к сложным зондирующим сигналам. Наиболее приемлемые — фазоманипулированные и периодические сигналы, для которых $\gamma = 0$ [4].

Анализ технических реализаций формирования и обработки сложных сигналов показывает, что в данном случае целесообразно учитывать смягчение требований к точности измерения дальности, применяя пачки когерентных радиоимпульсов без внутриимпульсной модуляции. Согласно функции неопределенности такого сигнала, качественные показатели системы определяются значениями дисперсий временной протяженности огибающей $\Delta T_{\text{ор}}^2$ и энергетического спектра одиночного импульса ΔW_0^2 :

$$\Delta T_{\text{ор}}^2 = 4\pi^2 \frac{\int_{-\infty}^{\infty} t^2 |A_{\text{ор}}(t)|^2 dt}{\int_{-\infty}^{\infty} |A_{\text{ор}}(t)|^2 dt}; \quad (11)$$

$$\Delta W_0^2 = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} |A'(t, \tau_n)|^2 dt}{\int_{-\infty}^{\infty} |A(t, \tau_n)|^2 dt}, \quad (12)$$

где $A_{\text{ор}}$ — огибающая пачки радиоимпульсов; $A(t, \tau_n)$ — функция модуляции одиночного радиоимпульса длительностью τ_n . Выражения (11), (12) записаны на основании соотношений (8) — (10).

Определив вид зондирующего сигнала, перейдем к выбору его параметров: длительности импульсов τ_n , периода их повторения T_n и длины волны λ . Длительность импульса выбираем из условий обеспечения среднеквадратической погрешности измерения наклонной дальности σ_d не больше допустимой с заданным q^2 при

технической возможности получения требуемой энергии одиночно-го импульса. Задавшись суммарной среднеквадратической погрешностью измерения дальности $\sigma_{дл} = 0,5-1$ км, $g'_{мин} = 10$ и, имея в виду связь суммарной σ_{Σ} и потенциальной $\sigma_{пот}$ погрешностей, через коэффициент ухудшения точности $\eta = \sigma_{\Sigma}/\sigma_{пот}$, положив $\eta = 1,2$, при прямоугольной огибающей радиоимпульса из (6) и (12) получим $\tau_{и} = 40-80$ мкс.

Выбирая $T_{п}$, в общем случае необходимо обеспечивать: а) однозначность измерения $f_{д}$ и $\tau_{з}$; б) достоверность воспроизведения сообщений при дискретизации. Выполнение условия а) связано с «вытеснением» побочных максимумов функции неопределенности за пределы диапазона измеряемых параметров, условия б) — с применением теоремы отсчетов. Последнее обусловлено тем, что представление информации в когерентно-импульсных РЛС эквивалентно дискретизации непрерывных значений измеряемых параметров ($A_{пр}(t)$, $f_{д}$) с интервалом выборки $T_{п}$.

Анализ спектров функций $A_{пр}(t)$, $f_{д}(t)$, выражения которых (5), (9) приведены в работе [3], показывает, что исчерпывающим является выбор $T_{п}$, если решается задача выделения максимумов функции $A_{пр}(t)$ с заданной точностью $\delta_{\tau_{ф}} = T_{п}/\tau_{ф}$. Здесь $\tau_{ф}$ — время формирования первой полузоны Френеля, $\tau_{ф} = \sqrt{2D\lambda}/2V_{м}$; D — наклонная дальность; $V_{м}$ — скорость метеора. Тогда, учитывая требование однозначного измерения D , критерий выбора $T_{п}$ формулируется так:

$$\frac{2D_{\max}}{c} \leq T_{п} \leq \delta_{\tau_{ф}} \sqrt{2D\lambda}/2V_{м}, \quad (13)$$

где c — скорость распространения электромагнитной волны в свободном пространстве.

В выражение (13) входит варьируемый параметр λ . Осуществим его выбор, основываясь на результатах теоретического анализа [3]. Будем исходить из того, что выбор λ определяет уровень галактических шумов и атмосферных помех на входе радиоприемного устройства, мощность отраженного сигнала $P_{пр}$, а следовательно, численность регистрируемых метеоров $N_{м}$ и погрешности измерения (отношение сигнал — шум), степень равномерности чувствительности аппаратуры к регистрируемым $V_{р}$, габаритные размеры антенн.

Проведенный анализ показывает, что выбор λ необходимо осуществлять по компромиссным соображениям. Зависимости относительного коэффициента шума $\theta_{ш}/\theta'_{ш}$ (кривая 1), относительного числа радиометеорных отражений $N_{м}/N'_{м}$ (2), относительного коэффициента

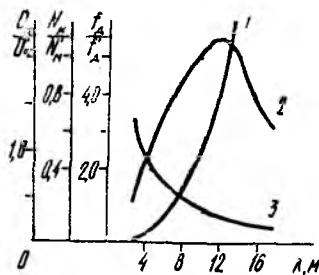


Рис. 1

доплеровского сдвига частоты f_d/f'_d при $V_d = \text{const}$ (3) от λ представлены на рис. 1. Нормирование произведено для $\lambda = 10$ м, коэффициент увеличения мощности шума $\theta_{ш} \approx 1,8 \cdot 10^{24} f_0^{-3}$ (f_0 — несущая частота). Целесообразным следует считать выбор $\lambda = 7-10$ м.

Конкретизируем выбор T_n , полагая $D_{\text{макс}} \approx 400$ км, $D_{\text{ср}} \approx 200$ км, $V_{\text{мср}} = 40$ м/с, $\lambda_{\text{ср}} = 8,5$ м, $\delta_{\tau_{\phi}} = 0,15$. Тогда $T_n = 2,67 \dots 3,46$ мс, т. е. целесообразным является $T_n \approx 3$ мс.

Перейдем к оптимизации параметров МРЛС по критерию минимума стоимости C при заданной функции качества $\sigma_{V_p}^2$.

Воспользуемся методом неопределенных множителей Лагранжа, с помощью которого находится условный экстремум (минимум) функции многих переменных [1; 2]. При использовании этого метода вводится вспомогательная функция (функция Лагранжа) [2] $\Phi_{\text{Л}} = K + \Lambda(F_0 - F)$ (14), где K — минимизируемый показатель качества; Λ — множитель Лагранжа, F — функция качества.

Пусть варьируемыми параметрами являются выходная мощность передатчика $P_{\text{пер}}$ и чувствительная приемника $P_{\text{пр мин}}$. По условию $K = C$. Здесь $C = C_{\text{пер}} + C_{\text{пр}}$ (15), где $C_{\text{пер}}$ — стоимость передатчика; $C_{\text{пр}}$ — стоимость приемника. Суммарную стоимость антенно-фидерного тракта и устройства цифровой обработки относим в разряд ограничений C_0 .

Тогда математически задача оптимизации сводится к следующему: обеспечить $K = C = F(P_{\text{пер}}, P_{\text{пр мин}}) = \min$ (16), при наличии ограничений

$$F = f(P_{\text{пер}}, P_{\text{пр мин}}) = F_0; C > C_0; P_{\text{пер}} \geq P_{\text{пер}_0} > 0; P_{\text{пр мин}} \geq P_{\text{пр}_0} > 0.$$

Для ее решения предварительно получим целевую функцию $F(P_{\text{пер}}, P_{\text{пр мин}})$ и функцию качества $f(P_{\text{пер}}, P_{\text{пр мин}})$.

Нахождение целевой функции сводится к определению зависимостей $C_{\text{пер}} = F_1(P_{\text{пер}})$, $C_{\text{пр}} = F_2(P_{\text{пр мин}})$. Подбор их аппроксимаций осуществлен путем расчета нескольких вариантов передающих и приемных устройств МРЛС, а также экспертными оценками их

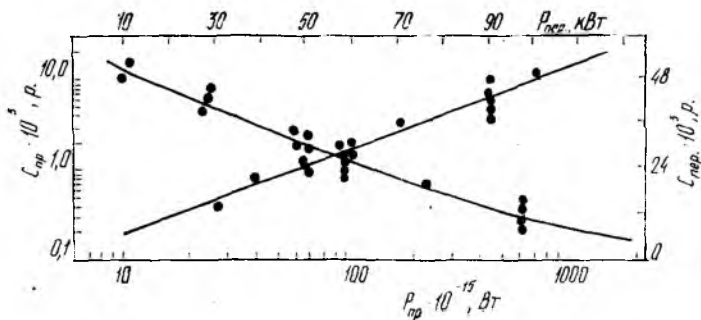


Рис. 2

стоимости. Полученные данные представлены на рис. 2. Они удовлетворительно аппроксимируются зависимостями

$$C_{\text{пер}} = a_1 + b_1 P_{\text{пер}}; \quad C_{\text{пр}} = a_2 + b_2 P_{\text{пр, мин}}^{-1}, \quad (17)$$

где

$$a_1 = 2,5 \cdot 10^3 \text{ р.}; \quad b_1 = 0,45 \text{ р./Вт};$$

$$a_2 = 10^2 \text{ р.}; \quad b_2 = 1,2 \cdot 10^{-10} \text{ р./Вт}.$$

С учетом изложенного имеем

$$K = C_{\text{пер}} + C_{\text{пр}} = a_1 + b_1 P_{\text{пер}} + a_2 + b_2 P_{\text{пр, мин}}^{-1}. \quad (18)$$

Выражение для функции качества $\sigma_{V_p}^2 = f(P_{\text{пер}}, P_{\text{пр, мин}})$ получим на основании соотношения (7) при $\gamma = 0$, выразив предварительно отношение сигнал-шум q^2 через энергетические параметры МРЛС применительно к модели нашего сигнала [3]. Здесь $\Theta = P_{\text{пр}} \tau_{\text{и}}; N_0 = k T_{\text{ш,эф}}$, где k — постоянная Больцмана; $T_{\text{ш,эф}}$ — эффективная шумовая температура приемной системы, $T_{\text{ш,эф}} = T_{\text{ш,вх}} \cdot \text{Ш}$; $T_{\text{ш,вх}}$ — абсолютная эквивалентная шумовая температура на входе приемника, $T_{\text{ш,вх}} = \theta_{\text{ш}} T_0$; $T_0 = 290 \text{ К}$; Ш — коэффициент шума приемника. Зная, что мощность шума на выходе согласованного фильтра приемника с полосой пропускания $P_{\text{опт}}$ равна $P_{\text{ш}} = k T_{\text{ш,эф}} P_{\text{опт}}$, вводим параметр $V_{\text{пор}}^2 = P_{\text{пр, мин}} / P_{\text{ш}}$, определяющий заданное минимальное (пороговое) отношение сигнал-шум. Считая потери в передающей линии основными, потери на поглощение в атмосфере в метровом диапазоне волн — пренебрежимо малыми и полагая $D = D_{\text{макс}}$, получаем выражение для минимального отношения сигнал-шум на входе приемного устройства:

$$q_{\text{мин}}^2 = \frac{P_{\text{пер}}}{P_{\text{пр, мин}}} \frac{P_{\text{опт}} \tau_{\text{и}} G^2 \lambda^2 S_p V_{\text{пор}}^2}{32 \pi^3 D_{\text{макс}}^4 L_{\text{пер}} h_{\text{п}}}, \quad (19)$$

где G — коэффициент усиления антенн (полагаем, что приемная и передающая антенны идентичны и расстояние между ними менее 10λ); S_p — эффективная площадь рассеяния ионизированного метеорного следа (см. выражение (2) в [3]); $L_{\text{пер}}$ — отношение выходной мощности передатчика к мощности, поступающей в антенну; $h_{\text{п}}$ — поправочный коэффициент, учитывающий отклонение реальной полосы пропускания от $P_{\text{опт}}$.

Выразив $\sigma_{V_p}^2$ через $\sigma_{j_d}^2$ и подставив (19) в (7), найдем

$$\sigma_{V_p}^2 = B^2 P_{\text{пр, мин}} / P_{\text{пер}}; \quad (20)$$

$$B^2 = \frac{8 \pi^3 D_{\text{макс}}^4 L_{\text{пер}} h_{\text{п}}}{\Delta T^2 G^2 V_{\text{пор}}^2 P_{\text{опт}} \tau_{\text{и}} S_p}. \quad (21)$$

Если функция качества $F = \sigma_V^2$ равна заданному значению F_0 , то функция стоимости $C = \min$ при условии [2]

$$\frac{\partial \Phi_{\lambda}}{\partial P_{\text{пер}}} = \frac{\partial \Phi_{\lambda}}{\partial P_{\text{пр}}} = 0.$$

Тогда из (14) имеем систему уравнений

$$\frac{\partial \Phi_{\lambda}}{\partial P_{\text{пер}}} = \frac{\partial C}{\partial P_{\text{пер}}} + \Lambda \frac{\partial (F_0 - F)}{\partial P_{\text{пер}}} = 0;$$

$$\frac{\partial \Phi_{\lambda}}{\partial P_{\text{пр}}} = \frac{\partial C}{\partial P_{\text{пр}}} + \Lambda \frac{\partial (F_0 - F)}{\partial P_{\text{пр}}} = 0.$$

Отсюда

$$\Lambda = \frac{\partial C / \partial P_{\text{пер}}}{\partial F / \partial P_{\text{пер}}} = \frac{\partial C / \partial P_{\text{пр}}}{\partial F / \partial P_{\text{пр}}}.$$

Используя соотношения для Λ , получаем систему уравнений оптимизации, решение которых позволяют найти оптимальные значения $P_{\text{пер}}$, $P_{\text{пр мин}}$ при условии $C = \min$:

$$F_0 - F = 0; \quad \frac{\partial C / \partial P_{\text{пер}}}{\partial F / \partial P_{\text{пер}}} - \frac{\partial C / \partial P_{\text{пр мин}}}{\partial F / \partial P_{\text{пр мин}}} = 0. \quad (22)$$

С учетом (18), (20) система (22) принимает вид

$$F_0 - F = 0; \quad b_1 P_{\text{пер}} - b_2 / P_{\text{пр мин}} = 0,$$

откуда определяем оптимальные значения:

$$P_{\text{пр опт}} = (b_2 F / b_1 B^2)^{0,5}; \quad P_{\text{пер опт}} = (B^2 / F) P_{\text{пр опт}}. \quad (23)$$

Подставляя значения $P_{\text{пр опт}}$, $P_{\text{пер опт}}$ в (18), имеем минимальное значение суммарной стоимости приемопередающей подсистемы МРЛС.

На рис. 3 приведены области параметров $P_{\text{пр мин}}$, $P_{\text{пер}}$ при заданных σ_V^2 и коэффициентах экономического проигрыша $\eta_c = C / C_{\text{мин}}$ для следующих условий: метеорные следы ненасыщенного типа [3]; $\lambda = 10$ м; $D_{\text{макс}} = 400$ км; $L_{\text{пер}} = 1$; $T_{\text{отр}} = 0,1$ с из (7) в работе [3] при $D = 6,4$ м²/с; $G = 20$; $V_{\text{пор}} = 10$; $P_{\tau_i} = 1$; $\Delta T^2 = 2\pi^2 T_{\text{отр}}^2$ — получено подстановкой (5) из работы [3] в (11); $\alpha = 10^{13}$ эл/м; $r_0 = 1$ м; $t = T_{\text{отр}}$. Приняв за критерий квазиоптимальности $\eta_c \leq 1,1$, найдем интервалы допустимых значений $P_{\text{пр мин}}$, $P_{\text{пер}}$ при заданных σ_V^2 .

Нижние пределы соответствуют оптимуму ($\eta_c = 1$).

На основании результатов проведенного синтеза сформулируем требования к параметрам автоматической МРЛС (АМРЛС) для синоптической сети радиометеорных станций с учетом допустимой среднеквадратической инструментальной погрешности измерения V_p , требуемой пропускной способности, условий дислокации, надежности.

$\sigma_{V_p}^2, \text{ м}^2 \cdot \text{с}^{-2}$	5	10	30	60	100
$P_{\text{пр.мин}} \cdot 10^{-14}, \text{ Вт}$	0,9...1,2	1,1...1,9	2,0...3,2	2,8...4,2	3,4...5,5
$P_{\text{пер}} \cdot 10^3, \text{ Вт}$	30...44	22...33	13...20	8...14	6...10

Известно [6], что основными источниками дисперсии оценки V_p являются: наличие переходного процесса формирования и последующего разрушения метеорного следа; конечная ширина диаграммы направленности антенн; инструментальная погрешность. Первые две составляющие дают основной вклад в дисперсию — около $890 \text{ м}^2/\text{с}^2$. Положив $\eta \leq 1,1$, оценим допустимую инструментальную погрешность измерения $V_p = \sigma_{V_p} \leq 6 \text{ м/с}$.

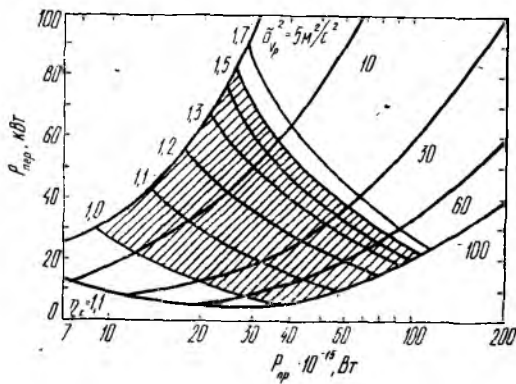


Рис. 3

Из (21), (23) устанавливаем интервалы квазиоптимальных (по критерию стоимости $\eta_c \leq 1,1$) значений энергетических параметров МРЛС: $P_{\text{пер}} = 15...45 \text{ кВт}$; $P_{\text{пр.мин}} = (1...3) \cdot 10^{-14} \text{ Вт}$.

Пропускную способность АМРЛС определим как число обработанных отражений в единицу времени. При этом будем исходить из интенсивности потока радиоотражений, имеющего пуассоновское распределение. Из работы [5] следует, что в часы максимальной метеорной активности (утренние) математическое ожидание величины временного интервала между метеорными радиоотражениями составляет $5...8 \text{ с}$ (для $\lambda = 10 \text{ м}$, $P_{\text{пер}}/P_{\text{пр.мин}} = 2 \cdot 10^{18}$).

При организации сети АМРЛС как радиолокационной системы высшего порядка [3], учитывая необходимость сбора информации в едином центре и руководствуясь экономическими соображениями, целесообразно разделить процессы первичной, вторичной и третичной обработки не только во времени, но и в пространстве. В этом случае результаты первичной обработки, осуществляемой в реальном масштабе времени, должны претерпевать вторичную обработку, запоминаться в промежуточном устройстве долговре-

менной памяти и по команде передаваться со всех наблюдательных пунктов в центр сбора и обработки синоптической информации (ЦСОСИ).

На основании изложенного и с учетом опыта построения действующих МРЛС [3], сформулируем требования к тактико-техническим данным АМРЛС для периферийных наблюдательных пунктов синоптической сети радиометрических станций: режим излучения — когерентно-импульсный; несущая частота — 30...40 МГц; длительность и период повторения зондирующих импульсов соответственно 40...80 мкс и около 3 мс; мощность излучения (пиковая) — 15...45 кВт; чувствительность приемного устройства — $(1...3) \cdot 10^{-14}$ Вт; коэффициент усиления антенн — 15...20; максимальная дальность действия — 400...450 км; среднеквадратическая погрешность автоматического измерения V_p — менее 6 м/с; пропускная способность — обработка не менее одного радиоотражения за 5 с; режим измерений — непрерывный, коэффициент готовности аппаратуры — не менее 0,97; наличие накопителя информации для последующего транслирования ее через стандартные метеорологические интервалы (6 часов) потребителю в ЦСОСИ; простота в изготовлении и эксплуатации.

Приведенные параметры АМРЛС хорошо согласуются с результатами многолетнего опыта разработки и эксплуатации МРЛС ведущими научными коллективами страны и с рекомендациями Объединенного комитета Международного астрономического союза и Международной ассоциации геомагнетизма и аэронавтики по построению подобной аппаратуры. Рассмотренная методика синтеза может быть положена в основу проектирования АМРЛС для синоптических измерений ветрового режима верхней атмосферы на сети периферийных наблюдательных пунктов.

Список литературы: 1. Гуткин Л. С. Оптимизация радиоэлектронных устройств по совокупности показателей качества. М., 1975. 368 с. 2. Шереметьев А. Г., Толпарев Р. Г. Лазерная связь. М., 1974. 384 с. 3. Онуфриев В. П. Вопросы построения автоматических метеорных РЛС. Сообщ. 1. Постановка задачи//Радиотехника. 1986. Вып. 78. С. 68—74. 4. Слока В. К. Вопросы обработки радиолокационных сигналов. М., 1970. 256 с. 5. Фялко Е. Й. Метеорна радиоелектрон. К., 1969. 64 с. 6. Baggaly W. L., Wilkinson P. I. The treatment of observational radio-meteor wind data//Planet. Spase Sci. 1974. Vol. 22. P. 777—787.

Поступила в редколлегию 16.01.87

УДК 621.396.67

Б. А. ДОВБНЯ

АДАПТИВНОЕ ФОРМИРОВАНИЕ ДИАГРАММЫ НАПРАВЛЕННОСТИ АНТЕННОЙ РЕШЕТКИ С ОГРАНИЧЕНИЯМИ ДЛЯ ОБРАБОТКИ КВ СИГНАЛОВ

Множество задач адаптивного управления антенной решеткой (АР) может быть сформулировано в виде задачи условной опти-

мизации: минимизировать $\xi(\omega)$ при условии $a_i=0, i=1, \dots, M$, где $\xi(\omega)$ — целевая функция; ω — N -мерный комплексный весовой вектор множителей в каналах АР, $a_i(\omega)$ — ограничения, накладываемые на весовой вектор, M — количество вводимых ограничений.

В такой постановке решались задачи для минимизации мощности помех в направлениях, отличающихся от заданного [1], формирования широких провалов в диаграмме направленности (ДН), что позволило ускорить адаптацию при воздействии широкополосных помех [2] для защиты главного максимума ДН от подавления при адаптации [3] и др.

В каждом случае решение подобных задач требует создания новых средств — аппаратных либо программных, что затрудняет практическое использование адаптивных методов. С целью снижения эксплуатационных затрат и расширения возможностей адаптивных АР целесообразно пользоваться некоторым адаптивным алгоритмом при решении целого ряда задач, связанных с оптимальным формированием ДН в соответствии с выбранным критерием и учетом специфики помеховой обстановки рабочего диапазона радиоволн, допуская в этом случае некоторый проигрыш в объеме вычислений по сравнению с алгоритмом решения какой-то частной задачи.

Характерной особенностью сигналов и помех КВ диапазона является расширение их угловых спектров. Эффективный способ обработки в таких условиях, заключающийся в адаптивном формировании ДН и ее производной, описан в работе [2].

Развивая этот подход, можно достичь определенного обобщения путем использования составной целевой функции, выраженной средней суммой мощностей p_k выходного сигнала АР и K «производных» выходных сигналов [2]:

$$\xi(\omega) = E \left[\sum_{k=0}^K p_k(j) \right], \quad (1)$$

где $E[\cdot]$ — символ усреднения по дискретному времени j , $p_k(j) = \overline{\omega^T D_k x(j) x^T(j) D_k^T \omega}$. Здесь x_j — вектор сигналов на раскрыве АР; $x(j)$ — вектор с ним сопряженный;

$$D_k = D_k^T = \eta_k \begin{vmatrix} d_{N-1}^k & & & 0 \\ & d_{N-1}^k & & \\ & & \ddots & \\ & & & -d_{N-1}^k \\ 0 & & & & -d_{N-1}^k \end{vmatrix} \quad (2)$$

матричный оператор k -кратного дифференцирования векторного сигнала $x(j)$ в пространстве элементов аналогично [2]; η_k — ска-

ляр, соответствующий весу k -го «производного» сигнала; d_n — расстояние n -го элемента от фазового центра АР, нормированное к единичному расстоянию между элементами d .

В частности, для $k=0$ $D_0=I$ — единичная матрица.

Вводя в рассмотрение оценочную автокорреляционную матрицу $R = E[\mathbf{x}(j)\mathbf{x}^T(j)]$, целевую функцию $\xi(\boldsymbol{w})$ записываем в виде

$$\xi(\boldsymbol{w}) = \sum_{k=0}^K \overline{\boldsymbol{w}}^T D_k R D_k \boldsymbol{w}, \quad (3)$$

или в более компактном представлении $\xi(\boldsymbol{w}) = \overline{\boldsymbol{w}}^T P \boldsymbol{w}$, где $P = \sum_{k=0}^K D_k \times \times R D_k$. Ограничения имеют вид $S \boldsymbol{w} = \boldsymbol{f}$. (4). Здесь S — матрица ограничений $M \times N$, каждая i -я строка которой в свою очередь определяется выражением $s_i = c_i^T D_m$, где D_m — матрица вида (2), $m = 0, 1, 2 \dots$;

$c_i^T = |1, \exp(j2\pi d/\lambda \sin \theta_i), \exp(j2\pi d/\lambda 2 \sin \theta_i) \dots \exp(j2\pi d/\lambda (N-1) \sin \theta_i)|$ — вектор-строка, определяющая направление θ_i , в котором ДН и (или) ее производные имеют значения, представленные соответствующими элементами вектора \boldsymbol{f} .

При нахождении минимума целевой функции используется метод неопределенных множителей Лагранжа. Вводится вектор неопределенных множителей Лагранжа $\boldsymbol{\lambda}^T = [\lambda_1, \lambda_2 \dots \lambda_m]$, рассматривается функция от $N+M$ переменных \boldsymbol{w} и $\boldsymbol{\lambda}$:

$$\xi(\boldsymbol{w}, \boldsymbol{\lambda}) = 1/2 \overline{\boldsymbol{w}}^T P \boldsymbol{w} + 1/2 \boldsymbol{\lambda}^T (S \boldsymbol{w} - \boldsymbol{f}).$$

Получаем градиент этой функции $\nabla \xi = P \boldsymbol{w} + S^T \boldsymbol{\lambda}$ (5). Оптимальный весовой вектор находится приравниванием градиента (5) к нулю при условиях (4):

$$P \boldsymbol{w}_{\text{опт}} = -S^T \boldsymbol{\lambda}; \quad S \boldsymbol{w}_{\text{опт}} = \boldsymbol{f}. \quad (6)$$

Решая систему (6), имеем $\boldsymbol{w}_{\text{опт}} = P^{-1} S^T [S P^{-1} S^T]^{-1} \boldsymbol{f}$. (7)

Рекуррентное выражение поиска оптимального вектора, позволяющее обойти процедуру обращения матрицы P можно найти из общего выражения градиентного поиска

$$\boldsymbol{w}(j+1) = \boldsymbol{w}(j) - \mu \nabla \xi = \boldsymbol{w}(j) - \mu P \boldsymbol{w}(j) - \mu S^T \boldsymbol{\lambda}, \quad (8)$$

где μ — постоянная, определяющая скорость сходимости. Подстановкой (8) в (4) находится вектор $\boldsymbol{\lambda}$. Выражение для $\boldsymbol{w}(j+1)$ принимает вид

$$\boldsymbol{w}(j+1) = P [\boldsymbol{w}(j) - \mu P \boldsymbol{w}(j)] + \boldsymbol{g},$$

где

$$P = I - S^T (S S^T)^{-1} S, \quad \boldsymbol{g} = S^T (S S^T)^{-1} \boldsymbol{f}.$$

Используя обозначение для выходного сигнала АР $y_k(j) = \mathbf{x}^T(j) \mathbf{D}_k \mathbf{w}(j)$, имеем

$$\mathbf{w}(j+1) = \mathbf{P} \left[\mathbf{w}(j) - \mu \sum_{k=0}^K \mathbf{D}_k \bar{\mathbf{x}} y_k(j) \right] + \mathbf{g}. \quad (9)$$

Вычисление оптимального вектора $\mathbf{w}_{\text{опт}}$ по соотношениям (7), (9) позволяет сформировать ДН для множества задач, например:

1) ДН АР, минимизирующую мощность помех в направлениях, отличающихся от заданного (алгоритм Фроста), при $K=0$; $m=0$; $M=1$; $f=1$

$$\mathbf{c}^T = [1, \exp(j2\pi d/\lambda \sin \theta_s) \dots \exp(j2\pi d/\lambda (N-1) \sin \theta_s)],$$

где $j = \sqrt{-1}$; λ — длина волны; θ_s — направление на источник полезного сигнала в градусах, отсчитываемое от нормали к раскрыву АР;

2) ДН, минимизирующую мощность помех, воздействующих по боковым лепесткам, с учетом статистики второго порядка о полезном сигнале (алгоритм P -вектора [1]); известен \mathbf{R}_{xy} -вектор взаимной корреляции выходного сигнала со входным) $K=0$, $\mathbf{P} = \mathbf{I}$, $\mathbf{g} = \mu \mathbf{R}_{xy}$;

3) сформировать широкие провалы в ДН в направлениях на широкополосные помехи [2] при $m=0$, $K=1$, $M=1$

$$\mathbf{c}^T = [1, \exp(j2\pi d/\lambda \sin \theta_s) \dots \exp(j2\pi d/\lambda (N-1) \sin \theta_s)];$$

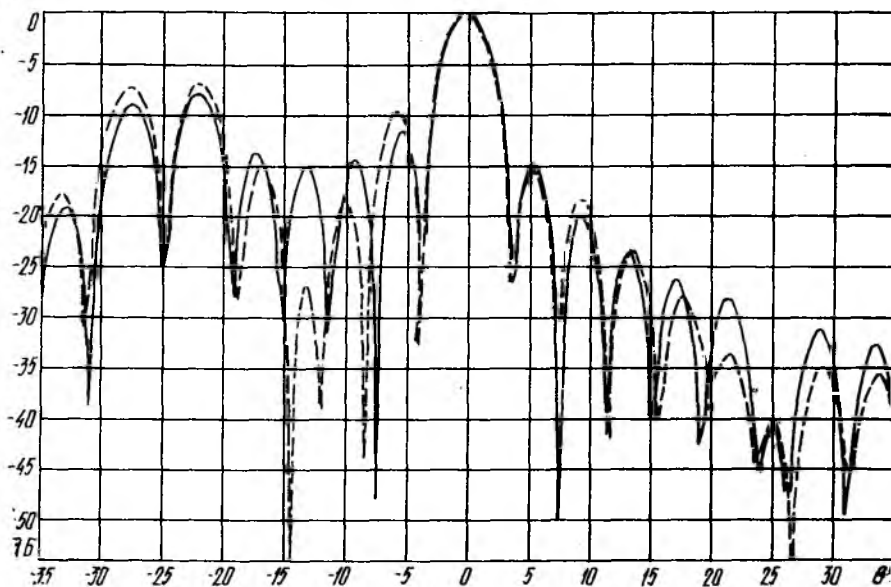
4) ввести 0, 1, ..., r -кратные ограничения на ДН в направлении главного максимума для защиты главного лепестка от подавления при адаптации, если $K=0$, $M=r$, $f=1$, 0, 0... 0, $m=0, 1, 2 \dots r-1$,

$$\mathbf{c}^T = [1, \exp(j2\pi d/\lambda \sin \theta_s) \dots \exp(j2\pi d/\lambda (N-1) \sin \theta_s)];$$

5) сформировать ДН для предыдущих задач, используя частичную информацию о помехах, например, удержать узкие (широкие) провалы в ДН в 1... r направлениях на известные непрерывные или «мерцающие» помехи при $K=0$ (для узких провалов) или $K=0, 1, 2 \dots$ (для широких), $M=r+1$, $m=0, 1$; $\theta = \theta_s, \theta_1 \dots \theta_m$, $\mathbf{f}^T = [1, 0 \dots 0]$, где $\theta_1 \dots \theta_m$ — направления на источники известных помех. Кроме того, можно удерживать значения ДН в нужных направлениях, например, с целью исследования динамических характеристик адаптивных алгоритмов; значения параметров те же, что и в предыдущей задаче, за исключением $\mathbf{f}^T = [1, f_1 \dots f_m]$, где $f_1 \dots f_m$ — требуемые значения ДН.

Возможности метода проверялись путем моделирования на ЭВМ. Использовалась модель АР с 30 элементами, расположенными на полуволновом расстоянии друг от друга. Полезный сигнал (узкополосный) принимался с направления 0° при наличии трех помех: точечная помеха A с уровнем на 15 дБ выше уровня полезного сигнала и помеха B с шириной углового спектра 8° с уровнем выше 10 дБ принимались априорно неизвестными, по-

меха S с шириной углового спектра 5° и уровнем выше 10 дБ считалась известной. Центральные углы прихода помех равнялись соответственно $+4^\circ$, -14° , $+25^\circ$. Уровень шума ниже полезного сигнала на 20 дБ. Необходимо было сформировать ДН по выражению (9) с наложением ограничений: в направлении 0° — 0-кратные ограничения (производные ДН здесь не минимизировались); в направлении $+25^\circ$ — двухкратные ограничения (минимизирова-



лись значения ДН и ее первых двух производных), что обеспечивало формирование широкого провала. Требовалось также сформировать широкие провалы в ДН в направлениях на априорно «неизвестные» помехи A , B путем минимизации ДН и ее первой производной. Значения параметров следующие: $K=1$, $M=4$, $\theta_s=0^\circ$, $\theta_1=25^\circ$, $f^T = [1, 0, 0, 0]$, $m=0, 0, 1, 2$.

На рисунке изображена нормированная ДН после адаптации.

Список литературы: 1. Фрост III. Алгоритм линейно ограниченной обработки сигналов в адаптивной решетке//Тр. ин-та инж. по электротехнике и радиоэлектронике. 1972. Т. 60, № 8, С. 5—16. 2. Takao K., Komiyama K. An adaptive antenna for rejection of wideband interference//IEEE Trans., AES-16. 1980. N. 4. P. 452—459. 3. Applebaum S. P., Chapman D. I. Adaptive arrays with main beam constraints//IEEE Trans. AP-24. 1976. N 5. P. 650—662.

Поступила в редколлегию 13.04.87

КАПЛУН И. В., канд. техн. наук, МАТЫЦЫН Э. Н., канд. техн. наук,
УСИН В. А., канд. техн. наук, ХОЛЩЕВНИКОВ М. Ю.

ДИНАМИЧЕСКИЙ МЕТОД ЮСТИРОВКИ ФАЗИРОВАННЫХ АНТЕННЫХ РЕШЕТОК

Возрастающие требования к современным радиотехническим системам (РТС) выдвигают в ряд важнейших задачу обеспечения высокой точности юстировки антенных систем. Особую сложность эта задача приобретает при использовании в РТС крупноапертурных фазированных антенных решеток (ФАР), формирующих лучи с угловой шириной доли градуса.

Традиционные методы измерения характеристик наземных стационарных ФАР (радиоастрономический и облетный [1; 2]) связаны с большими затратами времени и средств, что затрудняет их практическое применение для оперативного контроля точностных характеристик ФАР в процессе эксплуатации. При радиоастрономическом методе это обусловлено жесткой привязкой времени измерений к моменту прохождения радиоисточника в требуемом секторе углов, при облетном — длительностью подготовки летательных средств и зависимостью проведения измерений от погодных условий.

Указанные обстоятельства свидетельствуют о целесообразности применения оперативных методов измерения характеристик ФАР, к числу которых относится и динамический [3].

Проанализируем динамический метод юстировки фазированных антенных решеток, заключающийся в измерении и последующей обработке сигнала на выходе ФАР, облучаемой полем вспомогательной антенны, которая неподвижно установлена относительно стационарной ФАР, при изменении угла фазирования антенной решетки. Цель обработки — определение направления фазирования, соответствующего максимуму выходного сигнала.

Исследуем методику юстировки плоских ФАР в динамическом режиме и оценим ее точность. Ограничимся изучением линейной ФАР. Известно, что диаграмма направленности (ДН) ФАР без учета краевых эффектов (которыми можно пренебречь в многоэлементной антенне) записывается в виде

$$F_0(u, p) = f(u) \sum_n A_n e^{-i2\pi(u-p)x_n}, \quad (1)$$

где $f(u)$ — ДН излучателей; A_n — комплексные амплитуды возбуждения излучателей; $u = \sin \alpha$, α — угол наблюдения, отсчитываемый от нормали к ФАР; $p = \sin \beta$, β — угол фазирования (отсчитывается аналогично); x_n — координаты элементов ФАР. Здесь и далее все линейные размеры антенны отнесены к длине волны.

Юстировка ФАР заключается в измерении отклонения направления максимума ДН от направления фазирования решетки. Отклонения обусловлены прежде всего ошибками возбуждения излучателей*. Соответствующие выражения для положения направления главного максимума (НГМ) в случае малых фазовых ошибок возбуждения излучателей приведены в работе [4].

Если погрешности возбуждения не зависят от угла фазирования β , то, как видно из (1), ошибка установки луча, выраженная в обобщенной угловой координате, постоянна во всем секторе сканирования. Для определения этой ошибки и, следовательно, для юстировки антенны, измеряют сигнал на выходе ФАР одним из двух способов: при перемещении относительно нее вспомогательного источника — изменении параметра u в (1), что реализуется в радиоастрономическом и облетном методах; при облучении ее полем неподвижного источника ($u = u_0$) и изменении угла фазирования ФАР, т. е. изменении параметра v в (1). Ввиду того что параметры u, p одинаковым образом (с точностью до знака) входят в выражение (1), результаты юстировки идентичны. Различия, связанные с влиянием ДН излучателей $f(u)$ на результаты юстировки, весьма малы, так как положение максимума ДН ФАР определяется множителем решетки. Поэтому далее множитель $f(u)$ не учитываем. Режим измерений при фиксированном направлении фазирования ФАР и изменении углового положения внешнего источника назовем статическим, а режим, соответствующий изменению фазового распределения в раскрыве ФАР в случае постоянного положения внешнего источника, — динамическим.

Соотношение (1), из которого следует совпадение направления максимума ДН, найденного при измерениях в статическом и динамическом режимах, справедливо при использовании в составе решетки плавных фазовращателей, не имеющих ошибок (идеальное фазирование).

На практике чаще применяют дискретные фазовращатели. Рассмотрим особенности нахождения направления главного максимума (НГМ) при дискретном фазировании. Можно показать, что в этом случае ДН $F(u, p)$ записывается в виде

$$F(u, p) = \frac{\sin \Delta}{\Delta} F_0(u, p) + \sin \Delta \sum_{\substack{l=-\infty \\ l \neq 0}}^{\infty} \frac{e^{i\pi l}}{\Delta + \pi l} \times \\ \times \sum_n A_n e^{-i2\pi(u-p)x_n} e^{\frac{i\pi \xi(x_n)}{\Delta}} e^{\frac{i12\pi^2 x_n p}{\Delta}}, \quad (2)$$

где $2\Delta = \frac{2\pi}{t}$ — дискрет переключения фазы в фазовращателях (t — разрядность фазовращателей); $\xi(x_n)$ — начальное фазовое

* Отклонения максимума ДН могут обуславливаться также смещением элементов ФАР от заданных положений, однако данный фактор авторами не рассматривался.

распределение в раскрыве АР* (фаза возбуждения излучателей при одинаковом состоянии всех фазовращателей).

Начальное фазовое распределение $\xi(x_n)$ определено с точностью до фазовой постоянной φ_0 , $\xi(x_n) = \xi_0(x_n) + \varphi_0$, где φ_0 может быть произвольной величиной. Изменение φ_0 приводит, как следует из (2) (к флюктуациям ДН и к флюктуациям направления максимума ДН. Поэтому положение НГМ целесообразно находить по ДН, полученной усреднением по всем начальным фазовым распределениям φ_0 , равномерно размещенным в интервале $0 \dots 2\pi$.

Усредняя (2) по φ_0 , имеем

$$\overline{F(u, p)} = \frac{\sin \Delta}{\Delta} F_0(u, p), \quad (3)$$

т. е. ДН, полученные усреднением реализаций по фазовой постоянной φ_0 в статическом и в динамическом режимах одинаковы

и совпадают с точностью до постоянной $\frac{\sin \Delta}{\Delta}$ с ДН $F_0(u, p)$,

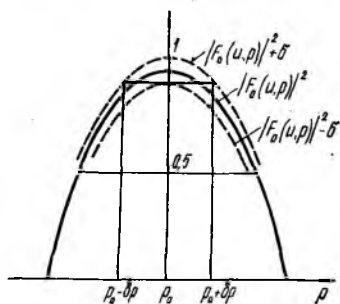
соответствующей применению плавных фазовращателей. Совпадают и направления главного максимума, полученных усреднением ДН по фазовой константе в статическом и динамическом режимах.

В области главного максимума дисперсия $\sigma^2(u, p)$ динамической ДН ($u = u_0 = \text{const}$) по мощности является практически постоянной $\sigma^2(u, p) = \sigma^2(u_0, p_0) = \sigma_0^2$, и НГМ, найденное по усредненной динамической ДН $|F(u, p)|^2$, совпадает с соответствующим значением, определенном в статическом режиме. Это справедливо и при юстировке, выполняемой по амплитудной ДН.

Таким образом, методика определения НГМ заключается в измерении ДН в динамическом режиме, усреднении результатов измерений по значениям φ_0 и нахождении направления максимума усредненной динамической ДН.

Однако на практике НГМ определяют либо по однократно измеренной динамической ДН, либо на основании измерений, усредненных по ограниченному числу N различных значений фазовой постоянной φ_0 . При конечном числе реализаций φ_0 НГМ получают с погрешностью. Оценим вначале погрешность юстировки при однократном измерении динамической ДН.

Как уже отмечалось, в области главного максимума можно считать дисперсию динамической ДН постоянной, т. е. полагать, что «коридор» между кривыми $|F_0(u, p)|^2 \pm \sigma(u, p)$ имеет постоянную ширину (рисунок). Аппроксимируем усредненную норми-



* Начальное фазовое распределение применяют, как правило, для «разрушения» коммутационных лепестков в ДН ФАР.

рованную динамическую ДН в области главного максимума параболы

$$|\overline{F(u, p)}|^2 = -\frac{2}{\mu^2}(p - p_0)^2 + 1. \quad (4)$$

Здесь p_0 — направление фазирования, соответствующее максимуму средней ДН; μ — ширина ДН по уровню половинной мощности.

Как видно из рисунка, дисперсия Ω^2 направления главного максимума, найденного по максимуму измерений динамической ДН, удовлетворяет условию $\Omega^2 \leq \delta p^2$, где δp находится как решение уравнения

$$|F_0(u, p_0 + \delta p)|^2 + \sigma_0 = 1 - \sigma_0. \quad (5)$$

Из (4), (5) окончательно имеем соотношение для определения дисперсии Ω^2 НГМ $\Omega^2 \leq \mu^2 \sigma_0$ (6). Входящая в него величина σ_0 рассчитывается непосредственно из (2) с учетом известного распределения комплексных амплитуд возбуждения ФАР A_n , начального фазового распределения $\xi(x_n)$ и дискрета 2Δ переключения фазы фазовращателями. Заметим, что если НГМ определяется усреднением N ДН, измеренных в динамическом режиме при различных фазовых константах φ_0 , то величина σ_0 в оценке (6) заменяется на σ_0/\sqrt{N} .

Рассмотренная методика юстировки, учитывающая только одно измеренное (максимальное) значение динамической ДН, не использует всей информации, получаемой при измерениях. Существенного увеличения точности юстировки, а также сокращения необходимого для достижения заданной точности числа измерений реализаций ДН можно достичь, если НГМ находить не по одному максимальному значению динамической ДН, а по максимуму некоторой функции, аппроксимирующей динамическую ДН.

Для аппроксимации динамической ДН в области максимума возьмем полином второй степени $y = \sum_{j=1}^3 a_j q_j$ (7), где $q_1 = q_2^2$, $q_2 = p$, $q_3 = 1$; a_j — коэффициенты полинома.

Коэффициенты a_j находят по M известным значениям полинома y_1, \dots, y_M ($M \geq 3$) решением линейных уравнений $Y = Q \cdot A$ (8), где $Y = \|y_m\|$ — матрица-столбец из M значений полинома; $Q = \|q_{m,j}\|$, $m = 1, \dots, M$, $j = 1, \dots, 3$ — матрица значения q_j ;

$A = \begin{pmatrix} a_1 \\ a_2 \\ a_3 \end{pmatrix}$ — матрица-столбец коэффициентов полинома.

При подстановке в (8) значений y_m , полученных при измерении реализации динамической ДН, система уравнений оказывается несовместной, поскольку, как правило, $M \gg 3$.

В этом случае коэффициенты аппроксимирующего полинома целесообразно рассчитывать методом наименьших квадратов, согласно которому они находятся из условия минимума суммы

$$R = \sum_{m=1}^M s_m \left(y_m - \sum_{j=1}^3 a_j q_{m,j} \right)^2. \quad (9)$$

Здесь

$$s_m = \frac{\sigma_{\max}}{\sigma(p_m)}, \quad \sigma_{\max} = \max_m [\sigma(p_m)].$$

Минимум суммы (9) достигается при определении коэффициентов a_j по формуле $A = D^{-1} \cdot Q^T \cdot S \cdot Y$ (10), где $D = Q^T S \cdot Q$, S — диагональная квадратная матрица размера $M \times M$ с элементами s_m .

После вычисления коэффициентов полинома a_j значение направления фазирования p_{\max} , соответствующего максимуму средней динамической ДН, определяется, как следует из (7), по формуле

$$p_{\max} = -\frac{a_2}{2a_1}. \quad (11)$$

При получении соотношений (8)...(10) для коэффициентов a_j предполагалось, что флюктуации отсчетов y_m в реализации динамической ДН некоррелированы. Можно показать, что количество таких отсчетов в пределах ширины главного максимума по уровню половинной мощности составляет примерно $\pi/2\Delta$. Это

и обуславливает наиболее целесообразный шаг $\Delta p = \frac{\mu\Delta}{\pi}$ изменения углов фазирования при измерении ДН в динамическом режиме для получения коэффициентов a_j аппроксимирующего полинома. Статистические характеристики направления главного максимума p_{\max} , найденного по аппроксимирующему полиному, определяются статистическими характеристиками коэффициентов данного полинома. Оцениваем дисперсию σ_p^2 величин p_{\max} , полагая, что дисперсия σ^2 динамической ДН постоянна в области главного максимума и мала $\sigma^2 \ll 1$. Тогда $\left| \frac{\Delta a_j}{a_j} \right| \ll 1$, где $\Delta a_j = a_j - \bar{a}_j$, $j=1, 2$.

Из формулы (11) с точностью до членов второго порядка малости относительно $\frac{\Delta a_j}{a_j}$ имеем

$$p_{\max} = -\frac{\bar{a}_2}{2\bar{a}_1} + \frac{\Delta a_2}{2\bar{a}_1} - \frac{\bar{a}_2 \Delta a_1}{2\bar{a}_1^2}. \quad (12)$$

Выберем начало отсчета углов фазирования p таким образом, чтобы $\bar{a}_2 = 0$. Тогда $p_{\max} = 0$.

Из выражения (12) получим

$$p_{\max} = \frac{\Delta a_2}{2\bar{a}_1}; \quad \sigma_p = \frac{\sigma_{a_2}}{2\bar{a}_1}, \quad (13)$$

где $\sigma_{a_2}^2$ — дисперсия коэффициента a_2 ,

$$\sigma_{a_2}^2 = \frac{\sigma^2}{\frac{1}{15} M_1 (M_1 + 1) (2M_1 + 1) \Delta\rho} \quad (14)$$

Здесь $2M_1 + 1 = M$ — число измерений; $\Delta\rho = \frac{\mu}{M}$ — шаг изменения углов фазирования при измерении динамической ДН в интервале углов, соответствующих ширине главного лепестка исследуемой ДН. Подставляя (14) в (13), записываем

$$\sigma_p = \frac{2\sigma}{\sqrt{M}} \cdot \mu. \quad (15)$$

Итак, среднее значение НГМ, найденное по аппроксимирующей кривой, совпадает с направлением максимума средней динамической ДН, а его дисперсия пропорциональна дисперсии динамической ДН в области максимума и обратно пропорциональна числу M независимых отсчетов динамической ДН.

Точность юстировки можно повысить, определив направление главного максимума по аппроксимирующему полиному при одновременном усреднении по результатам измерений с различной фазовой постоянной φ_0 . Тогда значение M в формуле (15) заменяется на произведение $M \cdot N$, где N — число измерений динамической ДН с различными постоянными φ_0 .

Предложенную методику юстировки ФАР можно обобщить для случая измерения характеристик двумерных ФАР.

Рассматривалась методика юстировки антенны в дальней зоне. Юстировка крупноапертурных ФАР, дальняя зона которых значительно удалена от антенны, проводится аналогично и на более близких расстояниях при сочетании динамического метода юстировки с методом фокусирования.

Список литературы: 1. Цейтлин Н. М. Антенная техника и радиоастрономия. М., 1976. 352 с. 2. Фрадин А. З., Рыжков Е. В. Измерение параметров антенно-фидерных устройств. М., 1972. 352 с. 3. Курочкин А. П. Состояние и перспективы развития методов измерений внешних параметров антенн // Антенны. М., 1982. С. 46—65. 4. Шифрин Я. С. Вопросы статистической теории антенн. М., 1970. 384 с.

Поступила в редколлегию 29.03.86

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

АЛГОРИТМ АДАПТИВНОГО ФОРМИРОВАНИЯ ДИАГРАММЫ НАПРАВЛЕННОСТИ АНТЕННОЙ РЕШЕТКИ В УСЛОВИЯХ ИНТЕНСИВНЫХ СИГНАЛОВ И ПОМЕХ

Развитие цифровой техники обработки сигналов позволяет строить сложные антенные системы, выходной сигнал которых получается в результате определенной обработки сигналов, принятых каждым элементом антенны. Обработка сигналов позволяет улучшить характеристики антенны и извлечь из принимаемых сигналов большую по сравнению с антеннами без обработки информацию об объектах, излучающих эти сигналы. В частности, с помощью таких алгоритмов можно автоматически подавлять помехи, действующие в области боковых лепестков диаграммы направленности (ДН) антенны. Наиболее важные качественные показатели для алгоритмов подавления боковых лепестков — скорость адаптации и степень подавления помех. Для алгоритмов типа Хоуэлса—Эпплбаума [1] оптимальный в смысле критерия максимума соотношения сигнал—помеха вектор весовых коэффициентов (ВВК) адаптивной антенной решетки (ААР) вычисляется в соответствии с соотношением

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

где μ — константа, определяющая начальный уровень тепловых шумов в решетке; $\vec{R}_{\text{пр}} = E\{\vec{X}^*(k) \vec{X}^T(k)\}$ — выборочная пространственная корреляционная матрица; $\vec{X}(k)$ — вектор мгновенных отсчетов смеси сигнала и помех на элементах решетки; $\vec{T}_{\text{упр}}$ — вектор управления ДН ААР, определяющий положение главного максимума ДН относительно нормали к плоскости решетки.

Выражение (1) позволяет вычислить оптимальный ВВК ААР при условии, что оценка матрицы $\vec{R}_{\text{пр}}(k)$ образована только помехами, действующими в области боковых лепестков ДН АР, т. е. когда вклад полезного сигнала в матрицу $\vec{R}_{\text{пр}}(k)$ незначителен. Следовательно, соотношение сигнал—помеха $\ll 1$. Теоретический и экспериментальный анализ этого алгоритма, проведенный в работе [2], показал, что удовлетворительная работа алгоритма отмечается при соотношениях помеха—сигнал более 30 дБ.

Если же мощность полезного сигнала достаточно велика, ДН ААР сильно искажается, усиление в главном максимуме снижается, что может привести к ухудшению соотношения сигнал—помеха.

Рассмотрим подход к синтезу алгоритмов подавления помех, действующих в области боковых лепестков ДН ААР, лишенных указанного недостатка. В ряде задач радиолокации и связи оценка выборочной пространственной корреляционной матрицы может быть представлена в виде

$$\vec{R}_{\text{пр}}(k) = \vec{C}(k) + \vec{B}(k). \quad (2)$$

Для упрощения дальнейшего рассмотрения осуществим переход в частотную область. При этом равенство (2) запишется как

$$\vec{R}(f) = \vec{C}(f) + \vec{B}(f), \quad (3)$$

где $\vec{C}(f)$ — матрица спектральных коэффициентов сигналов, действующих в зоне главного лепестка антенны; $\vec{B}(f)$ — матрица взаимных спектральных коэффициентов помех, действующих в области боковых лепестков ААР и тепловых шумов элементов АР. Оптимальный ВВК ААР, максимизирующий отношение сигнал—помеха на выходе АР, есть собственный вектор матрицы $\vec{B}(f)$, соответствующий минимальному ее собственному числу [3].

Введением матрицы $\vec{T}(f)$ преобразуем $\vec{B}(f)$ так:

$$\vec{T}(f)\vec{B}(f)\vec{T}^{*T}(f) = \tilde{\sigma}^2(f)\vec{I}, \quad (4)$$

где \vec{I} — единичная матрица; $\tilde{\sigma}^2(f)$ — спектральная плотность приведенных шумов.

Применяя преобразование $\vec{T}(f)$ ко всем элементам соотношения (3), имеем

$$\vec{T}(f)\vec{R}(f)\vec{T}^{*T}(f) = \vec{T}(f)\vec{C}(f)\vec{T}^{*T}(f) + \vec{T}(f)\vec{B}(f)\vec{T}^{*T}(f)$$

или

$$\vec{\tilde{R}}(f) = \vec{\tilde{C}}(f) + \tilde{\sigma}^2(f)\vec{I}, \quad (5)$$

где

$$\vec{\tilde{R}}(f) = \vec{T}(f)\vec{R}(f)\vec{T}^{*T}(f); \quad \vec{\tilde{C}}(f) = \vec{T}(f)\vec{C}(f)\vec{T}^{*T}(f).$$

Если сигнал, действующий в главном лепестке ДН АР, узкополосный гауссовский процесс, то матрица $\vec{C}(f)$ будет невырождена. Для нее справедливо представление $\vec{C}(f)\vec{e}(f) = e(f)\vec{e}(f)$. Здесь $\vec{e}(f)$ — собственный вектор матрицы $\vec{C}(f)$, соответствующий собственному числу $e(f)$.

Тогда для (5) запишем $\vec{\tilde{C}}(f)\vec{e}(f) + \tilde{\sigma}^2(f)\vec{I}\vec{e}(f) = e(f)\vec{e}(f)$.

Поскольку матрица $\vec{R}(f)$ является матрицей общего вида, то на основании теоремы Виландта—Гофмана для собственных чисел матрицы $\vec{R}(f)$ справедливо следующее неравенство:

$$\sum_{k=1}^n |e_k^R(f) - e_k^C(f)|^2 \leq \sum_{k=1}^n |\tilde{\sigma}_k(f)|^2, \quad (6)$$

где верхние индексы R, C обозначают принадлежность собственного числа соответствующей матрице.

Для того, чтобы воспользоваться неравенством (6) для вычисления оптимального ВВК ААР, необходимо получить оценку матрицы помех $\vec{B}(f)$, выразив ее через спектральную интенсивность поля помеховых сигналов в месте расположения элементов ААР, которую нетрудно измерить.

Такую оценку найдем, предположив, что распределение амплитуд вектора напряжений, наводимого в элементах ААР, удовлетворяет многомерному гауссовскому закону

$$p(\vec{X}) = (2\pi)^{-\frac{MN}{2}} \det(\vec{B}_{\text{ш}}^{-M/2}) \exp\left(-\frac{1}{2} \sum_{m=1}^M \vec{X}_m^T \vec{B}_{\text{ш}}^{-1} \vec{X}_m\right), \quad (7)$$

где N — размерность пространственной выборки (число элементов вектора \vec{X}); M — объем временной выборки.

Логарифмируя обе части (7) и опуская несущественные множители, получаем

$$\tilde{p}(\vec{B}', \vec{B}_{\text{ш}}) = -\ln \det(\vec{B}_{\text{ш}}) - (1/M) \sum_{m=1}^M \vec{X}_m^T \vec{B}_{\text{ш}}^{-1} \vec{X}_m. \quad (8)$$

Учитывая, что

$$\vec{X}^{*T} \vec{B}_{\text{ш}}^{-1} \vec{X} = \text{tr}(\vec{X}^{*T} \vec{B}_{\text{ш}}^{-1} \vec{X}) = \text{tr}(\vec{A} \vec{B}) = \text{tr}(\vec{B} \vec{A}) = \text{tr}(\vec{B}_{\text{ш}}^{-1} \vec{X} \vec{X}^{*T}),$$

записываем

$$\begin{aligned} \tilde{p}(\vec{B}', \vec{B}_{\text{ш}}) &= -\ln \det(\vec{B}_{\text{ш}}) - \text{tr}(\vec{B}_{\text{ш}}^{-1} (1/M) \times \\ &\times \sum_{m=1}^M \vec{X}_m \vec{X}_m^{*T}) = -\ln \det(\vec{B}_{\text{ш}}) - \text{tr}(\vec{B}_{\text{ш}}^{-1} \vec{B}'). \end{aligned} \quad (9)$$

Очевидно, что в силу гауссовости помех матрица $\vec{B}_{\text{ш}}$ удовлетворяет условию теплицевости и, следовательно, допускает следующее представление:

$$\vec{B}_{\text{ш}} = \vec{B}_{\text{ш}}^k + \mu_k^2 \vec{Y}_k \vec{Y}_k^{*T}, \quad (10)$$

где μ_k^2 — спектральная интенсивность сигнала, изученного k -м источником помехи; \vec{Y}_k — вектор фазовых задержек напряжений

помехи на элементах ААР, определяющий наклон фронта волны k -й помехи относительно плоскости решетки; $\vec{B}_{\text{ш}}^k$ — спектрально-корреляционная матрица изотропных тепловых шумов, приходящих из k -го пространственного элемента.

Используя известную лемму об обращении матрицы, с учетом (10), имеем

$$\vec{B}_{\text{ш}}^{-1} = (\vec{B}_{\text{ш}}^k)^{-1} - [\mu_k^2 (1 + \mu_k^2 \vec{Y}_k^{*T} (\vec{B}_{\text{ш}}^k)^{-1} \vec{Y}_k)^{-1}] (\vec{B}_{\text{ш}}^k)^{-1} \vec{Y}_k \vec{Y}_k^{*T} (\vec{B}_{\text{ш}}^k)^{-1}. \quad (11)$$

Выражение для $\det(\vec{B}_{\text{ш}})$ в (9) с учетом (10) запишем с помощью выражения:

$$\vec{B}_{\text{ш}} = \vec{B}_{\text{ш}}^k + \mu_k^2 \vec{Y}_k \vec{Y}_k^{*T} = \vec{G} (\vec{I} + \mu_k^2 \vec{G}^{-1} \vec{Y}_k \vec{Y}_k^{*T} (\vec{G}^{-1})^{*T}) \vec{G}^{*T}.$$

Здесь $\vec{G} = \vec{D}^{1/2} \vec{u}$ находится на основании теоремы¹ о разложении положительно-определенной матрицы $\vec{A} = \vec{u}^T \vec{D} \vec{u}$,

$$\text{diag}(\sqrt{d_1}, \sqrt{d_2}, \dots, \sqrt{d_n}), \text{ т. е. } \vec{B}_{\text{ш}}^k = \vec{G} \vec{G}^{*T}.$$

Обозначим $\vec{W} = \vec{G}^{-1} \vec{Y}_k$, тогда

$$\begin{aligned} \det(\vec{B}_{\text{ш}}) &= \det(\vec{G}) \det(\vec{I} + \mu_k^2 \vec{W} \vec{W}^{*T}) \det(\vec{G}^{*T}) = \\ &= \det(\vec{G} \vec{G}^{*T}) \det(\vec{I} + \mu_k^2 \vec{W} \vec{W}^{*T}). \end{aligned}$$

Матрица $\vec{I} + \mu_k^2 \vec{W} \vec{W}^{*T}$ имеет $N - 1$ собственных чисел, равных 1 и одно собственное число, равное $1 + \mu_k^2 \vec{W}^{*T} \vec{W}$, так как

$$(\vec{I} + \mu_k^2 \vec{W} \vec{W}^{*T}) \vec{W} = \vec{W} + \mu_k^2 (\vec{W}^{*T} \vec{W}) \vec{W} = (1 + \mu_k^2 \vec{W}^{*T} \vec{W}) \vec{W}.$$

Детерминант любой матрицы есть произведение ее собственных чисел, поэтому

$$\begin{aligned} \det(\vec{I} + \mu_k^2 \vec{W} \vec{W}^{*T}) &= 1 + \mu_k^2 \vec{W}^{*T} \vec{W} = 1 + \mu_k^2 (\vec{G}^{-1} \vec{Y}_k)^{*T} (\vec{G}^{-1} \vec{Y}_k) = \\ &= 1 + \mu_k^2 \vec{Y}_k^{*T} (\vec{G}^{-1})^{*T} \vec{G}^{-1} \vec{Y}_k. \end{aligned}$$

Поскольку

$$\vec{B}_{\text{ш}}^k = \vec{G} \vec{G}^{*T}, (\vec{B}_{\text{ш}}^k)^{-1} = (\vec{G}^{*T})^{-1} \vec{G}^{-1} \text{ и}$$

$$\det(\vec{I} + \mu_k^2 \vec{W} \vec{W}^{*T}) = 1 + \mu_k^2 \vec{Y}_k^{*T} (\vec{B}_{\text{ш}}^k)^{-1} \vec{Y}_k, \text{ то}$$

$$\det(\vec{B}_{\text{ш}}) = \det(\vec{B}_{\text{ш}}^k) (1 + \mu_k^2 \vec{Y}_k^{*T} (\vec{B}_{\text{ш}}^k)^{-1} \vec{Y}_k). \quad (12)$$

Подставляя (11), (12) в (9), имеем

$$\begin{aligned} \tilde{p}(\vec{B}', \vec{B}_{\text{ш}}) &= -\ln(1 + \mu_k^2 \vec{Y}_k^* T (\vec{B}_{\text{ш}}^k)^{-1} \vec{Y}_k) - \ln \det(\vec{B}_{\text{ш}}^k) - \\ &- \text{tr} \{ (\vec{B}_{\text{ш}}^k)^{-1} \vec{B}' - [\mu_k^2 / \beta(\mu_k^2)] (\vec{B}_{\text{ш}}^k)^{-1} \vec{Y}_k \vec{Y}_k^* T (\vec{B}_{\text{ш}}^k)^{-1} \vec{B}' \} = \\ &= -\ln \beta(\mu_k^2) - \ln \det(\vec{B}_{\text{ш}}^k) - \text{tr} \{ (\vec{B}_{\text{ш}}^k)^{-1} \vec{B}' \} - \\ &- \text{tr} [(\mu_k^2 / \beta(\mu_k^2)) (\vec{B}_{\text{ш}}^k)^{-1} \vec{Y}_k \vec{Y}_k^* T (\vec{B}_{\text{ш}}^k)^{-1} \vec{B}']. \end{aligned} \quad (13)$$

Здесь $\beta(\mu_k^2) = (1 + \mu_k^2 \vec{Y}_k^* T (\vec{B}_{\text{ш}}^k)^{-1} \vec{Y}_k)$.

Выражение (13) явным образом зависит от искомой спектральной интенсивности помех μ_k^2 .

Найдем производную от (13) и приравняем ее к нулю при условии, что $\mu_k^2 = \hat{\mu}_k^2$, т. е.

$$\begin{aligned} \frac{\partial \tilde{p}(\vec{B}', \vec{B}_{\text{ш}})}{\partial (\mu_k^2)} = 0 \quad \Big|_{\mu_k^2 = \hat{\mu}_k^2} \quad \text{или} \quad \beta^{-1}(\mu_k^2) \vec{Y}_k^* T (\vec{B}_{\text{ш}}^k)^{-1} \vec{Y}_k - (\beta^2(\mu_k^2))^{-1} \times \\ \times (1 - \mu_k^2) \text{tr} \{ (\vec{B}_{\text{ш}}^k)^{-1} \vec{Y}_k \vec{Y}_k^* T (\vec{B}_{\text{ш}}^k)^{-1} \vec{B}' \} = 0. \end{aligned} \quad (14)$$

Учитывая, что $\text{tr}(\vec{A}\vec{B}) = \text{tr}(\vec{B}\vec{A})$, где $\vec{A} = [(\vec{B}_{\text{ш}}^k)^{-1} \vec{Y}_k] - (N \times 1)$ матрица, а $\vec{B} = [\vec{Y}_k^* T (\vec{B}_{\text{ш}}^k)^{-1} \vec{B}'] - (1 \times N)$ -матрица, записываем

$$\text{tr} \{ (\vec{B}_{\text{ш}}^k)^{-1} \vec{Y}_k \vec{Y}_k^* T (\vec{B}_{\text{ш}}^k)^{-1} \vec{B}' \} = \text{tr} \{ \vec{Y}_k^* T (\vec{B}_{\text{ш}}^k)^{-1} \vec{B}' (\vec{B}_{\text{ш}}^k)^{-1} \vec{Y}_k \},$$

но $\vec{Y}_k^* T (\vec{B}_{\text{ш}}^k)^{-1} \vec{B}' (\vec{B}_{\text{ш}}^k)^{-1} \vec{Y}_k - (1 \times 1)$ -матрица, следовательно,

$$\text{tr} \{ \vec{Y}_k^* T (\vec{B}_{\text{ш}}^k)^{-1} \vec{B}' (\vec{B}_{\text{ш}}^k)^{-1} \vec{Y}_k \} = \vec{Y}_k^* T (\vec{B}_{\text{ш}}^k)^{-1} \vec{B}' (\vec{B}_{\text{ш}}^k)^{-1} \vec{Y}_k.$$

Подставляя полученное выражение в (14), находим

$$\begin{aligned} \hat{\mu}_k^2 = (1 - \vec{Y}_k^* T (\vec{B}_{\text{ш}}^k)^{-1} \vec{Y}_k) / [(\vec{Y}_k^* T (\vec{B}_{\text{ш}}^k)^{-1} \vec{Y}_k)^2 + \\ + \vec{Y}_k^* T (\vec{B}_{\text{ш}}^k)^{-1} \vec{B}' (\vec{B}_{\text{ш}}^k)^{-1} \vec{Y}_k]. \end{aligned} \quad (15)$$

Очевидно, что в точке $\mu_k^2 = \hat{\mu}_k^2$, $\vec{B}_{\text{ш}}^k = \vec{B}'$ и $\vec{B}' (\vec{B}_{\text{ш}}^k)^{-1} = \vec{I}$, т. е. в знаменателе (15), справедлива замена

$$(\vec{B}_{\text{ш}}^k)^{-1} \vec{B}' (\vec{B}_{\text{ш}}^k)^{-1} = (\vec{B}_{\text{ш}}^k)^{-1}. \quad (16)$$

Тождество (16) легко доказать, используя лемму об обращении матрицы и представления (10), (11):

$$\vec{B}_{\text{ш}}^{-1} = (\vec{B}_{\text{ш}}^k)^{-1} - \mu_k^2 \beta^{-1} (\mu_k^2) (\vec{B}_{\text{ш}}^k)^{-1} \vec{Y}_k \vec{Y}_k^{*T} (\vec{B}_{\text{ш}}^k)^{-1}.$$

Домножим обе части последнего выражения справа на \vec{Y}_k :

$$\vec{B}_{\text{ш}}^{-1} \vec{Y}_k = (\vec{B}_{\text{ш}}^k)^{-1} \vec{Y}_k - \gamma_k (\mu_k^2) (\vec{B}_{\text{ш}}^k)^{-1} \vec{Y}_k \vec{Y}_k^{*T} (\vec{B}_{\text{ш}}^k)^{-1} \vec{Y}_k,$$

где
$$\gamma_k (\mu_k^2) = \mu_k^2 \beta^{-1} (\mu_k^2)$$

или
$$\vec{B}_{\text{ш}}^{-1} \vec{Y}_k = (\vec{B}_{\text{ш}}^k)^{-1} \vec{Y}_k (1 - \gamma_k (\mu_k^2) \vec{Y}_k^{*T} (\vec{B}_{\text{ш}}^k)^{-1} \vec{Y}_k).$$

Второе слагаемое правой части (17) распишем как

$$\gamma_k (\mu_k^2) \vec{Y}_k^{*T} (\vec{B}_{\text{ш}}^k)^{-1} \vec{Y}_k = \frac{\mu_k^2 \vec{Y}_k^{*T} (\vec{B}_{\text{ш}}^k)^{-1} \vec{Y}_k}{1 + \mu_k^2 \vec{Y}_k^{*T} (\vec{B}_{\text{ш}}^k)^{-1} \vec{Y}_k},$$

тогда выражение в круглых скобках (17) примет вид

$$\frac{1}{1 + \mu_k^2 \vec{Y}_k^{*T} (\vec{B}_{\text{ш}}^k)^{-1} \vec{Y}_k} = \beta^{-1} (\mu_k^2).$$

Откуда

$$\vec{B}_{\text{ш}}^{-1} \vec{Y}_k = \beta^{-1} (\mu_k^2) (\vec{B}_{\text{ш}}^k)^{-1} \vec{Y}_k.$$

Обозначив квадратичную форму $\vec{Y}_k^{*T} (\vec{B}_{\text{ш}}^k)^{-1} \vec{Y}_k = \alpha_k$ из (15), получим

$$\hat{\mu}_k^2 = \frac{1 - \alpha_k}{\alpha_k (1 + \alpha_k)}. \quad (18)$$

Подставляя (18) в (10) и учитывая, что в области боковых лепестков ДН АР действует не один, а p источников помех, имеем оценку матрицы модели помехового поля в виде

$$\vec{B}_{\text{ш}} = \sum_{k=1}^p \vec{B}_{\text{ш}}^k + \sum_{k=1}^p \frac{1 - \alpha_k}{\alpha_k (1 + \alpha_k)} \vec{Y}_k \vec{Y}_k^{*T}. \quad (19)$$

Все параметры, входящие в (19), известны, за исключением числа сигналов p , которое может быть вычислено по минимуму информационного критерия Аканке, согласно работе [4]. Поэтому оценка минимального собственного числа матрицы (19) и соответствующего ему собственного вектора может быть определена известными методами матричной алгебры.

Поскольку полезные сигналы, действующие в главном лепестке, и помехи, действующие в области боковых лепестков, являются, как указывалось ранее, узкополосными гауссовскими процессами, то матрицы $\vec{R}(f)$, $\vec{C}(f)$ и $\vec{B}(f)$ есть эрмитовы матрицы, для собственных чисел которых теорема Виландта—Гофмана (6) превращается в неравенство

$$\sum_{k=1}^m e_k^R(f) \leq \sum_{k=1}^m e_k^C(f) + \sum_{k=1}^m \tilde{\sigma}_k(f), \quad (20)$$

где m — набор натуральных чисел $1 \leq i_j < \dots i_m \leq N$, причем, неравенство (20) переходит в равенство при $m = N$, т. е.

$$\sum_{k=1}^N e_k^R(f) = \sum_{k=1}^N e_k^C(f) + \sum_{k=1}^N \tilde{\sigma}_k(f). \quad (21)$$

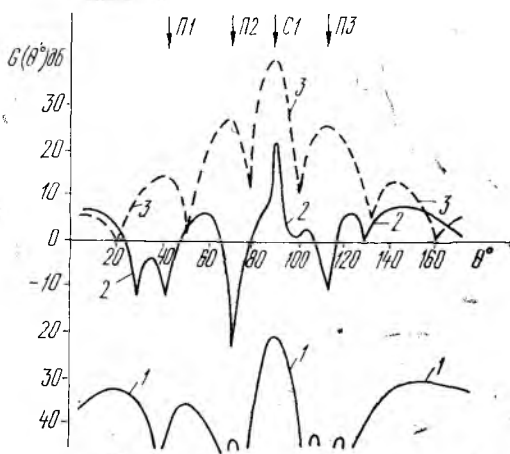
Собственные числа соответствующих матриц, согласно (21), можно определить, если исходить из утверждения, что для любого m в (20) $1 \leq m \leq N$ справедливы следующие неравенства:

$$e_m^R \leq e_N^C + \tilde{\sigma}_m; \quad e_m^R(f) \leq e_m^C(f) + \tilde{\sigma}_N(f);$$

$$e_m^R(f) \geq e_1^C(f) + \tilde{\sigma}_m(f); \quad e_m^R \geq e_m^C(f) + \tilde{\sigma}_1(f).$$

Результирующий ВВК ААР при этом будет образован из двух компонент, одна из которых обеспечивает формирование ДН, максимально усиливающей полезный сигнал без учета влияния помех, а другая — обеспечивает формирование ДН ААР с провалами в области боковых лепестков АР в направлениях, соответствующих направлениям прихода помеховых сигналов.

Моделирование на ЭВМ восьмиэлементной ААР, состоящей из изотропных излучателей, ВВК которой формировался в соответствии с изложенным подходом, показало эффективность рассмотренного подхода для синтеза оптимальных ДН ААР в сложных помеховых обстановках. На рисунке (кривая 1) изображена ДН ААР, работающей в соответствии с алгоритмом (1), и ДН ААР (кривая 2), ВВК которой формировался в соответствии с изложенным подходом.



За нулевой уровень принят уровень теплового шума в элементах ААР. Угловое положение трех источников помех отмечено на рисунке стрелками, мощности сигналов которых составляли соответственно 30, 45, 25 дБ. Мощность полезного сигнала, действующего в главном лепестке ДН ААР, превышала уровень тепловых шумов на 15 дБ. Эффективная ширина спектра излучаемых сигналов и помех для каждого источника не превышала $0,1 \Delta f_{\text{пр}}$ ААР. Кривая 3 иллюстрирует ДН ААР без адаптации.

Как показано на рисунке, адаптация ДН ААР по алгоритму (1) при условии действия достаточно сильного сигнала в главном лепестке приводит к значительному снижению общего усиления антенны и ухудшению соотношения сигнал-помеха в результате усиления влияния тепловых шумов на выходной сигнал АР.

Применив рассмотренный подход к синтезу ВВК ААР, можно сформировать максимум ДН ААР в направлении прихода полезного сигнала и провалы в направлении на помехи, что позволит получить преимущество в соотношении сигнал-помеха по сравнению с алгоритмами типа (1) и АР без адаптации. Этот выигрыш зависит от соотношения мощностей полезного сигнала и помех, количества помех и их пространственного расположения.

Список литературы: 1. *Applebaum S. P. Adaptive Arrays//IEEE Trans. on Antennas and Propagat.* 1976. Vol. AP-24, N 5. P. 585—598. 2. *Гейбриел В. Ф. Введение в теорию адаптивных антенных решеток//Тр. ин-та инж. по электро-технике и радиоэлектрон.* 1976. Т. 64, № 2, С. 55—95. 3. *Cantoni A., Godara L. C. Resolving the Directions of Sources in a Correlated Field Incident on an Array//The J. of Acoustical Soc. of America.* 1980. Vol. 67, N 4. P. 1247—1255. 4. *Wax M., Kailath T. Determining the Number of Signals by Information Theoretic Criteria — ASSP Spectrum. Estim. Workshoop., Tampa, Fla.* 1983. Vol. 2. P. 192—196.

Поступила в редакцию 06.12.85

УДК 621.396

А. Ф. МАСЛОВ, д-р техн. наук, К. П. НЕСТЕРОВ, А. Б. ЖОЛОБЕНКО

МОДЕЛИРОВАНИЕ КВАЗИОПТИМАЛЬНОГО АЛГОРИТМА ИЗМЕРЕНИЯ ФАЗЫ СИГНАЛА НА ВЫХОДАХ ЭЛЕМЕНТОВ АНТЕННОЙ РЕШЕТКИ, РАБОТАЮЩЕЙ В НЕОДНОРОДНОЙ СРЕДЕ ПРИ НАЛИЧИИ КОРРЕЛИРОВАННОЙ ПОМЕХИ

Синтез квазиоптимального алгоритма обнаружения и измерения амплитуд и фаз сигналов на выходах элементов антенной решетки (АР), работающей в неоднородной среде, в присутствии собственных независимых шумов и коррелированных помех произведен в работе [1]. Анализ точности фильтрации в указанной работе не проводился.

Цель работы — получение количественных оценок точности фильтрации фазы сигнала и помехи в установленном режиме ра-

боты алгоритма измерения в зависимости от отношений сигнал-шум (с-ш) и помеха-шум (п-ш) для различных значений дисперсий флюктуаций фаз на входах элементов антенной решетки и различных значений радиусов корреляций падающих фазовых фронтов сигнала и помехи путем цифрового моделирования на ЭВМ.

Для проведения цифрового моделирования выбрана линейная АР, содержащая пять эквидистантно расположенных элементов с периодом $d = n \frac{\lambda}{2}$, на выходах которых наблюдается полезный сигнал и помеха на фоне аддитивных белых шумов в каждом элементе:

$$y(\alpha, t) = A_c \cos(\omega_c t + \varphi(\alpha, t)) + A_n \cos(\omega_n t + \varphi_n(\alpha, t)) + \xi(\alpha, t), \alpha = \overline{0, 4}, \quad (1)$$

где α — номер элемента АР; $\xi(\alpha, t)$ — мешающие воздействия типа белый шум с характеристиками $\langle \xi(\alpha, t) \rangle = 0$,

$$\langle \xi(\alpha, t) \xi(\beta, t + \tau) \rangle = \frac{1}{2} N(\alpha, \beta) \delta(\tau), \quad N(\alpha, \beta) = N_0, \quad \alpha = \beta;$$

$$N(\alpha, \beta) = 0, \quad \alpha \neq \beta,$$

где N_0 — спектральная плотность шумов в элементах решетки.

Индексы «с» и «п» относятся соответственно к параметрам сигнала и помехи. Параметры ω_c и ω_n являются несущими частотами полезного сигнала и помехи, которые полагаем известными.

Допустим, что амплитуды сигнала и помехи не флюктуируют. В разложении случайной фазы $\varphi_{(\cdot)}(\alpha, t)$ в ряд по ортогональным дискретным многочленам Чебышева для равноотстоящих точек [3] со случайными коэффициентами $\psi_j^{(\cdot)}(t)$ возьмем число слагаемых равное числу элементов АР:

$$\varphi_{(\cdot)}(\alpha, t) = \sum_{j=0}^4 \psi_j^{(\cdot)}(t) P_j(\alpha), \quad \alpha = \overline{0, 4}. \quad (2)$$

Здесь $P_j(\alpha) = \sum_{s=0}^j \frac{(-1)^s C_j^s C_{j+s}^s}{4 \cdot 3 \dots (4-s+1)} (\alpha-1)^{|s|}$ — ортогональные многочлены Чебышева, $(\alpha-1)^{|s|}$ — обобщенная степень, $(\alpha-1)^{|0|} = 1$.

Ошибка аппроксимации в этом случае равна нулю. Следовательно, точность фильтрации фазы сигнала и помехи будет определяться только квазиоптимальным алгоритмом измерения. В выражениях (\cdot) означает, что индексом может быть «с» и «п». Далее предполагаем, что $\psi_j^{(\cdot)}(t)$ представляют собой марковские гауссовские процессы, заданные дифференциальными уравнениями

$$\frac{d}{dt} \psi_j^{(\cdot)}(t) = -\beta_j^{(\cdot)} \psi_j^{(\cdot)}(t) + \xi_j^{(\cdot)}(t), \quad j = \overline{0, 4}, \quad (3)$$

где $\xi_j^{(\cdot)}(t)$ — нормальные белые формирующие шумы с нулевыми средними и корреляционными функциями:

$$\langle \xi_j^{(\cdot)}(t) \xi_m^{(\cdot)}(t + \tau) \rangle = \frac{1}{2} N_{jm}^{(\cdot)} \delta(\tau), \quad j, m = \overline{0,4}.$$

Из (2) следует, что коэффициенты разложения $\psi_j^{(\cdot)}(t)$ зависят от фазы в элементах АР согласно выражению

$$\psi_j^{(\cdot)}(t) = \sum_{\alpha=0}^4 \varphi_{(\cdot)}(\alpha, t) P_j(\alpha), \quad j = \overline{0,4}. \quad (4)$$

Следовательно, элементы дисперсионной матрицы коэффициентов разложения $\psi_j^{(\cdot)}(t)$ с учетом равных дисперсий флюктуаций фазы в элементах АР определяются по формуле

$$D_{ij}^{(\cdot)} = D_{\varphi}^{(\cdot)} \left(\frac{1}{2} L_{ij}(0) + \sum_{\Delta n=1}^4 r^{(\cdot)}(\Delta n) L_{ij}(\Delta n) \right), \quad i, j = \overline{0,4}; \quad (5)$$

$$L_{ij}(\Delta n) = \sum_{\alpha=0}^4 (P_i(4 - \alpha) P_j(4 - \alpha - \Delta n) + P_i(4 - \alpha - \Delta n) P_j(4 - \alpha));$$

$$r^{(\cdot)}(\Delta n) = \exp \left(- \frac{|\Delta n|}{C_{\varphi}^{(\cdot)}} \right), \quad \Delta n = \alpha - \beta, \quad C_{\varphi}^{(\cdot)} = \frac{\rho_{\varphi}^{(\cdot)}}{d},$$

в которой $\rho_{\varphi}^{(\cdot)}(t)$ — радиус корреляции фазового фронта сигнала и помехи; d — период решетки; $D_{\varphi}^{(\cdot)}$ — дисперсия флюктуаций фазы сигнала и помехи в элементах АР. Таким образом, корреляционные связи между фазами в элементах решетки переходят в корреляционные связи между коэффициентами разложения.

Предполагаем, что полезный сигнал и помеха взаимно некоррелированы. Моделирование флюктуаций фазы сигнала и помехи в каждом элементе АР выполним по структурной схеме (рис. 1)

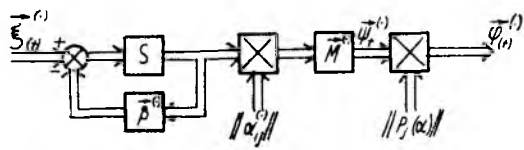


Рис. 1

На вход формирующего фильтра подается векторный белый шум $\xi^{(\cdot)}(t)$ заданной интенсивности с некоррелированными компонентами. Требуемые корреляционные связи между коэффициентами разложения получаем путем умножения векторного случайного процесса с выхода формирующего фильтра на треугольную матрицу коэффициентов $\alpha_{ij}^{(\cdot)}$. На выходе усилителя с векторным коэффициентом усиления $\vec{M}^{(\cdot)}$ получаем случайные коэффициенты разло-

жения фазы. Величины $\alpha_{ij}^{(\cdot)}$, $M_i^{(\cdot)}$ рассчитывают, решая систему алгебраических уравнений

$$D_{ij}^{(\cdot)} = M_i^{(\cdot)} M_j^{(\cdot)} \sum_{k=i}^4 \alpha_{ik} \alpha_{jk} D_{kk}^{(\cdot)}, \quad i < j \leq k \quad \text{при } \alpha_{ii}^{(\cdot)} = 1.$$

На выходе перемножителя векторов коэффициентов разложения фазы на матрицу значений ортогональных многочленов Чебышева в точках расположения элементов решетки получаем фазовые фронты сигнала и помехи с заданной дисперсией флюктуаций фазы в элементах АР и заданным радиусом корреляции.

С выходов элементов АР полезный сигнал, помеха и аддитивный белый шум подаются на систему оптимальной фильтрации. Уравнения для оценок коэффициентов разложения фазы сигнала и помехи без учета флюктуаций амплитуд в соответствии с [1] принимают вид

$$\frac{d}{dt} \hat{\psi}^{(\cdot)}(t) = -\beta_j^{(\cdot)} \hat{\psi}_j^{(\cdot)}(t) + \Phi_j^{(\cdot)}, \quad j = \overline{0,4}, \quad (6)$$

$$\text{где } \Phi_j^{(\cdot)} = \frac{2}{N_0} \sum_{\alpha=0}^4 (f^c(\alpha, t) \sum_{i=0}^4 K_{ji}^{(\cdot)c}(t) P_i(\alpha) + f^n(\alpha, t) \sum_{i=0}^4 K_{ji}^{(\cdot)n}(t) P_i(\alpha));$$

$$f^{(\cdot)}(\alpha, t) = \varepsilon(\alpha, t) \hat{A}_{(\cdot)} \sin(\omega_{(\cdot)} t + \varphi_{(\cdot)}(\alpha, t));$$

$$\varepsilon(\alpha, t) = y(\alpha, t) - \hat{A}_c \cos(\omega_c t + \hat{\varphi}_c(\alpha, t)) - \hat{A}_n \cos(\omega_n t + \hat{\varphi}_n(\alpha, t)).$$

Выполняя преобразования, пренебрегая вибрационными членами с удвоенной частотой, имеем

$$\begin{aligned} f^c(\alpha, t) = & \hat{A}_c (A_c \sin(\varphi_c(\alpha, t) - \hat{\varphi}_c(\alpha, t)) + A_n \sin(\Delta\omega t + \varphi_n(\alpha, t) - \\ & - \hat{\varphi}_n(\alpha, t)) - \hat{A}_n \sin(\Delta\omega t + \hat{\varphi}_n(\alpha, t) - \hat{\varphi}_c(\alpha, t)) - \xi(\alpha, t) \times \\ & \times \sin(\omega_c t + \hat{\varphi}_c(\alpha, t)); \end{aligned} \quad (7)$$

$$\begin{aligned} f^n(\alpha, t) = & \hat{A}_n (A_n \sin(\varphi_n(\alpha, t) - \hat{\varphi}_n(\alpha, t)) + A_c \sin(-\Delta\omega t + \varphi_c(\alpha, t) - \\ & - \hat{\varphi}_n(\alpha, t)) - \hat{A}_c \sin(-\Delta\omega t + \hat{\varphi}_c(\alpha, t) - \hat{\varphi}_n(\alpha, t)) - \\ & - \xi(\alpha, t) \sin(\omega_n t + \hat{\varphi}_n(\alpha, t)), \end{aligned} \quad (8)$$

где $\Delta\omega = \omega_n - \omega_c$, \hat{A}_c , \hat{A}_n — априорные значения амплитуды сигнала и помехи, K_{ji}^{cc} , K_{ji}^{cn} , K_{ji}^{nn} — апостериорные дисперсии ошибок оценивания коэффициентов разложения фаз сигнала и помехи. Начальные условия к уравнениям (6) следуют из апри-

орных распределений оцениваемых параметров $\psi_j^{(\cdot)}(t)$. Оценки фаз получаются из выражений (2) подстановкой в них вместо $\psi_j^{(\cdot)}(t)$ величин $\hat{\psi}_j^{(\cdot)}(t)$.

Выражения для апостериорных дисперсий ошибок оценивания коэффициентов разложения фаз полезного сигнала и помехи [1] в рассматриваемом случае принимают вид

$$\frac{d}{dt} K_{ij}^{(\cdot)(\cdot)}(t) = \frac{1}{2} N_{ij}^{(\cdot)(\cdot)} - (\beta_i^{(\cdot)} + \beta_j^{(\cdot)}) K_{ij}^{(\cdot)(\cdot)}(t) + G_{ij}^{(\cdot)(\cdot)}, \quad i, j = \overline{0,4}. \quad (9)$$

Здесь

$$G_{ij}^{(\cdot)(\cdot)} = -\frac{1}{N_0} \left(\sum_{\alpha=0}^4 (g^c(\alpha, t) \sum_{\mu, \nu=0}^4 K_{i\mu}^{(\cdot)c} K_{j\nu}^{(\cdot)c} P_\mu(\alpha) P_\nu(\alpha) + \right. \\ \left. + g^p(\alpha, t) \sum_{\mu, \nu=0}^4 K_{j\nu}^{(\cdot)p} K_{i\mu}^{(\cdot)p} P_\mu(\alpha) P_\nu(\alpha) + \cos(\Delta\omega t + \hat{\varphi}_p(\alpha, t) - \hat{\varphi}_c(\alpha, t)) \right) \times \\ \times \sum_{\mu, \nu=0}^4 (K_{i\mu}^{(\cdot)c}(t) K_{j\nu}^{(\cdot)p}(t) + K_{i\mu}^{(\cdot)p}(t) K_{j\nu}^{(\cdot)c}(t)) P_\mu(\alpha) P_\nu(\alpha), \quad (10)$$

$$g^{(\cdot)}(\alpha, t) = \varepsilon(\alpha, t) \hat{A}_{(\cdot)} \cos(\omega_{(\cdot)} t + \hat{\varphi}_{(\cdot)}(\alpha, t)).$$

Чтобы получить систему уравнений для апостериорных дисперсий ошибок оценивания коэффициентов разложения фаз полезного сигнала и помехи в (9) вместо (\cdot) нужно подставить индексы «с» или «п» в соответствии с индексами «i» и «j». При таком соответствии очевидно, что $K_{ij}^{(\cdot)(\cdot)}(t) = K_{ji}^{(\cdot)(\cdot)}(t)$.

После преобразований в (10), пренебрегая вибрационными слагаемыми с удвоенной частотой, получаем

$$g^c(\alpha, t) = \hat{A}_c (A_c \cos(\varphi_c(\alpha, t) - \hat{\varphi}_c(\alpha, t)) + A_p \cos(\Delta\omega t + \varphi_p(\alpha, t) - \\ - \hat{\varphi}_c(\alpha, t)) - \hat{A}_p \cos(\Delta\omega t + \hat{\varphi}_p(\alpha, t) - \hat{\varphi}_c(\alpha, t)) + \\ + \xi(\alpha, t) \cos(\omega_c t + \hat{\varphi}_c(\alpha, t))); \quad (11)$$

$$g^p(\alpha, t) = \hat{A}_p (A_p \cos(\varphi_p(\alpha, t) - \hat{\varphi}_p(\alpha, t)) + A_c \cos(-\Delta\omega t + \varphi_c(\alpha, t) - \\ - \hat{\varphi}_p(\alpha, t)) - \hat{A}_c \cos(-\Delta\omega t + \hat{\varphi}_c(\alpha, t) - \hat{\varphi}_p(\alpha, t)) + \\ + \xi(\alpha, t) \cos(\omega_p t + \hat{\varphi}_p(\alpha, t))). \quad (12)$$

Цифровое моделирование дифференциальных уравнений (3), (6), (9) проводилось в соответствии с методикой, изложенной

в работе [2]. Рассчитывались флюктуационные характеристики апостериорных дисперсий ошибок оценивания коэффициентов разложения фазы сигнала и помехи, флюктуационные характеристики ошибок измерения фазы сигнала и помехи в элементах АР $\Delta\varphi_{(\cdot)}(\alpha, t) = \varphi_{(\cdot)}(\alpha, t) - \hat{\varphi}_{(\cdot)}(\alpha, t)$, а также средний КНД самофокусирующейся антенной решетки (СФАР). Расчеты проводились при отношениях с-ш и п-ш, равных $q^{(\cdot)} = 2; 8; 32; 128$; флюктуациях фазы полезного сигнала и помехи в элементах АР $\sigma_{\varphi}^{(\cdot)} = \frac{\pi}{8}; \frac{\pi}{4}; \frac{\pi}{2}$ при относительных пространственных радиусах

корреляции $C_{\varphi}^{(\cdot)} = 0; 1; 2,5; 5; \infty$. $C_{\varphi}^{(\cdot)} = 0$ означает, что фазовый фронт является δ -коррелированным. Отношение с-ш соответствует определению, принятому в работе [1].

При реализации алгоритма оценивания фазы сигнала и помехи низкочастотные фильтры в каналах фильтрации коэффициентов разложения $\psi_j^{(\cdot)}(t)$, операторы которых определяются видом моделей, принятых для $\psi_j^{(\cdot)}(t)$, и соответственно равны $K_j^{(\cdot)}(D) = \frac{1}{D + \beta_j^{(\cdot)}}$

($D = \frac{d}{dt}$ — оператор дифференцирования), не будут пропускать сигналы с частотами большими некоторой фиксированной частоты Ω , соответствующей полосе пропускания низкочастотного фильтра. В этом случае выражения (7), (8) в уравнениях оценивания фазы сигнала и помехи приобретают вид

$$f^{(\cdot)}(\alpha, t) = \hat{A}_{(\cdot)}(A_{(\cdot)} \sin(\varphi_{(\cdot)}(\alpha, t) - \hat{\varphi}_{(\cdot)}(\alpha, t)) - \xi(\alpha, t) \sin(\omega_{(\cdot)} t + \hat{\varphi}_{(\cdot)}(\alpha, t)). \quad (13)$$

Это означает, что для $|\Delta\omega| > \Omega$ каналы фильтрации сигнала и помехи работают независимо друг от друга и точность оценивания фазы помехи практически не влияет на точность оценивания фазы сигнала и наоборот.

Получаем задачу фильтрации фазы сигнала на фоне аддитивного белого шума, описанную в работе [2]. Для этого случая исследовалось влияние пространственного радиуса корреляции фазового

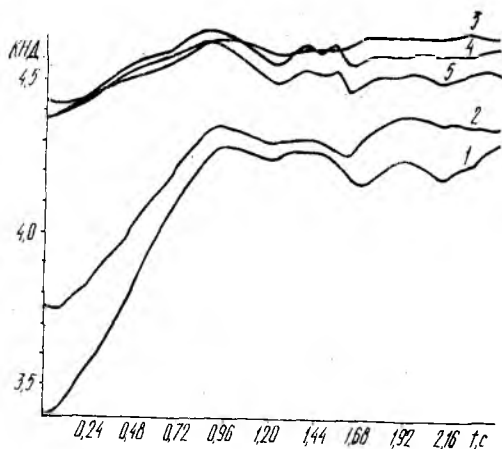


Рис. 2

фронта на качество фокусировки антенны в переходном и установившемся режимах работы системы фильтрации. На рис. 2 приведены графики среднего КНД СФАР при $A_c = \hat{A}_c, \sigma_\varphi = \frac{\pi}{4}, q=8$. Кривые 1...3 соответствуют случаю, когда предполагаемый относительный радиус корреляции входного фазового фронта равен истинному $C_\varphi = 0; 1; 5$. Их несовпадение приводит к некоторому ухудшению качества фокусировки. Кривые 4, 5 получены при условии, что истинный относительный радиус корреляции входного фазового фронта $C_\varphi = 5$; а параметры системы фильтрации рассчитывались в предположении C_φ , равно 1 и 0 соответственно. Подробное влияние качества информации о пространственном радиусе корреляции на процесс фокусировки для различных значений

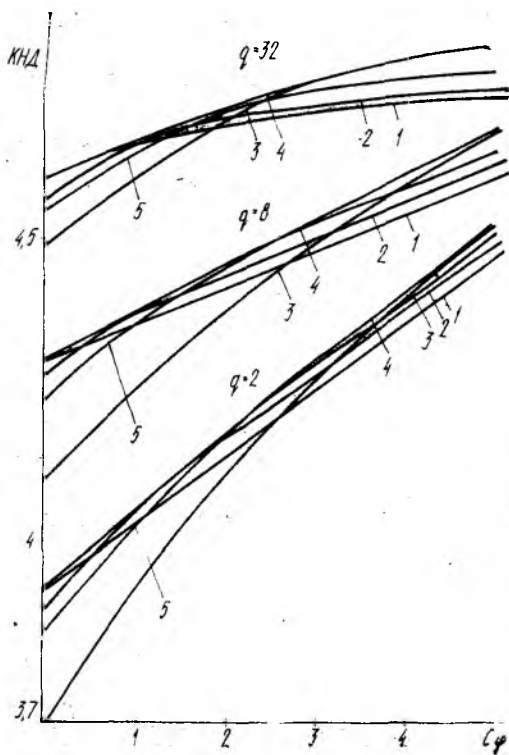


Рис. 3

истинный относительный радиус корреляции входного фазового фронта $C_\varphi = 5$; а параметры системы фильтрации рассчитывались в предположении C_φ , равно 1 и 0 соответственно. Подробное влияние качества информации о пространственном радиусе корреляции на процесс фокусировки для различных значений

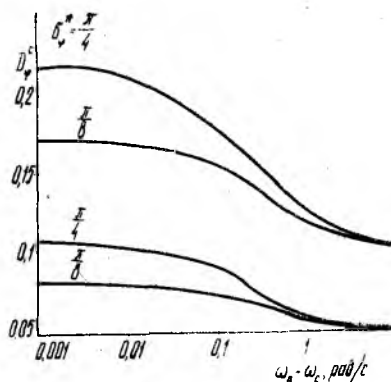


Рис. 4

отношения s —ш показано на рис. 3. По оси абсцисс откладывается истинный относительный радиус корреляции входного фазового фронта. Кривые 1 соответствуют предполагаемому $C_\varphi = 0$, 2 — $C_\varphi = 1$, 3 — $C_\varphi = 5$, 5 — $C_\varphi = 2,5$, кривыми 4 обозначены оптимальные огибающие, когда истинный радиус корреляции входного фазового фронта совпадает с предполагаемым.

Обозначим: $\bar{\kappa}$ — средний КНД СФАР в случае известного пространственного радиуса корреляции, $\bar{\kappa}_i(C_\varphi)$ — средний КНД для выбранного значения C_φ . Назовем величину $\delta\bar{\kappa}(C_\varphi) = (\bar{\kappa} - \bar{\kappa}_i(C_\varphi)) / \bar{\kappa}$ снижением КНД.

Из анализа семейств кривых видно, что при отсутствии точной информации о радиусе корреляции входного фазового фронта его

следует предполагать равным половине длины апертуры АР, что соответствует $C_\varphi = 2,5$. Здесь снижение КНД не превышает 1 %. Выбор радиуса корреляции фазового фронта равным величине апертуры АР ($C_\varphi = 5$), так же как и предположение о его δ -коррелированности ($C_\varphi = 0$), может привести к снижению КНД примерно на 6 %.

Длительность переходных процессов в системе измерения фазы сигнала не зависит от величины радиуса корреляции фазового фронта, что подтверждается кривыми, представленными на рис. 2. Аналогичными расчетами установлено также, что при увеличении отношения с-ш длительность переходных процессов уменьшается, а дисперсия флюктуаций фазы в элементах АР не влияет на длительность переходных процессов.

Пусть помеха действует вместе с сигналом на одной или близких частотах $|\Delta\omega| < \Omega$. Тогда низкочастотные фильтры пропускают слагаемые, связывающие сигнал и помеху. Точность фильтрации фазы сигнала здесь зависит от параметров помехи, если помеха действует в области главного лепестка ДН, причем качество оценивания ухудшается по мере сближения источников сигнала и помехи.

На рис. 4 приведены графики зависимостей дисперсии ошибки оценивания фазы сигнала от разности несущих частот для различных дисперсий флюктуаций фаз сигнала и помехи в элементах АР при δ -коррелированных фазовых фронтах и $q^{(1)} = 32$. Верхняя

пара графиков соответствует $\sigma_\varphi^c = \frac{\pi}{4}$, нижняя — $\sigma_\varphi^c = \frac{\pi}{8}$. Направления прихода фазовых фронтов сигнала и помехи выбраны совпадающими.

Таким образом, приведенные выше результаты анализа показывают, что наличие помехи ухудшает точность оценивания фазы сигнала только в пределах полосы пропускания низкочастотных фильтров в каналах фильтрации коэффициентов разложения фазы. Это влияние тем сильнее, чем ближе несущие частоты.

Для лучшей фокусировки СФАР при неопределенном радиусе корреляции фазового фронта для расчета параметров системы фильтрации следует выбирать его равным половине длины апертуры АР.

Список литературы: 1. Маслов А. Ф., Нестеров К. П. Квазиоптимальный алгоритм обнаружения сигнала и измерения его параметров на выходах элементов антенной решетки, работающей в неоднородной среде при наличии коррелированных помех // Радиотехника и электрон. 1986. № 4. С. 710—720. 2. Маслов А. Ф., Нестеров К. П., Жолобенко А. Б. Моделирование квазиоптимального алгоритма измерения амплитуд и фаз сигналов на выходах элементов антенной решетки // Радиотехника. 1986. Вып. 78. С. 80—87. 3. Суетин П. К. Классические ортогональные многочлены. М., 1979. 416 с. 4. Тихонов В. И., Кульман Н. К. Нелинейная фильтрация и квазикогерентный прием сигналов. М., 1975. 704 с.

Поступила в редколлегию 27.06.86

К ВОПРОСУ О РАССЕЯНИИ НЕСТАЦИОНАРНЫХ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН ПЕРИОДИЧЕСКИМИ ЭКРАНАМИ

Исследование задачи дифракции амплитудно-модулированного (АМ) импульса с гауссовой огибающей на плоской ленточной решетке, состоящей из бесконечно тонких и идеально проводящих лент, проведено в строгой математической постановке [1]. Использование метода комплексных амплитуд позволило свести рассматриваемую задачу к ключевой задаче о рассеянии монохроматической плоской волны периодическими препятствиями, математически строго обоснованное решение которой можно получить с помощью развитого аппарата теории дифракции плоских волн [2].

Рассеянное периодической решеткой поле представляет собой бесконечный набор пространственных гармоник, амплитудные и фазовые характеристики которых определяются спектральной функцией первичного сигнала и частотной зависимостью передаточных функций решетки $C(\omega)$. При этом компоненты рассеянного поля, удовлетворяющие однородному волновому уравнению, условию излучения, граничным условиям на поверхности периодической структуры, а также условию конечности энергии в любой ограниченной области пространства, имеют вид [1]

$$U^{(j)}(y, z, t) = \sum_{s=-\infty}^{\infty} A_s^{(j)} \exp \left[-\frac{(t - t_0 - z_s/c)^2}{2T_s^2} \right] e^{-i\Psi_s^{(j)}}, \quad (1)$$

где

$$U^{(j)}(y, z, t) = \begin{cases} E_x^{(j)} & \text{— для } E\text{-поляризации,} \\ H_x^{(j)} & \text{— для } H\text{-поляризации,} \end{cases}$$

$j = 1, 2$ — номер области (рис. 1, а);

$$A_s^{(j)} = (T_0/T)^{1/2} |C_s^{(j)}(x_0)|; \quad (2)$$

$$T_s = T_0 [1 + (\tilde{a}_s/T_0)^4]^{1/2}; \quad (3)$$

$$\Psi_s^{(j)} = \omega_0 \left(t - t_0 - \frac{z_s}{c} \right) - \frac{1}{2} \beta_s \left(t - t_0 - \frac{z_s}{c} \right)^2 + \delta_s^{(j)}; \quad (4)$$

$$\beta_s = [\alpha_s^2 + (T_0^2/\tilde{a}_s^2)]^{-1}; \quad (5)$$

$$\delta_s^{(j)} = \frac{1}{2} \arctg \frac{\tilde{a}_s^2}{T_0^2} - \arg C_s^{(j)}(x_0); \quad (6)$$

$$\tilde{a}_s^2 = \operatorname{tg}^2 \theta_s \frac{z_s}{\omega_0 c}; \quad z = z_s \cos \theta_s; \quad (7)$$

$$\theta_s = \operatorname{arctg} \frac{s}{\sqrt{\kappa_0^2 - s^2}}; \quad \kappa_0 = \frac{\omega_0 l}{2\pi c} = \frac{l}{\lambda_0}. \quad (8)$$

Здесь l — период решетки; λ_0 — длина волны падающего поля.
В работе [1] проведено аналитическое и численное изучение

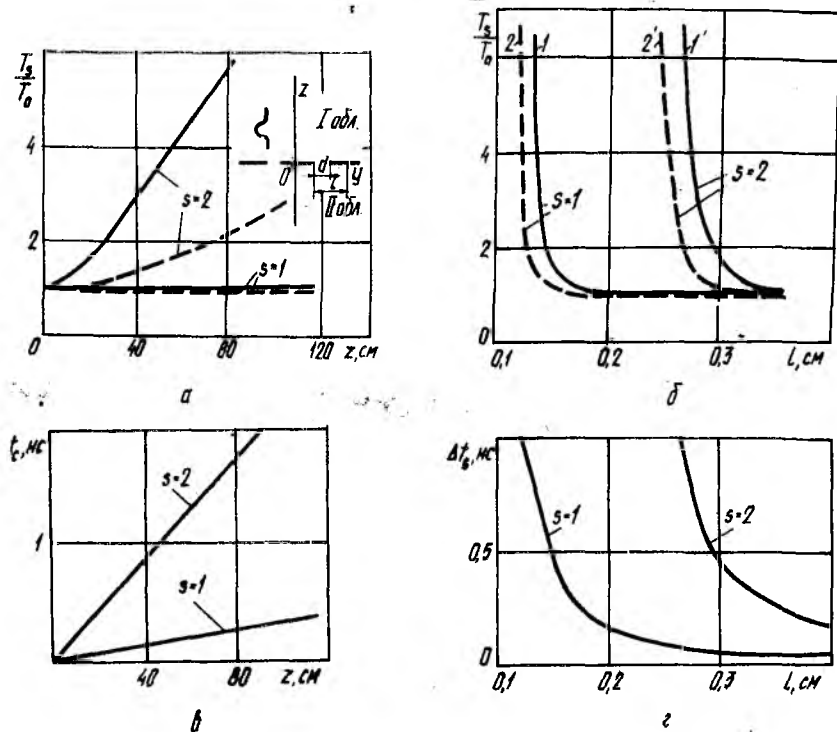


Рис. 1

параметров АМ рассеянных полей в узкополосном случае ($\omega_0 T_0 \ll 1$, ω_0 — несущая частота; T_0 — эффективная длительность первичного импульса), когда основной вклад в рассеянное поле вносит только одна распространяющаяся гармоника с $s=0$.

Проанализируем основные распространяющиеся гармоники $s \neq 0$, определенные согласно (2) — (8), и установим влияние ленточной решетки на их изменение. Из (1) — (8) следует, что распространяющаяся вдоль лучевой координаты z_s гармоника — амплитудно-модулированный импульс с гауссовой огибающей и линейной модуляцией частоты. Изменение с расстоянием таких характеристик, как пиковая амплитуда A_s^j , эффективная длительность T_s , а также появление скорости качания частоты β_s и фазового набег δ_s^j , приводящие к деформации пространственной

гармоники при распространении, связано с непостоянством z -й составляющей групповой скорости в пределах полосы частот, занятой первичным сигналом [3].

Пиковая амплитуда A_s^l , определенная выражением (2), пропорциональна модулю передаточного коэффициента $C_s^l(x_0)$, а следовательно [2], есть функция номера гармоники s , периода ленточной решетки l и ширины ее щелей d . По мере увеличения номера гармоники пиковая амплитуда уменьшается. При распространении гармоники ее пиковая амплитуда изменяется прямо пропорционально длительности первичного импульса T_0 . В случае больших z_s , если выполняется условие $\tilde{a}_s^2/T_0^2 \gg 1$ (9), амплитуда гармоники уменьшается с ростом расстояния пропорционально $1/\sqrt{z_s}$.

Эффективная длительность распространяющейся гармоники, описываемая выражением (3), увеличивается с ростом координаты z_s , причем тем быстрее, чем больше номер гармоники и меньше длительность первичного импульса. На больших расстояниях от решетки, когда справедливо условие (9), эффективная длительность s -й гармоники растет с расстоянием практически линейно:

$$T_s = \frac{\text{tg}^2 \theta_s}{\omega_0 c T_0} z_s. \quad (10)$$

На рис. 1, а показана зависимость эффективной длительности гармоник с $s=1$ и $s=2$ от расстояния при различных длительностях первичного импульса. В выбранном диапазоне изменения z эффективная длительность первой гармоники практически не меняется, тогда как гармоника с $s=2$ уширяется значительно. Отметим, что эффективная длительность пространственной гармоники — функция только одного параметра периодической структуры l , не зависящая от коэффициента заполнения d/l . Зависимости T_1, T_2 от периода l приведены на рис. 1, б. Области значительного увеличения длительности гармоник соответствуют значениям периода решетки, при котором выполняется условие $\kappa_0 = s$, т. е. областям точек «скольжения».

Скорость, с которой перемещается огибающая s -й гармоники вдоль лучевой координаты z_s , постоянна и равна скорости света c для любой гармоники. Однако, если рассматривать произвольную плоскость $z = \text{const}$ и следить за временем прихода к ней максимума огибающих пространственных гармоник, то оказывается, что к данной плоскости первой приходит основная пространственная гармоника, а все остальные — с запаздыванием на величину Δt_s , которая обусловлена различием z -х составляющих групповых скоростей пространственных гармоник.

Проекция групповой скорости на ось z s -й гармоники определяется выражением

$$v_{z,s}^{\text{гп}} = c \sqrt{1 - (s/\kappa_0)^2}, \quad (11)$$

следовательно, групповое запаздывание получим из выражения [4]

$$\Delta t_s = \frac{z}{c} \left[\left(1 - \frac{s^2}{\kappa_0^2} \right)^{-1/2} - 1 \right]. \quad (12)$$

С увеличением номера гармоники и уменьшением несущей частоты первичного сигнала время группового запаздывания возрастает. Как и эффективная длительность, величина Δt_s не зависит от коэффициента заполнения решетки и обусловлена только ее периодом.

На рис. 1, в, г даны зависимости времени группового запаздывания Δt_s первой и второй пространственных гармоник от расстояния z и периода структуры l соответственно (кривые 1, 1' получены при $T_0 = 0,03$ нс, 2, 2' — 0,05 нс).

Фазовый набег пространственной гармоники, определяемый (6), состоит из двух слагаемых. Одно из них — аргумент передаточной функции ленточной решетки, зависящий от ее периода и коэффициента заполнения, а второе обусловлено дисперсией продольного волнового числа и является дополнительным по сравнению со случаем рассеяния плоской монохроматической волны. Дополнительный фазовый набег зависит от периода l , расстояния z , его значение прямо пропорционально номеру гармоники и обратно пропорционально первоначальной длительности сигнала T_0 . Пространственные гармоники рассеянного поля есть частотно-модулированные сигналы, мгновенную частоту которых в каждой точке пространства находим из выражения

$$\omega_{ts} = \omega_0 - \beta_s (t - t_0 - z_s/c). \quad (13)$$

Таким образом, с течением времени мгновенная частота сигнала убывает со скоростью β_s , определяемой (5). Из данной формулы следует, что скорость качания частоты уменьшается с ростом T_0 , стремясь при $T_0 \rightarrow \infty$ к нулю.

При малых расстояниях z_s скорость качания частоты невелика, максимальное значение имеет при определенном для каждой гармоники расстоянии $z_s^0 = \omega_0 c T_0^2 / \text{tg}^2 \theta_s$ (14) и с дальнейшим ростом координаты z_s при выполнении условия (9) стремится к нулю в соответствии с выражением $\beta_s \approx \omega_0 c / (\text{tg}^2 \theta_s z_s)$ (15). Максимальное значение девиации частоты

$$\omega_{gs}^{\text{макс}} = T_s \beta_s^{\text{макс}} = \frac{1}{2T_0} \quad (16)$$

следует из выражения (15), если в него подставить значение z_s^0 из (14). Очевидно, что $\omega_{gs}^{\text{макс}}$ имеет одинаковое значение для всех пространственных гармоник, которое увеличивается с уменьшением длительности первичного сигнала.

Значение координаты z_s^0 (14) тем больше, чем меньше номер пространственной гармоники,

Варьируя параметры первичного сигнала и дифракционной решетки, получаем в заданной точке пространства ЧМ-сигнал с определенной девиацией частоты.

На рис. 2 представлены зависимости β_s от координаты z ($l=0,3$ см, $\kappa_0=2,5$) и периода решетки l ($\lambda_0=0,12$ см, $z=20$), ил-

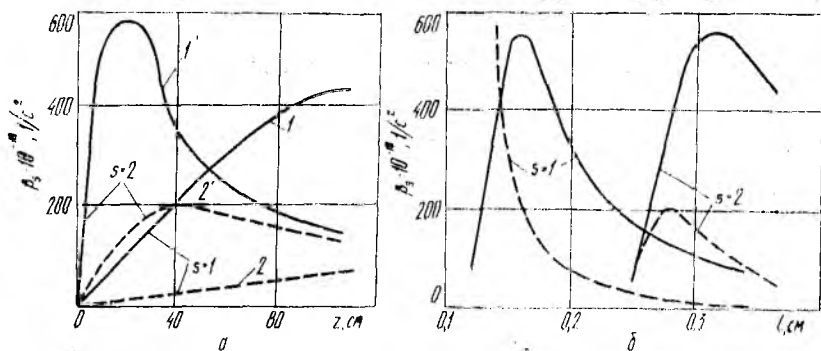


Рис. 2

люстрирующие поведение этой характеристики при различных значениях длительности первичного импульса (кривые 1, 1' получены при $T_0=0,03$ нс, 2, 2' — 0,05 нс).

Максимальная относительная девиация частоты при указанных параметрах

$$\omega_g^{\text{макс}}/\omega_0 = 1 \dots 2 \%,$$

однако для узкополосных сигналов она может достигать примерно 5...6 % при уменьшении длительности первичного сигнала.

Большая девиация частоты, вероятно, присуща более широкополосным сигналам, которые, как известно, менее устойчивы при распространении.

Из приведенных результатов следует, что ленточная дифракционная решетка при рассеянии на ней АМ сигналов может служить линейно-частотным модулятором с плавно регулируемыми параметрами. Девиацию частоты, а также геометрические параметры такого устройства легко найти из соотношений (5), (14), (16). Коэффициент заполнения решетки для соответствующей поляризации должен отвечать максимальной амплитуде прошедшего сигнала. Согласно принципу взаимности такое устройство можно использовать в качестве обратного преобразователя. Итак, если ЛЧМ-сигнал будет падать под углом θ_s , найденным из (8), на решетку, прошедший дифракционный сигнал будет получен на несущей частоте. Данные устройства могут широко применяться в радиолокации, радиоспектроскопии.

Список литературы: 1. Гаврилова Т. В. Особенности рассеяния модулированных сигналов периодическими препятствиями//Изв. вузов. Радиофизика. 1980. Т. 23, № 9. С. 1067—1074. 2. Шестопалов В. П. Метод задачи Римана—Гильберта в теории дифракции и распространения электромагнитных волн. Х., 1971.

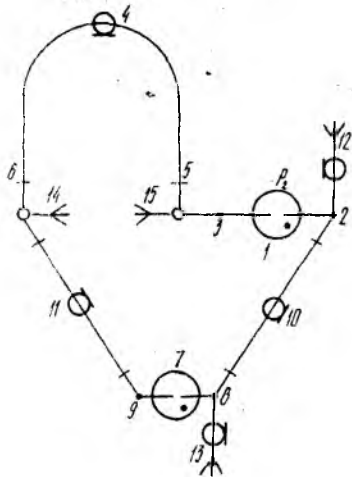
Поступила в редколлегию. 13.11.86

УДК 621.396

Б. С. ДУДНИК, О. В. ПРЮГИ

АНТЕННЫЙ ПЕРЕКЛЮЧАТЕЛЬ РЛС

Антенные переключатели используются в РЛС, имеющих общую антенну для подключения ее к передатчику на время передачи и к приемнику на время приема. Если передатчик работает в импульсном режиме, то в момент его работы приемник должен быть отключен от антенны и от передатчика, а передатчик подключается к антенне. В режиме приема к антенне подключается приемник, а передатчик отключается от антенны во избежание потерь принимаемого сигнала. Обычно в радиолокационных станциях используются антенные переключатели, в которых применяется одна из четырех разновидностей параллельного и последовательного включений ключевых элементов защиты приемника и блокировки передатчика [1]. Первый и второй ключевые элементы включены соответственно параллельно и последовательно в отрезки линий передачи длиной $\lambda/4$, где λ — длина волны передатчика, концы которых являются входами для подключения передатчика и приемника.



Однако такие устройства имеют невысокую скорость переключения, что обусловлено влиянием переотражений радиоимпульса передатчика в отрезках линий передачи длиной $\lambda/4$. Здесь имеет место переходный процесс в короткозамкнутой линии длиной $\lambda/4$, согласованной на входе с источником гармонического напряжения [2]. В такой линии происходит однократное отражение волн в конце линии и переходный процесс ограничен во времени. Это проявляется в «изломе» крутизны фронта импульса.

Для увеличения скорости переключения путем повышения крутизны фронта радиоимпульса передатчика разработан антенный переключатель [3], принципиальная схема которого представлена на рисунке.

Антенный переключатель содержит первый ключевой элемент 1 с первой и второй клеммами 2 и 3, первый отрезок линии 4

передачи с первым и вторым концами 5 и 6, второй ключевой элемент 7 с первой и второй клеммами 8 и 9, второй отрезок 10 линии передачи, третий отрезок 11 линии передачи, входы 12 и 13 для подключения соответственно антенны и приемника, а также входы 14 и 15 для подключения выходов передатчика, причем вход 15 служит для подключения противофазного выхода, т. е. передатчик — двухтактный.

Антенный переключатель действует следующим образом. При работе передатчика на вход 14 приемника через первый и второй ключевые элементы 1 и 7 и второй и третий отрезки линии 4 и 10 поступают противофазные сигналы со входов 12 и 13, взаимно компенсируя друг друга. На входе 13 эти сигналы благодаря выбранной длине $\lambda/2$ первого отрезка линии 4 складываются и излучаются антенной. Во время работы на прием первый и второй ключевой элементы 1 и 7 выключены и сигнал со входа 13 через второй отрезок линии 10 поступает на вход 14, к которому подключен приемник.

Соединение в «кольцо» первого, второго и третьего отрезков линии 4, 10 и 11 практически исключает переходные процессы в антенном переключателе, и достигается увеличение скорости переключения. Работая на прием, антенна непосредственно через отрезок $\lambda/4$ соединяется со входом радиоприемного устройства. Таким образом, антенный переключатель практически не влияет на форму переднего фронта радиоимпульса. Кроме того, при использовании кольцевой схемы и соответствующей балансировке удается обеспечить значительное подавление зондирующего импульса, которое мало зависит от свойств переключающих элементов.

Антенный переключатель позволяет повысить точность временной фиксации импульсного сигнала и эффективность защиты приемного тракта, увеличивая тем самым срок службы входного каскада радиоприемного устройства.

Список литературы: 1. Лебедев В. Н. Техника и приборы сверхвысоких частот: В 2 т. Т. 1. Техника сверхвысоких частот. М.; Л., 1961. С. 211—213. 2. Лосев А. К. Линейные радиотехнические цепи. М., 1971. С. 514—518. 3. А. с. 1141477 СССР, МКИ⁴ НОИР 1/15. Антенный переключатель/Б. С. Дудник//Открытия. Изобретения. 1985. № 7. С. 180.

Поступила в редколлегию 13.04.87

В. В. ОБЧАРЕНКО, канд. техн. наук, В. И. АИТЮФЕЕВ, канд. техн. наук,
Н. П. МАКАРУЩЕНКО, канд. физ.-мат. наук

ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКАЯ ОДНОМЕРНАЯ ЗАДАЧА КОШИ С УСЛОВИЯМИ СОПРЯЖЕНИЯ

В работе [1] решена обобщенная внутренняя задача электродинамики для слоя, в которой в качестве граничного условия выступает требование равенства нулю нормальной составляющей вектора Умова—Пойнтинга $\vec{\Pi}$. Получено восемь различных видов колебаний электромагнитного поля. Среди них встретились и новые разновидности гармонических полей. В частности, обнаружены колебания с частотой, не зависящей от толщины слоя, она может быть произвольной, а вектор $\vec{\Pi} = \vec{0}$ в любой точке области, занимаемой полем. В других вариантах переменных полей вектор $\vec{\Pi} = \vec{0}$ только на границе S слоя.

Условие $\vec{\Pi}|_S = \vec{0}$ выполняется лишь при идеальных стенках границы области, т. е. когда хотя бы один из параметров σ' , ϵ' , μ' — проводимость, диэлектрическая и магнитная проницаемости стенок — равен бесконечности. В противном случае $\vec{\Pi}|_S \neq 0$, энергия выходит из слоя, колебания затухают. Затухание может сопровождаться качественными изменениями картины распределения поля в слое. В статье исследуются пространственно-временные переходные процессы в слоистой структуре. Их изучение сопряжено с известными математическими трудностями. Цель исследования: разработать эффективный метод решения соответствующей задачи Коши с условиями сопряжения и выделить те собственные решения однородной электродинамической задачи, затухание которых происходит без качественного изменения их формы. Такие решения будем называть устойчивыми по форме. Практическое значение последних состоит в возможности их реализации.

Рассматривается случай непроводящих стенок ($\sigma' = 0$). В качестве начального условия берется распределение электромагнитного поля в слое в момент $t' = 0$, соответствующее произвольным собственным колебаниям, полученным в работе [1]. Фактические расчеты переходных процессов выполнены для собственных колебаний, у которых на границе S тангенциальная составляющая электрического поля равна нулю.

Постановка задачи. Пусть плоский слой имеет толщину d , а стенки, ограничивающие его, простираются в обе стороны до бесконечности. Диэлектрическую и магнитную проницаемости обозначим через ϵ , μ в слое и ϵ' , μ' в стенках. Предположим, что всюду проводимость $\sigma = 0$. Выберем декартову систему координат так,

чтобы границы слоя были перпендикулярны оси Ox' и имели координаты $x'=0$ и $x'=d$. Введем безразмерные переменные $x = x'/d$, $t = t'/c/d$, где $c = (\epsilon_0 \epsilon \mu_0 \mu)^{-1/2}$.

Требуется найти зависящее только от x , t электромагнитное поле \vec{E} , \vec{H} в слое и в стенках для $t > 0$, если при $t = 0$ поле задано и отлично от нуля только в слое. Легко проверить, что в случае зависимости электромагнитного поля от одной пространственной переменной x , составляющие $E_x = \text{const}$, $H_x = \text{const}$. Будем искать поля с нулевыми константами. Для остальных компонент поля в слое из уравнений Максвелла получаем независимые системы дифференциальных уравнений (ДУ):

$$\begin{aligned} \frac{\partial E_y}{\partial x} &= -W \frac{\partial H_z}{\partial t}; & \frac{\partial E_z}{\partial x} &= W \frac{\partial H_y}{\partial t}; \\ \frac{\partial H_z}{\partial x} &= -\frac{1}{W} \frac{\partial E_y}{\partial t}; & \frac{\partial H_y}{\partial x} &= \frac{1}{W} \frac{\partial E_z}{\partial t}. \end{aligned} \quad (1), \quad (2)$$

Здесь $W = \left(\frac{\mu_0 \mu}{\epsilon_0 \epsilon} \right)^{1/2}$; ϵ_0, μ_0 — электрическая и магнитная постоянные. Заменяя в ДУ (1), (2) W на $W'c/c'$, где $W' = \left(\frac{\mu_0 \mu'}{\epsilon_0 \epsilon'} \right)^{1/2}$,

$c' = (\epsilon_0 \epsilon' \mu_0 \mu')^{-1/2}$, получаем уравнения для поля в стенках.

Отметим, что любое электромагнитное поле, зависящее только от одной пространственной переменной x , удовлетворяет уравнениям $\text{div } \vec{E} = 0$, $\text{div } \vec{H} = 0$. Снабдим все поля в области $x < 0$ одним штрихом, а в области $x > 1$ — двумя. Тогда начальные условия можно записать в виде

$$\begin{aligned} \vec{E}'(x, 0) &= \vec{E}''(x, 0) = \vec{0}; & \vec{H}'(x, 0) &= \vec{H}''(x, 0) = \vec{0}; \\ \vec{E}(x, 0) &= \vec{e}(x); & \vec{H}(x, 0) &= \vec{h}(x). \end{aligned}$$

Условия сопряжения полей на границе выглядят так:

$$\begin{aligned} \vec{E}'(0, t) &= \vec{E}(0, t); & \vec{E}(1, t) &= \vec{E}''(1, t); \\ \vec{H}'(0, t) &= \vec{H}(0, t); & \vec{H}(1, t) &= \vec{H}''(1, t). \end{aligned} \quad (3)$$

Следует также добавить требование финитности по x электромагнитного поля при любом фиксированном $t > 0$, вытекающее из конечности скорости распространения электромагнитного поля.

Решение задачи. Системы уравнений (1), (2) могут решаться независимо друг от друга, причем общее решение задачи (1) может быть получено из решения задачи (2) заменой y на z , z на y , W , W' на $-W$, $-W'$. Применив к уравнениям (1), (2) преобразо-

вание Лапласа, запишем для слоя и стенок следующие системы уравнений:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \hat{E}_z^i}{\partial x} &= W[p \hat{H}_y^i - h_y(x)]; & \frac{\partial \hat{E}_z^a}{\partial x} &= W' \frac{c}{c'} p \hat{H}_y^a; \\ & (4) & & (5) \\ \frac{\partial \hat{H}_y^i}{\partial x} - \frac{1}{W} [p \hat{E}_z^i - e_z(x)], & & \frac{\partial \hat{H}_y^a}{\partial x} &= \frac{c}{c'} \frac{p}{W'} \hat{E}_z^a. \end{aligned}$$

Общее решение системы обыкновенных ДУ (5) имеет вид

$$\begin{aligned} \hat{E}_z^a(x, p) &= W' \frac{c}{c'} [\hat{A}^a(p) e^{\lambda' x} - \hat{B}^a(p) e^{-\lambda' x}]; \\ \hat{H}_y^a(x, p) &= \hat{A}^a(p) e^{\lambda' x} + \hat{B}^a(p) e^{-\lambda' x}, \end{aligned}$$

где $\lambda' = pc^2/c'$; $\hat{A}^a(p)$, $\hat{B}^a(p)$ — произвольные функции от p . Так как оригиналы, соответствующие членам с $e^{\lambda' x}$ ($e^{-\lambda' x}$), представляют собой волны, распространяющиеся в отрицательном (положительном) направлении вдоль оси Ox , для удовлетворения требования финитности по x решений системы (5) необходимо принять равным нулю: для области $x < 0$ коэффициент при $e^{-\lambda' x}$; для $x > 1$ коэффициент при $e^{\lambda' x}$.

В результате имеем

$$\begin{aligned} \hat{E}_z^a(x, p) &= W' \frac{c}{c'} \hat{A}'(p) e^{\lambda' x}; & \hat{H}_y^a(x, p) &= \hat{A}'(p) e^{\lambda' x} \text{ при } x < 0; \\ \hat{E}_z^a(x, p) &= -W' \frac{c}{c'} \hat{B}'(p) e^{-\lambda' x}; & \hat{H}_y^a(x, p) &= \hat{B}'(p) e^{-\lambda' x} \text{ при } x > 1. \end{aligned}$$

Общее решение неоднородной системы ДУ (4) имеет вид

$$\hat{E}_z^i(x, p) = W [\hat{A}(p) e^{px} - \hat{B}(p) e^{-px} - P(x, p)];$$

$$\hat{H}_y^i(x, p) = \hat{A}(p) e^{px} + \hat{B}(p) e^{-px} - Q(x, p), \quad (6)$$

$$\text{где } P(x, p) = \int_0^x [h_y(\xi) \operatorname{ch} p(x - \xi) + W e_z(\xi) \operatorname{sh} p(x - \xi)] d\xi; \quad (7)$$

$$Q(x, p) = \int_0^x [h_y(\xi) \operatorname{sh} p(x - \xi) + W e_z(\xi) \operatorname{ch} p(x - \xi)] d\xi. \quad (8)$$

Для нахождения четырех неизвестных функций $\hat{A}'(p)$, $\hat{A}(p)$, $\hat{B}'(p)$, $\hat{B}(p)$ используем уравнения сопряжения (3):

$$\hat{A}'(p) = 2 [P(1, p) + \gamma Q(1, p)] / R(p); \quad (9)$$

$$\hat{A}(p) = \hat{A}'(p) (1 + \gamma) / 2; \quad \hat{B}(p) = \hat{A}'(p) (1 - \gamma) / 2; \quad (10)$$

$$\hat{B}'(p) = e^{\lambda'} \{P(1, p) [(1 + \gamma) e^p + (1 - \gamma) e^{-p}] - Q(1, p) [(1 + \gamma) e^p - (1 - \gamma) e^{-p}]\} / R(p).$$

Здесь $R(p) = (1 + \gamma)^2 e^p - (1 - \gamma)^2 e^{-p}$, $\gamma = W'/W$.

Если в общем решении (4) применить интегралы с пределами от x до 1, то можно получить для коэффициента $\hat{B}'(p)$ выражение, аналогичное (9):

$$\hat{B}'(p) = 2e^{\lambda'} [P_1(1, p) - \gamma Q_1(1, p)] / R(p),$$

где $P_1(1, p) = \int_0^1 [h_y(\xi) \operatorname{ch} p\xi - W e_z(\xi) \operatorname{sh} p\xi] d\xi;$

$$Q_1(1, p) = \int_0^1 [-h_y(\xi) \operatorname{sh} p\xi + W e_z(\xi) \operatorname{ch} p\xi] d\xi.$$

Частный случай. Используем решения [1]. Для любого из них компоненты поля E_z, H_y описываются формулами

$$E_z(x, t) = W \{a \cos [\omega(t + x) + \alpha] - b \cos [\omega(t - x) + \beta]\}; \quad (11)$$

$$H_y(x, t) = a \cos [\omega(t + x) + \alpha] + b \cos [\omega(t - x) + \beta]. \quad (12)$$

Здесь a, b, α, β — вещественные константы, подчиняющиеся определенным условиям, выделяющим различные классы решений. Исходя из (11), (12), записываем

$$e_z(x) = E_z(x, 0) = W [a \cos(\omega x + \alpha) - b \cos(\omega x - \beta)];$$

$$h_y(x) = H_y(x, 0) = a \cos(\omega x + \alpha) + b \cos(\omega x - \beta).$$

При таких начальных функциях интегралы $P(x, p), Q(x, p)$ (см. соотношения (7), (8)) равны

$$P(x, p) = aI^+(x, p) + bI^-(x, p); \quad Q(x, p) = aI^+(x, p) - bI^-(x, p), \quad (13)$$

где $I^+(x, p) = \frac{\cos \alpha}{p^2 + \omega^2} (-\lambda \cos \omega x + \omega \sin \omega x + p e^{px}) +$

$$+ \frac{\sin \alpha}{p^2 + \omega^2} (\lambda \sin \omega x + \omega \cos \omega x - \omega e^{px});$$

$$I^-(p, x) = \frac{\cos \beta}{p^2 + \omega^2} (p \cos \omega x + \omega \sin \omega x - p e^{-px}) +$$

$$+ \frac{\sin \beta}{p^2 + \omega^2} (p \sin \omega x - \omega \cos \omega x + \omega e^{-px}).$$

Используя выражения (13) в формуле (9), определяем

$$\hat{A}'(p) = \frac{2}{R(p)(p^2 + \omega^2)} \{ (1 + \gamma) a \cos \alpha (-p \cos \omega + \omega \sin \omega + p e^p) +$$

$$\begin{aligned}
 & + (1 + \gamma) a \sin \alpha (\rho \sin \omega + \omega \cos \omega - \omega e^{\rho}) + \\
 & + (1 - \gamma) b \cos \beta (\rho \cos \omega + \omega \sin \omega - \rho e^{-\rho}) + \\
 & + (1 - \gamma) b \sin \beta (\rho \sin \omega - \omega \cos \omega + \omega e^{-\rho}) \}. \quad (14)
 \end{aligned}$$

Здесь $\omega = \pi n$, $n \in N$.

С целью упрощения выкладок дальнейшие вычисления проведем для первой группы решений [1], которые характеризуются равенствами $b = a$, $\beta = \alpha$. Кроме того, положим $\alpha = 0$, $E_y = 0$, $H_z = 0$. Этого достаточно, чтобы проиллюстрировать особенности вычисления оригиналов в рассматриваемой ситуации, а также получить представление о характерных чертах колебаний и затухании электромагнитного поля в слое. Отметим, что на результаты вычислений существенно влияет значение параметра a .

Итак, при $b = a$, $\beta = \alpha = 0$ выражение (14) принимает вид

$$\hat{A}'(\rho) = \hat{g}(\rho) [e^{\rho/2} - (-1)^n e^{-\rho/2}] (1 - \gamma). \quad (15)$$

Здесь
$$\hat{g}(\rho) = \frac{2a\rho\gamma}{[\rho^2 + (\pi n)^2] [(1 + \gamma) e^{\rho/2} - (-1)^n e^{-\rho/2}] (1 - \gamma)}.$$

С помощью (10), (15) находим изображения полей внутри слоя:

$$\hat{E}_z^i(x, \rho) = W \left\{ -\frac{2a\pi n}{\rho^2 + (\pi n)^2} \sin n\pi x + \hat{g}(\rho) [e^{-\rho x_1} - (-1)^n e^{\rho x_1}] \right\};$$

$$\hat{H}_y^i(x, \rho) = \frac{2a\rho}{\rho^2 + (\pi n)^2} \cos n\pi x - \hat{g}(\rho) [(-1)^n e^{\rho x_1} + e^{-\rho x_1}],$$

где $x_1 = x - 1/2$. Для оригиналов соответственно имеем

$$\begin{aligned}
 H_y^a(x, t) &= \eta(t + x_2 + 1/2) g(t + x_2 + 1/2) - \\
 & - (-1)^n \eta(t + x_2 - 1/2) g(t + x_2 - 1/2);
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 E_z^i(x, t) &= W [-2a \sin n\pi x \sin n\pi t + \eta(t - x_1) g(t - x_1) - \\
 & - (-1)^n \eta(x + t_1) g(x + t_1)];
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 H_y^i(x, t) &= 2a \cos n\pi x \cos n\pi t - \eta(t - x_1) g(t - x_1) - \\
 & - (-1)^n \eta(t + x_1) g(t + x_1). \quad (16)
 \end{aligned}$$

Здесь $\eta(x)$ — единичная функция, $x_2 = xc/c'$.

Для вычисления оригинала функции $\hat{g}(\rho)$ введем вспомогательную функцию

$$\hat{h}(\rho) = \frac{\rho}{\rho^2 + (\pi n)^2} \cdot \frac{e^{-\rho}}{(-1)^n \frac{1 + \gamma}{1 - \gamma} - e^{-\rho}},$$

которая имеет простые полюсы в точках $p = \pm i\pi n$, $p_m = \ln|x| + i\pi n$, где m пробегает все четные и нечетные целые числа, если $(-1)^n(1-\gamma) > 0$ ($(-1)^n(1-\gamma) < 0$), $\kappa = \frac{1-\gamma}{1+\gamma}$. Применение теоремы разложения [2] к изображению $\hat{h}(p)$ дает $h(\theta) = f(\theta) + h_1(\theta)$,

где слагаемое $f(\theta) = \frac{1-\gamma}{2\gamma} \cos n\pi\theta$ отвечает сумме вычетов в точках $p = \pm i\pi n$, а

$$h_1(\theta) = \frac{1}{2} (1-\gamma)^2 \sum_m \frac{p_m e^{p_m \theta}}{p_m^2 + (\pi n)^2} \begin{cases} -(1-\gamma^2)^{-1}, & n = 2k + 1; \\ (2\gamma)^{-1}, & n = 2k, k = 0, 1, 2, \dots \end{cases}$$

соответствует сумме вычетов в точках $p = p_m$. Функция $p\hat{h}(p)e^{p\theta} \rightarrow 0$, когда $|p| \rightarrow \infty$ по любому направлению, кроме $\arg p = \pm \pi/2$ для $\forall \theta \in (0, 1)$. Следовательно [3, с. 65], контурный интеграл от функции $\hat{h}(p)e^{p\theta}$ по окружности $|p| = R$ при $R \rightarrow \infty$ стремится к нулю, откуда следует, что $h_1(\theta) = -f(\theta)$ для $\theta \in (0, 1)$. За пределами этого интервала функция $h_1(\theta)$ продолжается по правилу

$$h_1(\theta_1 + s) = |x|^s h_1(\theta_1) \begin{cases} (-1)^s, & (-1)^n(1-\gamma) < 0; \\ 1, & (-1)^n(1-\gamma) > 0, \end{cases}$$

где $s = 0, 2, \dots$; $\theta_1 \in (0, 1)$. Тогда

$$h_1(\theta) = -|x|^s f(\theta) \begin{cases} (-1)^s, & (-1)^n(1-\gamma) > 0; \\ 1, & (-1)^n(1-\gamma) < 0, \end{cases} s < \theta < s + 1.$$

Поскольку $\hat{g}(p) = (-1)^n 2a\gamma e^{p/2} \hat{h}(p)/(1-\gamma)$, получим

$$g(\theta) = \eta(\theta - 1/2) f_1(\theta) \begin{cases} 1 - (-1)^s |x|^s, & (-1)^n(1-\gamma) > 0; \\ 1 - |x|^s, & (-1)^n(1-\gamma) < 0. \end{cases}$$

Здесь $-\frac{1}{2} + s < \theta < \frac{1}{2} + s$; $f_1(\theta) = (-1)^k \begin{cases} \sin n\pi\theta, & n = 2k + 1; \\ \cos n\pi\theta, & n = 2k. \end{cases}$

На рис. 1 представлен график функции $g(\theta)$ при $n=1$ для $\gamma=5$ (магнитные стенки) и $\gamma=0,2$. В предельных случаях имеем

$$g(\theta) = \eta(\theta - 1/2) a \sin \pi\theta [1 - (-1)^s] \times \\ \times \left(-\frac{1}{2} + s < \theta < \frac{1}{2} + s \right) \text{ при } \gamma \rightarrow \infty; \quad (17)$$

$$g(\theta) \equiv 0 \text{ при } \gamma = 0. \quad (18)$$

На рис. 2 показаны кривые распределения магнитного поля в слое $H'_y(x, t)$ для различных моментов времени, построенные по

формулам (16), (17), ($n=1, \gamma \rightarrow \infty$). В соответствии с выражениями (16), (18), в другом предельном случае $\gamma \rightarrow 0$ начальное колебание с течением времени остается невозмущенным и описывается непрерывной функцией. Таким образом, собственные колебания электрического типа (с $l_z(0)=l_z(1)=0$) являются устойчивыми по форме для диэлектрических стенок ($\gamma < 1$) и неустойчивыми по форме для магнитных стенок ($\gamma > 1$).

Повторяя приведенные вычисления для \vec{H} -поля, нетрудно убедиться в том, что эволюция переходного процесса с изменением γ от 0 до бесконечности будет противоположной, т. е. форма колебаний устойчива только при $\gamma > 1$. Когда γ велико, происходит медленное уменьшение амплитуды колебаний при неизменной форме, если мало, то затухание колебаний сопровождается искажениями их формы, показанными на рис. 2.

Полученные результаты указывают на некоторые естественные условия согласования вида электромагнитного поля со

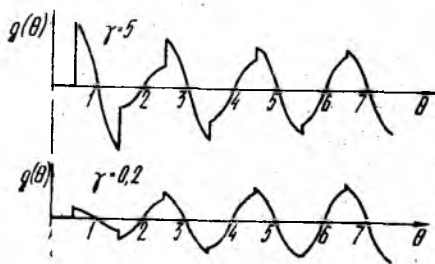


Рис. 1

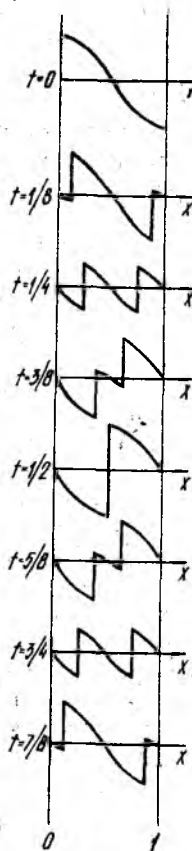


Рис. 2

стенками резонатора, при которых последние оказывают слабое влияние на форму колебаний, — это \vec{E} -поле в случае диэлектрических стенок и \vec{H} -поле в случае магнитных.

Список литературы: 1. Овчаренко В. В., Антюфеев В. И., Макарущенко Н. П. Одномерная обобщенная внутренняя задача электродинамики // Радиотехника. 1988. Вып. 84. С. 21—26. 2. Лаврентьев М. А., Шабат Б. В. Методы теории функций комплексного переменного. М., 1973. 736 с. 3. Анго А. Математика для электро- и радиоинженеров. М., 1965. 780 с.

Поступила в редколлегию 17.02.87

В. В. СЕНЧЕНКО, канд. техн. наук, К. С. СУНДУЧКОВ, канд. техн. наук,
А. В. ТУМЕНОК

РАДИАЛЬНЫЙ ФИЛЬТР С НУЛЕВОЙ ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТЬЮ ЧАСТОТЫ ЗАГРАЖДЕНИЯ К ИЗМЕНЕНИЯМ ВЫСОТЫ РЕЗОНАТОРА

В многочастотных и потенциально нестабильных СВЧ-устройствах принципиально необходимым узлом является режекторный фильтр. Он должен обеспечивать подавление 20...35 дБ в полосе загираания, вносить минимальные потери (менее 0,3 дБ) на сигнальной частоте, иметь достаточно большую крутизну частотной зависимости переходного ослабления. Этим требованиям вполне удовлетворяет однозвенный фильтр в виде радиального резонатора, последовательно включенного в коаксиальную линию передачи, что и обусловило его широкое практическое использование. В параметрических усилителях он служит для развязки контура сигнальной частоты от контуров накачки и холостой частоты, в умножителях — для подавления высших гармоник. В СВЧ-генераторах радиальные резонаторы определяют частоту колебаний, входят в состав стабилизирующих цепей, а в генераторах гармоник на лавинно-пролетных диодах, привлекающих в последние 10 лет повышенное внимание в связи с интенсивным освоением миллиметрового диапазона длин волн, они к тому же еще развязывают контур входной частоты от контура первой гармоники. Включение стабилизирующих цепей само по себе не гарантирует устойчивый режим устройства — необходим тщательный анализ всей колебательной системы, в том числе и радиального фильтра. Шумовая температура параметрических усилителей существенно зависит от степени развязки цепей различных частот (сигнальной, накачки, холостой) и для ее уменьшения важно точно знать не только частоту заграждения, но крутизну и добротность фильтра, положение плоскости режекции на холостой частоте. Пределы изменения реактивной проводимости резонатора определяют диапазон электронной перестройки частоты генератора гармоник на ЛПД. Полоса заграждения накладывает ограничения на допустимый диапазон изменения частот накачки и холостой в параметрических усилителях и частоты гетеродина в смесителях. Погрешность расчета указанных характеристик и их чувствительности к изменению размеров резонатора и коаксиальной линии в некоторых случаях не должна превышать 1 %.

Эмпирическая формула $2b = a_0 + a + \lambda_0/2$ получена для резонансной длины волны резонатора высотой $2d = 0,1\lambda_0$ с тефлоновой опорной шайбой [1]. Эта формула была уточнена для фильтра с вакуумным заполнением [2]. Использование полученных результатов [1] для расчета фильтров с вакуумным заполнением и произвольной высотой $2d$ стало возможным после введения попра-

вочного коэффициента [3], зависящего только от величины d . Предложенные в указанных работах методики расчета частоты заграждения f_3 обеспечивали в отдельных случаях точность 1,5... 2,5 %, однако гарантированная область их применимости оставалась неизвестной. Представление силовых электрических линий в коаксиальной части зазора в виде полуокружностей [4] позволило рассчитать последовательную краевую емкость, шунтирующую радиальную линию на ее входе. Параллельные краевые емкости, образованные «замыканием» силовых линий на внутренний проводник коаксиала, не учитывались. Учитывая характер принятых допущений и вид используемой эквивалентной схемы можно ожидать достаточной для практики точности расчета узкополосных фильтров (с малой высотой резонатора). Для расчета же низкочастотных радиальных резонаторов, включенных в низкоомную коаксиальную линию, такой подход непригоден. Отдельные результаты были получены также в работах [5—7]. Расчет частоты заграждения строгими методами без ограничений на размеры структуры выполнен в работах [8—12]. В первых двух из них рассматриваемая область разбивалась на частичные плоскостью $z=0$ или цилиндрической поверхностью $r=a$ и в результате «сшивания» полей получалась бесконечная система линейных алгебраических уравнений первого рода относительно коэффициентов Фурье разложения поля. Известно, что сходимость такого алгоритма довольно медленная. Доказать правомерность применения метода редукции, как правило, не удается, получаемые приближенные результаты могут сильно отличаться от точных. В работах второй группы использовался вариационный метод для расчета входной проводимости фильтра с опорной диэлектрической шайбой. Функционал записывался относительно радиальной электрической компоненты и пробное поле представлялось в виде T -волны коаксиальной линии передачи [10; 11].

В работе [12] расчет радиального фильтра выполнен вариационным методом. Но в отличие от предыдущих работ коэффициент отражения R^+ падающей T -волны (по току) в плоскости $z=0$ приводился как функционал Швингера относительно продольного электрического поля $\epsilon^\pm(z)$ на половине кольцевой щели связи радиальной и коаксиальной областей:

$$(R^\pm)^{-1} = \frac{1}{2} \ln \frac{a}{a_0} \frac{\iint_0^a [K(z, \xi) \pm K(z, -\xi)] \epsilon^\pm(z) \epsilon^\pm(\xi) dz d\xi}{\left[\int_0^a \epsilon^\pm(\xi) \begin{Bmatrix} \cos k\xi \\ \sin k\xi \end{Bmatrix} d\xi \right]^2},$$

где $K(z, \xi)$ — ядро интегрального уравнения Фредгольма 1-го рода

$$\int_{-a}^a K(z, \xi) \epsilon^\pm(\xi) d\xi = -(e^{ikz} \pm e^{-ikz});$$

a_0, a — внутренний и внешний радиусы проводников коаксиальной области (рис. 1, а). Поскольку в реальных структурах выполняется условие $d < a - a_0$, то в качестве пробного поля использовались функции с особенностью

$$\epsilon^+(z) = (d^2 - z^2)^{-1/3}, \quad \epsilon^-(z) = z(d^2 - z^2)^{-1/3}.$$

Они правильно описывают поведение компоненты электростатического поля, перпендикулярной к прямолинейному ребру метал-

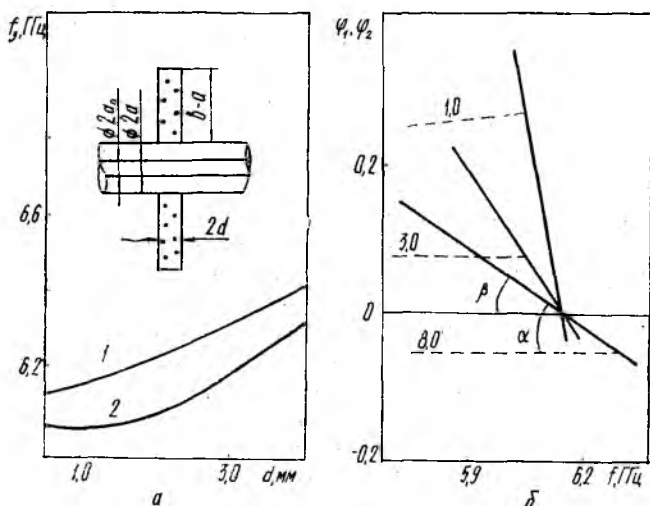


Рис. 1

лического клина, в случае однородной среды. При расположении клина в неоднородной среде особенность поля может существенно отличаться от $\rho^{-1/3}$ и будет описываться более сложной зависимостью. Если же значения диэлектрической проницаемости ϵ заполнения радиальной области и радиуса кривизны a^{-1} металлического ребра невелики, то указанные функции обеспечивают высокую точность расчета величин R^\pm . По мере увеличения высоты резонатора $2d$ необходимо более точно описывать не только амплитудное, но и фазовое распределение продольного электрического поля на щели связи.

Несмотря на большой объем теоретических и экспериментальных исследований, до настоящего времени не было физического объяснения экспериментально установленной возможности существования фильтров с немонотонной зависимостью частоты заграждения от высоты резонатора в некотором интервале значений геометрических размеров структуры [4]. Не изучались также влияния конструктивных параметров фильтров на элементы его эквивалентной схемы.

В работе рассчитывались элементы эквивалентной схемы радиального фильтра и анализировалась чувствительность его характеристик к изменениям конструктивных параметров.

Эквивалентная схема включения радиального резонатора. В работах [1; 4] использовалась эквивалентная схема фильтра в виде короткозамкнутой в сечении $r=b$ радиальной линии высотой $2d$, последовательно включенной в коаксиальную линию передачи и защищенной краевой емкостью $C_{кр}$ на входе. В качестве величины $C_{кр}$ принималась электростатическая емкость узкой прямолинейной щели в металлическом полупространстве. Такая схема не полностью адекватна реальным физическим процессам и не позволяет объяснить некоторые важные особенности работы фильтра.

Представим эквивалентную схему радиального фильтра в виде Π -образного симметричного, реактивного четырехполюсника [12] с параллельными $jY_{пар}$ и последовательным $jY_{пос}$ элементами, нормированными на проводимость $Y_0 = (60 \ln a/a_0)^{-1} T$ -волны коаксиальной линии передачи. Он полностью определяется одним комплексным параметром и поэтому элементы волновой матрицы рассеяния $[S]$ (по напряжению) и нормированные на Y_0 элементы матрицы проводимости $[Y]$ можно выразить через коэффициент

отражения $R = (R^+ + R^-)/2$ в сечении $z=0$: $S_{11} = S_{22} = -R$;

$$S_{12} = S_{21} = T; Y_{11} = -Y_{22} = (1 - R^2 + T^2)/[(1 - R)^2 - T^2];$$

$$Y_{12} = -Y_{21} = -2T/[(1 - R)^2 - T^2], \text{ где } T = 1 + (R^+ - R^-)/2.$$

Следовательно, элементы $jY_{пар}$ и $jY_{пос}$ имеют вид

$$jY_{пар} = \frac{1 - R^2 + T^2 - 2T}{(1 - R)^2 - T^2}; jY_{пос} = \frac{2T}{(1 - R)^2 - T^2}$$

или, с учетом [12] выражений для R и T , $Y_{пар} = (q^-)^2/2Y^-$, $Y_{пос} = Y^+/(q^+)^2 - (q^-)^2/4Y^-$. Выделим в выражении для $Y_{пос}$ член, пропорциональный нормированной на Y_0 входной проводимости Y_k радиальной линии: $Y_{пос} = Y_c + N^2 Y_l$, где Y_c — проводимость последовательной краевой емкости; N — коэффициент трансформации. Наличие трансформатора объясняется выбором референсной плоскости в сечении $z=0$ и предположением о постоянстве фазы пробного поля на интервале $[-d, d]$.

Численное исследование зависимостей $Y_c(f)$ и $Y_{пар}(f)$ проводилось по разработанной программе RFNKL [13] с учетом в коаксиальной и радиальной областях соответственно 65 и 5 собственных волн. Анализ полученных результатов показал, что элементы Y_c и $Y_{пар}$ эквивалентной схемы фильтра можно представить емкостями, не зависящими от частоты и длины $b-a$ радиальной линии. Параллельная емкость — отрицательная; последовательная — положительна при малых значениях высоты $2d$ резонатора и отрицательна при больших значениях $2d^*$. Отрица-

* Реактивные СВЧ-элементы распределенного типа могут иметь отрицательное значение. При этом частотная зависимость их проводимости должна удовлетворять теореме Фостера.

тельный знак параллельной емкости является следствием уменьшения реальной краевой емкости на величину $C_0/2$ (C_0 — погонная емкость коаксиала длиной $2d$) при смещении референсных плоскостей $z=-d$ и $z=d$ в сечении $z=0$. Объяснить аналогично появление отрицательного знака у последовательной емкости нельзя. Экспериментальным подтверждением этого явления служит факт существования реальных фильтров с $f_3 > f_0$ [10], где f_0 удовлетворяет условию $Y_{\text{л}}(f_0) = 0$. Коэффициент трансформации N слабо зависит от частоты, высоты резонатора, вида пробной функции и отличается от единицы на 0,1...3 %.

Исследование характеристик фильтра. Исследование зависимости частоты заграждения f_3 от величин $a-a_0$, a/a_0 , d , b и ϵ позволило установить характер и степень влияния каждого из них. Изменение последних двух наиболее сильно влияет на частоту f_3 . Изменение радиуса b радиальной области приводит к параллельному смещению кривой $f_3(d)$, а увеличение диэлектрической проницаемости ϵ ее заполнения уменьшает не только частоту заграждения, но и ее чувствительность к изменению высоты $2d$ резонатора.

В работе [4] экспериментально была показана возможность существования отрицательных углов наклона кривой $f_3 d$. Для ее объяснения рассмотрим частотную зависимость трансформированной проводимости $\varphi_1 = N^2 Y_{\text{л}}$ радиального резонатора, представленного на рис. 1, б (сплошные кривые), и проводимости $\varphi_2 = -Y_{\text{с}}$ шунтирующей его краевой емкости (штриховые кривые) при разных значениях высоты $2d$ фильтра 2. Фильтры 1, 2 имеют одинаковые проводимости Y_0 , резонансные частоты f_0 и $\epsilon=1$. Отличаются они величинами $a-a_0$ и b ; для фильтра 2 они равны 2,97 и 20,75 мм соответственно ($a_0=2,28$ м, $a=5,25$ мм), для фильтра 1 — 0,99 мм, т. е. меньше в три раза, и 18,95 мм ($a_0=0,76$, $a=1,75$ мм). Точка пересечения кривых $\varphi_1(f)$ и $\varphi_2(f)$ определяет частоту заграждения f_3 . С увеличением высоты $2d$ уменьшаются угол наклона β кривой $\varphi_1(f)$ и значение величины φ_2 . В зависимости от соотношения скоростей падения величин β и φ_2 кривая $f_3(d)$ может иметь минимум (фильтр 1) или же будет монотонно возрастать (фильтр 2). У фильтров с большим значением расстояния $a-a_0$ и малой высотой $2d$ распределение электрического поля в области зазора близко к распределению четного возбуждения, т. е. силовые линии идут от одного ребра к другому, «провисая» в коаксиальной области. Это обуславливает другое значение последовательной емкости (т. е. проводимости $Y_{\text{с}}$), ее сильную зависимость от высоты $2d$ и малое значение параллельной емкости. При увеличении высоты $2d$ такого фильтра большая часть силовых линий замыкается на внутренний проводник, а распределение поля стремится к распределению нечетного возбуждения, проводимость $Y_{\text{с}}$ падает быстрее, чем угол β , что и приводит к уменьшению частоты f_3 . Дальнейшее увеличение высоты вызывает умень-

шение только угла β , не изменяя величину Y_c , поэтому частота f_3 возрастает. У фильтров же с малым расстоянием $a-a_0$ (фильтр 1) почти все силовые линии замкнуты на внутренний проводник, поэтому величина Y_c мала и с увеличением высоты практически не изменяется, а частота f_3 при этом монотонно растет.

Крутизна частотной зависимости переходного ослабления фильтра $L = -10 \lg(1 - |R|^2)$ и, следовательно, полоса заграждения Δf фильно зависит от высоты $2d$ и в меньшей степени от расстояния $a-a_0$: чем меньше $2d$ и чем больше $a-a_0$, тем меньше полоса. Это можно объяснить следующим образом. Скорость уменьшения величины L при удалении рабочей частоты f от значения f_3 определяется углом α пересечения кривых $\varphi_1(f)$ и $\varphi_2(f)$ (рис. 1, б). При увеличении высоты падает нагруженная добротность радиального резонатора (т. е. уменьшается угол β) и уменьшается проводимость Y_c . Из-за нелинейности кривой $\varphi_1(f)$ и уменьшения угла наклона кривой $\varphi_2(f)$ точка пересечения кривых $\varphi_1(f)$ и $\varphi_2(f)$ переходит в область меньших значений угла β . В результате влияния этих двух факторов полоса Δf растет. Кроме того, уменьшение величины Y_c при уменьшении расстояния $a-a_0$ служит причиной роста полосы Δf . Характер влияния диэлектрической проницаемости ϵ заполнения радиального резонатора на полосу и частоту заграждения противоположен влиянию радиуса b , поэтому уменьшение величин f_3 и Δf при увеличении ϵ может быть компенсировано уменьшением b .

Практическая реализация теоретических результатов

Полученные результаты были использованы при проектировании параметрического усилителя (ПУ) отражательного типа, конструкция которого представлена на рис. 2. Тракт сигнала

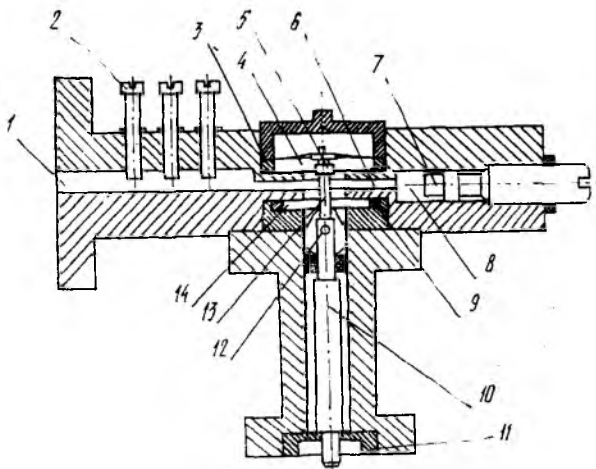


Рис. 2

включал в себя четвертьволновый коаксиальный трансформатор 10, согласующий входную цепь с отрицательным сопротивлением

диола 5. Сигнальный контур был образован емкостным импедансом диода и индуктивностью коаксиала 13, служащего для настройки контура в резонанс. Расширение полосы пропускания ПУ обеспечивалось минимизацией крутизны реактивного сопротивления сигнального контура. Компенсация этой реактивности осуществлялась с помощью корректора 12, выполненного в виде несимметричного полуволнового резонатора на разомкнутой коаксиальной линии.

Добротность корректора регулировалась изменением соотношения электрических длин плеч резонатора. Режекция мощности накачки в сигнальном тракте осуществлялась радиальным фильтром 14. Тракт накачки состоял из входного волновода 1 стандартного сечения с емкостными винтами 2, предназначенными для согласования диода с генератором накачки; отрезков волновода 6, запредельного для холостой частоты; цилиндрического резонатора 8 с бесконтактным поршнем 7, который служил для настройки контура накачки в режим отдачи диоду максимальной мощности; радиального фильтра 14, настроенного на частоту накачки f_H ; резонансной камеры 4 с диодом. Холостой контур был реализован на собственных параметрах диода. Его настройка осуществлялась выбором высоты втулки 5, т. е. изменением конструктивной емкости между диодом и втулкой. Диаметр кольца 3 выбирался из условия равенства нулю реактивной проводимости радиального резонатора 4 на холостой частоте в точках подключения диода. Подстройка холостого контура в резонанс достигалась регулировкой напряжения смещения на диоде.

При расчете ПУ особое внимание было уделено фильтру 14, поскольку к его характеристикам предъявлялось одновременно несколько требований: равенство частот f_3 и f_H ; широкая полоса

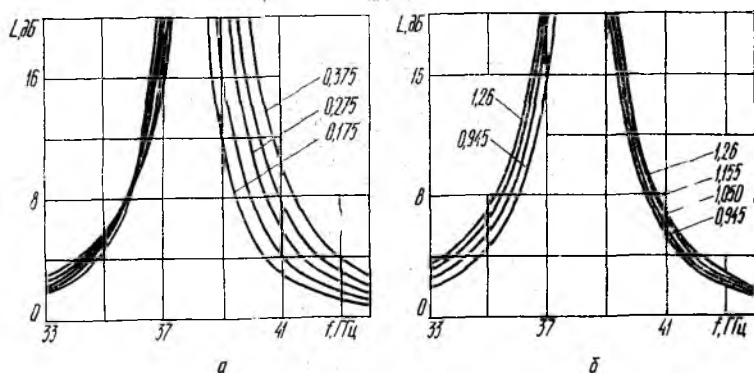


Рис. 3

заграждения для подавления мощности накачки не менее чем на 20 дБ при заданной стабильности частоты f_H ; обеспечение по холостой частоте короткого замыкания в плоскости соединения коак-

сиальной линии 13 с радиальным резонатором 4*. Кроме того, для настройки в резонанс сигнального контура с конкретным диаметром приходилось подбирать диаметр внутреннего проводника линии 13, что усложняло удовлетворение вышеперечисленным требованиям.

На рис. 3, а представлены частотные зависимости для переходного ослабления фильтра 14 при изменении радиуса a_0 проводника 13, когда $2d=1,05$ мм; на рис. 3, б — при варьировании высоты $2d$ резонатора ($a_0=0,275$ мм). Из рис. 3, а видно, что увеличение радиуса a_0 от 0,175 мм до 0,375 мм вызывает изменение частоты заграждения на 2,4 %. При этом полоса заграждения (по уровню 20 дБ) увеличивается от 1,6 до 2,5 ГГц, так что переходное ослабление L при изменении радиуса a_0 в заданном диапазоне значений не падает ниже 20 дБ. Интересной особенностью обладает семейство кривых $L(f, a_0)$ разработанного фильтра: на частоте $f=35,8$ ГГц фильтры с разными радиусами a_0 имеют одно и то же заграждение, равное 8,5 дБ. Причем, производная $\partial L/\partial a_0$ в этой точке изменяет знак с положительного на отрицательный. Исследование зависимости переходного ослабления от высоты резонатора (рис. 3, б) показало, что увеличение высоты от 0,945 до 1,26 мм (т. е. на 33 %) практически не изменяет частоту заграждения, увеличивая при этом полосу заграждения на 27 %.

На основании проведенного анализа были выбраны следующие значения конструктивных параметров радиального фильтра 14: радиус $a=1,75$ мм, высота и радиус резонатора $2d=1,05$ мм и $b=3,75$ мм, диэлектрическая проницаемость среды в резонаторе $\epsilon=1$. Радиус внутреннего проводника коаксиала изменялся от 0,175 мм до 0,375 мм. При этих размерах была достигнута минимальная чувствительность частоты заграждения фильтра к допускам на высоту резонатора и заданное значение ухода частоты заграждения в диапазоне изменения радиуса внутреннего проводника. Получены следующие экспериментальные значения частоты заграждения реализованного в ПУ радиального фильтра:

a_0	0,175	0,225	0,275	0,325	0,375
f_3	37,60	37,75	37,90	38,05	38,26

Как видно, изменение частоты f_3 составляет 2 %, что в пределах точности измерений хорошо согласуется с расчетными величинами.

Приведенная эквивалентная схема включения радиального резонатора в коаксиальную линию и анализ его электрических характеристик позволили объяснить немонотонный характер зависимости частоты заграждения радиального фильтра от высоты резонатора. Экспериментальными исследованиями подтверждены теоретические результаты.

* Экспериментальные исследования показали, что погрешность расчета расстояния от данной плоскости до фильтра 14 не должна превышать 1,1 %.

Список литературы: 1. *De Loach B. C.* Radial—line coaxial filters in the microwave region//IEEE Trans. 1963. MTT-11, № 1. P. 50—55. 2. *Gunston M. A.* An empirical formula for the design of radial line filters//IEEE Trans. 1964. MTT-12, N 5. 3. *Азарьева Т. Ю., Магнусhevский В. П.* К расчету радиальных загрядительных фильтров СВЧ//Радиотехника и электрон. 1968. Т. 13, № 5. С. 945. 4. *Корнев Ю. В., Ратбиль Э. Л.* Расчет радиальных загрядительных фильтров СВЧ//Электросвязь. 1966. № 4. С. 79—80. 5. *John W.* Die realisierung von serienimpedanzen bei koaxialleitungen mittels radialresonator//NTZ. 1972. Bd. 25, N 2. S. 64—68. 6. *Whinnery J. R., Jamieson H. W., Robbins T. E.* Coaxial line discontinuities//Proc. IRE. 1944. Vol. 32, N 11. P. 695—706. 7. *Мейнке Х., Гундлах Ф.* Радиотехнический справочник. М., 1960. Т. 9. 576 с. 8. *Westphalen H.* Koaxialleitungen — filter mit radialen leitungen//AEÜ. 1965. Bd. 19, N 12. S. 637—646; 1967. Bd. 21, N 1. S. 52—60. 9. *Илларионова Г. А.* Оптимальные параметры плоской диэлектрической опорной шайбы в коаксиальной линии//Изв. вузов. Радиоэлектроника. 1975. Т. 18, № 2. С. 72—78. 10. *Varon D.* Radial line band rejection filters in coaxial waveguides//IEEE Trans. 1968. MTT—15, N 12. P. 680—687. 11. *К расчету опорных шайб в коаксиально-полосковых переходах/В. М. Седых, Д. С. Денисов, Н. В. Ляпунов и др.*//Радиотехника. 1970. Вып. 15. С. 55—61. 12. *Сенченко В. В., Фиалковский А. Т.* Расчет режекторного фильтра на коаксиальной линии передачи вариационным методом//Электрон. техника. Сер. Микроэлектроника, 1978. Вып. 4(76). С. 119—125. 13. *Перестюк Н. Н., Сенченко В. В., Фиалковский А. Т.* Расчет матрицы рассеяния и эквивалентной схемы радиального фильтра на коаксиальной линии передачи//Электрон. техника. Сер. 1. Электрон. СВЧ. 1979. № 3. С. 105—106. 14. *Альтман Дж. Л.* Устройства сверхвысоких частот. М., 1968. 487 с.

Поступила в редколлегию 13.04.87

УДК 621.372

В. Ю. ТИХОВСКИЙ, Ж. Ф. ПАЩЕНКО, канд. техн. наук,
В. К. ПИРОЖЕНКО, канд. техн. наук

АВТОМАТИЗИРОВАННОЕ ПРОЕКТИРОВАНИЕ ВОЛНОВОДНЫХ ЩЕЛЕВЫХ МОСТОВ. СООБЩЕНИЕ 2. МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ЩЕЛЕВОГО Е-МОСТА

Решающим фактором при проектировании устройств СВЧ является достижение адекватности математических моделей реальным объектам. Поэтому вопрос достоверности применяемых моделей подчеркивает актуальность строгого электродинамического подхода к моделированию. Кроме того, при создании систем автоматизированного проектирования устройств СВЧ, которые имеют различную форму и конфигурацию граничных поверхностей, особое значение приобретает универсальность электродинамического подхода, дающего возможность в рамках одной математической модели рассчитывать разные типы устройств.

Такой общностью и достоверностью обладает один из проекционных подходов — матричный метод [1], основанный на методе частичных областей, разложении электромагнитного поля в областях по собственным векторным функциям, решении интегрального уравнения непрерывности методом Галеркина.

Предлагается матричный метод для создания математической модели волноводного щелевого Е-моста, представленного на ри-

-сунке. Стенки волноводов считаем бесконечно тонкими и идеально проводящими, внутреннее заполнение волноводов однородное и изотропное. Предположим, что геометрические размеры отверстия связи S — произвольны, а волноводы V_1, V_2 — многомодовые.

Условие непрерывности для касательных составляющих магнитного поля на поверхности S имеет вид

$$[\vec{n}_{21} \vec{H}^{V_1} \{\vec{E}_\tau\}] + [\vec{n}_{12} \vec{H}^{V_2} \{\vec{E}_\tau\}] + [\vec{n}_{21} \vec{H}^{V_1} \{j_{\text{сг}}^{V_1}\}] = 0, \quad (1)$$

где $\vec{H}^{V_2 V_2} \{\vec{E}_\tau\}, \vec{H}^{V_2} \{j_{\text{сг}}^{V_1}\}$ — магнитные поля, возбуждаемые в волноводах V_1 и V_2 касательным электрическим полем \vec{E}_τ на поверхности S и сторонним током $j_{\text{сг}}$ в V_1 . Для решения уравнения (1) применяем метод Галеркина, выбирая полную систему векторных координатных функций \vec{e}_l и представляя искомое решение как

$$\vec{E}_\tau = \sum_{l=1}^L e_l (\vec{e}_{l_h} + \vec{e}_{l_e}), \quad l = 1, 2, \dots, m, \dots, L, \quad (2)$$

где e_l — не зависящие от координат постоянные множители, которые подлежат определению. Подставляя (2) в (1), получаем следующую систему алгебраических уравнений:

$$\|Y_{ml}^{V_1} + Y_{ml}^{V_2}\| \cdot \|e_l\| = \|h_{m\text{сг}}^{V_1}\|. \quad (3)$$

При вычислении элементов матричного уравнения (3), проводимостей Y_{ml} и задающих токов $h_{m\text{сг}}$ целесообразно выбирать последовательность координатных функций на основе решения мембранных уравнений для геометрической поверхности отверстия S согласно работе [2]. Представляя отверстие с размерами $(x_2 - x_1) \times z$, прямоугольным волноводом бесконечно малой протяженности по оси y ; записываем

$$\vec{e}_{xh} = -x_0 \sqrt{\frac{(2 - \delta_{0m_{\text{сб}}})(2 - \delta_{0n_{\text{сб}}})}{a_{\text{сб}} b_{\text{сб}} x_{\text{сб}}^2}} \frac{n_{\text{сб}} \pi}{b_{\text{сб}}} \times \\ \times \cos \frac{m_{\text{сб}} \pi (x - x_1)}{a_{\text{сб}}} \sin \frac{n_{\text{сб}} \pi z}{b_{\text{сб}}};$$

$$\vec{e}_{zh} = z_0 \sqrt{\frac{(2 - \delta_{0m_{\text{сб}}})(2 - \delta_{0n_{\text{сб}}})}{a_{\text{сб}} b_{\text{сб}} x_{\text{сб}}^2}} \frac{m_{\text{сб}} \pi}{a_{\text{сб}}} \sin \frac{m_{\text{сб}} (x - x_1) \pi}{a_{\text{сб}}} \times \\ \times \cos \frac{n_{\text{сб}} \pi z}{b_{\text{сб}}};$$

$$\vec{e}_{yh} = 0;$$

$$\begin{aligned}
 \vec{E}_{x_e} &= \vec{x}_0 \frac{2 \frac{m_{cb}\pi}{a_{cb}}}{\sqrt{a_{cb}b_{cb}x_{cb}^2}} \cos \frac{m_{cb}\pi(x-x_1)}{a_{cb}} \sin \frac{n_{cb}\pi z}{b_{cb}}; \\
 \vec{E}_{z_e} &= \vec{z}_0 \frac{2n_{cb}\pi}{b_{cb}\sqrt{a_{cb}b_{cb}x_{cb}^2}} \sin \frac{m_{cb}\pi(x-x_1)}{a_{cb}} \cos \frac{n_{cb}\pi z}{b_{cb}}; \\
 \vec{E}_{y_e} &= \vec{y}_0 \frac{2}{\sqrt{a_{cb}b_{cb}}} \sin \frac{m_{cb}\pi(x-x_1)}{a_{cb}} \sin \frac{n_{cb}\pi z}{b_{cb}}, \quad (4)
 \end{aligned}$$

где x_{cb} — собственные числа уравнения Гельмгольца, $x_{cb} = \sqrt{(m_{cb}\pi/a_{cb})^2 + (n_{cb}\pi/b_{cb})^2}$; m_{cb} , n_{cb} — количества вариаций единичных полей на отверстии по осям x и z соответственно;

$$a_{cb} = x_2 - x_1; \quad b_{cb} = z_2; \quad \delta_{0j} = \begin{cases} 1, & j = 0, \\ 0, & j \neq 0, \end{cases} \quad (j = m_{cb}, n_{cb}).$$

Проводимости волноводов V_1 и V_2 с отверстием в широкой стенке определим на основе фундаментального решения волноводных уравнений для амплитуд единичных полей, возбуждаемых полем \vec{E}_z в волноводе при $j_{ст} = 0$. Общий вид частичных проводимостей прямоугольного волновода с отверстием в его боковой поверхности получен в работе [2]. Подставив в него координатные функции на отверстии связи (4) и собственные функции прямоугольных волноводов \vec{H}^{VN} , проинтегрировав по площади отверстия S , запишем выражения для собственных и взаимных проводимостей:

$$\begin{aligned}
 Y_{ml}^{VN} &= \sum_m \sum_n \left\{ \frac{x}{2i\omega\epsilon [k_v^2 + (n_{cb}\pi/b_{cb})^2]} [(2C_{2l} \times \right. \\
 &\times C_{2j}K_v^2/x - 2C_{1l}C_{2j}n_{cbj}\pi/b_{cb} - 2C_{1j}C_{2l}n_{cbj}\pi/b_{cb} - 2x C_{1l}C_{1j}) D_{lj} + \\
 &+ (n_{cbj}\pi C_{1j}C_{2l}/b_{cb} - K_v^2 C_{2l}C_{2j}/x) K_v F_{lj} + \\
 &+ (C_{1l}C_{2j}K_v - C_{1l}C_{1j}x n_{cb}\pi/K_v b_{cb}) n_{cb}\pi F_{lj}/b_{cb} \left. \right] + \\
 &+ C_{1l}C_{1j}D_{lj}/i\omega\epsilon + \frac{i\omega\epsilon}{2} \frac{x}{K_v^2 + (n_{cbj}\pi/b_{cb})^2} \times \\
 &\times [2C_{2l}C_{2j}D_{lj}/x - K_v C_{2l}C_{2j}F_{lj}/x] \left. \right\}, \quad (5)
 \end{aligned}$$

где m , n — количества вариаций поля по осям x , y в волноводах V_1 и V_2 ; $C_{11}^V = A_1 B_1 (-1)^n$; $C_{12}^V = A_1 B_1$;

$$A_1 = A_{1h} + A_{1e} = \left(\sqrt{\frac{(2 - \delta_{0m_{cb}})(2 - \delta_{0n_{cb}})}{a_{cb}b_{cb}x_{cb}^2}} n_{cb}\pi/b_{cb} - \right.$$

$$-2m_{\text{св}}\pi/V a_{\text{св}}b_{\text{св}}x_{\text{св}}) V(2-\delta_{0m})(2-\delta_{0n})/ab;$$

$$B_1 = \frac{(-1)^{m_{\text{св}}} \sin \frac{m\pi x_2}{a} - \sin \frac{m\pi x_1}{a}}{(m_{\text{св}}\pi/a_{\text{св}})^2 - (m\pi/a)^2} \frac{m\pi}{a}, \quad \frac{m_{\text{св}}\pi}{a_{\text{св}}} \neq \frac{m\pi}{a};$$

$$\frac{\sin \frac{m\pi x_1}{a} - \sin \left[(x_2 + a_{\text{св}}) \frac{m\pi}{a} \right]}{4m\pi/a} + \frac{x_1 - x_2}{2} \cos \frac{m\pi x_1}{a},$$

$$\frac{m_{\text{св}}\pi}{a_{\text{св}}} = \frac{m\pi}{a}; \quad -a_{\text{св}}, m_{\text{св}} = m = 0;$$

$$C_2^{V_1} = A_2 B_2 (-1)^n; \quad C_2^{V_2} = A_2 B_2; \quad A_2 = A_{2h} + A_{2e} =$$

$$= - \left(\sqrt{\frac{(2-\delta_{0m_{\text{св}}})(2-\delta_{0n_{\text{св}}})}{a_{\text{св}}b_{\text{св}}x_{\text{св}}^2}} \frac{m_{\text{св}}\pi}{a_{\text{св}}} + \frac{2n_{\text{св}}\pi}{b_{\text{св}}x_{\text{св}}V a_{\text{св}}b_{\text{св}}} \right) \times$$

$$\times \left(\sqrt{\frac{(2-\delta_{0m})(2-\delta_{0n})}{abx^2}} \frac{m\pi}{a} + \frac{2n\pi}{bx\sqrt{ab}} \right);$$

$$\frac{(-1)^{m_{\text{св}}} \sin(m\pi x_2/a) - \sin(m\pi x_1/a)}{(m_{\text{св}}\pi/a_{\text{св}})^2 - (m\pi/a)^2} \frac{m_{\text{св}}\pi}{a_{\text{св}}}, \quad \frac{m_{\text{св}}\pi}{a_{\text{св}}} \neq \frac{m\pi}{a};$$

$$B_2 = \frac{x_1 - x_2}{2} \cos \frac{m\pi x_1}{a} - \frac{\sin \frac{m\pi x_1}{a} - \sin \left[(x_2 + a_{\text{св}}) \frac{m\pi}{a} \right]}{4m\pi/a}, \quad \frac{m_{\text{св}}\pi}{a_{\text{св}}} = \frac{m\pi}{a};$$

$$0, \quad m_{\text{св}} = m = 0;$$

$$D_{ij} = \begin{cases} 0, & n_{\text{св}i} \neq n_{\text{св}j} \\ b_{\text{св}}/2, & n_{\text{св}j} = n_{\text{св}i} \end{cases};$$

$$F_{ij} = \frac{1 + (-1)^{n_{\text{св}i} + n_{\text{св}j}} e^{-K_y b_{\text{св}}} [(-1)^{n_{\text{св}j}} + (-1)^{n_{\text{св}i}}]}{K_y^2 + (n_{\text{св}i}\pi/b_{\text{св}})^2};$$

$$K_y^{V_{1,2}} = \sqrt{x_y^2 - k^2} = \sqrt{(m\pi/a)^2 + (n\pi/b)^2 - \omega^2 \varepsilon_0 \mu_0}.$$

Подводящимость (5) представляет собой квадратную матрицу, ранг которой определяется количеством учетных членов в разложении тангенциального поля на отверстиях S .

При $i=j$ проводимости собственные (диагональные члены матрицы), при $i \neq j$ — взаимные, определяющие взаимодействие единичных полей на отверстиях. Из анализа (5) следует, что единичные поля на отверстиях, имеющие количества вариаций по оси z разной четности, не взаимодействуют друг с другом. Еди-

нические поля на отверстиях создают в волноводах V_1, V_2 волны, имеющие количества вариаций по оси x такой же четности.

Задающий ток вычисляется при металлизации отверстий и согласованных нагрузках. Полное магнитное поле — сумма полей, распространяющихся в волноводе от сторонних источников. Тогда для задающих токов имеем

$$h_{m_{ст}} = \sum_{\omega=1}^W I_{\omega}^{+} \{j_{ст}\} \int_0^{z_2} F_{\omega m}^{0+} e^{-K_{\omega} z'} dz = \sum_{\omega=1}^W I_{\omega}^{+} \{j_{ст}\} \times \\ \times \left\{ [C_2 K_{\omega} - \delta_{\omega h} \alpha_h C_1 n_{св} \pi / K_h b_{св}] \frac{e^{-K_{\omega} b_{св}} (-1)^{n_{св}} - 1}{K_{\omega}^2 + (n_{св} \pi / b_{св})^2} \right\}, \quad (6)$$

где W — общее число падающих волн; $I_{\omega}^{+} \{j_{ст}\}$ — не зависящие от координат амплитуды полей ω -й распространяющейся волны.

Решение матричного уравнения (3) с учетом (5), (6) относительно неизвестных амплитудных коэффициентов e_l в разложении (2) позволяет перейти к заполнению матрицы рассеяния и на основе ее элементов — к расчету переходного затухания и направленности волноводного щелевого E -моста.

Амплитуды волн в волноводах V_1, V_2 , обусловленных полем \vec{E}_{τ} на отверстиях связи и распространяющихся в сторону $z \leq 0$ $\times \{U_{\omega}^{-} \{\vec{E}_{\tau}\}\}$ и $z \geq z_2$ $\times \{U_{\omega}^{+} \{\vec{E}_{\tau}\}\}$ представим как

$$U_{\omega}^{V_1 \pm} \{\vec{E}_{\tau}\} = \mp \frac{1}{2} e^{\mp K_{\omega} z} \sum_l e_l \int_0^{z_2} F^{0\mp}(z') e^{\pm K_{\omega} z'} dz' = \\ = - \frac{1}{2} e^{\mp K_{\omega} z} \sum_l e_l \left\{ (e^{\pm K_{\omega} b_{св}} (-1)^{n_{св}} - 1) / \left(K_{\omega}^2 + \left(\frac{n_{св} \pi}{b_{св}} \right)^2 \right) \right\} \times \\ \times \left[C_2 K_{\omega} - \delta_{\omega h} \alpha_h C_1 \frac{n_{св} \pi}{b_{св}} \right]; \\ U_{\omega}^{V_2 \pm} \{\vec{E}_{\tau}\} = \frac{1}{2} e^{\mp K_{\omega} z} \sum_l e_l \left\{ \frac{e^{\pm K_{\omega} b_{св}} (-1)^{n_{св}} - 1}{K_{\omega}^2 + (n_{св} \pi / b_{св})^2} \right\} \times \\ \times [C_2 K_{\omega} - \delta_{\omega h} \alpha_h C_1 n_{св} \pi / K_{\omega} b_{св}]. \quad (7)$$

На основании (7) получим значения элементов матрицы рассеяния — коэффициента отражения S_{11} и коэффициентов передачи S_{21} , S_{31} , S_{41} :

$$S_{11} = \frac{U_w^{V_1} \{ \vec{E}_\tau \}_{z=0}}{U^+}; \quad S_{21} = \left| e^{-K_w z_2} + \frac{U_w^{V_1} \{ \vec{E}_\tau \}}{U^+} \right|_{z=z_2};$$

$$S_{31} = \frac{U_w^{V_2} \{ \vec{E}_\tau \}_{z=0}}{U^+}; \quad S_{41} = \frac{U_w^{V_2} \{ \vec{E}_\tau \}_{z=z_2}}{U^+}, \quad (8)$$

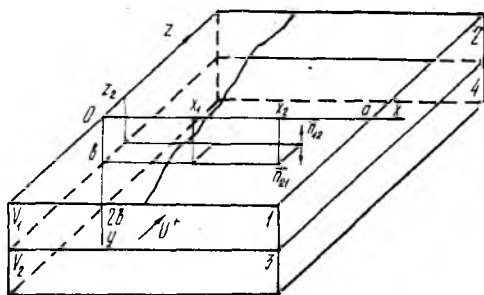
где U^+ — амплитуда падающей от стороннего источника волны.

Для проверки правильности алгоритма и заданной точности вычислений используем уравнение баланса мощности $|S_{11}|^2 = |S_{21}|^2 + |S_{31}|^2 + |S_{41}|^2 = 1$. В соответствии с критериями, сформулированными в работе [3] при получении матрицы рассеяния, математическую модель электродинамической системы (многомодового волноводного щелевого E -моста) следует считать построенной.

При расчете конкретных устройств — делителей мощности, фазовращателей и т. д. — построенная математическая модель в большинстве случаев упрощается. Например, наиболее широко применяются E -мосты на одномодовых прямоугольных волноводах. В таких случаях следует ограничиться в приведенной модели одной лишь падающей волной H_{10} , что упрощает выражения для задающих токов и амплитуд волн, распространяющихся в волноводах вне области связи.

В рассматриваемой модели стенка между волноводами считалась тонкой, но такое условие не является ограничением в применении математического аппарата. В работе [4] отмечалось, что при учете толщины стенки стандартного волновода, например сечением 23×10 мм, второй высший тип волны становится распространяющимся на частотах, выше 9,28 ГГц — середины основного диапазона прямоугольного волновода. Нами учитывались высшие типы волн во всем диапазоне волны H_{10} волновода. Как показали предварительные расчеты, диагональные элементы матрицы проводимостей, являющиеся собственными для единичных полей на отверстиях, превосходят по модулю взаимные проводимости, что характеризует устойчивость решения.

При необходимости учета толщины стенки в отверстии связи или расчета шлейфной области связи следует применять матрич-



ный метод, рассматривая область связи как резонатор прямоугольного сечения $a_{св} \times b_{св}$, который связан через отверстия, совпадающие с его поперечным сечением, с волноводами V_1 и V_2 . Матричное уравнение (3) дополняется членами взаимодействия наборов единичных полей на отверстиях связи между собой. Проводимости резонатора находятся на основе решения колебательных уравнений. Координатные функции на отверстиях выбираются исходя из решения мембранных уравнений. Количество и последовательность существования функций, а также количество учтенных типов волн в волноводах и типов колебаний в резонаторах обусловлены необходимой степенью точности вычисления элементов матрицы рассеяния, и определяются из целевой задачи.

Список литературы: 1. Коган Н. Л., Машковцев Б. М., Цибизов К. Н. Сложные волноводные системы. Л., 1963. 355 с. 2. Тихоновский В. Ю., Пащенко Ж. Ф., Пироженко В. К. Автоматизированное проектирование волноводных щелевых мостов. Сообщ. 1. Математическая модель щелевого H -моста//Радиотехника. 1988. Вып. 84. С. 97—105. 3. Автоматизированное проектирование устройств СВЧ/В. В. Никольский, В. П. Орлов, В. Г. Феокистов и др.; Под ред. В. В. Никольского. М., 1982. 272 с. 4. Горобец Н. Н., Ляховский А. Ф., Пенкин Ю. М. Влияние толщины общей стенки и формы области связи на характеристики E -плоскостных щелевых мостов//Радиотехника. 1986. Вып. 79. С. 95—101.

Поступила в редколлегию 13.07.87

УДК 621.372

И. А. ЗАХАРИЯ

К ВЫБОРУ СТРУКТУРЫ УЗЛА НАСТРОЙКИ ПЕРЕХОДА ЛИНИЯ — ВОЛНОВОД

Принцип согласования перехода линия — волновод, в частности коаксиально-волноводного перехода, был установлен в работах И. И. Вольмана [1; 2]. Согласно этому принципу реактанс элемента связи линий (штыря, витка) необходимо компенсировать с помощью узла настройки перехода, а волновое сопротивление линии принять равным активной составляющей входного импеданса элемента связи. От структуры узла настройки зависит степень компенсации реактанса элемента связи в полосе перехода.

Изучен вопрос настройки перехода с помощью отрезка замкнутого волновода, содержащего скачкообразное изменение размеров сечения. Входной импеданс элемента связи в бесконечно длинном волноводе обозначим как $z'_y = -R'_y + jx'_y$. Узел настройки перехода, характеризуемый в плоскости расположения элемента связи коэффициентом отражения $p = p_r + jp_i$, заменяет одно плечо бесконечно длинного волновода и существенно изменяет входной импеданс элемента связи. Последний, как показано в работе [3], запишем в виде соотношений

$$Z_y = R_y + jX_y; R_y = R'_y(1 + p_r); X_y = X'_y + R'_y p_i. \quad (1)$$

Сравнение расчетов по (1) с результатами электродинамического анализа в случае короткозамкнутого отрезка волновода подтверждает возможность их применения для расчета z_2 с достаточной точностью при минимальной длине отрезка, равной 0,15 длины волны. Поэтому на расстояниях такого порядка можно рассматривать скачкообразное изменение сечения в волноводе узла настройки, тем более, что коэффициент отражения от упомянутой нерегулярности значительно меньше единицы.

Переход линия — волновод включает и узел настройки (двух-выходной узел), практически не обладающий потерями. Отсутствие отражения в плоскости ввода элемента связи ($|S'_{11}| = 0$) является другой формулировкой указанного принципа согласования. Тогда

$$R_2 = Z_c, X_2 = 0 \quad (2), \text{ где } Z_c \text{ — волновое сопротивление линии.}$$

Для нормированного относительно Z_c входного импеданса элемента связи ($r = R_2/Z_c$, $x = X_2/Z_c$, $r' = R_2'/Z_c$, $x' = X_2'/Z_c$) условие (2) примет вид

$$r' - 1 = r(1 + p_r) - 1 = 0; \quad x' = x + rp_i = 0. \quad (3)$$

Для узла настройки без потерь $p_r^2 + p_i^2 = 1$, в связи с чем из (3) находим $r = (1 + x^2)/2$ (4).

Таким образом, если соотношение (4) удовлетворяется для заданного элемента связи на каждой рабочей длине волны, частотная зависимость входного импеданса элемента связи не ограничивает полосы перехода и позволяет однозначно исследовать влияние узла настройки перехода. Практически взаимосвязь (4) можно обеспечить достаточно приближенно и условия согласования перехода (3) представить одним уравнением $x(1 + p_r) + p_i = 0$ (5). Ниже воспользуемся аппроксимацией нормированного реактанса цилиндрического штыря, для которого взаимосвязь (4) рассмотрена в работе [4]

$$x = 4,60 - 11,22 q + 5,92 q^2 \quad (6). \text{ Здесь } q = \frac{\pi}{2A} \text{ — нор-}$$

мированное значение длины волны λ ; A — ширина прямоугольного волновода. Параметры волноводного штыря: B — высота узкой стенки волновода, $\xi = B/A = 0,435$; h — высота штыря, $v = h/B = 0,7$; a — радиус штыря, $\sigma = a/A = 0,045$; d — расстояние оси штыря от узкой стенки волновода, $\eta = d/A = 0,35$.

В случае регулярного закороченного волновода в узле настройки длиной l коэффициент отражения p выражается только с помощью фазовой постоянной волны, распространяющейся в волноводе,

$$p = -e^{-j\beta_l l}; \quad p_r = -\cos 2\xi; \quad p_i = \sin 2\xi, \quad \xi = \beta_l l. \quad (7)$$

Для заданной рабочей волны ($\lambda = \lambda_0$, $q = q_0$), т. е. при известных $\beta_l = \beta_{l0}$ и $x = x_0$, условие согласования (5) удовлетворяется,

если $\xi = \xi_0$, где $\text{tg } \xi_0 = -1/x_0$ (8). Соотношение (8) позволяет найти длину закороченного отрезка волновода $l = l_0$. Текущие значения q , ξ , необходимые при расчете $|S'_{11}|$, взаимосвязаны с q_0 , ξ_0 отношением

$$\xi/\xi_0 = \sqrt{1 - q^2}/\sqrt{1 - q_0^2}. \quad (9)$$

Зависимость $|S'_{11}|$ от q имеет вид [3]

$$|S'_{11}| = |(r' - 1 + jx')/(r' + 1 + jx')|. \quad (10)$$

Применение скачкообразной нерегулярности в волноводе узла настройки позволяет расширить полосу перехода. Плоскость с нерегулярностью сечения волновода разделяет его длину на два отрезка: l_1 — длина отрезка основного волновода с размерами сечения A_1, B_1 ; l_2 — длина закороченного отрезка волновода с измененными размерами сечения A_2, B_2 . Рассмотрим случай, когда $l_1 \neq l_2$, а отношение $v = l_1/l_2$ — переменное. Если при изменении высоты волновода (B_2 ; $b_1 = B_1/B_2$) фазовые постоянные для основной волны не изменяются, то в случае изменения ширины волновода (A_2 ; $a_1 = A_2/A_1$) изменяется отношение электрических длин этих отрезков

$$\xi_1/\xi_2 = v\sqrt{1 - q^2}/\sqrt{1 - (q/a_1)^2}; \quad \xi_2 = \frac{2\pi/l_2}{q}\sqrt{1 - (q/a_1)^2}. \quad (11)$$

В зависимости от направления изменения размеров сечения волновода коэффициент отражения от нерегулярности в плоскости скачка S_{11} — при пренебрежении реактивностью — может быть положительным ($S_{11} = |S_{11}|$) или отрицательным ($S_{11} = -|S_{11}|$):

$$S_{11} = \frac{1 - Y_{c2}/Y_{c1}}{1 + Y_{c2}/Y_{c1}}, \quad (12)$$

где Y_{c1}, Y_{c2} — волновые проводимости соответствующих отрезков волноводов. Коэффициент отражения от узла настройки, учитывающий влияние нерегулярности, представим как

$$p = p_r + jp_l = e^{-j2\xi_1} \left(S_{11} - \frac{S_{12}^2 e^{-j^2\xi_2}}{1 + S_{22} e^{-j^2\xi_2}} \right). \quad (13)$$

Здесь при

$$S_{11} = |S_{11}|, S_{22} = -|S_{11}|, S_{12}^2 = 1 - |S_{11}|^2.$$

Исследование выражения (10) с использованием соотношения (4), условия (5) и характеристики штыря (6) показывает, что полоса перехода расширяется с увеличением $S_{11} = |S_{11}|$ тем больше, чем меньше отношение v . В полосе перехода два значения q_0 обеспечивают полное согласование. Если $S_{11} = -|S_{11}|$, имеет место сужение полосы перехода. Осуществлять $S_{11} = |S_{11}|$ целесообразно одновременным увеличением B_2 и уменьшением A_2 , когда доста-

точное значение S_{11} можно получить при относительно небольших изменениях размеров сечения волновода закороченного отрезка ($b_1 < 1$, $a_1 < 1$). Однако отношение волновых проводимостей зависит тогда от длины рабочей волны (q) [5]:

$$\frac{Y_{c2}}{Y_{c1}} = \frac{b_1 \sqrt{1 - (q/a_1)^2}}{f a_1 \sqrt{1 - q^2}}, \quad (14)$$

где функция f аппроксимируется выражением

$$f = -1 + 0,75 \cos\left(\frac{\pi}{2} a_1\right) - 0,02 \sin(\pi a_1). \quad (15)$$

Наличие реактивной проводимости в плоскости скачка размеров сечения волновода сужает полосу перехода. С изменением высоты волновода ($b_1 < 1$) емкостную проводимость запишем согласно [5]

$$\frac{B_c}{Y_{c1}} = \frac{b_1 \sqrt{1 - (q/a_1)^2}}{f a_1 \sqrt{1 - q^2}} \psi, \quad (16)$$

где функцию ψ удобно также аппроксимировать выражением

$$\psi = 3(1 - b_1)^2 + 4,8(1 - b_1)^{5/2} e^{-4,8(1 - b_1)}; \quad (17)$$

параметр d_1 для симметричного изменения высоты волновода принимает значение

$$d_1 = \frac{\zeta}{2b_1} \sqrt{\frac{1}{q^2} - 1}. \quad (18)$$

Аналогично представляется индуктивная проводимость в плоскости скачкообразного уменьшения ширины волновода

$$\frac{BL}{Y_{c1}} = -q / (\Phi \sqrt{1 - q^2})^2. \quad (19)$$

Здесь функция Φ дана в работе [5]. С учетом результирующей реактивной проводимости (B') S -параметры скачкообразной нерегулярности становятся комплексными

$$\bar{S}_{11} = \frac{|S_{11}| - jb}{1 + jb}; \quad \bar{S}_{22} = \frac{|S_{11}| + jb}{1 + jb}; \quad (20)$$

$$b = \frac{B'/Y_{c1}}{1 + Y_{c2}/Y_{c1}}; \quad \bar{S}_{12}^2 = -\frac{1 - |S_{11}|^2}{|S_{11}|^2} \bar{S}_{11} \bar{S}_{22}.$$

В приведенных выражениях $|S_{11}|$ определяется формулой (12).

При расчете узла настройки перехода целесообразно задавать ее длиной волны полного согласования q_0 в области максимальной ширины полосы. Одновременно следует исключить влияние реактивностей на q_0 в плоскости скачка размеров сечения волновода с помощью параллельного резонанса $B' = B_c + B_L = 0$ (21). Для

обеспечения $V_L \neq 0$ необходимо принять $a_1 < 1$, исходя из возникающего при этом сужения полосы волновода ($q_{\text{макс}} \leq a_1$). Условие согласования перехода (5) используется для расчета на q_0 длины закороченного волновода в узле настройки l_2 , и при заданном отношении v — также длины l_1 . Очевидно, теперь применяется выражение (13) и S -параметры (20) при $b=0$, так как на $q_0 B' = 0$.

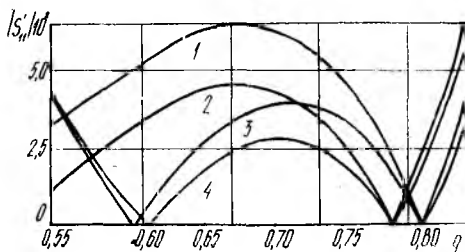


Рис. 1

(20) реактивной проводимости B' ($b \neq 0$ в плоскости скачка сечения волновода. Полученная зависимость $|S'_{11}|$ от q служит для расчета верхнего и нижнего пределов полосы перехода ($\Delta q = q^+ - q^-$) на уровне $|S'_{11}| = 0.05$ с помощью ЭВМ.

На рис. 1 представлено влияние реактивной проводимости b в плоскости скачка размеров сечения волновода в узле настройки на характер зависимости коэффициента отражения от перехода от q . Кривые построены для приведенных параметров штыря при $v=0,2$ и $a_1=0,9$ для двух пар значений q_0 и b_1 (0,78 и 0,643 соответственно — кривые 2, 4; 0,8 и 0,6 — кривые 1, 3). Ес-

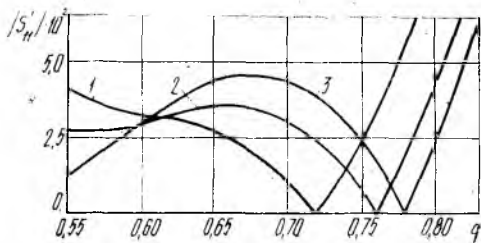


Рис. 2

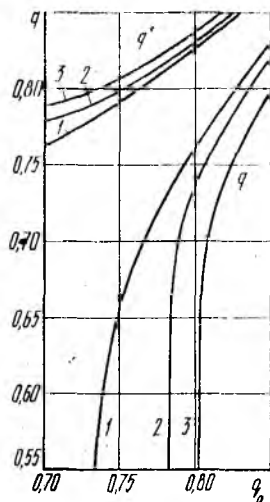


Рис. 3

ли пренебречь реактивной проводимостью, как сказано ранее, возникает вторая точка полного согласования ($q_0 = 0.603$ и 0.613 , кривые 2, 4). Подъем $|S'_{11}|$ между q_0' и q_0 не превышает принятого здесь уровня $|S'_{11}|_{\text{гв}} = 0,05$. Реактивная проводимость устраняет вторую точ-

ку полного согласования q_0' , хотя $|S'_{11}|$ снижается при $q' < q_0'$ (кривые 1, 2). Увеличение промежутка $q' - q_0$ приводит к соответствующему повышению $|S'_{11}|$ и тем самым до ограничения полосы перехода снизу уже в случае $q_0 = 0,8$ ($q^- = 0,74$). Реактивная проводимость несколько снижает верхний предел полосы (q^+).

На рис. 2 даны кривые $|S'_{11}|$ для различных значений отношения a_1 и параметра q_0 : кривая 1 — $a_1 = 1$, $q_0 = 0,72$; 2 — $a_1 = 0,85$, $q_0 = 0,76$; 3 — $a_1 = 0,9$, $q_0 = 0,78$. С учетом влияния реактивной проводимости ($b \neq 0$) на характеристики перехода с нерегулярностью в узле настройки построены кривые 2, 3 при $v = 0,2$. Кривая 1 — характеристика перехода с регулярным волноводом в узле настройки. Значения q_0 приняты близкими к максимальным, когда полоса перехода ограничивается снизу полосой волновода ($q^- = 0,55$). Из рисунка видно, что в выборе a_1 существует optimum (при $a_1 \sim 0,9$), обеспечивающий максимальное расширение полосы перехода. Дальнейшее уменьшение a_1 приводит к резкому влиянию реактивной проводимости на стыке волноводов в узле настройки.

Рис. 3 иллюстрирует зависимость ширины полосы перехода, найденной на уровне $|S'_{11}| = 0,05$, от q_0 — принятой длины волны полного согласования. Полоса определяется разностью $\Delta q = q^+ - q^-$, где q^+ — верхний, а q^- — нижний пределы полосы перехода. Кривые 1 построены для регулярного волновода в узле настройки ($a_1 = 1$). Кривые 3 ($a_1 = 0,9$; $b = 0,2$; $v = 0,2$) характеризуют предельно возможную ширину полосы перехода. Кривые 2 ($a_1 = 0,69$; $b \neq 0$; $v = 0,2$) представляют ширину полосы, обеспечиваемой оптимальным узлом настройки, содержащим скачкообразную нерегулярность. Максимальная ширина полосы перехода имеет место при таком q_0 , когда $q^- = 0,55$, а q^+ — максимально ($q_0 = 0,78$). Дальнейшее увеличение q_0 приводит к возрастанию q^- , уменьшение q_0 — к снижению q^+ .

Отсюда следует, что при использовании оптимального элемента связи узел настройки перехода рассмотренного типа позволяет расширить полосу перехода на 20—25 %.

В предложенном методе синтеза перехода полоса зависит от характеристики элемента связи (6), от точности удовлетворения условия (4). Для произвольных характеристик элемента связи синтез узла настройки усложняется, так как двух условий — резонанса и согласования, которые можно обеспечить на различных частотах, обычно не достаточно.

Список литературы: 1. Вольман И. И. Возбуждение электромагнитных волн линейным вибратором в прямоугольном волноводе // Радиотехника. 1946. Т. 1, № 9. С. 21—26. 2. Вольман И. И., Шпунтов А. И. Экспериментальное определение входных сопротивлений вибраторов в волноводе при волне TE_{10} // Радиотехника. 1947. Т. 2, № 1. С. 85—90. 3. Захария И. А. Матрица рассеивания коаксиально-волноводных переходов со штыревыми и петлевыми элементами связи // Теорет. электротехника. 1975. Вып. 18. С. 75—93. 4. Захария И. А. К синтезу широкополосных переходов линия — волновод // Теория и методы расчета радиотехни-

Поступила в редколлегию 22.07.86

УДК 621.373

Н. Н. ПРЕНЦЛАУ, канд. техн. наук, *А. П. БЕСКОРСКИЙ*,
М. Н. ОФИЦЕРОВ, *Н. А. КУЧЕРЯВЕНКО*,
И. Ф. ХАРЧЕНКО, д-р физ.-мат. наук

АВТОГЕНЕРАТОР СТАБИЛЬНОЙ ЧАСТОТЫ МЕТРОВОГО ДИАПАЗОНА НА СПИРАЛЬНОМ РЕЗОНАТОРЕ

Стабильность частоты источников электромагнитных колебаний в основном определяется добротностью колебательной системы, влиянием изменения температуры окружающей среды на элементы схемы, а также нестабильностью напряжения источников питания. Для каждого частотного диапазона характерна определенная конструкция колебательной системы, а следовательно, максимальное значение ее добротности. На частотах от десятков до сотен мегагерц обычно используются колебательные контуры с сосредоточенными параметрами — устройства с малыми габаритными размерами и низким значением добротности ($10 \dots 10^2$). В этом частотном диапазоне объемные резонаторы не используются из-за их громоздкости. На частотах выше одного гигагерца употребляются объемные резонаторы — устройства с малыми габаритными размерами и высоким значением добротности ($10^3 \dots 10^4$). Колебательные контуры в этом диапазоне не применяются, так как их невозможно реализовать в обычных конструктивных формах. На частотах от сотен мегагерц до гигагерца обычно используют контуры переходного типа, т. е. системы, обладающие свойствами устройств с сосредоточенными параметрами — колебательные контуры и с распределенными — объемные резонаторы. Это связано с тем, что на этих частотах объемные резонаторы еще имеют значительные размеры, а индуктивности контуров вырождаются в один виток. Добротность и габаритные размеры устройств переходного типа имеют промежуточное значение между объемными резонаторами и колебательными контурами, а конструктивно сложны.

Используемые в качестве фильтров в частотном диапазоне от 30 до $2 \cdot 10^3$ МГц спиральные резонаторы имеют габаритные размеры, соизмеримые с размерами колебательных контуров, и обеспечивают добротность, незначительно отличающуюся от добротности коаксиальных резонаторов [1]. В литературе практически отсутствуют сведения о спиральных резонаторах как частотно-задающих элементах автоколебательной системы.

Рассмотрена возможность построения автогенератора электромагнитных колебаний стабильной частоты метрового диапазона на базе спирального резонатора. Был выполнен транзисторный авто-

Генератор по трехточечной емкостной схеме со спиральным резонатором, включенным в цепь база—коллектор (рис. 1, а). За основу взята схема задающего генератора, используемого в приборе Г4-144 (ЕЯЗ.262.002ЭЗ) [2].

Известно [1], что максимальная добротность цилиндрического спирального резонатора достигается при соотношении $D/d=1,8$,

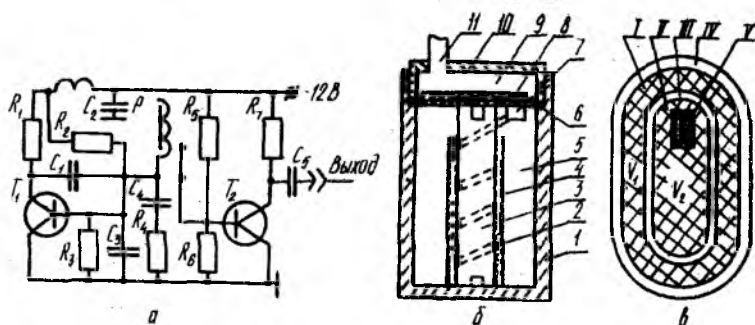


Рис. 1

где D, d — диаметры его экрана и спирали соответственно. Добротность медного резонатора с погрешностью 20 % можно определить из выражения $Q=20DV\sqrt{f}$, где D выражено в сантиметрах, f — в мегагерцах [1].

Исследовалась серия спиральных резонаторов на разные частоты, спирали которых размещались в экране одного диаметра ($D=50$ мм, $D/d=1,75$, длина резонатора $l=70$ мм). Упрощенная конструкция такого резонатора представлена на рис. 1, б.

Спиральные резонаторы подобного типа имеют малые габаритные размеры до частот 100 МГц, а при снижении частот — размеры увеличиваются. Нами был испытан спиральный резонатор, внутренний проводник которого выполнен в виде спирали из провода, уже свернутого в спираль [3]. Его добротность почти не отличается от добротности обычного спирального резонатора. Так, при тех же габаритных размерах резонатора частота снижается примерно в восемькратно, а добротность отличается от расчетной ориентировочно на 30 %.

Одним из недостатков спиральных резонаторов является наличие дискретного ряда резонансных частот, которые могут привести к самовозбуждению системы не только на основной, но и на высших модах. Выполнение спирального резонатора с градиентом волнового сопротивления по длине оси спирали резко снижает коэффициент передачи резонатора на высших модах и практически он имеет одну резонансную частоту. Градиент волнового сопротивления достигается выполнением спирали с переменным поперечным сечением по длине оси, например, в виде усеченного конуса [4]. Был изготовлен спиральный резонатор с основной резонансной частотой 100 МГц, цилиндрическим экраном и конической

спиралью, в котором $d_1/D \geq 0,25$, $d_2/D \leq 0,75$, и $2 < d_2/d_1 < 3$, где d_1 , d_2 — диаметры меньшего и большего основания усеченного конуса. Экспериментальные исследования такого резонатора показали, что в нем существует резонанс на основной частоте (100 МГц), амплитуда сигнала первой моды резонансной частоты (195 МГц) снижена в 40 раз, а амплитуда второй моды (290 МГц) снижена в 100 раз по сравнению с основной. До 1500 МГц включительно резонансные частоты отсутствуют. Таким образом, резонатор с конической спиралью имеет, по сути, только основную частоту резонанса, а остальные резонансные частоты либо отсутствуют, либо снижены так, что на них самовозбуждение схемы не выполняется из-за несоблюдения баланса амплитуд.

Добротность резонатора со спиралью, изготовленной в виде усеченного конуса, почти не отличается от добротности резонатора с цилиндрической спиралью. Это связано с тем, что диаметры спирали у большего и меньшего оснований усеченного конуса отличаются от оптимального ($D/d=1,8$) на значение, при котором добротность резонатора снижается незначительно [1].

Параметры	Источник					
	[3]	[3]	[1]	[4]	[1]	[1]
f , МГц	50	100	300	400	700	1000
$Q_{расч}$	700	1000	1700	2000	2650	3100
$Q_{эксп}$	500	700	1300	1550	2150	2500
$Q_{эксп}/Q_{расч}$	0,71	0,70	0,76	0,78	0,81	0,80

В таблице представлены данные экспериментального исследования добротности различных конструкций резонатора. В верхней строке даны ссылки, где описаны конструкции указанных резонаторов (в ссылке [1] — цилиндрический резонатор). Полученные результаты свидетельствуют о небольшом различии (до 30 %) добротностей расчетных и экспериментальных значений, что приемлемо для их расчета.

Снижение влияния колебаний температуры окружающей среды на частоту достигается термостатированием элементов схемы. Для этого в стационарных условиях берут электрические термостаты. В полевых условиях они не всегда пригодны в связи с большим потреблением энергии, поэтому применяется пассивное термостатирование. Термостатируемый объект размещают в глубоких скважинах либо в среде плавящегося вещества, обычно используемого как охлаждающее [5]. В последнем случае термостатирующей средой служит вещество с теплотой плавления в сотни Дж/г и температурой плавления десятки-сотни градусов Цельсия.

Однако подобное термостатирование эффективно лишь тогда, когда тепло, выделяемое термостатирующим объектом, может поддерживать процесс плавления длительное время.

При термостатировании маломощных элементов, не способных плавить вещество, необходим дополнительный подогрев, что приво-

дит, как и в случае использования электротермостата, к значительному расходу энергии. Здесь, на наш взгляд, лучше использовать в качестве термостатирующего вещество с температурой плавления ниже температуры окружающей среды и от нее получать тепло. Далее рассмотрена возможность применения таяния льда для термостабилизации малоомощной аппаратуры. Целесообразность такого термостатирования оправдана тем, что температура плавления льда стабильна, а современные средства теплоизоляции типа экранно-вакуумной позволяют хранить лед в объеме типа сосуда Дьюара длительное время. К тому же, возможно выполнение пассивного термостата с пониженной скоростью таяния льда.

Схема такого термостата представлена на рис. 1, а. Принцип его работы заключается в том, что объем со льдом разделили на две камеры: I — с объемом V_1 , и II — с объемом V_2 термоизолирующей полостью III. От окружающей среды лед термоизолирован полостью IV. В полости II размещен приведенный автогенератор V (рис. 1, б).

Под воздействием температуры окружающей среды лед сначала плавится в камере I, стабильно поддерживая в ней температуру 0°C . Так как градиент температуры между камерами I и II отсутствует, нет и теплопритока к камере II, в связи с чем лед в ней не тает — при отсутствии мощности рассеяния на размещенных в ней радиоэлементах ($Q_p=0$). После таяния льда в камере I вода в ней начинает нагреваться из-за теплопритока из окружающей среды и тогда возникает градиент температур между камерами I и II, в связи с чем тепловая мощность передается в камеру II, и лед в ней начинает таять. Поскольку температура воды в I поднимается медленно, то медленно повышается и тепловая мощность, подводимая к камере II, что приводит к значительному времени таяния льда в ней. При этом вода в камере I представляет вещество, поглощающее подводимое из окружающей среды тепло.

Для расчета термостата примем, что полости III и IV заполнены теплоизолирующим веществом типа экранно-вакуумной изоляции. Это дает возможность использовать уравнение Фурье для тепловой передачи мощности. В принципе, полости III и IV могут быть и вакуумными, тогда необходимо пользоваться уравнением Стефана-Больцмана. Однако экранно-вакуумная изоляция более эффективна, чем вакуумная полость.

Тепловая мощность Q_1 к объему V_1 , согласно формуле Фурье, равна

$$Q_1 = \sum Q_i = T_K \sum \frac{\lambda_i S_i}{l_i} = T_K A, \quad (1)$$

где Q_i — тепловая мощность, передаваемая по i -му элементу через полость IV, λ_i , l_i , S_i — коэффициент теплопроводности i -го элемента, его длина и площадь поперечного сечения, соответствен-

но. T_K — температура окружающей среды. Это допущение справедливо для таящего льда, температура плавления которого 0°C . Таким образом, T_K является градиентом температур. В случае использования вещества с отличной от 0°C температурой плавления необходимо брать разность температур окружающей среды и температуры плавления вещества. Время таяния льда t_1 в объеме V_1 равно $t_1 = \sigma V_1 Q_1^{-1}$ (2), где σ — теплота плавления льда.

Чтобы определить время таяния льда t в объеме V_2 , рассмотрим уравнение теплового баланса ($Q_p = 0$):

$$\sum Q_i(T) = Q_2 + Q_3, \quad (3)$$

где $Q_i(T)$ — мощность, подводимая к объему V_1 после таяния в нем льда по i -му элементу; Q_2 — мощность, передаваемая к объему V_2 ; Q_3 — мощность, расходуемая на нагрев воды в объеме V_1 .

Уравнение (3) запишем в виде

$$A(T_K - T) = Q_3 + T \left(\sum \frac{\lambda_i S_i'}{l_i} \right) = BT + Q_3. \quad (4)$$

Здесь λ_i, S_i', l_i — те же обозначения, что и в (1), но относящиеся к полости III. Из (4) имеем $Q_3 = AT_K - NT$ (5), $N = A + B$.

Скорость нарастания температуры в объеме V_1

$$\frac{dT}{dt} = \frac{AT_K - NT}{C_p V_1} = \frac{AT_K - NT}{L}, \quad (6)$$

C_p — теплоемкость воды.

Решая (6) и принимая граничные условия при $t=0, T=0$, получаем

$$T = \frac{AT_K}{N} [1 - \exp(-NLT)]. \quad (7)$$

Тогда мощность, передаваемая к объему V_2 , будет

$$Q_2 = BT = B \frac{AT_K}{N} [1 - \exp(-NLT)]. \quad (8)$$

Для нахождения времени таяния льда в объеме V_2 составим равенство

$$\int_0^t \frac{ABT_K}{N} [1 - \exp(-NLT)] dt = \sigma V_2. \quad (9)$$

Уравнение (9) приведем к виду

$$\frac{ABT_K}{N} \{t + (NL)^{-1} \exp(-NLT) - (NL)^{-1}\} = \sigma V_2. \quad (10)$$

Из (10) определяется время таяния льда в объеме II (t). Тогда общее время таяния льда в термостате равно $(t_1 + t)$. Отметим,

что после таяния льда в камере II температура воды будет повышаться медленно, что вызовет медленное изменение частоты. При этом скорость изменения температуры в камере II ниже, чем скорость изменения температуры окружающей среды.

Предварительный расчет термостата по приведенным равенствам показал, что использование современных сортов экранно-вакуумной изоляции и массы льда в 15—20 кг обеспечивает продолжительность автономной непрерывной работы термостата примерно один год. При этом он имеет форму сферы диаметром около 400 мм.

Экспериментально исследовался источник стабильной частоты $f \sim 300$ МГц. Его принципиальная схема представлена на рис. 1, а, где приняты следующие обозначения. Транзисторы T_1, T_2 — марки КТ382А; резисторы $R_1 \dots R_7$ — 270 Ом; 1,6 кОм, 2,7 кОм, 10 кОм, 360 Ом, 4,7 кОм, 50 Ом соответственно; C_1 — 2,2 пФ, C_3 — 1,5 пФ, C_4 — конструктивная емкость, C_5 — 3 пФ; P — спиральный резонатор. На транзисторе T_1 собран генератор, на транзисторе T_2 — выходной каскад.

Конструктивно источник стабильной частоты выполнен в одном стакане 1 (рис. 1, б), который является и экраном спирального резонатора P . В стакане 1 расположена спираль 2 резонатора, навитая на тефлоновый каркас 3 и механически закрепленная втулкой 4. Резонансная полость 5 ограничена крышкой 6, которая также является печатной платой схемы (см. рис. 1, а). Монтаж выполнен согласно чертежу Е.ЯЗ.262.002 [2]. Транзистор T_1 (7) расположен в резонансной полости, остальные элементы 8 — в отсеке 9 стакана 1. Стакан закрыт герметичной крышкой 10 с предусмотренным соединением 11, через которое подается питание, а также выводится генерируемый сигнал. Стакан 1 совместно с элементами схемы размещался в верхней части емкости со льдом и находился в среде до полного его таяния.

Исследуемый источник стабильной частоты запитывался от аккумуляторной батареи 12 В. Измерение частоты проводилось с помощью электронно-счетного частотомера ЧЗ-34 с блоком ЯЗЧ-51, а напряжение питания контролировалось цифровым вольтметром В7-18. Кривые изменения частоты и напряжения питания показаны на рис. 2.

В результате экспериментов получена относительная нестабильность частоты 10^{-7} за 1 ч. Однако, как показано на рисунке, наблюдается синхронное изменение частоты при изменении напряжения питания. Зависимость генерируемой частоты от напряжения источника питания, частично ухудшающая стабильность генерируемой частоты, может использоваться для электронной перестрой-

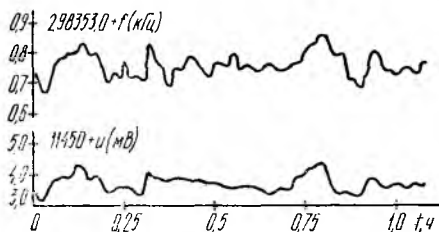


Рис. 2

ки частоты генератора в пределах 0,5 МГц, и автоматической подстройки частоты автогенератора по более стабильному сигналу. При этом крутизна электронной перестройки частоты источника составляет порядка 0,15 МГц/В. Из рис. 2 следует, что в отдельные промежутки времени относительная нестабильность частоты достигает значения примерно 10^{-8} , свидетельствует о возможности повышения стабильности частоты использованием более стабильного источника питания или выбором схемы. Выходная мощность генерируемой частоты приблизительно 2 мВт.

Длительное термостатирование позволяет исключить время выхода источника стабильной частоты на режим, обусловливаемое установлением температуры в электротермостате, плавлением вещества при его прогреве и т. д. Оно снижает разброс значений частоты, наблюдающийся, когда источник включается, например, при термоциклировании криогенных устройств.

Здесь необходимо знать следующее. В приведенных расчетах термостата принято допущение, что соотношение мощности рассеяния на термостатируемом объекте к общим теплопритокам извне намного меньше единицы. В этом случае мощность рассеяния можно не учитывать ($Q_p=0$), что справедливо, когда термостатируются пассивные элементы, например СВЧ-резонаторы.

Однако во время экспериментов термостатировался не один резонатор, а вся схема автогенератора. Рассеиваемая мощность на элементах схемы была порядка 0,1 Вт, т. е. соизмерима с суммарной мощностью теплопритоков из окружающей среды при использовании многослойной экранно-вакуумной изоляции с коэффициентом теплопроводности $\lambda=5 \cdot 10^{-5}$ Вт/(м·К). Поэтому в расчетах она не учитывалась. Исследуемый автогенератор термостатировался в заполненном льдом сосуде Дьюара.

Таким образом, показана возможность создания автогенераторов стабильной частоты метрового диапазона на базе спиральных резонаторов, термостатируемых тающим льдом с относительной нестабильностью частоты $10^{-7} \dots 10^{-8}$ за 1 ч, что соизмеримо с относительной нестабильностью частоты автогенераторов на базе термостатируемых кварцевых резонаторов.

Список литературы: 1. Захарьящев Л. И. Конструирование СВЧ каскадов на резонансных линиях и спиральных фильтрах. М., 1974. 175 с. 2. Г4—144. Генератор сигналов высокочастотный. Техническое описание и инструкция по эксплуатации. ЕЯЗ.262.001.ТО. К., 1983. 51 с. 3. А. с. 1246191 СССР. Перестраиваемый спиральный резонатор/Н. Н. Пренцлау, А. П. Бескорсый, В. М. Дмитриев// Открытия. Изобретения. 1986. № 27. С. 203. 4. А. с. 1262609 СССР. Спиральный резонатор/Н. Н. Пренцлау, И. Ф. Харченко, А. П. Бескорсый//Открытия. Изобретения. 1986. № 37. С. 233. 5. Алексеев В. А. Охлаждение радиоэлектронной аппаратуры с использованием плавящихся веществ. М., 1975. 88 с.

Поступила в редколлегию 05.02.87

А. И. ТЕРЕЩЕНКО, д-р техн. наук

ПЕРЕСТРОЙКА ОТКРЫТЫХ ПРЕДЕЛЬНЫХ РЕЗОНАТОРОВ ПЛАЗМОЙ ГАЗОВОГО РАЗРЯДА

Открытые предельные резонаторы (ОПР) уже почти 30 лет привлекают к себе внимание ученых и конструкторов, работающих в области сверхвысококачастотной техники. В сравнении с обычными резонаторами, представляющими собой короткозамкнутые отрезки волноводов, открытые предельные резонаторы обладают важными преимуществами. В их числе — более высокая добротность, разреженный спектр частот собственных колебаний, наличие неизлучающих отверстий, открывающих доступ в полость резонаторов. Все это расширяет возможности практических применений ОПР — в качестве колебательных контуров, элементов СВЧ-трактов со специфическими дисперсионными свойствами (например, фильтров), датчиков устройств для контроля и измерения параметров веществ в СВЧ-диапазоне, реакторов установок, использующих энергию СВЧ в технологических целях, колебательных систем электронных и квантовых приборов СВЧ.

Для многих из перечисленных областей применения ОПР немаловажное значение имеет перестройка частоты. Предложена механическая перестройка биконического ОПР со средней регулярной частью введением в запредельные участки двух металлических стержней [1]. Стержни при приближении к предельному сечению воздействуют на поле в резонаторе и изменяют частоту последнего. Диапазон перестройки — 50...60 МГц, но в связи с необходимостью механического перемещения перестраиваемого элемента процесс осуществляется медленно.

Известен способ перестройки ОПР посредством управления свойствами кольцеобразной полоски магнитного материала, нанесенного на внутреннюю поверхность ОПР в области критического сечения, под действием подмагничивающего поля [2]. Изменяя последнее, можно вызвать смещение критического сечения, что обусловит изменение резонирующего объема, а следовательно, и резонансной частоты ОПР. Данный способ является малоинерционным, однако диапазон перестройки невелик — порядка 3,5 МГц на частоте 10428 МГц при изменении тока электромагнита от 0 до 15 А [3].

Согласно работам, в которых рассмотрено применение ОПР для измерения электрических параметров веществ, полностью или частично заполняющих объем резонатора, можно предположить возможность перестройки резонатора путем изменения параметров заполняющей его среды. Если такая среда — твердое вещество, управление его свойствами осуществимо для веществ типа сег-

нетоэлектриков или ферритов, но при этом возникают конструктивные затруднения в связи с необходимостью создания регулируемого электрического или магнитного поля. Кроме того, произойдет нежелательное снижение добротности ОПР из-за потерь в заполняющей среде.

Сведений о перестройке ОПР путем изменения параметров введенной в полость резонатора среды, находящейся в жидкой или газообразной фазе, в литературе пока нет, что, вероятно, обусловлено сложностью управления параметрами заполняющей среды. Итак, остается еще одна возможность, которая, как известно, до настоящего времени не изучена — использование для перестройки ОПР плазмы газового разряда.

В работе [4] кратко изложены результаты экспериментального исследования электронной перестройки ОПР трапецеидальной формы.

Этот резонатор был выполнен в виде сужающегося отрезка прямоугольного волновода. Размер его широкой стенки на длине 120 мм менялся от 26,0 до 12,0 мм, а высота, равная 10,0 мм, оставалась неизменной. Торец малого сечения открыт, большого — закрыт диафрагмой с отверстием для связи с измерительным трактом. В критическом сечении резонатора через отверстия в боковых стенках пропущен вольфрамовый прямонакальный катод. Резонатор находился в вакуумном объеме (давление около 10^{-5} мм рт. ст.), для герметизации которого в волноводном тракте измерительной установки имелось слюдяное окно. Резонансная длина волны колебаний вида H_{101} была 3,55 см (частота 8450 МГц). Перестройка производилась изменением тока накала катода и напряжения между катодом и корпусом резонатора.

При изменении тока в цепи катод—резонатор от нуля до 570 мА резонансная длина волны увеличивалась примерно по линейному закону на 2 % (изменение частоты на 169 МГц). Для сравнения указано, что в закрытых резонаторах прямоугольного и H -образного сечения, перестраиваемых аналогичным образом, изменение резонансной частоты, равной 8500 МГц, составляло 15 МГц (0,18 %) и 25 МГц (0,29 %) соответственно. На основании полученных результатов сделан вывод об эффективности перестройки открытых предельных в сравнении с закрытыми регулярными объемными резонаторами. Высказано предложение о возможности увеличения диапазона перестройки путем применения фокусирующего магнитного поля или газового заполнения резонатора. Обращено внимание также на необходимость исследования зависимости перестройки от расположения катода.

Полезные сведения по вопросу перестройки ОПР плазмой газового разряда содержатся в работе [5], где рассмотрено применение ОПР для изучения плазмы газового разряда. Поскольку способ исследования основан на зависимости частоты резонатора от параметров частично заполняющей его объем среды (плазмы), полученные данные можно трактовать и с точки зрения перестрой-

ки частоты. В данной работе использован цилиндрический резонаторный ОПР — отрезок круглого волновода со вставками в виде коаксиальных цилиндров на концах. Стеклопая трубка, заполненная неон (лампа-генератор шумов ГШ-2), введена через отверстия резонатора вдоль его оси. В резонаторе возбуждались колебания вида H_{011} на частоте 10422 МГц ($\lambda = 2,88$ см). Точность измерений частоты была порядка 10^{-5} . Приведены графики зависимости концентрации электронов плазмы n и частоты их столкновений с тяжелыми частицами ν от тока в разрядной трубке I . Из них следует, что при изменении тока от нуля до 30 мА происходил линейный рост n от 0 до $30 \cdot 10^{11}$ 1/см³, а ν — от 2,5 до $5,5 \cdot 10^9$ Гц. Этот участок, видимо, и следует использовать для перестройки частоты. Отмечено, что ОПР обеспечивает более высокую чувствительность, чем закрытый резонатор.

Согласно этой работе, изменением тока разряда в газоразрядной трубке, помещенной в ОПР, можно влиять на частоту резонатора. Сравнительно небольшое изменение частоты объясняется малым диаметром плазменного столба, заполняющего примерно 1,5 % объема резонатора, хотя и в области наибольшей концентрации электрического поля, и использованием ОПР регулярного типа. В нем изменение частоты происходит только за счет изменения параметров частично заполняющего резонатор вещества (плазмы).

Есть основания полагать, что лучшие результаты будут получены в нерегулярном ОПР, где на изменение частоты повлияет также смещение критического сечения, т. е. изменение резонансного объема резонатора.

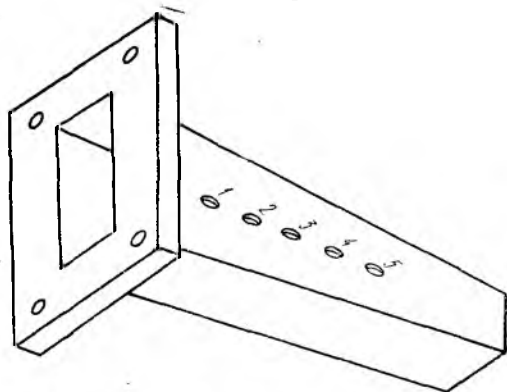


Рис. 1

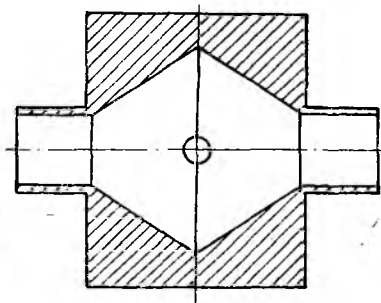


Рис. 2

Для проверки такого предположения и с целью изучения общих вопросов перестройки ОПР нами была исследована перестройка ОПР пирамидальной (секториальной) конструкции, показанной на рис. 1. Резонатор имел длину 220 мм, на которой его сечение уменьшалось с 72×34 мм до 20×34 мм. По средней линии широких стенок было сделано по 5 отверстий на расстояниях 28, 45,

100, 125 и 150 мм от большого торца. Через пару отверстий вводилась разрядная трубка лампы ГШ-2 параллельно силовым линиям электрического поля, остальные отверстия закрывались пробками. Резонатор соединялся с измерительным трактом через диафрагму 58×20 мм на большом торце.

Расчет резонатора производился по формулам работы [6]. Эксперимент показал, что резонансная частота колебаний H_{101} — 3890 МГц, колебаний H_{102} — 3370 МГц; нагруженная добротность соответственно 6000 и 800. Первое и третье отверстия сделаны примерно в максимумах электрического поля колебаний H_{102} , второе — в максимуме для колебаний H_{101} . Третье отверстие находилось вблизи предельного сечения для колебаний H_{101} , четвертое — для H_{102} , пятое — в закритической области.

Введение разрядной трубки сдвигало частоты резонатора примерно на 200 МГц. Изменение тока разряда в пределах 50...200 мА увеличивало частоту при помещении трубки в отверстие 2 на 72,5 МГц (2,35 %), в отверстие 3 — на 37,0 МГц (1,04 %), в отверстие 4, — на 68,6 МГц (2,22 %), для остальных отверстий перестройка частоты незначительная.

Исследовалась также перестройка биконического резонатора, сечение которого вдоль оси показано на рис. 2. Он рассчитывался по формулам работы [7] для колебаний вида H_{011} с резонансной длиной волны 3,2 см (частота 9375 МГц). Радиус нерегулярной части резонатора уменьшался в обе стороны от 30 до 13 мм, в этом сечении конусы переходили в круглые трубки длиной 30 мм; длина биконической части равнялась 50 мм. В сечении максимального радиуса имелись круглые диаметрально противоположные отверстия радиусом 3 мм для включения резонатора нахождение в измерительный тракт.

Собственная частота резонатора была 7880 МГц, нагруженная добротность — 2600. С помощью лампы ГШ-2, ток разряда которой менялся от 50 до 200 мА, удалось перестроить частоту всего на 7 МГц, что не представило практического интереса.

Значительно лучшие результаты получились при использовании бактерицидной лампы БУВ-15, представляющей собой кварцевую трубку диаметром 25 мм, заполненную смесью аргона и паров ртути. Введение ее в биконический резонатор привело к увеличению частоты до 8360 МГц и к уменьшению добротности до 1700. Изменение тока разряда от 0,1 до 1,0 А обусловило увеличение частоты на 420 МГц (5 %), которое сопровождалось падением добротности до 200. Нарастание частоты происходило примерно по параболическому закону.

Анализ полученных результатов позволяет сделать вывод об эффективности перестройки частоты открытых предельных резонаторов путем изменения параметров плазмы газового разряда, частично заполняющей резонансный объем. Наибольшая перестройка может быть получена в случае биконического резонатора при

максимальном заполнении его объема плазмой. Создание перестраиваемого элемента, основанного на данном принципе, потребует более детальных исследований и оптимизации конструкций.

Список литературы: 1. А. с. 598162 СССР. Перестраиваемый предельный резонатор//Ю. Г. Зелинский, В. В. Попов//Открытия. Изобретения. 1978. № 10. С. 30. 2. А. с. 405151 СССР. Перестраиваемый предельный резонатор//Д. П. Буртовой, А. И. Терещенко//Открытия. Изобретения. 1982. № 44. С. 42. 3. Буртовой Д. П., Терещенко А. И. Магнитная перестройка открытых предельных резонаторов//Радиотехника. 1974. Вып. 30. С. 155—158. 4. Экспериментальное исследование электронной перестройки нерегулярного предельного резонатора//В. М. Дмитриев, Н. В. Ляпунов, А. И. Терещенко, А. Я. Чабань//Науч. зап. Харьк. ун-та. 1962. Т. 7. С. 75—77. 5. Буртовой Д. П., Мироненко В. Л., Терещенко А. И. Применение открытого предельного резонатора для исследования свойств плазмы//Журн. техн. физики. 1970. Т. 40, № 7. С. 1378—1381. 6. Приближенный метод расчета собственных частот нерегулярных предельных резонаторов//В. М. Дмитриев, А. Ф. Зоркин, Н. В. Ляпунов, В. М. Седых//Журн. техн. физики. 1961. Т. 31, № 6. С. 710—716. 7. Кравченко В. Ф., Каретников С. Н., Бобрышев В. Д. К расчету предельных резонаторов//Радиотехника. 1972. Вып 21. С. 107—113.

Поступила в редколлегию 16.01.87

УДК 621.373

М. А. КРАСНОГОЛОВЕЦ, А. Г. ШЕИН

ПРИМЕНЕНИЕ МЕТОДА МОНТЕ-КАРЛО ДЛЯ РАСЧЕТА ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ЭЛЕКТРОННЫХ ПУЧКОВ С МНОГОКОМПОНЕНТНЫМИ МАТЕРИАЛАМИ

Потоки высокоэнергетических электронов находят широкое применение в современной технике в качестве активных средств мощных СВЧ-приборов, источников ионизации лазеров, технологических процессов обработки материалов. В большинстве случаев пучки электронов выводятся из формирующих систем в среды с параметрами, существенно отличающимися по давлению остаточного газа и его состава. Это приводит к необходимости разделения вакуумного пространства, где происходит формирование электронного пучка, от его входной среды вакуумноплотными окнами, представляющими собой слой материала достаточно малой толщины. В качестве разделительных окон обычно используются фольги из алюминия или титана.

Параметры электронного пучка на выходе из фольги можно вычислить исходя из анализа процессов взаимодействия ускоренных электронов с материалом фольги. В результате их взаимодействия происходит упругое и неупругое рассеяние электронов. При упругом рассеянии происходят столкновения электронов с ядрами атомов и из-за большого различия в массах электроны меняют свое направление без изменения кинетической энергии. Неупругое рассеяние, происходящее при столкновениях ускоренных

электронов с внешними электронами атомов, приводит к ионизации и значительным потерям энергии ускоренных электронов.

Траектории электронов в веществе представляют собой извилистые ломаные линии, а длины пробега электронов с одинаковой энергией существенно различаются. При энергии электронов более $0,8 \cdot 10^{-13}$ Дж с увеличением энергии усиливается влияние радиационных потерь, связанных с электромагнитным излучением в случае торможения электронов в поле ядра задерживающей среды. Если энергия электронов менее $0,8 \cdot 10^{-13}$ Дж, этими потерями пренебрегают.

Траекторная длина пути электронов значительно превышает толщину фольги [1]. На выходе из фольги в газовую среду наблюдается разброс электронов по энергиям и углам отклонения от нормали к поверхности. В связи с этим необходимо разрабатывать численные методы, позволяющие прогнозировать энергетические характеристики электронных потоков при прохождении их через вакуумно-плотные фольги. Для решения этой задачи целесообразно воспользоваться методом Монте-Карло, который адаптируется к задаче переноса электронов через вещество [2; 3]. С помощью данного метода прохождение каждого электрона рассматривается в отдельности, а требуемые результаты находятся усреднением характеристик прохождения большого количества частиц (не менее 1000). В целях упрощения расчетов выбираются макросоударения электрона, которые включают 20...25 элементарных соударений [4]. Очередное макросоударение происходит после прохождения мольеровского слоя, толщина которого зависит от текущей кинетической энергии электрона и определяется для энергии электрона до $3,2 \cdot 10^{-14}$ Дж по формуле $t = 0,01 E/\rho$ (1). Здесь t — толщина мольеровского слоя, м; E — текущая кинетическая энергия электрона, Дж; ρ — плотность вещества, кг/см³.

Вероятность соударения электрона η после прохождения такого мольеровского слоя толщиной t выбирается случайным образом из равномерного распределения чисел в диапазоне от 0 до 1, т. е.

$$\exp\left(-\frac{dx}{t}\right) = \eta \quad (2)$$

(dx — конечная выбранная длина свободного пробега электрона). Отсюда $dx = t \ln \eta$ (3).

Потери кинетической энергии dE электрона за время прохождения отрезка dx вычисляются по формуле Бете

$$\frac{dE}{dx} = 2\pi \frac{e^4}{mv^2} N_0 \rho \frac{z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left(\ln \frac{mv^2 E}{2I^2(1-\beta^2)} - [2\sqrt{1-\beta^2} - (1-\beta^2)] \ln 2 + (1-\beta^2) + 0,125(1-\sqrt{1-\beta^2}) \right), \quad (4)$$

где $\beta = \frac{v}{c}$ — нормированная скорость электрона; c — скорость све-

та в свободном пространстве; $\frac{m v^2}{2}$ — кинетическая энергия электрона; e — заряд электрона; N_0 — число Авогадро; z , A и ρ — номер элемента, атомная масса и плотность вещества тормозящей среды; E — кинетическая энергия электрона, Дж; I — средняя энергия возбуждения атомов вещества.

Для элементов с номером по таблице Менделеева больше 13 средняя энергия I определяется из выражения $I = z(9,76 + 58,8 z^{-1,19})$ (5). После рассмотрения прохождения очередного электрона выполняется проверка электрона по остаточной энергии и по текущим координатам. При энергии электрона меньше $0,32 \cdot 10^{-14}$ Дж электрон считается поглощенным, а количество электронов определяет коэффициент поглощения фольги. Если координата нахождения электрона вдоль толщины фольги становится отрицательной, электрон считается отраженным и в дальнейшем не рассматривается. Суммарное число таких частиц является коэффициентом отражения фольги.

Таким образом, предлагаемая модель имитирует основные процессы прохождения электрона и позволяет контролировать все реальные физические величины на каждом шаге движения электрона.

Представляет интерес также исследование прохождения электронов через материалы, имеющие многокомпонентный состав. Для этого пересчитывается характеристика фольги исходя из свойств материала и процентного содержания входящих компонентов. Например, для фольги, состоящей из алюминий-бериллий-титанового сплава, усредненный номер элемента материала рассчитывается так:

$$z_{\Sigma} = (N_{Al} z_{Al} + N_{Ti} z_{Ti} + N_{Be} z_{Be}) / 100, \quad (6)$$

где N_{Al} , N_{Ti} , N_{Be} — процентное содержание Al, Ti, Be в фольге; z_{Al} , z_{Ti} , z_{Be} — номера элементов Al, Ti, Be по таблице Менделеева.

Результирующая плотность материала фольги вычисляется по выражению

$$\rho_{\Sigma} = (N_{Al} \rho_{Al} + N_{Ti} \rho_{Ti} + N_{Be} \rho_{Be}) / 100. \quad (7)$$

ρ_{Al} , ρ_{Ti} , ρ_{Be} — плотность Al, Ti, Be, кг/м³, а усредненная атомная масса одной молекулы вещества

$$A_{\Sigma} = (N_{Al} \cdot A_{Al} + N_{Ti} \cdot A_{Ti} + N_{Be} A_{Be}) / 100. \quad (8)$$

Здесь A_{Al} , A_{Ti} , A_{Be} — атомная масса Al, Ti, Be в углеродных единицах.

Усредненный потенциал ионизации одной молекулы вещества фольги находится по формуле

$$\ln I_{\Sigma} = \frac{N_{Al} z_{Al} \ln I_{Al} + N_{Ti} z_{Ti} \ln I_{Ti} + N_{Be} z_{Be} \ln I_{Be}}{N_{Al} z_{Al} + N_{Ti} z_{Ti} + N_{Be} z_{Be}}, \quad (9)$$

где I_{Al} , I_{Ti} , I_{Be} — потенциалы ионизации молекулы, Дж.

Для моноэнергетического состава начального потока коэффициенты пропускания материалов по энергиям T_E и по числу частиц T_N определяются из соотношений

$$T_E = \frac{\int E n(x, E) dE}{E_0 N_0}; \quad (10)$$

$$T_N = \int n(x, E) dE / N_0, \quad (11)$$

где $n(x, E)dE$ — число электронов, выходящих из фольги толщиной x в интервале значений $E \dots E + dE$; N_0 — число падающих на фольгу электронов; E_0 — энергия падающих на фольгу электронов.

В работе изучался процесс прохождения электронов через материалы в зависимости от угла падения. В результате исследований определены значения средней энергии электронов \bar{E} , прошедших через фольгу, коэффициентов отражения электронов, коэффициента поглощения энергии, среднего угла рассеяния. Расчеты проводились для композиционных материалов с различными толщинами фольг и с начальной энергией электронного пучка $(2,4-3,2) \times 10^{-14}$ Дж.

Из полученных данных следует, что изменение угла падения электронов на фольгу в пределах от 0° до 30° практически не сказывается на ее пропускании. При переходе от титановой фольги толщиной 30 мкм и алюминиевой толщиной 30 мкм пропускание по энергии для $E_0 = 2,4 \cdot 10^{-14}$ Дж растет от 38 до 70 %, а пропускание по числу частиц — от 55 до 80 %. Существенное различие в пропускающей способности фольг еще усиливается в связи с тем, что в реальной электронной пушке нельзя рассчитывать на то, что траектории всех падающих на фольгу электронов будут к ней ортогональны. Если угол падения электронов более 60° , это приведет к резкому ухудшению пропускания фольг, что влечет за собой повышение тепловыделения в фольге, а за ней будет вызывать дополнительные неоднородности ионизации газовой среды. Проведенные расчеты согласуются с экспериментальными данными [5].

Следовательно, применение легких фольг позволяет понизить потери по энергии и по числу частиц, что обеспечивает пропускание ими большей средней мощности электронного потока. Легкие фольги уменьшают углы рассеяния в фольге, что облегчает биологическую защиту и упрощает установку.

На практике это можно использовать для выбора оптимальных параметров электронных пучков, расчета прочностных характеристик фольг и нахождения энергетических потерь электронных пучков в любых средах, применяемых в современных приборах и устройствах СВЧ. Кроме того, эта информация применима для выбора состава смеси, длины разрядного промежутка и напряженности электрического поля при разработке газоразрядных камер электроионизационных лазеров. Алгоритмы и программы на-

хождения экспериментальных значений электронных пучков сообразно использовать для создания САПР электроионизационных лазеров, приборов и устройств СВЧ.

Список литературы: 1. Симонов К. Г. Электронные отпаянные пушки. М., 1985. 128 с. 2. Баранов В. Ф. Дозиметрия электронного излучения. М., 1974. 232 с. 3. Аккерман А. Ф., Никитушев Ю. М., Ботвин В. А. Решение методом Монте-Карло задач переноса быстрых электронов в веществе. Алма-Ата, 1972. 164 с. 4. Дутов А. И., Минаев С. В., Николаев В. Б. Оптимизация параметров электронных пучков и выбор фольги в электроионизационных лазерах // Квантовая электроника. 1979. Т. 6, № 8. С. 1690—1697. 5. Seltzer S. M., Berger M. J. Transmission and reflection of electrons by foils // Nuclear instruments and methods. 1974. N 119. P. 157--179.

Поступила в редколлегию 16.01.87

УДК 621.385.6

Б. Н. БОНДАРЕНКО, канд. физ.-мат. наук,
В. Г. КРЫЖАНОВСКИЙ, И. Б. МАКАРЕНКО

АНАЛИЗ ОПТИМАЛЬНЫХ УСЛОВИЙ ЗАХВАТА ЭЛЕКТРОННОГО СГУСТКА В АВТОФАЗНОЙ ЛАМПЕ БЕГУЩЕЙ ВОЛНЫ

Автофазная ЛБВ (АЛБВ) представляет собой прибор О-типа, отличающийся от традиционной ЛБВ организацией пространства взаимодействия. В выходной части прибора создается повышенное по сравнению с группирователем сопротивление связи, а в пролетном направлении — электростатическое поле, коллинеарное относительно направления движения электронного потока и изменяющееся в общем случае вдоль длины прибора. При переходе из группирователя в выходную часть прибора электроны захватываются возросшим высокочастотным полем бегущей волны в потенциальную яму. Совершая колебательное движение в продольном направлении на дне потенциальной ямы, отдельные электроны и сгусток в целом осуществляют преобразование энергии постоянного поля в энергию СВЧ-волны при сохранении синхронного перемещения электронного потока и СВЧ-волны. Рассмотренный механизм взаимодействия [1] по принципу энергообмена напоминает физические процессы в приборах магнетронного типа. Изменение знака электростатического потенциала позволяет реализовать режим обратного преобразования [2; 3].

Анализ процессов энергообмена в АЛБВ показал высокую эффективность рассматриваемого механизма в режимах усиления и обратного преобразования СВЧ-колебаний. Некоторые предельные параметры рассматриваемого режима могут быть найдены аналитически [4]. Однако для их реализации необходимо обеспечить высокий процент захваченных электронов. Цель работы — определение параметров замедляющей системы, электронного пуч-

ка и электростатического поля, обеспечивающих получение наиболее полного захвата электронов в потенциальную яму поля бегущей волны.

Захваченный электронный сгусток в АЛБВ не является непосредственным донором энергии, как при баллистическом торможении в ЛБВО. Сгусток выступает в роли промежуточного трансформатора, с помощью которого потенциальная энергия электронов в электрическом поле преобразуется в энергию СВЧ-поля. Выполнение этих функций зависит от параметров сгустка (относительной и абсолютной плотности) и его фазовых отношений с полем. Незахваченные электроны получают энергию от электростатического поля, но не передают ее высокочастотной волне. Таким образом, представляет интерес получение наиболее полного захвата, так как процентом захваченных электронов ν определяется максимально достижимый КПД режима с захватом сгустка. Количество захваченных электронов зависит от скачка сопротивления связи и от напряженности высокочастотного поля, напряженности и профиля электростатического поля, приложенного после скачка сопротивления связи, электродинамических параметров автофазной секции.

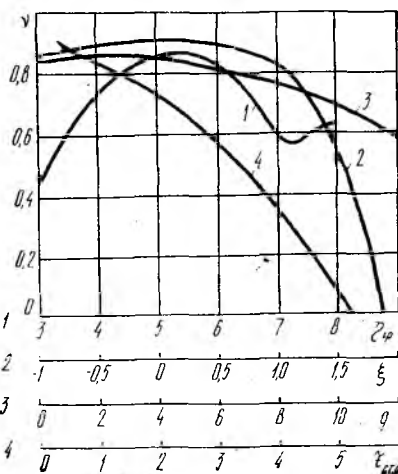
Используя подход, развитый в работе [5], получим аналитическую зависимость предельного числа захваченных электронов от места и значения скачка сопротивления связи в приближении квазистационарности высокочастотного потенциала. Уравнения движения электронов в потенциальной яме представляются в виде уравнения математического маятника. На основе его точного решения в терминах эллиптических функций Якоби несложно получить выражение для асимптотического КПД, т. е. доли захваченных электронов ν в момент захвата при выполнении условия $\varepsilon/\mu \ll \ll 1$. Здесь ε — безразмерная напряженность электростатического поля E , $\varepsilon = E/2\beta U_0$; U_0 — ускоряющий потенциал группирователя АЛБВ; μ — отношение сопротивления связи после скачка к его значению до скачка; β — фазовая постоянная замедленной волны. В момент времени, равный половине периода колебаний электронов в потенциальной яме, значение ν максимально, так как сгусток имеет минимальную фазовую ширину. Предельное значение $\nu_{\max} = 1 - \varepsilon/\sqrt{\mu(\mu-1)}$, т. е. коэффициент захвата растет с уменьшением электростатического поля и увеличением скачка сопротивления связи μ .

Детально проанализировать зависимости коэффициента захвата от параметров системы позволяет численное решение уравнений нелинейной теории АЛБВ [1]. Значение ν определялось в численной программе путем подсчета количества электронов, совершающих финитное движение относительно поля реальной электромагнитной волны, распространяющейся в приборе. Изучались зависимости коэффициента захвата от длины группирующей секции $\zeta_{\text{гр}}$, параметров рассинхронизма ξ и пространственного заряда q , электростатического поля $F_{\text{ст}_0}$ при его постоянном значении вдоль

длины прибора. Принимали $\mu = 5$, так как с уменьшением значения μ падает значение ν , а при его увеличении ν увеличивается незначительно, кроме того, получение больших значений μ сопряжено с техническими трудностями. На рисунке представлены зависимости коэффициента захвата электронов от перечисленных величин. Постоянные значения параметров для каждой кривой: параметр усиления $\epsilon_0 = 0,1$, $\xi_{гр} = 5,5$, $q = 1$, $F_{ст_0} = 1$, $\xi = 1$, $\mu = 5$, нормированный входной сигнал $F_0 = 0,1$.

Используя зависимости, показанные на рисунке, можно оценить частотный и динамический диапазоны АЛБВ, задавшись конкретными значениями параметров замедляющей системы и электронного потока. Кривая 1 показывает наличие четко выраженного максимума зависимости $\nu(\xi_{гр})$, что свидетельствует о существовании оптимальных фазовых соотношений между первой гармоникой сгруппированного тока и высокочастотной волной. Это подтверждает вывод о том [2], что оптимальным местом размещения скачка сопротивления связи является участок между точками максимумов первой гармоникой сгруппированного тока и высокочастотного поля. Повышенная критичность ν к длине группирователя объясняется еще и быстрым изменением уровня высокочастотного поля вблизи точки насыщения.

Зависимость ν от параметра расстройки скоростей ξ свидетельствует о большем возможном диапазоне изменения этого параметра. Хотя при уменьшении ξ снижаются первая гармоника сгруппированного тока (плотность сгустка) и высокочастотная мощность в момент захвата, значение ν уменьшается медленно. Такая зависимость ν от ξ связана с благоприятным отношением скорости электронного сгустка и реальной фазовой скорости высокочастотной волны $\nu_{ф}$ в момент захвата при малых и отрицательных значениях ξ . Электронный поток в области скачка сопротивления связи движется со скоростью, которая равна или меньше скорости $\nu_{ф}$. Сразу после захвата электростатическое поле способствует образованию компактных электронных сгустков в тормозящей фазе высокочастотного поля. Как видно из рисунка (кривая 2), высокие значения коэффициента захвата сохраняются при достаточно большом изменении параметра рассинхронизма в автофазной секции ($\pm 1,5$). С учетом дисперсии фазовой скорости это означает сохранение финитного характера движения в достаточно широком диапазоне частот. Происходящее вследствие группировки



электронов замедление реальной фазовой скорости бегущей волны и ускорение электронов под действием электростатического поля приводит лишь к выравниванию скоростей волны и электронов. Это и обеспечивает высокое значение коэффициента захвата ν .

Зависимость ν от параметра пространственного заряда q (кривая 3) показывает, что степень захвата снижается с ростом сил расталкивания внутри электронного сгустка, приводящим к уменьшению глубины потенциальной ямы. Наличие здесь максимума связано с существованием оптимальной длины группирователя e_{gr} для каждого значения q . При увеличении электростатического поля, приводящем к уменьшению глубины потенциальной ямы [1], монотонно уменьшается значение ν . Очевидно, что при малых значениях $F_{ст_0}$ качество захвата выше (кривая 4), однако рост высокочастотной мощности и КПД происходит медленнее, что обуславливает чрезмерное увеличение длины прибора. Как свидетельствует анализ физических процессов в АЛБВ при учете активных потерь [4], для получения максимального КПД необходимо стремиться к получению максимальной скорости роста высокочастотной мощности. В связи с этим при больших потерях условия получения максимального КПД могут не совпадать с условиями получения максимального коэффициента захвата.

Анализ условий захвата электронного сгустка в автофазной ЛБВ свидетельствует о возможности создания эффективного прибора, работающего в достаточно широком диапазоне входных параметров.

Список литературы: 1. Бондаренко Б. Н., Крыжановский В. Г. Двухсекционная ЛБВ с автофазной выходной секцией. Сообщ. 1. Вывод рабочих уравнений// Радиотехника. 1979. Вып. 51. С. 112—117. 2. Бондаренко Б. Н., Крыжановский В. Г. Реализация режима обратного преобразования в автофазной ЛБВ// Радиотехника, 1981. Вып. 57. С. 114—118. 3. Falkner A. H. Novel travelling-wave energy converter//IEEE Proc. 1985. I, 132, № 1. P. 1—4. 4. Бондаренко Б. Н., Димашко Ю. А., Крыжановский В. Г. Предельный КПД автофазной ЛБВ//Изв. вузов. Радиоэлектроника. 1985. Т. 28, № 10. С. 99—101. 5. Бондаренко Б. Н., Димашко Ю. А., Крыжановский В. Г. Влияние условий захвата электронного сгустка на предельный КПД автофазной ЛБВ//XXIX Всесоюз. науч. сес., посвящ. Дню радио: Тез. докл. М., 1984. Ч. 1. С. 126.

Поступила в редколлегию 07.08.86

СОДЕРЖАНИЕ

Александров Ю. Н., Курышкин А. К., Склярв В. С., Товарницкий А. В. Обобщенное спектральное разложение сигналов и его применение в системах связи	3
Жураковский Ю. П., Куприенко А. М. Влияние начальной фазы на ширину спектра сигналов ФМ	9
Горбенко И. Д., Стасев Ю. В. Исследование спектра составных неравномерных по длительности ЛЧМ—ФМ-сигналов	12
Вишневецкий В. И., Смородов П. С. Поиск сложных сигналов методом рекуррентной дешифрации	19
Зимла А. А. Построение системы нелинейных дискретных сигналов характеристического типа методом децимации	23
Зеленина А. Г., Афанасьев Ю. В., Зеленин А. Н. Оценка эффективности функциональной линеаризации преобразовательных характеристик автогенераторных преобразователей формы информации	27
Биберман Л. И., Царев В. В., Захаров Л. П. Исследование режима возбуждения генератора на негатроне типа S	33
Шинкаренко В. П., Ровицкий В. А. Исследование кратковременной нестабильности синтезаторов частоты	39
Иванов М. А., Спасибо Е. А., Просунко О. Н. Исследование особенностей систем сигнальной синхронизации сверхскоростных радиолиний цифровой связи	43
Онуфриев В. П. Вопросы построения автоматических метеорных РЛС. Сообщение 2. Некоторые аспекты синтеза	51
Довбня Б. А. Адаптивное формирование диаграммы направленности антенной решетки с ограничениями для обработки КВ сигналов	60
Каплун И. В., Матыцын Э. Н., Усин В. А., Холщевников М. Ю. Динамический метод юстировки фазированных антенных решеток	65
Пресняков И. Н., Сытник О. В. Алгоритм адаптивного формирования диаграммы направленности антенной решетки в условиях интенсивных сигналов и помех	71
Маслов А. Ф., Нестеров К. П., Жолобенко А. Б. Моделирование квазиоптимального алгоритма измерения фазы сигнала на выходах элементов антенной решетки, работающей в неоднородной среде при наличии коррелированной помехи	78
Гаврилова Т. В. К вопросу о рассеянии нестационарных электромагнитных волн периодическими экранами	86
Дудник Б. С., Прюги О. В. Антенный переключатель РЛС	91
Овчаренко В. В., Антюфеев В. И., Макарущенко Н. П. Электродинамическая одномерная задача Коши с условиями сопряжения	93
Сенченко В. В., Сундучков К. С., Туменок А. В. Радиальный фильтр с нулевой чувствительностью частоты заграждения к изменениям высоты резонатора	100
Тиховский В. Ю., Пащенко Ж. Ф., Пироженко В. К. Автоматизированное проектирование волноводных щелевых мостов. Сообщение 2. Математическая модель щелевого E-моста	108
Захария И. А. К выбору структуры узла настройки перехода линия—волновод	114
Пренцлау Н. Н., Бескорный А. П., Офицеров М. Н., Кучерявенко Н. А., Харченко И. Ф. Автогенератор стабильной частоты метрового диапазона на спиральном резонаторе	120
Терещенко А. И. Перестройка открытых предельных резонаторов плазмой газового разряда	127
Красноголовец М. А., Шейн А. Г. Применение метода Монте-Карло для расчета взаимодействия электронных пучков с многокомпонентными материалами	131
Бондаренко Б. Н., Крыжановский В. Г., Макаренко И. Б. Анализ оптимальных условий захвата электронного сгустка в автогенераторной лампе бегущей волны	135