

021.396(06)
P15.

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

РАДИОТЕХНИКА

Республиканский
межведомственный
научно-технический
сборник

Основан в 1965 г.

ВЫПУСК 81

2111

БИБЛИОТЕКА
ХИРЭ
№. № 693533

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

1987

XHYPE Radvotekhnika



693533

В сборнике представлены результаты теоретических и экспериментальных исследований в области радиотехнических устройств и систем радиоизмерений, электродинамики и электроники СВЧ. Рассмотрены вопросы теории и техники антенн СВЧ-диапазона. Предложены различные способы кодирования, проанализирована возможность повышения скорости передачи стареющей информации.

Нормативные материалы приведены по состоянию на 1 января 1987 г.

Для преподавателей, научных работников и специалистов.

Редакционная коллегия: д-р техн. наук проф. *А. И. Терещенко* (отв. ред.), канд. техн. наук доц. *В. Д. Кукуш* (зам. отв. ред.), канд. техн. наук доц. *Ж. Ф. Пащенко* (отв. секр.), д-р техн. наук проф. *Б. Л. Кащеев*, д-р физ.-мат. наук доц. *В. М. Кузьмичев*, канд. техн. наук доц. *Е. М. Кулешов*, д-р техн. наук проф. *А. С. Сердаков*, д-р физ.-мат. наук проф. *О. А. Третьяков*, д-р техн. наук проф. *В. А. Фролов*, 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 физ.-мат. наук доц. *В. М. Кузьмичев*

Адрес редакционной коллегии: 310141, Харьков-141, пр. Ленина, институт радиоэлектроники, тел. 40-94-84

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

М. А. ИВАНОВ, канд. техн. наук, Б. И. МАКАРЕНКО, д-р техн. наук,
И. А. ЯКОВЛЕВ, канд. физ.-мат. наук

АНАЛИЗ ИСКАЖЕНИЙ ДИСКРЕТНЫХ СИГНАЛОВ С КОМБИНИРОВАННОЙ ФАЗОВО-ЧАСТОТНОЙ МОДУЛЯЦИЕЙ

Общий аналитический подход к исследованию искажений дискретных сигналов с произвольной, в том числе и фазово-частотной (ФЧМ), модуляцией при их фильтрации достаточно строго обоснован в работе [1]. Однако известные конкретные результаты расчета искажений при прохождении ФЧМ-сигналов через линейные фильтры относятся к частному случаю использования регулярного закона скачкообразных изменений частоты и фазы данного сигнала в двоичном множестве их разрешенных значений [2; 3]. Учитывая предпочтительность сочетания методов ЧМ-, особенно ФМ-модуляций с повышенной кратностью [3; 4], а также заведомо стохастический характер реальных законов частотно-фазовых переходов в информационных ФЧМ-сигналах [4], целесообразно проанализировать искажения последних для указанного более общего случая.

Найдем конкретное решение поставленной задачи для важного в теоретическом и практическом отношениях случая использования последовательного резонансного колебательного контура [1]. С этой целью запишем дифференциальное уравнение для тока $i(t)$ в указанном типе частотно-избирательного фильтра

$$\frac{d^2 i(t)}{dt^2} + \alpha \frac{di(t)}{dt} + \omega_0^2 i(t) = \frac{de(t)}{dt}, \quad (1)$$

где α , ω_0 — затухание и резонансная частота данного селективного контура; $e(t)$ — внешняя возбуждающая ЭДС, которую в рассматриваемом случае передачи ФЧМ-сигналов можно описать следующим образом [2—4]:

$$e(t) = V \cos(\omega t + \varphi) \equiv V \cos[\omega(t)t + \varphi(t)]. \quad (2)$$

Здесь V , $\omega \equiv \omega(t)$, $\varphi \equiv \varphi(t)$ — амплитуда, частота и фаза ФЧМ-сигнала. Напряжение V фиксированное (т. е. $V = \text{const}(t)$), а величины $\omega(\cdot)$, $\varphi(\cdot)$ являются кусочно-постоянными и в кратные тактовому интервалу T моменты времени $t = nT$ они могут скачкообразно изменяться или оставаться неизменными (в соответствии с используемым способом передачи сообщений и информационным содержанием последних) и принимать любые из конечного множества различных разрешенных значений, т. е. $\omega(t) \in [\omega_1, \omega_n]$ и $\varphi(t) \in [\varphi_1, \varphi_n]$, $\forall t \in [0, \infty]$. Отметим, что V — квантор общности; n — целое неотрицательное число, т. е. $n \in N_0$, где N_0 — расширенное множество натуральных чисел.

включающее в себя обычное натуральное множество N и 0, $N_0 = N \cup 0$; \cup — знак объединения; $k, l \in N$. На практике, как правило, целесообразно обеспечивать выполнение следующего нестроого (в общем случае) неравенства: $l \geq k \geq 2$ [3; 4]. Предположение о скачкообразном характере частотно-фазовых переходов вводится лишь для упрощения анализа. Хотя корректность последующих рассуждений не нарушена, данное предположение для реальных инерционных схем формирования ФЧМ-сигналов является идеализированным [3; 4].

Решение $i(t)$ дифференциального уравнения (1) будем искать в виде суммы свободных $i_c(t)$ и вынужденных $i_b(t)$ колебаний [1; 2]: $i(t) = i_c(t) + i_b(t)$ (3). Здесь

$$i_c(t) = [C_1 \sin \omega_c t + C_2 \cos \omega_c t] e^{-\alpha t}; \quad (4)$$

$$i_b(t) = -V [A \sin(\omega t + \varphi) + B \cos(\omega t + \varphi)], \quad (5)$$

где ω_c — частота свободных колебаний [1], $\omega_c = \sqrt{\omega_0^2 - \alpha^2}$ (6)

Найдем коэффициенты A, B в частном решении (5) неоднородного дифференциального уравнения (1), для чего положим в формуле (3) значение $i_c(t)$ равным нулю. Подставляя полученное таким образом $i(t) = i_b(t)$ в (1), получаем

$$A = \frac{(\omega_0^2 - \omega^2) \omega}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + 4\alpha^2 \omega^2} \quad (7); \quad B = -\frac{2\alpha \omega}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + 4\alpha^2 \omega^2}. \quad (8)$$

Предположим, что в некоторый момент времени t^* произошло синхронное изменение частоты $\omega_I \rightarrow \omega_{II}$ и фазы $\varphi_I \rightarrow \varphi_{II}$ ФМЧ-сигнала $e(t)$, причем $\omega_I, \omega_{II} \in [\omega_1, \omega_k]$, а $\varphi_I, \varphi_{II} \in [\varphi_1, \varphi_l]$ и, в общем случае, $\omega_I \geq \omega_{II}$, а $\varphi_I \geq \varphi_{II}$. Это приводит к необходимости решения дифференциального уравнения (1) с краевыми условиями, характеризующимися существенными для реальных динамических (инерционных) фильтров требованиями «гладкой сшивки» решений $i(t)$ в точке $t = t^*$:

$$i(t^* - 0) = i(t^* + 0);$$

$$\left. \frac{di(t)}{dt} \right|_{t=t^*-0} = \left. \frac{di(t)}{dt} \right|_{t=t^*+0}. \quad (9)$$

Подставляя затем определяемое значениями A, B частное решение $i_b(t)$ дифференциального уравнения (1) в формулы (9), получаем искомые соотношения для нахождения коэффициентов C_1, C_2 , полностью и однозначно описывающих общее решение $i_c(t)$ исходного выражения (1):

$$C_2 = -V \left[\omega_I \frac{(\omega_0^2 - \omega_I^2) \sin \varphi_I - 2\alpha \omega_I \cos \varphi_I}{(\omega_0^2 - \omega_I^2)^2 + 4\alpha^2 \omega_I^2} - \omega_{II} \frac{(\omega_0^2 - \omega_{II}^2) \sin \varphi_{II} - 2\alpha \omega_{II} \cos \varphi_{II}}{(\omega_0^2 - \omega_{II}^2)^2 + 4\alpha^2 \omega_{II}^2} \right]; \quad (10)$$

$$C_1 = \frac{\alpha}{\omega_c} C_2 - V \left[\frac{\omega_1^2 (\omega_0^2 - \omega_1^2) \cos \varphi_1 + 2\alpha\omega_1 \cos \varphi_1}{(\omega_0^2 - \omega_1^2)^2 + 4\alpha^2\omega_1^2} - \frac{\omega_{11}^2 (\omega_0^2 - \omega_{11}^2) \cos \varphi_{11} + 2\alpha\omega_{11} \sin \varphi_{11}}{(\omega_0^2 - \omega_{11}^2)^2 + 4\alpha^2\omega_{11}^2} \right]. \quad (11)$$

Аналогично можно найти отклики на воздействие ФЧМ-сигналов и для других типов и классов фильтров.

Отметим, что полученные выше результаты не связаны с введением каких-либо существенных ограничений на законы частотно-фазовых переходов в ФЧМ-сигнале и на мощность конечных множеств разрешенных значений информативных (модулируемых) параметров данного сигнала. Это позволяет повысить точность и достоверность анализа искажений указанных сигналов, а также обоснованность рекомендаций по снижению влияния этих искажений на эффективность цифровой связи.

В качестве конкретного применения представленных результатов оценим минимально допустимую длительность тактового интервала T , при котором обеспечивается уровень межсимвольной интерференции (МСИ), не превышающей некоторое априорно выбранное значение ε . Поскольку МСИ характеризуется остаточной величиной $i_c(t)$, то при минимальной (т. е. равной лишь одному соседнему тактовому интервалу) «глубине» данных искажений условие «малости» их уровня запишем следующим образом:

$e^{-\alpha t} \sqrt{C_1^2 + C_2^2} < \varepsilon$ (12). Анализ результатов количественных расчетов показывает, что коэффициенты C_1, C_2 в рассматриваемом случае существенно зависят от вида только текущего частотно-фазового перехода, т. е. от конкретных значений $\omega_1, \omega_{11}, \varphi_1, \varphi_{11}$:

$$C_1 = C_1(\omega_{i_1}, \omega_{j_{11}}; \varphi_{i_1}, \varphi_{j_{11}}) = C_1(i_{1-11}, j_{1-11}); \quad (13)$$

$$C_2 = C_2(\omega_{i_{11}}, \omega_{j_{11}}; \varphi_{i_{11}}, \varphi_{j_{11}}) = C_2(i_{1-11}, j_{1-11}), \quad (14)$$

где $i_1, i_{11} \in [1, \kappa]$, $j_1, j_{11} \in [1, l]$. Можно показать, что уровень МСИ в канале передачи ФЧМ-сигналов, как правило, выше, чем в случае использования ФМ- или ЧМн-сигналов, т. е. обычно справедливы следующие нестрогие неравенства:

$$C_p(i_{1-11}; j_{1-11}) \geq \max_{i_1, i_{11}} \{C_p(i_{1-1}; j_{1-11}); C_p(i_{11-11}; j_{1-11})\}, \quad \forall p \in [1, 2]; \quad (15)$$

$$C_q(i_{1-11}; j_{1-11}) \geq \max_{j_1, j_{11}} \{C_q(i_{1-11}; j_{1-1}); C_q(i_{1-11}; j_{11-11})\}, \quad \forall q \in [1, 2]. \quad (16)$$

Это приводит к повышению (по сравнению со случаями использования ФМ- или ЧМн-сигналов) уровня МСИ в каналах передачи ФЧМ-сигналов, что обуславливает необходимость применить специальные дополнительные меры по ослаблению влияния этих искажений.

Например, при конкретном и характеризующем числами k, l модуляционном формате используемых для цифровой передачи информации дискретных ФЧМ-сигналов [4] минимально допустимую длительность тактового интервала T можно определять так:

$$T \geq T_{\min} = \frac{1}{\alpha} \max_{\substack{i \in [1, k] \\ j \in [1, l]}} \left\{ \ln \frac{[C_1 (i_{i-11}; j_{i-11})]^2 + [C_2 (i_{i-11}; j_{i-11})]^2}{\varepsilon} \right\}. \quad (17)$$

Очевидно, что приведенные результаты пригодны и для оценки минимально необходимого (для обеспечения выполнения условия (12) «малости» уровня МСИ) запаса по ширине частотной полосы передачи ФЧМ-сигналов [2—4]. Можно показать, что одновременные (синхронные) информационные скачки фазы и частоты дискретных ФЧМ-сигналов, как правило, приводят к некоторому расширению спектра последних (по сравнению с полосой ФМ-или ЧМ-сигналов [1—4]). Это вызывает (при прочих равных условиях и, прежде всего, для одинаковой полосы пропускания канальных фильтров) возрастание длительности переходных процессов в частотно-ограниченных каналах. Отсюда следует необходимость соответственно увеличить «запас» по полосе прозрачности канальных фильтров систем цифровой связи с ФЧМ по отношению к значениям указанных «запасов» в случаях использования ФМ или ЧМ.

Отметим, что при использовании нелинейных и инерционных каналов цифровой связи с ограниченной полосой передачи в ряде практически важных случаев может иметь место возрастание МСИ, а также нелинейное «затягивание» переходных процессов и, следовательно, дополнительное увеличение уровня и глубины данных искажений дискретных сигналов [5]. Последний эффект можно охарактеризовать нелинейной добавкой $\Delta t_{\text{нел}}(\Delta f)$ к полной длительности переходных процессов $t_{\text{п}}(\Delta f)$ в полосе передачи Δf . Поэтому в общем случае значение тактового интервала необходимо выбирать с учетом следующего выражения:

$$T \geq t_{\text{п}}(\Delta f) = t_{\text{п,лин}} + \Delta t_{\text{нел}}(\Delta f) \approx T_{\min} + \Delta t_{\text{нел}}(\Delta f), \quad (18)$$

где $t_{\text{п,лин}}$ — «линейная» составляющая переходных процессов в нелинейном канале, $t_{\text{п,лин}} \approx T_{\min}$. Данное выражение можно использовать и в целях определения дополнительного «запаса» по частотной полосе пропускания нелинейного канала цифровой связи, требуемого для обеспечения неискаженной передачи дискретных ФЧМ-сигналов. В нелинейных системах связи имеет место нарушение ортогональности синфазного и квадратурного каналов, что приводит к появлению перекрестных искажений между ними [5]. Данное явление, вообще говоря, характерно (в существенно меньшей степени) и для линейных каналов при ограниченной полосе передачи и (или) неидеальности стробирования принимаемых символов, что обусловлено специфическим влиянием МСИ. Поэтому детальный анализ и учет влияния эффектов искажений информационных

ФЧМ-сигналов в линейных, и, особенно, нелинейных каналах их передачи с ограниченной полосой пропускания является принципиально необходимым для корректного исследования и обоснованного проектирования систем цифровой связи с указанными сигналами.

Список литературы: 1. Гоноровский И. С. Радиотехнические цепи и сигналы.— М.: Сов. радио, 1977.— 608 с. 2. Ильин Г. М. Прохождение сигнала с частотно-фазовой манипуляцией через систему выходных контуров радиопередатчика // *Вопр. радиоэлектроники. Сер. Общ. вопр. радиоэлектроники.*— 1984.— Вып. 2.— С. 46—53. 3. Частотно-фазовые модемы / Г. Ф. Витер, Л. Д. Кравченко, М. Н. Маргиев, В. В. Швыдкий.— К.: Техніка, 1983.— 118 с. 4. Иванов М. А., Макаренко Б. И., Яковлев И. А. Рациональный метод высокоскоростной передачи цифровой информации по СВЧ и КВЧ, радиоканалам // *Радиотехника.*— 1985, № 11.— С. 48—51. 5. Иванов М. А. Нелинейные процессы в радиоприемниках с частотно-зависимыми характеристиками // *Радиотехника.*— 1985, № 7.— С. 31—33.

Поступила в редколлегию 18.11.85.

УДК 621.372

И. Я. ЖУРАВЛЕВ, канд. техн. наук, А. И. ДОВНАРЬ

ОПРЕДЕЛЕНИЕ УРОВНЯ СИГНАЛА В СХЕМАХ ФОРМИРОВАТЕЛЕЙ СИНУСОИДАЛЬНОГО НАПРЯЖЕНИЯ ПО ФАКТОРУ ПЛОЩАДИ

Для построения формирователей синусоидальных напряжений используют нелинейные элементы — полевые транзисторы, полупроводниковые диоды, туннельные диоды, характеристики которых в определенной области близки к синусоиде. Важным моментом аппроксимации синусоидой близкой к ней кривой является определение оптимального коэффициента сопряжения, обеспечивающего минимальный уровень искажений формируемого сигнала или заданный их спектральный состав, удобный для фильтрации высокочастотных компонент. Аналитическое решение этой задачи связано с определенными трудностями из-за сложности и приближенного характера моделей указанных приборов и в связи с необходимостью многократного разложения в ряд Фурье сформированных колебаний. Оптимизация схем данного класса по критерию минимума нелинейных искажений вызывает увеличение затрат машинного времени, поскольку необходимо использовать программы анализа схем в динамическом режиме и последующим спектральным анализом полученных характеристик.

Критерием точности согласования сформированной кривой с синусоидой может служить значение относительной разностной площади по модулю, описываемой последними на интервале углов $0 \leq \varphi \leq \pi/2$. Количественно различие между коэффициентом гармоник и относительным значением разностной площади уменьшается с возрастанием подобия синусоиды и характеристики форми-

рующего элемента. Так, для периодической последовательности симметричных треугольных импульсов с амплитудой A_{Δ} используемых в схемах формирователей в качестве исходных, на интервале $0 \leq \varphi \leq \pi/2$ площадь $S_{\text{тр}} = A\pi/4$, а для синусоиды той же амплитуды $S_{\text{син}} = A$ и относительная разностная площадь

$$\Delta S_{\text{отн}} = \frac{S_{\text{син}} - S_{\text{тр}}}{S_{\text{син}}} = (1 - \pi/4) \approx 21,46 \%$$

Коэффициент гармоник треугольного напряжения симметричной формы, описываемого нечетным рядом гармоник с амплитудами, обратно пропорциональными квадрату их номера с учетом первых гармоник, включая 11, составляет 12,07588 %, а по третьей и пятой гармоникам — 11,809 % [1]. Таким образом, для этого случая весьма различающихся по форме колебаний различие между коэффициентом гармоник и относительной разностной площадью не превышает двух раз. Проводя аналогичное вычисление площади более близкого к синусоиде трапецеидального импульса с углом отсечки $\varphi_{\text{отс}} = \pi/3$ получаем $S_{\text{тран}} = A\pi/3$, $\Delta S_{\text{отн}} = 4,71975$ %. Гармонический ряд усеченного треугольного (трапецеидального) импульса содержит нечетные гармоники, за исключением кратных трем с амплитудами, обратно пропорциональными квадрату номера. Коэффициент его гармоник с учетом 5, 7, 11 и 13 гармоник равен 4,611692 %, т. е. весьма близок к вычисленной относительной разностной площади.

Характеристики приборов, используемых для построения формирователей синусоидального напряжения, незначительно отличаются от синусоиды, поэтому вычисление оптимального уровня входного сигнала по фактору площади должно давать приемлемый по точности результат. Простота и наглядность методики позволяют широко применять ее на практике. Задача несколько усложняется в случае пересечения кривых при их сведении к одному уровню в точке $\varphi_m = \pi/2$. Возможен случай, когда кривые описывают одинаковые площади, являясь по существу различными. В этом случае, очевидно, показателем нелинейности будет суммарная разностная площадь, вычисленная между точками пересечения кривых.

В качестве примера рассмотрим работу диодного формирователя синусоидального напряжения из треугольного. В простейшем случае схема представляет собой нелинейный делитель, верхним плечом которого является резистор R , а нижним — два включенных в разных направлениях согласованных по параметрам диода (рис. 1, а).

В окрестностях точки $\varphi = 0$ диоды практически закрыты и напряжение на них повторяет входное, формируя начальный (линейный) участок синусоиды. Повышение уровня входного напряжения приводит к открыванию диодов и нарушению линейности характеристики аналогично изменению наклона синусоиды при возрастании угла. Чтобы избежать затруднений, связанных с расчетом нелинейного делителя, питаемого от источника вход-

ного напряжения $V_{вх}$, перейдем к эквивалентной ему схеме параллельного соединения диодов и резистора, питаемого током $I_{вх}$ (рис. 1, б). Принимая идеализированную модель диода и пренебрегая его обратным током I_0 , а также выполняя обычные допущения, присущие характеристике диода в прямом направлении [2], запишем

$$I_{вх}(U_D) = I_R + I_D \frac{U_D}{R} + I_0 e^{\frac{U_D}{\varphi_T}}. \quad (1)$$

Здесь φ_T — температурный потенциал, $\varphi_T = 26$ мВ; U_D — напряжение на диодах, зашунтированных резисторами при протекании тока $I_{вх}$.

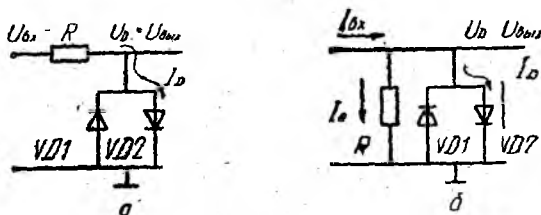


Рис. 1

Площадь, описываемая кривой тока при изменении U_D от 0 до его максимального (амплитудного) значения U_{Dm} может быть представлена следующей формулой:

$$S_I = \int_0^{U_{Dm}} I_{вх} dU_D = \frac{U_{Dm}^2}{2R} + \varphi_T \left(I_0 e^{\frac{U_{Dm}}{\varphi_T}} - I_0 \right). \quad (2)$$

Приведенная площадь S_I , необходимая для сравнения с площадью, описываемой синусоидой

$$S_{I_{прив}} = \frac{\pi}{2I_{вх.т}} \left(\frac{U_{Dm}^2}{2R} + \varphi_T I_0 e^{\frac{U_{Dm}}{\varphi_T}} \right), \quad (3)$$

где $I_{вх.т}$ — сила входного тока, соответствующая амплитудному значению напряжения на диодах. Вводя в выражение (3) силы токов резистора I_{Rm} и открытого диода I_{Dm} , получаем

$$S_{I_{прив}} = \frac{\pi}{4} U_{Dm} \left(\frac{I_{Rm}}{I_{вх.т}} + \frac{2\varphi_T}{U_{Dm}} \frac{I_{Dm}}{I_{вх.т}} \right). \quad (4)$$

Поскольку кривая $I_{вх}(U_D)$ близка к кривой $\arcsin \frac{U_D}{U_{Dm}}$, вычисляем площадь, описываемую последней на интервале $0 \leq \frac{U_D}{U_{Dm}} \leq 1$

$$S_{arc} = U_{Dm} \int_0^1 \arcsin \left(\frac{U_D}{U_{Dm}} \right) d \left(\frac{U_D}{U_{Dm}} \right) = \left(\frac{\pi}{2} - 1 \right) U_{Dm}. \quad (5)$$

Приближенное значение коэффициента гармоник определяется относительной разностной площадью

$$K_r \approx \Delta S_{\text{отн}} = \frac{S_{\text{arc}} - S_{\text{прив}}}{S_{\text{sin}}} = \left(\frac{\pi}{2} - 1 \right) - \frac{\pi}{4} \left(\frac{I_{Rm}}{I_{\text{вх.т}}} + \frac{2\varphi_T}{U_{Dm}} \frac{I_{Dm}}{I_{\text{вх.т}}} \right). \quad (6)$$

При пересечении кривых вначале отыскиваются координаты точки пересечения $U_{D\text{пер}}$, $I_{R\text{пер}}$, $I_{D\text{пер}}$, угол $\varphi_{\text{пер}} = \frac{\pi I_{\text{вх.пер}}}{2 I_{\text{вх.т}}}$, а затем вычисляется разностная площадь на участке от начала координат до точки пересечения

$$\Delta S_1 = S_{\text{Iarc}} - S_{\text{Iвх}} = U_{Dm} \int_0^{\frac{U_{D\text{пер}}}{U_{Dm}}} \arcsin \left(\frac{U_{D\text{пер}}}{U_{Dm}} \right) d \left(\frac{U_{D\text{пер}}}{U_{Dm}} \right) - \int_0^{U_{D\text{пер}}} I_{\text{вх}}(U_D) dU_D \quad (7)$$

и разностная площадь между точкой пересечения и вершиной синусоиды

$$\Delta S_2 = S_{2I_{\text{вх}}} - S_{2\text{arc}} = \int_{U_{D\text{пер}}}^{U_{Dm}} I_{\text{вх}}(U_D) dU_D - \int_{\frac{U_{D\text{пер}}}{U_{Dm}}}^1 U_{Dm} \arcsin x \times \left(\frac{U_D}{U_{Dm}} \right) d \left(\frac{U_D}{U_{Dm}} \right). \quad (8)$$

После некоторых преобразований получаем выражение для относительной разностной площади

$$\Delta S_{\text{отн}} = \frac{\Delta S_1 + \Delta S_2}{S_{\text{sin}}} = 2(\varphi_{\text{пер}} \sin \varphi_{\text{пер}} + \cos \varphi_{\text{пер}}) - \left(\frac{\pi}{2} + 1 \right) + \frac{\pi}{4 I_{\text{вх.т}}} \left[I_{Rm} - \frac{2U_{D\text{пер}}}{U_{Dm}} I_{R\text{пер}} + \frac{2\varphi_T}{U_{Dm}} (I_{Dm} - 2I_{D\text{пер}}) \right] 2I_{D\text{пер}}. \quad (9)$$

Аналогично строится выражение для $\Delta S_{\text{отн}}$ при пересечении кривых в двух точках.

Формула (6) позволяет найти соотношение между I_{Rm} и I_{Dm} , обеспечивающее минимум искажений сформированного напряжения. Очевидно, это условие соответствует равенству площадей $S_{\text{прив}}$, S_{arc} . Отсюда

$$\frac{I_{Rm}^{\text{опт}}}{I_{\text{вх.т}}} = \left(2 - \frac{4}{\pi} \right) - \frac{2\varphi_T}{U_{Dm}} \frac{I_{Dm}^{\text{опт}}}{I_{\text{вх.т}}} \quad (10)$$

или, учитывая, что $I_{Dm} = I_{\text{вх.т}} - I_{Rm}$, получаем

$$\frac{I_{Rm}^{\text{опт}}}{I_{\text{вх.т}}} = \frac{2 - 4/\pi - \frac{2\varphi_T}{U_{Dm}}}{1 - \frac{2\varphi_T}{U_{Dm}}} = \frac{0,72676 - \frac{2\varphi_T}{U_{Dm}}}{1 - \frac{2\varphi_T}{U_{Dm}}}. \quad (11)$$

Параметр $\frac{I_{Rm}}{I_{вх.т}}$, представляющий относительное значение линейной компоненты, в амплитудном значении входного тока может быть назван коэффициентом сопряжения. В соответствии с этим выражение (6) может быть переписано в виде

$$K_r \approx (\pi/2 - 1) - \pi/4 \left[K_c + \frac{2\varphi_T}{U_{Dm}} (1 - K_c) \right], \quad (12)$$

где K_c — коэффициент сопряжения, $K_c = \frac{I_{Rm}}{I_{вх.т}}$.

Согласно (10) оптимальное значение коэффициента сопряжений существенно зависит от величины U_{Dm} . Интересен случай, когда $\varphi_T/U_{Dm} = 0,2480618$ и $K_c^{opt} = 2/\pi$, как у синусоиды. Существенно, что количество точек пересечения кривых при их оптимальном сопряжении зависит от величины K_c^{opt} . Для $K_c^{opt} \leq 2/\pi$ характерно пересечение кривых в одной точке на интервале $0 < \varphi < \pi/2$. На начальном участке характеристика диода, зашунтированного резистором, идет выше синусоиды (рис. 2, кривая 4), затем пересекает ее и после некоторого «провисания» совпадает с ней в точке $\varphi_{max} = \pi/2$ (рис. 2, кривая 1, $K_c = 0,5$). Таким образом, при $K_c^{opt} \leq 2/\pi$ уточненное значение коэффициента гармоник в точке оптимума может быть вычислено по формуле (9).

Для $K_c^{opt} > 2/\pi$ характерно пересечение кривых в точках А, В (рис. 2). Максимальное значение K_c^{opt} соответствует условию $U_{Dm} \gg \varphi_T$, но этот режим неприемлем, поскольку с увеличением U_{Dm} диод заходит в омическую область. Омическое сопротивление базы начинает сказываться при силе тока $I_{Dm} \geq \text{мА}$ [3].

Кривая 2 ($K_c^{opt} = 0,7$) рассчитана для отношения $\frac{2\varphi_T}{U_{Dm}} = 0,1$, характерного для кремниевых диодов (рис. 2). Точки пересечения А, В соответствуют углам $\varphi_{пер1} = 0,73024$ рад и $\varphi_{пер2} = 1,33067$ рад, а коэффициент гармоник, вычисленный по модулю разностной площади,

$$K_r^{opt} = \frac{\Delta S_1 + |\Delta S_2| + \Delta S_3}{S_{\sin}} = \frac{2|\Delta S_2|}{S_{\sin}} = 2,43 \%$$

Если осуществить тщательное сопряжение и симметрирование схемы, удастся получить в случае $U_{Dm} = 0,5$ В экспериментальное значение K_r^{opt} , несколько меньшее 2%. В точках, отличных от оптимума, коэффициент гармоник может быть также вычислен по модулю разностной площади, однако для его определения при различных значениях U_{Dm} необходимо предварительно отыскивать точки пересечения, а затем интегрировать кривые на интервалах

$$0 \leq \varphi \leq \varphi_{пер1}; \quad \varphi_{пер1} \leq \varphi \leq \varphi_{пер2}; \quad \varphi_{пер2} \leq \varphi \leq \pi/2.$$

При $U_{Dm} \neq U_{Dm}^{opt}$ нарушается равенство разностных площадей ΔS_1 , ΔS_2 или ΔS_3 исчезает вовсе (рис. 2, кривая 3, $K_c = 0,8$) и

расчет коэффициента гармоник с учетом точек пересечений теряет смысл.

В силу сказанного в точках, удаленных от оптимальной, вычисление K_r с приемлемой точностью может быть произведено по формуле (6).

Имея значения U_{Dm} , I_{Dm} для параллельной цепи, состоящей из диода и резистора R (рис. 1, б), нетрудно перейти к схеме последовательного формирователя (рис. 1, а), содержащей те же резистор и диоды. Входное напряжение в этом случае определяется выражением $U_{вх.г} \approx U_{Dm} + I_{Dm}R$ (13).

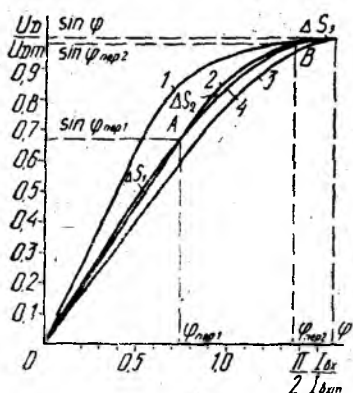


Рис. 2

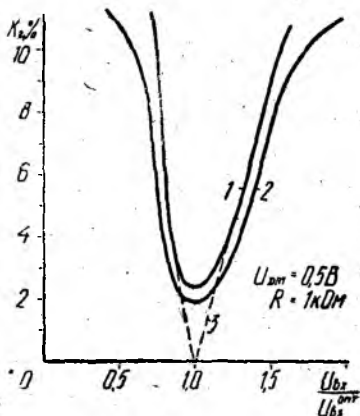


Рис. 3

Графики расчетной и экспериментальной зависимостей $K_r = f(U_{вх})$ представлены на рис. 3. Кривая 2 снята экспериментально для диодов Д220, питаемых через резистор $R = 1$ кОм. Можно констатировать удовлетворительное совпадение кривых, за исключением точки оптимума, определяемой условием (10), где уточненное значение коэффициента гармоник найдено по модулю разностной площади с учетом отмеченных точек пересечения A , B . В точках, удаленных от оптимума, расхождение кривых возрастает, что обусловлено различными предельными значениями коэффициента гармоник и относительной разностной площади. В пределе, когда $K_c \rightarrow 1$, выходное напряжение, как отмечалось, приобретает треугольную форму с коэффициентом гармоник, близким к 12%, а предельное значение $\Delta S_{отн} = 21,5\%$. В другом крайнем случае при $K_c \rightarrow 0$ выходное напряжение определяется характеристикой диода, имеющей экспоненциальный характер. Расхождение расчетных и экспериментальных значений K_r в области оптимума обусловлено погрешностью самого метода и допущенными упрощениями (пренебрежение обратным током диода I_0 и т. п.). Последние не являются принципиальными и могут быть исключены.

По кривым, в частности, можно установить высокую чувствительность устройства к изменению уровня входного сигнала. От-

клонение амплитуды входного напряжения на 20 % от оптимума приводит к удвоению коэффициента гармоник. Требование высокой стабильности уровня входного сигнала присуще схемам функциональных преобразователей вообще. Применительно к диодному формирователю снизить чувствительность к изменению амплитуды входного сигнала можно рациональным увеличением R .

Фактор разностной площади позволяет произвести анализ температурной нестабильности схем формирователей, являющейся одним из недостатков последних. Специфичность задачи требует отдельного исследования.

Список литературы: 1. Щербаков В. И., Грездов Г. И. Электронные схемы на операционных усилителях: Справочник.—К.: Техніка, 1983.—213 с. 2. Агаханян Т. М. Основы транзисторной электроники.—М.: Энергия, 1974.—256 с. 3. Справочник по нелинейным схемам: Пер. с англ. / Под ред. Д. М. Шейнголда.—М.: Мир, 1977.—524 с.

Поступила в редколлегию 30.10.85.

УДК 621.391

Ю. В. ЩЕРБИНА

АДАПТИВНЫЙ АЛГОРИТМ ПРИЕМА ДИСКРЕТНЫХ СИГНАЛОВ НА ФОНЕ АДДИТИВНЫХ ПОМЕХ

Оптимальные методы приема дискретных сигналов на фоне аддитивных помех достаточно хорошо разработаны для случая априорно известных законов распределения сигнала и шума в предположении, что значения их параметров в процессе приема остаются неизменными [1]. Однако в реальных каналах связи условия приема постоянно изменяются во времени и получение аналитических видов распределений сигнала и шума представляет собой сложную задачу.

Обычно эта проблема решается путем выбора оптимального значения порога u_0 , относительно которого принимается решение о значении каждого принимаемого символа для некоторых фиксированных условий приема, а возникающие при этом ошибки исправляются вследствие корректирующей способности кода. В этом случае процедуры демодуляции и декодирования между собой не связаны, что определяет простоту устройств, реализующих такие алгоритмы, но снижает помехоустойчивость приема сообщений.

Объединив эти процедуры, можно в значительной степени повысить достоверность приема сообщений, так как при этом вся энергия принятого сигнала используется объединенной решающей схемой.

Рассмотрим случай, когда сигнал, соответствующий единичному символу, уровень которого равен a , передается на фоне аддитивной помехи с нормальным распределением и средним значением, равным нулю. Плотности распределения вероятностей $\omega(u/1)$, $\omega(u/0)$, характеризующие прием элементов 1, 0, имеют вид

$$\omega(u/1) = \frac{1}{\sigma \sqrt{2\pi}} \exp \left\{ -\frac{(u-a)^2}{2\sigma^2} \right\}, \quad (1)$$

$$\omega(u/0) = \frac{1}{\sigma \sqrt{2\pi}} \exp \left\{ -\frac{u^2}{2\sigma^2} \right\},$$

где σ — среднее квадратическое значение помехи; u — мгновенное значение принимаемого сигнала.

При использовании критерия идеального наблюдателя пороговое значение отношения правдоподобия $\lambda_0 = p(0)/p(1)$, где $p(1)$, $p(0)$ — априорные вероятности, соответствующие приему элементов 1, 0, а его текущее значение определяется отношением плотностей распределения вероятностей [1] $\lambda = \varphi(u/1)\omega(u/0)$ (2). Оптимальное значение порога u_0 , которое можно получить из выражений (1), (2) имеет вид $u_0 = (\sigma^2/a) \ln \lambda_0 + a/2$.

В процессе приема значение u_0 не постоянно. Это объясняется тем, что в реальных каналах связи имеет место замирание сигнала, вызывающее медленное изменение во времени параметра a . Кроме того, из-за нестационарности источника передаваемой информации пороговое значение λ_0 так же изменяется относительно некоторого среднего значения.

В работе [2] описан адаптивный алгоритм, позволяющий производить коррекцию порога u_0 в зависимости от колебаний значения λ_0 путем подсчета количества единичных и нулевых символов, принимаемых на длине зачетного интервала N , с последующим сравнением его с эталонным значением. Получаемые таким образом оценки априорных вероятностей передаваемых символов $P(0)$, $P(1)$ позволяют косвенно судить о текущем значении λ_0 и соответствующим образом корректировать уровень порога u_0 . Однако колебания среднего значения сигнала a в данном алгоритме не учитываются и это является его серьезным недостатком.

Этот недостаток можно в значительной степени устранить, если для коррекции порога u_0 использовать статистические данные о характере ошибок исправляемых применяемым кодом. Вероятность ошибочного приема элементарного символа определяется выражением [1] $p_{\text{ош}} = \alpha p(0) + \beta p(1)$ (3), где α , β — вероятность «ложной тревоги» и «пропуска сигнала» соответственно. Отклонение оптимального порога в меньшую сторону вызывает рост вероятности «пропуска сигнала», отклонение в большую сторону — увеличение вероятности «ложной тревоги», что снижает достоверность приема информации в целом.

Если кратность ошибок не превышает корректирующей способности кода, то оценки вероятностей «ложной тревоги» и «пропуска сигнала» можно получать как отношение числа переходов символов из 0 в 1 и наоборот к длине зачетного интервала, на котором они определяются:

$$P(\alpha) = \frac{\sum_{i=0}^{d+1} \frac{\nu_i}{n}}{m}; \quad P(\beta) = \frac{\sum_{i=0}^{d+1} \frac{\mu_i}{n}}{m},$$

где ν_i, μ_i — количество «ложных тревог» и «пропусков сигналов» в n -разрядной кодовой комбинации; m — количество анализируемых кодовых комбинаций; d — кодовое расстояние применяемого кода.

Точность оценок $P(\alpha), P(\beta)$ зависит от длины зачетного интервала $N = mn$, ее можно оценить опытным путем по методике, описанной в работе [3].

Изменение вероятностей «ложной тревоги» и «пропуска сигнала» при отклонении оптимального значения порога от своего первоначального значения на Δu определяется выражениями

$$\Delta\alpha = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \int_{u_0}^{u_0 - \Delta u} \exp\left\{-\frac{u^2}{2\sigma^2}\right\} du; \quad (4)$$

$$\Delta\beta = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \int_{u_0}^{u_0 + \Delta u} \exp\left\{-\frac{(u-a)^2}{2\sigma^2}\right\} du.$$

Таким образом, пользуясь выражениями (4), расчетным путем устанавливаем однозначное соответствие между приращениями оценок $P(\alpha), P(\beta)$ и приращением Δu , на которое необходимо изменить значение u_0 для того, чтобы вероятность ошибочного приема элементарного символа $p_{ош}$ не вышла за пределы корректирующей способности применяемого кода.

Рассмотренный алгоритм можно применять для широкого класса систем передачи информации, использующих различные типы кодов при коррекции ошибок. В этом случае сложность устройств несколько возрастает из-за необходимости введения дополнительных объемов памяти для запоминания статистических данных о характере исправляемых ошибок. Однако его несомненным достоинством является учет медленных изменений всех параметров, влияющих на оптимальное значение порога u_0 в процессе приема.

Список литературы: 1. Кузьмин И. В., Кедрус В. А. Основы теории информации и кодирования.— К.: Вища шк. Головное изд-во, 1977.— 280 с. 2. А. с. 658764 СССР. Устройство автоматической уставки оптимальных соотношений между напряжением порога и двоичного сигнала / Д. А. Судник // Бюл. изобрет.— 1979, № 15.— С. 240. 3. Яглом А. М., Яглом И. М. Вероятность и информация.— М.: Наука, 1973.— 512 с.

Поступила в редколлегию 09.12.85.

ОЦЕНКА ПАРАМЕТРОВ ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ФАЗОВЫХ ПРОСТРАНСТВЕННЫХ СВЧ-СИГНАЛОВ ПО КРИТЕРИЮ МАКСИМАЛЬНОГО ПРАВДОПОДОБИЯ

Возрастающие потребности высокопроизводительных и точных измерений параметров пространственно-временных сигналов СВЧ и более высоких частотных диапазонов привели к широкому применению в пеленгации, геодезии и метрологии статистических методов синтеза оптимальных измерительных систем, использующих параллельную (пространственную) обработку сигналов, среди которых наибольшее распространение получил метод максимального правдоподобия [1; 2; 3]. Достоинством этого метода является универсальность получаемых алгоритмов и формализованных структур измерительных систем. Однако переход от формальной к принципиальной схеме измерителя требует задания конкретного типа информативного сигнала и метода кодирования в нем интересующей разработчика информации. Правильность выбора информативного сигнала определяет наилучшие для практики свойства измерителя при заданной информативности. Рассмотрим влияние свойств информативного сигнала на основные характеристики оптимальной измерительной системы, синтезированной по критерию максимального правдоподобия при аппроксимации входного воздействия как аддитивной смеси детерминированного сигнала и белого шума.

Между структурой измерителя и свойствами используемого в нем сигнала устанавливается следующая связь.

Теорема 1. При параллельной обработке входного сигнала число каналов оптимального измерителя для оценки i -й составляющей информативного вектора не меньше числа нулевых ковариаций между оцениваемой и остальными составляющими вектора.

Доказательство. Обратимся к алгоритму для оценки максимального правдоподобия $\Delta\lambda_{mi}$ [4]

$$\Delta\lambda_{mi} = \frac{2}{N_0} \sigma_{ik}^2 \left\{ \int_L d\vec{r} \int_0^T u(t, \vec{r}, \vec{\lambda}) [s_{ak}(t, \vec{r}, \vec{\lambda}_0) + \psi_k \cdot s_{\phi k}(t, \vec{r}, \vec{\lambda}_0)] dt - F_k(t, \vec{r}, \vec{\lambda}_0) \right\}, \quad (1)$$

где

$$s_{ak}(t, \vec{r}, \vec{\lambda}_0) = \frac{\partial}{\partial \lambda_{0k}} B(t, \vec{r}, \vec{\lambda}_0) \exp \{j\varphi(t, \vec{r}, \vec{\lambda}_0)\}; \quad (2)$$

$$s_{\phi k}(t, \vec{r}, \vec{\lambda}_0) = -jB(t, \vec{r}, \vec{\lambda}_0) \exp \{j\varphi(t, \vec{r}, \vec{\lambda}_0)\}; \quad (3)$$

$$\psi_k = \frac{\partial}{\partial \lambda_{0k}} \varphi(t, \vec{r}, \vec{\lambda}_0); \quad (4)$$

A_{ik} — элементы матрицы ковариаций, которые получают обращением информационной матрицы с элементами [1]

$$A_{ik} = \frac{2}{N_0} \int_L \vec{dr} \int_0^T \frac{\partial}{\partial \lambda_i} s(t, \vec{r}, \vec{\lambda}_0) \frac{\partial}{\partial \lambda_k} s(t, \vec{r}, \vec{\lambda}_0) dt; \quad (5)$$

$F_k(t, \vec{r}, \vec{\lambda}_0)$ — обобщенный коэффициент, не зависящий от входного сигнала $u(t, \vec{r}, \vec{\lambda})$; $\vec{\lambda}_0$ — заданное значение информативного вектора, относительно которого флуктуирует вектор $\vec{\lambda}$; λ_{0k} — k -я его составляющая; N_0 — спектральная плотность шума; T, L — интервалы временного и пространственного усреднения; t, \vec{r} — текущие время и радиус-вектор; $B(t, \vec{r}, \vec{\lambda}_0), \varphi(t, \vec{r}, \vec{\lambda}_0)$ — пространственно-временное распределение амплитуды и фазы информативного поля.

Каждый элементарный канал измерителя, синтезированного по алгоритму (1), должен формировать на выходе интеграл, умноженный на дисперсию σ_{ik}^2 . Таких каналов должно быть n по числу слагаемых в сумме. Однако, если m составляющих в сумме не коррелированы с оцениваемой i -й составляющей, то дисперсия $\sigma_{ii}^2 = 0$, где i -я составляющая из m . Поэтому сумма в (1) сократится до $n - m$ слагаемых, число которых равно числу ненулевых ковариаций между оцениваемой и остальными составляющими информативного вектора, что соответствует нижней границе для числа каналов, устанавливаемой теоремой. Однако алгоритм (1) является частным случаем, поскольку получен при допущении, что измерение λ невелико относительно λ_0 , попадающего в область сигнального выброса функции правдоподобия [4]. В противном случае всю область возможных значений необходимо разделить на ν отдельных областей высокой корреляции и, следовательно, число каналов в измерителе возрастает в ν раз.

Сформулируем частный случай теоремы 1, который имеет широкую область самостоятельного применения.

Теорема 2. Если при параллельной обработке входного сигнала на каждом цикле измерений известно некоторое значение измеряемого векторного параметра, сравнительно близкое к истинному и попадающее в область сигнального выброса функции правдоподобия, то число каналов оптимального измерителя для оценки i -й составляющей информативного вектора равно числу ненулевых ковариаций между оцениваемой и остальными составляющими вектора.

Следствие. Идеальным при практической реализации измерителя является сигнал, в котором составляющие информативного вектора некоррелированы между собой, а его размерность равна размерности оцениваемого вектора.

Под фазовыми сигналами понимаются такие сигналы, у которых распределение амплитуды не зависит от информативного вектора.

Для фазовых сигналов производные амплитуды по составляющим информативного вектора $\frac{\partial}{\partial \vec{\lambda}} B(t, \vec{r}, \vec{\lambda}_0) = 0$. Поэтому (1) принимает вид

$$\Delta \lambda_{mi} = \frac{2}{N_0} \sum_{k=1}^n \sigma_{ik}^2 \left\{ \int_L u(\vec{r}, \vec{\lambda}) \psi_k \cdot s_{\Phi k}(\vec{r}, \vec{\lambda}_0) d\vec{r} - F_k(\vec{r}, \vec{\lambda}_0) \right\}. \quad (6)$$

В (6) и далее зависимость от времени опускается, так как рассматривается пространственная обработка сигналов. Сравнение (6) и (1) показывает, что для фазовых сигналов оптимальный алгоритм существенно упрощается, а его реализация требует когерентной обработки, предполагающей умножение входного сигнала на опорный $s_{\Phi k}(\lambda_0, \vec{r})$.

Из анализа возможных амплитудно-фазовых пространственных сигналов следует, что свойствами, наиболее близкими к идеальным, обладают фазовые сигналы с плоским, сферическим или цилиндрическим фазовым фронтом, имеющие равномерное распределение амплитуды. В этом случае вся информация заложена в пространственной фазе волны, приходящей в плоскость измерения x, y , которая записывается в виде

$$S(x, y, \vec{\lambda}) = B \exp \{ jK(x\lambda_x + y\lambda_y) \}, \quad (7)$$

где $K = 2\pi\Lambda^{-1}$ — волновое число; Λ — длина волны λ_x, λ_y — составляющие информативного вектора $\vec{\lambda}$; B — постоянная амплитуда; x, y — декартовы координаты плоскости обработки.

Положим, что в измерителе используются элементарные сигналы (7). Поскольку размерность информативного вектора $n = 2$, то в сумме (6) останется только два слагаемых. Выполняя дифференцирование согласно (4) для сигнала (7) и подставляя производную в (6), получаем алгоритмы для оценок максимального правдоподобия

$$\Delta \lambda_{mx} = -2 \frac{B}{N_0} jk \int_{R_1} dx \int_{R_2} (x\sigma_{11}^2 + y\sigma_{12}^2) u(x, y, \vec{\lambda}) \exp \{ jK(x\lambda_x + y\lambda_y) \} dy; \quad (8)$$

$$\Delta \lambda_{my} = -2 \frac{B}{N_0} jK \int_{R_1} dx \int_{R_2} (x\sigma_{21}^2 + y\sigma_{22}^2) u(x, y, \vec{\lambda}) \times \\ \times \exp \{ jK(x\lambda_x + y\lambda_y) \} dy, \quad (9)$$

где R_1, R_2 — интервалы усреднения по координате x, y . Описанные алгоритмы реализуются двухканальной схемой по числу слагаемых в круглых скобках под интегралом.

Определим точностные характеристики оценок, получаемых по (8) или (9) и условия, при выполнении которых дисперсии не зависят от информативного вектора $\vec{\lambda}$. Для этого перейдем в (6) от показательной к тригонометрической функции. Вычисляя производные и подставляя их в (5) для элементов информационной матрицы находим следующие соотношения:

$$A_{11} = a \int_{R_1} dx \int_{R_2} x^2 \sin^2 K(x\lambda_x + y\lambda_y) dy; \quad (10)$$

$$A_{12} = A_{21} = a \int_{R_1} dx \int_{R_2} xy \sin^2 K(x\lambda_x + y\lambda_y) dy; \quad (11)$$

$$A_{22} = a \int_{R_1} dx \int_{R_2} y^2 \sin^2 K(x\lambda_x + y\lambda_y) dy. \quad (12)$$

Здесь

$$a = \frac{8\pi^2 p^2}{\Lambda^2}; \quad p = \frac{B}{\sqrt{N_0}}. \quad (13)$$

Полагая, что интегрирование ведется по прямоугольнику со сторонами R_1 , R_2 , и выполняя интегрирование в (10), (11), (12), получаем

$$A_{ii} = \frac{1}{3} a R_i^2 b_{ii}; \quad A_{ij} = \frac{1}{4} a R_1 R_2 b_{ij}, \quad (14)$$

где

$$b_{ii} = 1 - \frac{6}{\alpha_i^2 \alpha_j} \left\{ \left[\left(\frac{\alpha_i}{2} - \alpha_i^{-1} \right) \sin \alpha_i + \cos \alpha_i \right] \sin \alpha_i - \left[\left(\frac{\alpha_i}{2} - \alpha_i^{-1} \right) \cos \alpha_i + \sin \alpha_i + \alpha_i^{-1} \right] (\cos \alpha_i - 1) \right\}; \quad (15)$$

$$b_{ij} = 1 - \frac{4}{\alpha_i \alpha_j} \left(\frac{\cos \alpha_i - 1}{\alpha_i} + \sin \alpha_i \right) \left(\frac{\cos \alpha_j - 1}{\alpha_j} + \sin \alpha_j \right) + \frac{4}{\alpha_i \alpha_j} \left(\frac{\sin \alpha_i}{\alpha_i} + \cos \alpha_i \right) \left(\frac{\sin \alpha_j}{\alpha_j} - \cos \alpha_j \right); \quad (16)$$

$$\alpha_1 = 2KR_1\lambda_x; \quad \alpha_2 = 2KR_1\lambda_y; \quad (17)$$

$i = 1, 2; j = 1, 2; i \neq j$. Соотношения (15), (16) справедливы при условии, что $i \neq 0, j \neq 0$. При равенстве нулю j -го параметра

$$b_{ii} = 1 - \frac{6}{\alpha_i^2} \left\{ \left(\frac{\alpha_i}{2} - \alpha_i^{-1} \right) \sin \alpha_i + \cos \alpha_i - 1 \right\}; \quad (18)$$

$$b_{ij} = 1 - \frac{\sin \alpha_i}{\alpha_i} \quad (19); \quad \beta_{ij} = 1 - \frac{2}{\alpha_i} \left(\frac{\cos \alpha_i - 1}{\alpha_i} + \sin \alpha_i \right). \quad (20)$$

Обращая информационную матрицу с элементами (14), формируем матрицу ковариаций с элементами

$$\sigma_{ii}^2 = \sigma_{0i}^2 \cdot z_{ii}(\alpha_i, \alpha_j); \quad \sigma_{ij}^2 = \sigma_{0j}^2 z_{ij}(\alpha_i, \alpha_j), \quad (21)$$

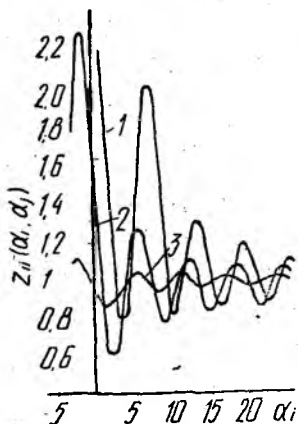
где

$$\sigma_{0i}^2 = 3,8 \cdot 10^{-2} \frac{\Lambda^2}{p^2 R_i^2}; \quad \sigma_{0j}^2 = 2,8 \cdot 10^{-2} \frac{\Lambda^2}{p^2 R_1 R_2}; \quad (22)$$

$$z_{ii} = b_{ij} (b_{ii} \cdot b_{jj} - b_{ij}^2)^{-1}; \quad z_{ij} = b_{ij} (b_{ii} \cdot b_{jj} - b_{ij}^2)^{-1}. \quad (23)$$

Зависимость нормированной дисперсии z_{ii} от обобщенных параметров α_1, α_2 представлены на рисунке ($1 - \alpha_1 = 0; 2 - \alpha_1 = \pi$;

$3 - \alpha_j = 5\pi$), откуда следует, что смежнооцениваемые параметры λ_x, λ_y высококоррелированы между собой. Ошибка оценки максимального правдоподобия бесконечна при $\alpha_1 = \alpha_2 = 0$. При возрастании обобщенных параметров z_{ii} — осциллирующая быстро затухающая функция и при $(\alpha_1 + \alpha_2) \geq 50$ (24) с ошибкой не более 1% нормированные дисперсии $z_{ij} \cong z_{ji} = 1$. Следовательно, при соблюдении неравенства (24) оцениваемые параметры являются существенно неэнергетическими. Поскольку для неэнергетических параметров структура блока оценки намного проще, чем для параметров энергетических, то при разработке измерителей



параметров сигналов, реализующих принципы статистического синтеза для получения наиболее простых схемных решений, необходимо потребовать выполнения условия (24). При проектировании конкретных измерителей параметров элементарных фазовых сигналов этого добиваются путем соответствующего выбора начальных условий либо использованием преобразующих операторов [5]. Если (24) выполняется, то матрица ковариаций оказывается с постоянными элементами, определяющими соотношениями (22), а оптимальные алгоритмы (8), (9) принимают наиболее простой вид.

К достоинству использования элементарных пространственных сигналов следует также отнести тот факт, что помимо простого решающего правила при его реализации схема устройства может быть выбрана такой, что одна из составляющих информативного вектора оказывается исключена из процесса измерений и ее влияние на измерение второй составляющей частично или полностью устраняется. Например, использование не поверхностного, а линейного усреднения при реализации оптимального алгоритма (8) или (9), $R_2 = 0$, позволяет исключить зависимость оценки от λ_y . Это значит, что отклик второго канала измерителя равен нулю и необходимость в его синтезе отпадает.

Таким образом, при статистическом синтезе оптимальных измерителей с пространственной обработкой сигналов наилучший результат, обеспечивающий минимальную простоту устройства, дает использование в качестве информативных элементарных фазовых сигналов при выполнении условия неэнергетичности оцениваемых параметров, что достигается соблюдением условия (24). При этом необходимая размерность информативного вектора может быть обеспечена использованием группы элементарных сигналов с соответствующим набором волновых фронтов.

Список литературы: 1. Фалькович С. Е. Оценка параметров сигналов. — М.: Сов. радио, 1970. — 324 с. 2. Ван Трис Г. Теория обнаружения, оценок и модуля-

ции.— М.: Сов. радио, 1972.— Т. 1. 744 с. 3. Куликов Е. И., Трифонов А. П. Оценка параметров сигналов.— М.: Сов. радио, 1978.— 296 с. 4. Табунечко Е. Н., Щербак В. И. Критерий максимального правдоподобия при статистической оценке пространственных параметров мелкоструктурных полей // Радиотехника.— 1985.— Вып. 72.— С. 89—93. 5. Табунечко Е. Н., Щербак В. И. Преобразующие операторы при статистическом синтезе процессоров оценки пространственных параметров полей // Радиотехника.— 1984.— Вып. 71.— С. 81—85.

Поступила в редколлегию 19.11.85.

УДК 621.391

А. А. ФИРСАКОВ, А. Е. ОХРИМЕНКО

ДОСТОВЕРНОСТЬ И ИНФОРМАТИВНОСТЬ КЛАССИФИКАЦИИ МНОГОМЕРНЫХ ГАУССОВЫХ ЗАШУМЛЕННЫХ СИГНАЛОВ

При радиолокации распределенных целей необходимо обрабатывать многомерные сигналы. Особенности обнаружения таких сигналов рассмотрены в ряде работ. В то же время теоретические аспекты их различения и классификации в литературе практически не отражены, а положения теории распознавания образов в условиях зашумленности сигналов используются весьма ограниченно [1].

Таким образом, целесообразно рассмотреть методику и некоторые результаты анализа качества классификации многомерных сигналов, образованных N нормально распределенными комплексными амплитудами ξ_n , относящихся к различным элементам разрешения. Согласно положениям работы [2] будем считать их статистически независимыми. Сигналы будем наблюдать на фоне равномерного по пространству разрешения гауссова шума.

Запишем оптимальное в смысле максимума правдоподобия решающее правило при различении.

Если $\frac{P_{k0}(\xi, \xi^*)}{P_0(\xi, \xi^*)} > \frac{P_{l0}(\xi, \xi^*)}{P_0(\xi, \xi^*)}$ для всех $l > k$, то принимается A_k^* (1), где $P_{k0}(\xi, \xi^*)$ — многомерная плотность вероятности k -го класса из M возможных; $P_0(\xi, \xi^*)$ — многомерная плотность вероятности шума.

Структура различения и классификации сигналов (рис. 1) содержит M (по числу возможных классов) параллельных каналов, реализующих обработку, оптимальную для сигналов соответствующих классов, блока сравнения выходов каналов и принятия решения A_k^* .

Поскольку многомерная плотность вероятности с учетом зашумленности описывается выражением

$$P_{k0}(\xi, \xi^*) = \prod_{n=1}^{N_k} [2\pi(2\sigma_{nk}^2 + 2\sigma_0^2)]^{-1} \exp \left[-\frac{\xi_n^* \xi_n}{2(\sigma_{nk}^2 + \sigma_0^2)} \right], \quad (2)$$

где σ_{nk}^2 — средняя мощность n -го элемента сигнала k -го класса;

σ_0^2 — средняя мощность шума, алгоритм обработки сигнала, определяемый отношением правдоподобия, можно записать в виде

$$Z_{k0} = \ln \frac{P_{k0}(\xi_k, \xi^*)}{P_0(\xi_k, \xi^*)} = \sum_{n=1}^{N_k} \omega_n^k |\xi_n|^2 - L_{k0}. \quad (3)$$

Здесь ω_n^k — априорно задаваемые весовые коэффициенты, $\omega_n^k = \frac{\mu_n^k}{2\sigma_0^2(1 + \mu_n^k)}$, μ_n^k — априорно известная относительная интенсивность

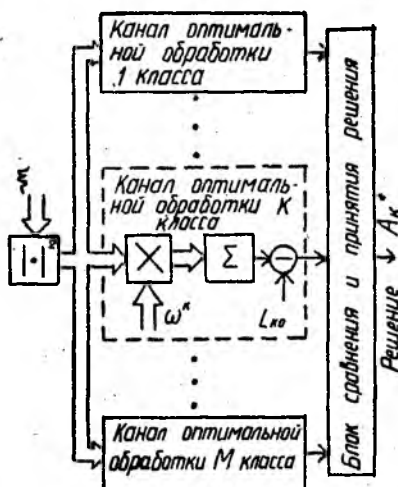


Рис. 1

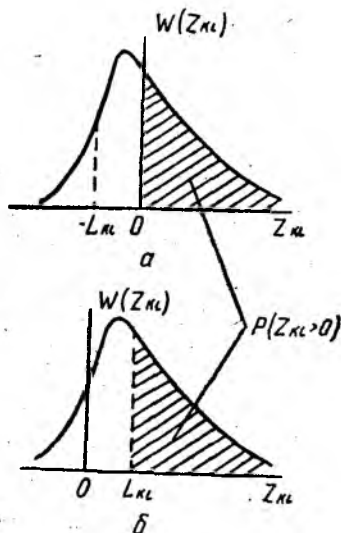


Рис. 2

n -го элемента сигнала k -го класса, $\mu_n^k = \frac{\sigma_{nk}^2}{\sigma_0^2}$; L_{k0} — априорно зада-

ваемое смещение, $L_{k0} = \ln \prod_{n=1}^{N_k} (1 + \mu_n^k)$.

Из выражения (3) следует, что обработка сигнала состоит в некогерентном взвешенном суммировании его элементов со смещением, причем весовые коэффициенты и смещения формируются на основе априорных данных.

Вероятность правильной классификации сигнала k -го класса D_k определяется как совместная вероятность превышения отклика k -го канала (при действии сигнала k -го класса — Z_{k0}^k) отклика всякого другого $l \neq k$ канала $Z_{k0}^k - Z_{l0}^k = Z_{kl}^k > 0$:

$$D_k = P(Z_{k1}^k > 0; \dots; Z_{k, k-1}^k > 0; Z_{k, k+1}^k > 0; \dots; Z_{kM}^k > 0). \quad (4)$$

В основе определения D_k лежит расчет вероятностей $P(Z_{kl}^k > 0)$, которые можно также определять как вероятности превышения

смещения $L_{kl} = L_{k0} - L_{l0}$ (порога различения) решающей статистической z_{kl}^k (рис. 2):

$$P(Z_{kl} > 0) = P(z_{kl} > L_{kl}) = \int_{L_{kl}}^{\infty} W(z_{kl}) dz_{kl}, \quad (5)$$

где

$$z_{kl} = \sum_{n=1}^{N_k} (\omega_n^{k0} - \omega_n^{l0}) |\xi_n|^2 = \sum_{n=1}^{N_k} \omega_n^{kl} |\xi_n|^2; \quad (6)$$

$W(z_{kl})$ — плотность вероятности решающей статистики z_{kl} .

Закон распределения статистики z_{kl} определяется методом характеристических функций из (2), (6) и в общем случае описывается двусторонним несимметричным гиперэкспоненциальным распределением

$$W(z_{kl}) = \begin{cases} \sum_n^{N^+} \frac{\exp(-z_{kl}/\lambda_n^{kl})}{\lambda_n^{kl}} \prod_{i \neq n}^{N_k} \frac{\lambda_n^{kl}}{\lambda_n^{kl} - \lambda_i^{kl}}, & z_{kl} > 0; \\ \sum_n^{N^-} \frac{\exp(-z_{kl}/\lambda_n^{kl})}{-\lambda_n^{kl}} \prod_{i \neq n}^{N_k} \frac{\lambda_n^{kl}}{\lambda_n^{kl} - \lambda_i^{kl}}, & z_{kl} < 0, \end{cases} \quad (7)$$

где λ_n^{kl} — параметры распределения, $\lambda_n^{kl} = \omega_n^{kl} |\bar{\xi}_n|^2$; $N^{+(-)}$ — количество положительных (отрицательных) параметров λ_n^{kl} . Подставив (7) в (5), получим

$$P(z_{kl} > L_{kl}) = \begin{cases} \sum_n^{N^+} \exp(-L_{kl}/\lambda_n^{kl}) \prod_{i \neq n}^{N_k} \lambda_n^{kl} / (\lambda_n^{kl} - \lambda_i^{kl}), & L_{kl} > 0; \\ 1 - \sum_n^{N^-} \exp(-L_{kl}/\lambda_n^{kl}) \prod_{i \neq n}^{N_k} \lambda_n^{kl} / (\lambda_n^{kl} - \lambda_i^{kl}), & L_{kl} < 0. \end{cases} \quad (8)$$

При оптимальном различении $\lambda_n^{kl} = (\mu_n^k - \mu_n^l) / (1 + \mu_n^l)$ и переходе к различию сигнала на фоне шума, выродается в отношение сигнал-шум $\lambda_n^{k0} = \mu_n^k$.

Основные закономерности характеристик качества различения рассмотрим на частном практически важном примере классификации сигналов только по их мерности N , полагая априори неизвестные $\mu_n^k = \mu_{i \neq n}^k$, что соответствует наибольшей априорной неопределенности. Решающее правило при этом приводится к следующему виду. Если $z_{k0} - z_{k-1,0} > L_{k,k-1}$ и $z_{l0} - z_{l-1,0} < L_{l,l-1}$ для всех $l > k$, то принимается A_k^* (9), причем пороги различения $L_{k,k-1}$, $L_{l,l-1}$ задаются в соответствии с критерием Неймана — Пирсона, что связано с априорной неопределенностью.

Алгоритм обработки сигнала в каналах

$$z_{k0} = \sum_{n=1}^{N_k} |\xi_n|^2 \quad (10)$$

сводится к некогерентному суммированию различного числа элементов действующего сигнала в каналах, ранжированных по величине N_k так, что $N_k > N_{k-1}$.

Вследствие такой ранжировки с учетом (4) и согласно (9) вероятность правильной классификации

$$D_k = \prod_{l>k}^M (1 - F_l) \int_{L_{k,k-1}}^{\infty} W(z_{k,k-1}^k) dz_{k,k-1}^k, \quad (11)$$

т. е. определяется вероятностью превышения порога $h_{k,k-1}$ статистикой $z_{k,k-1}$ и ограничивается вероятностями ложных F_l таких превышений за счет шумов в каналах с номером $l > k$. Решающая

статистика $z_{k,k-1} = z_{k0} - z_{k-1,0} = \sum_{n=N_{k-1}+1}^{N_k} |\xi_n|^2$ имеет здесь одностороннее гиперэкспоненциальное распределение

$$W(z_{k,k-1}) = \sum_{n=N_{k-1}+1}^{N_k} \frac{\exp[-z_{k,k-1}/(1 + \mu_n)]}{1 + \mu_n} \prod_{i+n}^{N_k} \frac{1 + \mu_n}{\mu_n - \mu_i}, \quad (12)$$

где μ_n — относительная интенсивность n -го элемента классифицируемого сигнала.

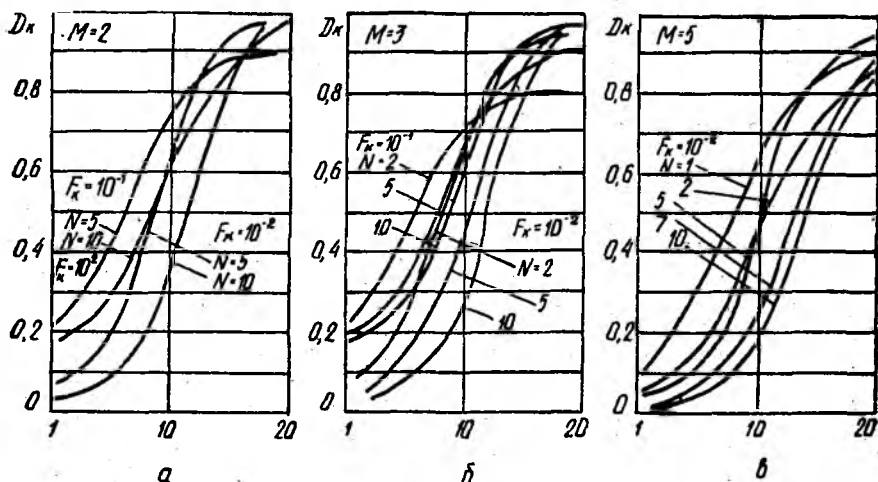


Рис. 3

Выражение (11) с учетом (12) имеет вид

$$D_k = \prod_{l>k}^M (1 - F_l) \sum_{n=N_{k-1}+1}^{N_k} \exp(-L_{k,k-1}/1 + \mu_n) \prod_{i+n}^{N_k} \frac{1 + \mu_n}{\mu_n - \mu_i}. \quad (13)$$

Вероятностные характеристики классификации одиночных N -мерных сигналов относительной интенсивности $\mu_{\Sigma} = \sum_{n=1}^{N_k} \mu_n$ для раз-

личных вариантов классификации при $N_{\max} < 10$, представленные на рис. 3, свидетельствуют о возрастании достоверности классификации с ростом относительной интенсивности сигналов μ_{Σ} , необходимости неоднозначного изменения F_l в зависимости от μ_{Σ} , противоречия между достоверностью и полнотой классификации, определяемой числом классов M .

Оптимальное их сочетание можно определить с использованием обобщенного показателя качества классификации — информативности I . В отличие от работы [3] введем в рассмотрение информативность не сигналов, а классификации, зависящей от числа классов и определяемой характеристиками классификации. Анализируя простую функцию информационных потерь при условии A_g классификации сигнала g -го класса $R_g = \sum_{k=0}^M C_{kg} P(A_k^*/A_g)$ и полагая, что пра-

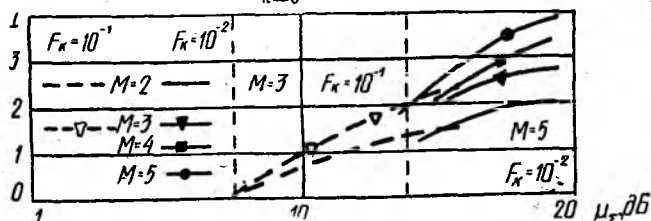


Рис. 4

вильное решение, принимаемое с вероятностью $D_g = P(A_g^*/A_g)$ не вносит вклада в R_g ($C_{gg} = 0$), а ложные решения одинаково ущербны ($C_{kg} = 1$), получаем $R = 1 - D_g$. Аналогично условная функция информационных приобретений $U_g = \sum_{k=0}^M V_{kg} P(A_k^*/A_g)$, если коэффициенты «вознаграждений» V_{kg} полагать следующими: $V_{gg} = 1$, $V_{kg} = 0$. Безусловный информационный выигрыш классификации и будем считать ее информативностью

$$I = \sum_{g=1}^M (U_g - R_g) = \sum_{g=1}^M (2D_g - 1), \quad (14)$$

что согласуется с критерием информативности Бейеса. Результаты сопоставления характеристик информативности, рассчитанных согласно (15) с учетом (13) для различных M при $N_{\max} \leq 10$ свидетельствуют о пригодности изложенного подхода для определения предпочтительных вариантов классификации сигналов при наиболее выгодных показателях ее достоверности F_k (рис. 4).

Изложенные результаты могут быть использованы при разработках, связанных с повышением информативности радиолокационного наблюдения распределенных целей.

Список литературы: 1. Патрик Э. Основы теории распознавания образов / Пер. с англ. под ред. Б. Р. Левина. — М.: Сов. радио, 1980. — 200 с. 2. Ван-Трис Г. Теория обнаружения, оценок и модуляции / Пер. с англ. под ред. В. И. Тихонова. — М.: Сов. радио, 1972. — 180 с. 3. Косенко Г. Г. Критерии информативности при различении сигналов. — М.: Радио и связь, 1982. — 220 с.

Поступила в редколлегию 18.09.85.

Ю. П. ЗУБКОВ, канд. техн. наук

**ПРИЛОЖЕНИЕ ТЕОРИИ СТРУКТУРНЫХ СИСТЕМ СЧИСЛЕНИЯ
К ЗАДАЧАМ СИНТЕЗА АЛГОРИТМОВ ПРЕДСКАЗАНИЯ
СИГНАЛОВ КОРРЕКЦИИ**

В современных радиотехнических системах широко распространены широкополосные составные сигналы с избыточностью. Синтез эффективных демодуляторов сигналов данного типа можно выполнять на основе одного из простейших методов векторной оптимизации — максимизации апостериорной вероятности (метод градиентного декодирования в целом) [1]. Помехоустойчивость приемников с градиентным декодированием в целом широкополосных составных избыточных сигналов в большой степени зависит от эффективности алгоритмов предсказания сигналов коррекции.

Рассмотрим теоретические основы методики синтеза указанных алгоритмов, ориентированных на микропроцессорную реализацию.

С помощью обобщения целого ряда комбинаторных задач, решение которых лежит в основе алгоритмов функционирования известных методов предсказания, можно определять некоторые основные положения структурной теории систем счисления. Согласно принципам этой теории множество сигналов коррекции отождествляется с множеством чисел. Последнее упорядочивается. Структура упорядоченного множества и определяет систему нумераций его элементов; т. е. структурную систему счисления.

Пусть задано n вполне упорядоченных множеств элементарных сигналов

$$S_j^A(t) = \{s_{j,i}(t)\}_{i=0}^{t=m_j-1} = S_j^A = \{s_{j,i}\}_{i=0}^{t=m_j-1}; \quad \forall j: j = \overline{0, n-1}. \quad (1)$$

Определение 1. S_j^A есть j -й позиционный алфавит.

Определение 2. $s_{j,i}$ ($\forall j: j = \overline{0, n-1}; \forall i: i = \overline{0, m_j-1}$) есть i -я буква j -го позиционного алфавита.

Определение 3. $S = \{s_{j,i}\}$ есть слово множества

$$S_D = \prod_{j=0}^{n-1} S_j^A. \quad (2)$$

Лексикографическое отношение доминирования на S_D есть

$$\begin{aligned} S_K &= \{s_{j,i}^K\}; \quad S_{K+1} = \{s_{j,i}^{K+1}\}; \\ s_{n-a,g}^K &= s_{n-a,d}^{K+1}; \quad s_{n-r-1,f}^K < s_{n-r-1,p}^{K+1}; \\ \forall a: a &= \overline{1, r}; \quad \forall r: r = \overline{1, n}. \end{aligned} \quad (3)$$

Определение 4. *Позиционным номером p -го класса эквивалентности $S^{n-1,p}$ называется*

$$\text{Num}(S^{n-1,p}) = \text{card} \left\{ \bigcup_{l=0}^{p-1} S^{n-1,l} \right\}.$$

Тогда согласно определению 4

$$\text{Num}(S^{n-1,0}) = \text{card} \emptyset = 0;$$

$$\text{Num}(S^{n-1,1}) = \text{card} \{S^{n-1,0}\} = \prod_{l=n-2}^0 m_l;$$

$$\begin{aligned} \text{Num}(S^{n-1,2}) &= \text{card} \{S^{n-1,0} \cup S^{n-1,1}\} = \\ &= \text{card} \{S^{n-1,0}\} + \text{card} \{S^{n-1,1}\} = 2 \prod_{l=n-2}^0 m_l; \end{aligned}$$

.....

$$\begin{aligned} \text{Num}(S^{n-1,m_{n-1}-1}) &= \text{card} \left\{ \bigcup_{i=0}^{m_{n-2}-1} S^{n-1,i} \right\} = \\ &= (m_{n-1}-1) \prod_{l=n-2}^0 m_l \end{aligned}$$

и

$$S^{n-1,l} = \bigcup_l S^{n-2,l}(s_{n-1,l}). \quad (8)$$

Обозначим

$$S^{n-2,l}(s_{n-1,i}) = \{s : s_{n-1} = s_{n-1,i}; s_{n-2} = s_{n-2,l}\}. \quad (9)$$

Следовательно,

$$\text{card} \{S^{n-2,l}(s_{n-1,p})\}_{i=0}^{m_{n-2}-1} = m_{n-2}. \quad (10)$$

Теорема 2.

$$\text{card} \{S^{n-2,l}(s_{n-1,p})\} = \text{card} \left\{ \prod_{j=n-1}^0 S_j^4 \right\}; \quad (11)$$

$$\forall p : p = \overline{0, m_{n-1}-1}, \quad \forall l : l = \overline{0, m_{n-2}-1}.$$

Доказательство тривиально, поэтому не приводится. В частности,

$$\text{card} \{S^{n-2,l}(s_{n-1,p})\} = \prod_{c=n-3}^0 m_c. \quad (12)$$

Определение 5. *Позиционным номером l -го класса эквивалентности $S^{n-2,l}(s_{n-1,p})$ называется*

$$\text{Num}(S^{n-2,l}(s_{n-1,p})) = \text{card} \left\{ \bigcup_{i=0}^{l-1} S^{n-2,i}(s_{n-1,p}) \right\}, \quad (13)$$

$$\forall p : p = \overline{0, m_{n-1}-1}.$$

Определение 6. *Позиционным номером K -го класса эквивалентности $S^{n-t,k}(s_{n-1,p}; \dots; s_{n-t,k})$ называется*

$$\text{Num } S^{n-t,k}(\cdot) = \text{card} \left\{ \bigcup_{l=0}^{k-1} S^{n-t,l}(\cdot) \right\}, \quad (14)$$

$$\forall p: p = \overline{0, m_{n-1}-1}; \dots; \forall k: k = \overline{0, m_{n-t-1}-1}.$$

Теорема 3.

$$\text{card } S^{n-t,k}(s_{n-1,p}; s_{n-2,p}; \dots; s_{n-t,k}) = \text{card} \left\{ \prod_{j=n-t-1}^0 S_j^A \right\}. \quad (15)$$

Теорема 4. *Номер элемента $(s_{n-1,a}; \dots; s_{0,c})$ в S_D определяется суммой соответствующих позиционных номеров*

$$\begin{aligned} \text{Num}(s_{n-1,a}; \dots; s_{0,c}) &= \\ &= \sum_{i=1}^n \text{Num} \left[S^{n-t,i \in S_{n-1}^A} (s_{n-1,i \in S_{n-1}^A}; \dots; s_{n-t-1,i \in S_{n-t-1}^A}) \right]. \end{aligned} \quad (16)$$

Доказательство. Раскрыв (16) с учетом (13), получим

$$\text{Num}(s_{n-1,a}; \dots; s_{0,c}) = \text{card } A,$$

где

$$\begin{aligned} A = & \text{card} \left\{ \bigcup_{l=a-1}^0 S^{n-1,l} \right\} + \text{card} \left\{ \bigcup_{j=0}^{b-1} S^{n-2,b}(s_{n-1,a}) \right\} + \\ & + \text{card} \left\{ \bigcup_{g=0}^{c-1} S^{n-3,g}(s_{n-1,a}; \dots; s_{n-2,b}) \right\} + \dots + \text{card} \left\{ \bigcup_{f=0}^{t-1} S^{n-t,f} \times \right. \\ & \times (s_{n-1,a}; \dots; s_{n-t+1,a}) \left. \right\} + \dots + \text{card} \left\{ \bigcup_{k=0}^{r-1} S^{r,k}(s_{n-1,a}; \right. \\ & \left. s_{n-2,b}; \dots; s_{1,\gamma}) \right\}. \end{aligned} \quad (17)$$

Проанализируем первое слагаемое в (17). Согласно (5) данное слагаемое соответствует мощности лексикографически упорядоченного множества векторов из S_D , для которых s_{n-1} принимает значения от $s_{n-1,0}$ до $s_{n-1,a-1}$. Из (1) вытекает, что следующие элементы S_D содержат $s_{n-1,a}$. Рассмотрим второе слагаемое в (17). В соответствии с (7) оно определяет кардинал лексикографически упорядоченного множества слов (сигналов коррекции), в которых $(n-1)$ -я буква есть $s_{n-1,a}$, а буква s_{n-2} принимает значения от $s_{n-2,0}$ до $s_{n-2,b-1}$. Таким образом, второе множество также несет на себе лексикографическое отношение доминирования. Анализируя остальные слагаемые в (17), нетрудно установить их соответствие словам из (4). Последнее слагаемое определяет множество слов, у которых левые $n-1$ буквы такие же, как и в исходном слове. Последнее слово данного множества содержит букву $s_{0,c-1}$. В соответствии с (1) следующим будет

слово, открывающее множество. Последнее означает, что исходное слово содержится во множестве A' таком, что $\text{card } A' = \text{card } A + 1$.

Таким образом, доказано соответствие (16) величине $\text{card } A'$. Поэтому, учитывая (13), получаем

$$\text{Num}(s_{n-1,a}; s_{n-2,b}; \dots; s_{0,c}) = \text{card } A.$$

Теорема доказана.

Следствие 1 теоремы 4. Начальный элемент множества S_D имеет номер

$$\text{Num}(s_{n-1,0}; s_{n-2,0}; \dots; s_{0,0}) = 0.$$

Следствие 2 теоремы 4. Конечный элемент в S_D имеет номер

$$\text{Num}(s_{n-1,m_{n-1}-1}; \dots; s_{n-2,m_{n-2}-1}; \dots; s_{0,m_0-1}) = \prod_{i=0}^{n-1} m_i - 1.$$

Доказательство.

$$\begin{aligned} \prod_{i=0}^{n-1} m_i &= (m_{n-1} - 1) \prod_{i=0}^{n-2} m_i + (m_{n-2} - 1) \prod_{i=0}^{n-3} m_i + \dots + m_0 - 1 = \\ &= (m_{n-1} - 1) \prod_{i=0}^{n-2} m_i + \dots + (m_1 - 1) m_0 + (m_0 - 1) + 1 - 1 = \\ &= (m_{n-1} - 1) \prod_{i=0}^{n-2} m_i + \dots + (m_{n-1} - 1) \prod_{i=0}^{n-2} m_i + m_{n-1} - 1 = \\ &= m_{n-1} \prod_{i=0}^{n-2} m_i - \prod_{i=0}^{n-2} m_i + m_{n-1} - 1 = \prod_{i=0}^{n-1} m_i - 1. \end{aligned}$$

Следствие 3 теоремы 4. Элементы любого словарного множества можно перенумеровать, т. е. на этом множестве моделируется натуральный ряд чисел.

Определение 7. Словарное множество, элементы которого нумеруются согласно (16), называется моделирующим.

Определение 8. Нумерацией называется процесс моделирования натурального ряда чисел на моделирующем множестве.

Теорема 5 («существования»).

$$\prod_{i=0}^l m_i - 1 = \sum_{j=1}^l s_{j,m_j-1} \prod_{i=0}^{j-1} m_i + s_{0,m_0-1}. \quad (18)$$

Доказательство.

Так как

$$\prod_{i=0}^l m_i = s_{l,m_l-1} \prod_{i=0}^{l-1} m_i + \dots + s_{1,m_1-1} + s_{0,m_0-1} + 1,$$

имеем

$$\prod_{i=0}^l m_i = s_{l,m_l-1} \prod_{i=0}^{l-1} m_i + \dots + s_{1,m_1-1} m_0 + m_0$$

$$\prod_{i=0}^l m_i = s_{l, m_l-1} \prod_{i=0}^{l-1} m_i + \prod_{i=0}^{l-1} m_i.$$

Наконец

$$(s_{l, m_l-1} + 1) \prod_{i=0}^{l-1} m_i = \prod_{i=0}^l m_i.$$

Теорема доказана.

Следствие теоремы «существования». Если $m_i = \text{const} = 2$, то

$$\prod_{i=0}^l m_i - 1 = \sum_{i=0}^{l-1} m_i = \sum_{i=0}^{l-1} 2^i = 2^l - 1.$$

Теорема 6. Множество является моделирующим, если оно словарно и

$$\text{card } S^k > \sum_{i=0}^l m_i, \quad \forall K, \quad l: K > l.$$

Данная теорема подтверждает возможность существования парадоксальных систем счисления.

Теорема 7. Если суммы символов в каждой позиции моделирующего множества одинаковы, то кардиналы позиционных алфавитов неизменны.

Рассмотрим вопросы, связанные с формированием позиционных алфавитов. Множество позиционных алфавитов с учетом (1) можно представить так:

$$\{\text{card } S_0^A; \text{card } S_1^A; \dots; \text{card } S_{n-1}^A\};$$

или

$$\{\gamma_0; \gamma_1; \dots; \gamma_{n-1}\}. \quad (19)$$

Для анализа характеристик (19) используем элементы теории возвратных последовательностей [2]. Пусть

$$\gamma(0) = 1, \quad \gamma(l < 0) = 0, \quad \gamma(l) = c\gamma(l-1), \quad (20)$$

тогда последовательность (19) имеет вид

$$\{1; 1; 1; \dots; 1; \dots\}, \quad c = 1; \quad (21)$$

$$\{1; 2; 4; \dots; 2^{l-1}; \dots\}, \quad c = 2; \quad (22)$$

$$\{1; m; m^2; m^3; \dots; m^{l-1}; \dots\}, \quad c = m. \quad (23)$$

Если

$$\gamma(l) = \sum_{i=0}^{m-1} \gamma(l-ip-1); \quad \gamma(0) = 1, \quad (24)$$

то при $m = 2$, $p = 1$ $\gamma(l) = \gamma(l-1) + \gamma(l-2)$.

Последнее выражение соответствует известной фибоначчевой возвратной последовательности второго порядка.

Из анализа эволюции характеристик лексикографически упорядоченного множества следует, что перспективными являются множества матричных элементов. Аналогичный вывод содержится и в работе [3].

Для каждой из последовательностей (21) — (24), называемых базовыми, можно построить соответствующую матрицу.

В общем виде матричный сигнал коррекции записывается в следующем виде:

$$\gamma_i^B(l), \gamma_i^B(0) = 1;$$

$$\gamma_i^B(t), \gamma_i^B(0) = 1;$$

$$\gamma_i^H = \gamma_i^B(t);$$

$$\gamma_i^H = \gamma_i^B(l).$$

Представление совокупности сигналов коррекции в виде определенной структуры позволяет эффективно нумеровать ее элементы. Теоретико-множественное описание указанной структуры в виде соответствующей системы счисления, называемой структурной, открывает широкие возможности в реализации алгоритмов формирования сигналов коррекции на микропроцессорной основе. Данные возможности следуют из того факта, что функционально новые алгоритмы отображают процедуры перехода от систем счисления сигналов управления к структурным системам счисления сигналов коррекции.

Список литературы: 1. *Зубков Ю. П.* Градиентное декодирование в целом составных сигналов с избыточностью // *Радиотехника.*— 1981.— Вып. 59. С. 32—39. 2. *Маркушевич А. И.* Возвратные последовательности.— М.: Наука, 1983.— 48 с. 3. *Вышинский В. А.* Об одной универсальной алгоритмической системе // *Автоматика.*— 1984, № 4.— С. 71—73.

Поступила в редколлегию 17.12.85.

УДК 621.396

Б. Г. ТЕРЯЕВ, канд. техн. наук

ПРЕДСТАВЛЕНИЕ СИГНАЛА НА ВЫХОДЕ ЧАСТОТНО-ОГРАНИЧЕННОГО ЛИНЕЙНОГО ТРАКТА

Исследованию помехоустойчивости квазикогерентных ФМ демодуляторов с учетом работы их устройств синхронизации и при отсутствии межсимвольных искажений в линейных каналах посвящена работа [1]. Для такого исследования необходимо предварительно определить отношение сигнал-помеха на выходе устройств синхронизации — формирования опорного колебания (УФОК) и выделения тактовых импульсов (УВТИ). Указанное отношение зависит от отношения сигнал-помеха на выходе устройства и его функциональной схемы. Практически любое устройство синхронизации демодуляторов ФМ сигналов можно представить в виде последовательно соединенных звеньев — безынерцион-

ного нелинейного преобразователя (НП) и узкополосного линейного фильтрующего элемента (ФЭ) [1]. В НП сплошной энергетический спектр (ЭС) сигнала и аддитивного шума превращается в дискретно-сплошной. Образующиеся в этом случае дискретные линии на выходе НП — опорное колебание (ОК) или тактовая частота — фильтруются в ФЭ и далее используются для синхронизации. Сплошной ЭС на выходе НП образует помеху, которая частично проходит через ФЭ, и на выходе устройства синхронизации формируется конечное значение отношения сигнал-помеха. В зависимости от типа НП сплошной ЭС на его выходе образуется либо только спектральными составляющими аддитивной помехи, либо этими составляющими и дополнительно комбинационными, обусловленными сигналом и аддитивной помехой на входе НП.

При наличии частотно-ограниченного канала сигнал на его выходе нельзя записать в виде суммы неискаженного входного сигнала и аддитивной помехи, поскольку полезный сигнал дополнительно искажается межсимвольной помехой (МСП). В этом случае выходной сигнал канала можно записать в виде суммы искаженного МСП полезного сигнала и аддитивной помехи. Нетрудно при этом получить ЭС такого искаженного сигнала. Однако, чтобы определить ЭС сигналов на выходе НП, необходимо знать многомерные функции распределения искаженного МСП полезного сигнала [2]. Указанное затруднение можно обойти, представляя искаженный полезный сигнал на выходе канала в виде суммы неискаженного сигнала и межсимвольной помехи. Далее покажем, что в этом случае можно определить ЭС межсимвольной помехи и найти энергетический спектр сложной помехи, равной сумме МСП и аддитивного шума. Таким образом, сигнал на выходе частотно-ограниченного канала с аддитивным шумом представляется в виде суммы неискаженного сигнала и сложной помехи с известным ЭС. Это позволяет использовать методику определения ЭС на выходе НП, устройств синхронизации [1] при межсимвольных искажениях полезного сигнала в канале.

Итак, найдем ЭС межсимвольной помехи на выходе радиоканала.

Энергетический спектр межсимвольной помехи на выходе линейного, частотно-ограниченного канала. Предположим, что информационные сигналы передаются по частотно-ограниченному каналу с комплексным коэффициентом передачи $k(j\omega) = A(\omega) e^{i\varphi\omega}$, где $A(\omega)$, $\varphi(\omega)$ — его частотная и фазовая характеристики. В дальнейшем будем рассматривать отношение сигнал-помеха на выходе устройств синхронизации. Поэтому без потери общности исследования полагаем, что указанный комплексный коэффициент передачи нормирован. Пусть на вход канала поступает неискаженный информационный сигнал $S_{вх}(t)$. Запишем сигнал на выходе канала

$$S_{вых}(t) = S_{вх}(t) + S_{МСП}(t), \quad (1)$$

где $S_{МСП}(t)$ — сигнал межсимвольной помехи.

Входной сигнал $S_{вх}(t)$ — произвольная случайная реализация на интервале $0 - T$. Запишем преобразование Фурье этого сигнала:

$$S_{вх}(j\omega, T) = \int_0^T S_{вх}(t) e^{-j\omega t} dt. \quad (2)$$

Спектральная интенсивность выходного сигнала

$$S_{вых}(j\omega, T) = S_{вх}(j\omega, T) K(j\omega). \quad (3)$$

Используя формулы (1), (3), получаем спектральную интенсивность межсимвольной помехи

$$S_{\text{МСП}}(j\omega, T) = S_{\text{ВЫХ}}(j\omega, T) - S_{\text{ВХ}}(j\omega, T), \quad (4)$$

позволяющую определять ЭС МСП.

Согласно определению ЭС данному, например, в работе [2], имеем

$$S_{\text{МСП}}(\omega) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{2}{T} m_1 \{S_{\text{МСП}}(j\omega, T) S_{\text{МСП}}(-j\omega, T)\}. \quad (5)$$

Подставляя выражение (4) в (5) и используя (3), получаем

$$S_{\text{МСП}}(\omega) = [1 - k(j\omega)][1 - k(-j\omega)] \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{2}{T} m_1 \{S_{\text{ВХ}}(j\omega, T) \times \\ \times S_{\text{ВХ}}(-j\omega, T)\} = [1 - k(j\omega)][1 - k(-j\omega)] S_{\text{ВХ}}(\omega), \quad (6)$$

где $S_{\text{ВХ}}(\omega)$ — энергетический спектр неискаженного информационного сигнала,

$$S_{\text{ВХ}}(\omega) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{2}{T} m_1 \{S_{\text{ВХ}}(j\omega, T) S_{\text{ВХ}}(-j\omega, T)\}. \quad (6a)$$

Таким образом, зная ЭС входного сигнала и комплексный коэффициент передачи канала $k(j\omega)$, находим энергетический спектр межсимвольной помехи на выходе канала.

Если ввести функции $a(\omega) = a$, $b(\omega) = b$ согласно

$$k(j\omega) = a(\omega) + jb(\omega) = A(\omega) \cos \varphi(\omega) + jA(\omega) \sin \varphi(\omega),$$

то выражение $[1 - K(j\omega)][1 - K(-j\omega)]$ можно представить следующим образом:

$$[1 - k(j\omega)][1 - k(-j\omega)] = [1 - (a + jb)][1 - (a - jb)] = \\ = 1 + a^2 + b^2 - 2a = 1 + |k(j\omega)|^2 - 2\text{Re } k(j\omega).$$

Тогда

$$S_{\text{МСП}}(\omega) = S_{\text{ВХ}}(\omega) [1 + |k(j\omega)|^2 - 2\text{Re } k(j\omega)]. \quad (6б)$$

Покажем, что выражение $1 + |k(j\omega)|^2 - 2\text{Re } k(j\omega)$ всегда положительно. В самом деле

$$1 + |k(j\omega)|^2 - 2\text{Re } k(j\omega) = 1 + a^2(\omega) + b^2(\omega) - 2a(\omega) = \\ = [a(\omega) - 1]^2 + b^2(\omega) \geq 0.$$

Если $k(j\omega) \equiv 1 = a(\omega)$, $b(\omega) \equiv 0$, т. е. приемопередающий тракт имеет равномерную частотную характеристику и, следовательно является идеальным, то

$$S_{\text{МСП}}(\omega) = (1 + 1 - 2) S_{\text{ВХ}}(\omega) \equiv 0. \quad (6в)$$

Таким образом, энергетический спектр МСП отсутствует. Ранее энергетический спектр МСП определяли без учета статистической связи между сигналами $S_{\text{ВХ}}(t)$, $S_{\text{МСП}}(t)$. Однако его нетрудно получить при учете этой связи.

Если случайный процесс состоит из суммы двух статистически связанных процессов $S_{вх}(t)$, $S_{МСП}(t)$, то его энергетический спектр запишем в виде [2]

$$S_{вх}(\omega) + S_{МСП}(\omega) + S_{вх, МСП}(\omega) + S_{МСП, вх}(\omega), \quad (7)$$

где $S_{МСП}(\omega)$ — энергетический спектр МСП, найденный ранее; $S_{вх, МСП}(\omega)$, $S_{МСП, вх}(\omega)$ — взаимные энергетические спектры процессов $S_{вх}(t)$, $S_{МСП}(t)$.

Очевидно,

$$S_{вып}(\omega) = S_{вх}(\omega) |k(j\omega)|^2 = S_{вх}(\omega) + S_{МСП}(\omega) + S_{МСП, вх}(\omega) + S_{вх, МСП}(\omega)$$

или

$$S_{МСП}(\omega) + S_{МСП, вх}(\omega) + S_{вх, МСП}(\omega) = S_{вх}(\omega) \{|k(j\omega)|^2 - 1\}. \quad (8)$$

Таким образом, ЭС межсимвольной помехи с учетом статистической связи между процессами $S_{вх}(t)$, $S_{МСП}(t)$ определяется выражением (8), из которого следует, что при $k(j\omega) \equiv 1$ энергетический спектр МСП исчезает.

Сумма взаимных ЭС процессов всегда отрицательна, за исключением вырожденного случая, когда межсимвольная помеха также отсутствует. Из формул (6б), (8) имеем

$$\begin{aligned} S_{вх, МСП}(\omega) + S_{МСП, вх}(\omega) &= S_{вх}(\omega) \{|k(j\omega)|^2 - 1\} - \\ &- S_{вх}(\omega) \{1 + |k(j\omega)|^2 - 2\operatorname{Re} k(j\omega)\} = S_{вх}(\omega) \times \\ &\times \{|k(j\omega)|^2 - 1 - 1 - |k(j\omega)|^2 + 2\operatorname{Re} k(j\omega)\} = -2S_{вх}(\omega) \times \\ &\times \{1 - \operatorname{Re} k(j\omega)\} = -2S_{вх}(\omega) [1 - a(\omega)]. \end{aligned} \quad (9)$$

Случай $k(j\omega) = 1$ практически всегда отвечает условию $a(\omega) = 1$, т. е. когда межсимвольные искажения отсутствуют.

Разумеется, лучше воспользоваться точным выражением (8). Однако при математических преобразованиях конечный аналитический результат иногда можно получать с помощью менее точного выражения (6). Различие между спектрами, полученными по формулам (6), (8) небольшое. Кроме того, поскольку взаимные ЭС всегда отрицательны, а спектр (6), найденный без учета статистической связи между $S_{вх}(t)$, $S_{МСП}(t)$, всегда положителен, то при использовании (6) получим завышенные значения мощности помехи на выходе ФЭ и, следовательно, заниженное иско-
мое отношение сигнал-помеха на выходе устройств синхронизации (нижняя граница).

Отметим различие между определениями межсимвольной помехи используемым в работах, посвященных влиянию МСП на помехоустойчивость систем связи данных [3], и определением сигнала МСП в данной статье. Автор работы [3] межсимвольной помехой считает значение отклика (импульсной реакции) канала на элементарный радиосигнал в моменты стробирования соответствующие эквидистантным точкам. Если импульсная реакция канала удовлетворяет условию отсечности Найквиста, то МСП в определении [3] при идеальной работе УВТИ отсутствует. В случае смещения тактовых импульсов МСП имеется даже и при выполнении условия отсечности. Однако такое пред-

ставление межсимвольной помехи неудобно при исследовании работы устройств синхронизации. В самом деле, для оценки влияния узкополосных ЦФОК и УВТИ на помехоустойчивость демодулятора необходимо знать отношение сигнал-помеха на выходе ФЭ, т. е. следует предварительно найти энергетический спектр сигналов на выходе НП. Для этого вначале необходимо знать энергетический спектр МСП, которая определена равенствами (6) или (8) независимо от того, удовлетворяет или нет импульсная реакция канала условию отсечки.

ЭС МСП, как это следует из (6), (8), обычно определяется высокочастотными частями ЭС входного сигнала.

Список литературы: 1. Теряев Б. Г. Сравнительный анализ устройств формирования опорного колебания и тактовых импульсов и их влияние на помехоустойчивость сигналов однократной и двукратной фазовой манипуляции // Тр. VIII науч.-техн. конф., посвященной Дню радио.— М., 1982.— С. 142—144. 2. Левин Б. Р. Теоретические основы статистической радиотехники.— М.: Сов. радио, 1966.— Кн. 1.— 221 с. 3. Кисель В. А. Синтез гармонических корректоров для высокоскоростных систем связи.— М.: Связь, 1979.— 180 с.

Поступила в редколлегию 18.11.85.

УДК 529.781

Г. В. НЕСТЕРЕНКО

ОЦЕНКА ОПТИМАЛЬНЫХ ЗНАЧЕНИЙ НЕКОТОРЫХ ПАРАМЕТРОВ ВЫСОКОТОЧНЫХ СИСТЕМ СЛИЧЕНИЯ ШКАЛ РАЗНЕСЕННЫХ ХРАНИТЕЛЕЙ ВРЕМЕНИ

Достигнутая среднеквадратическая погрешность сличения (ПС) шкал разнесенных хранителей времени (ШРХВ) по метеорному радиоканалу имеет порядок десятков наносекунд [1]. Проводятся исследования, направленные на дальнейшее снижение ПС ШРХВ. Уменьшение ПС связано с существенным ростом аппаратурных затрат.

Оценим приемлемые границы для некоторых параметров высокоточных систем сличения ШРХВ, выход за пределы которых вызывает неоправданные аппаратурные и энергетические затраты.

Введем следующие обозначения: β — эффективная ширина спектра сигнала, временное положение которого подлежит измерению; q — соотношение сигнал-шум по напряжению, $q = \sqrt{2E/N_0}$; ω_0 — несущая частота сигнала, $\omega_0 = 2\pi f_0$; $\Delta\omega$ — полоса частот сигнала; $k_{ш}$ — коэффициент широкополосности сигнала, $k_{ш} = \omega_0/\Delta\omega$; k_p — коэффициент различимости порогового устройства, $k_p = u_m/\sigma_u$; u_m — максимально допустимая амплитуда сигнала на входе порогового устройства; σ_u — среднеквадратическое значение нестабильности значений пороговых напряжений; τ^* — измеренное значение временного положения сигнала.

Для одного и того же сигнала точность определения его временного положения зависит от выбранного алгоритма работы схемы

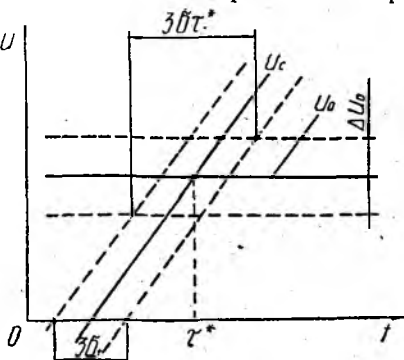
привязки. Широко распространен метод привязки к продетектированной огибающей оптимально обработанного сигнала. Достижимая при этом ПС определяется из соотношения

$$\sigma_t = 1/\beta q \quad (1), \text{ где } \beta^2 = [(2\pi)^2/2E] \int_{-\infty}^{\infty} f^2 \dot{U} \dot{U}^* df \quad (2);$$

\dot{U} — спектр комплексной функции модуляции сигнала; $u(t) = a(t) \exp [j\theta(t)]$.

В формуле (1) не учтены явления, влияющие на ПС, которые обусловлены аппаратными факторами. Наиболее весомым из них является нестабильность применяемых схем определения временного положения сигнала, в качестве которых наиболее широко применяются пороговые устройства.

В момент определения временного положения сигнала (рисунок) происходит сравнение значения сигнальной функции с порогом u_0 и пороговая схема генерирует импульс, положение τ^* которого на оси времени принимается за истинное положение сигнала. Под действием шума происходит флуктуация момента пересечения сигнальной функции с пороговым напряжением. Закон распределения τ^* принято считать нормальным с дисперсией, даваемой формулой (1). В окрестности точки τ^* сигнальная функция может быть аппроксимирована линейной функцией $u_c(t) = u_m \beta t$ (3).



Очевидно, что нестабильности схемы привязки к сигналу эквивалентны флуктуациям значений порогового напряжения u_0 и приводят к дополнительному росту ПС.

Экспериментально установлено, что время корреляции этих флуктуаций существенно превосходит длительность сигнала. Считая закон распределения значений u_0 нормальным и учитывая (3) на основании устойчивости нормального закона и независимости случайных процессов $u_0(t)$, $u_0(t)$, закон распределения измеренных реальным пороговым устройством значений τ^* можно также считать нормальным с дисперсией

$$\sigma_{\tau^*} = \sqrt{\sigma_t^2 + \sigma_{tu}^2} \quad (4)$$

где σ_{tu} — среднеквадратическая погрешность определения временного положения сигнала при $q \rightarrow \infty$ реальным пороговым устройством с нестабильным порогом.

Подставляя (1) в (4), с учетом (3) получаем

$$\sigma_{\tau^*} = \frac{1}{\beta} \sqrt{1/q^2 + 1/k_p^2} \quad (5)$$

Смещение средних значений τ^* за счет медленных изменений Δu порога $u_0(t)$ можно оценить с помощью величины $\Delta\tau^*$, которую находим из (3) в момент фиксации времени прихода сигнала $u_c(t)$: $\Delta\tau^* = \Delta u_0 / u_m \beta$ (6). Следовательно, для снижения систематических составляющих ПС требуется жесткая стабилизация u_0 , увеличение β и расширение динамического диапазона по входу и у применяемых пороговых схем.

Представляет интерес исследование возможности измерения временного положения сигнала τ^* по фазе высокочастотного заполнения сигнала, поскольку при этом в (1) входит величина [2] $\beta_c = \sqrt{\omega_0^2 + \beta^2}$ (7), причем при $k_{ш} \gg 1$ имеем $\beta_c \approx \omega_0$. Очевидно, что в этом случае для устранения неоднозначности путем предварительной временной привязки к огибающей сигнала необходимо выполнение условия $\sigma_{\tau^*} \leq 2\pi/3\omega_0$ (8). Решая (8) с учетом (5) относительно q , получаем

$$q^2 \geq 9/(4\pi^2\beta^2/\omega_0^2 - 9/k_p^2). \quad (9)$$

Зависимость между β и $\Delta\omega$ определяется видом сигнала. Для двухчастотного сигнала, обеспечивающего потенциальную точность измерения τ^* , $\beta_{дчс} = \pi\Delta f = \Delta\omega/2$, поэтому

$$q_{пред дчс}^2 \geq 9/\pi^2/k_{ш}^2 - 9/k_p^2 \approx 1/(1/k_{ш}^2 - 1/k_p^2). \quad (10)$$

Для идеального порогового устройства ($k_p \rightarrow \infty$)

$$q_{пред дчс} \geq 3k_{ш}/\pi \approx k_{ш}. \quad (11)$$

Оценим требования к реальным k_p . Полагая $q = bq_{пред дчс}$, решаем (10) относительно k_p : $k_p^2 \geq 9b^2k_{ш}^2/(b^2\pi^2 - 9)$. При $b \rightarrow \infty$ получим $k_p^2 \geq 9k_{ш}^2/\pi^2 \approx k_{ш}^2$, т. е. $k_p \geq k_{ш}$ (12).

Таким образом, для измерения временного положения сигнала по фазе несущей частоты достаточно совместного выполнения (11) и (12). Если канал не вносит дополнительных искажений сигнала, то достигаемая при этом погрешность измерения τ^* из (5) составит

$$\sigma_{\tau^*} \approx \sqrt{2/k_{ш}^2/\omega_0} = \sqrt{2\Delta\omega/\omega_0^2}. \quad (13)$$

При этом вполне приемлемо применение пороговых устройств, имеющих $k_p = (2-3)k_{ш}$.

Список литературы: 1. О точности различных методов сличения шкал координатного времени ИТС (X) с ИТС (SU). Исследования в области времени и частоты: Сб. науч. тр. ВНИИФТРИ. М., 1982.— С. 13—21. 2. Кук Ч., Бернфельд М. Радиолокационные сигналы: Пер. с англ./Под ред. В. С. Кельзона.— М.: Сов. радио, 1971.— 568 с.

Поступила в редколлегию 19.11.85.

ЦИФРОВОЙ СИНТЕЗАТОР СИГНАЛОВ

Успехи в развитии беспойсковой связи, систем автоматического контроля, службы частоты и времени, радиоизмерительной техники, получение высоких точностных характеристик в радиолокационных и радионавигационных системах неразрывно связаны со стабилизацией и обеспечением когерентности рабочих сигналов группы автогенераторов, входящих в систему. Кроме того, в связной, навигационной, измерительной и другой аппаратуре необходимо реализовать частотную диапазонность. Проблемы электромагнитной совместимости радиотехнических систем вынуждают принимать меры по повышению эффективности использования частотных диапазонов, заключающиеся в применении наиболее помехозащищенных режимов работы с оптимальным рабочим спектром, в компактном размещении каналов связи с предельно малой сеткой частот и минимальными допусками на нестабильность частоты радиолинии, увеличении скорости перестройки частоты радиолинии на запасной канал связи и смене видов модуляции для защиты радиоканала от помех. При использовании модуляции возникают проблемы создания высокостабильных передатчиков, обеспечивающих малую нелинейность модуляционной характеристики с большими индексами модуляции.

Перечисленные задачи в радиотехнических системах можно успешно решать, используя в качестве основной базовой структуры сигналаобразующего устройства систему импульсно-фазовой автоподстройки частоты (ИФАПЧ). Применение в ней кварцевой стабилизации позволяет значительно расширить диапазон модулирующих частот, а наличие в цепи обратной связи делителя частоты обеспечивает получение больших значений индексов модуляции. Системы ИФАПЧ — универсальные формирователи сложных сигналов [1; 2]. Астатичность по частоте системы ФАПЧ обуславливает возможность реализации частотно-манипулированных сигналов путем изменения коэффициента деления делителя частоты в системе. Так как определенному значению выходной частоты в системе соответствует вполне определенный сдвиг фаз сигналов на фазовом детекторе (ФД), каждая задержка сигнала на любом из входов ФД будет трансформирована в изменение фазы сигнала синхронизируемого генератора (СГ) $\Delta\varphi_{\text{сг}}$. Это один из путей формирования фазоманипулированных колебаний. Использование взаимной синхронизации генераторов дает возможность в односторонней реализации параллельных частотно- и фазоманипулированных сигналов.

Рассмотрим некоторые особенности работы и результаты анализа системы ИФАПЧ при воздействии на нее различного вида

управляющих сигналов в целях формирования частотно- и фазоманипулированных колебаний в результате принудительной внутренней модуляции параметров колебаний СГ [3]. Воздействие внешнего управляющего сигнала происходит в контур СГ.

Уравнение, описывающее процесс управления фазой сигнала на выходе ФД в режиме синхронизации, имеет вид $\varphi = 2\pi \frac{v_0}{A} - \varphi_{пл}$, где A — амплитуда импульсов на выходе ФД; v_0 — уровень постоянного напряжения на выходе ФД; $\varphi_{пл}$ — постоянная разность фаз сигналов на входах ФД, обусловленная разностью задержек сигналов в опорном и управляемом каналах системы ИФАПЧ.

Это выражение показывает, что при изменении V_0 от нуля до A фаза сигнала СГ, приведенная ко входу ФД, изменяется на 2π .

Таким образом, путем подачи на дополнительный управляющий вход СГ регулируемого постоянного напряжения возможно управлять фазой выходного колебания системы ИФАПЧ с практически любой точностью дискретизации и произвольным законом изменения фазы, которые определяются степенью дискретизации и законом изменения управляющего напряжения. Так, при регулировании по определенному закону уровня постоянного напряжения происходит фазовая модуляция выходного сигнала, определяемая законом изменения уровня V_0 . В качестве управляющих сигналов можно также использовать гармонические сигналы и сигналы с угловой модуляцией.

Наличие в цепи обратной связи делителя частоты обусловлено необходимостью расширения области неискаженного усиления фазоманипулированных (ФМн) сигналов, так как при этом область притяжения точки устойчивого равновесия системы расширяется в коэффициент деления делителя фаз. Однако увеличение коэффициента делителя ведет к снижению частоты сравнения на ФД, а при чрезмерном увеличении — и к потере информации о мгновенных значениях параметров сигнала СГ, так как ФД выдает информацию о фазовом рассогласовании один раз за период. В качестве узкополосного фильтра нижних частот (ФНЧ) желательно использование пропорционально-интегрирующего фильтра не только потому, что при этом увеличивается устойчивость системы с делителем частоты, но и с целью получения аperiodического характера переходных процессов, так как при этом расширяется область неискаженного усиления ФМн сигналов.

Рассмотрим воздействие на систему ИФАПЧ гармонического сигнала $V_{вн}(t)$, который не выводит ее из режима удержания, т. е. полное отклонение мгновенной частоты сигнала СГ $\Delta\omega_{полн}$ меньше полосы удержания системы $\Delta\omega_{уд}$.

Полное отклонение мгновенной частоты сигнала СГ системы ИФАПЧ с простейшим интегрирующим ФНЧ от установившегося значения при воздействии сигнала $V_{вн}$

$$\Delta\omega_{полн}(p) = \frac{\Delta\omega_{сгн}(p) p (1 + pT_{\phi})}{p(1 + pT_{\phi}) + S_{сг}K_{ФД}/K_{д}}$$

где $\Delta\omega_{сгн}(p)$ — отклонение частоты сигнала СГ, $\Delta\omega_{сгн}(p) = S_{сг}V_{вн}(p)$, не охваченного цепью обратной связи, в результате воздействия на его управляющий вход; T_{Φ} — постоянная времени ФНЧ; $S_{сг}$ — крутизна статической характеристики управления СГ; $K_{\Phi д}$ — крутизна характеристики ФД; $K_{д}$ — коэффициент деления делителя частоты в цепи обратной связи.

При воздействии на систему ИФАПЧ управляющего напряжения $V_{вн}(t)$ вида функции включения (изображение по Лапласу такой функции имеет вид $V_{вн}(p) = V_{\infty}/p$) текущее значение приращения частоты

$$\Delta\omega_{полн}(t) = S_{сг}V_{\infty}e^{-S_{сг}K_{\Phi д}^{1/K_{д}}W_{\Phi нч}(t)}$$

Здесь V_{∞} — уровень скачка управляющего напряжения; $W_{\Phi нч}(t)$ — коэффициент передачи ФНЧ.

Установившиеся значения приращений частоты и фазы сигнала СГ соответственно равны

$$\lim_{t \rightarrow \infty} \Delta\omega_{полн}(t) = 0; \quad \lim_{t \rightarrow \infty} \Delta\varphi_{сг}(t) = \frac{K_{д}}{K_{\Phi д}} V_{\infty}. \quad (1)$$

При многопозиционной манипуляции фазы сигнала СГ необходимо выбрать ФД с линейной характеристикой, так как незначительное нарушение ее линейности сопровождается нарушением закона приращения фазы. Предположив в (1) линейную зависимость $K_{\Phi д}$, получаем линейную зависимость приращения фазы выходного колебания системы от уровня V_{∞} , т. е. соответствие закона фазовой манипуляции закону изменения уровня управляющего напряжения.

При воздействии дискретно-ступенчатого управляющего постоянного напряжения, изображение по Лапласу которого представляется как

$$V_{вн}(p) = \frac{V_i}{p(1 - e^{-p\tau_i})},$$

где V_i и τ_i — уровень и длительность элементарной i -й ступеньки управляющего напряжения, установившееся значение приращения фазы сигнала СГ

$$\lim_{t \rightarrow \infty} \Delta\varphi_{сг} = \frac{K_{д}}{K_{\Phi д}} V_i. \quad (2)$$

Это выражение получено в предположении, что τ_i больше длительности переходного процесса системы ИФАПЧ.

При воздействии на управляющий вход СГ внешнего напряжения, изображение которого имеет вид

$$V_{вн}(p) = \frac{V_i(1 - e^{-p\tau_i})}{p^2\tau_i},$$

выражение для $\Delta\omega_{\text{полн}}$ запишется как

$$\Delta\omega_{\text{полн}}(p) = \frac{S_{\text{СГ}} V_i (1 - e^{-p\tau_i}) (1 + pT_{\Phi})}{p\tau_i [p(1 + pT_{\Phi}) + S_{\text{СГ}} K_{\Phi\text{Д}}/K_{\text{Д}}]}$$

Для перехода от изображения к оригиналу необходимо взять интеграл

$$\Delta\omega_{\text{полн}}(t) = \frac{1}{2\pi j} \int_p \frac{S_{\text{СГ}} V_i (1 - e^{-p\tau_i}) (1 + pT_{\Phi}) e^{pt}}{p\tau_i [p(1 + pT_{\Phi}) + S_{\text{СГ}} K_{\Phi\text{Д}}/K_{\text{Д}}]} dp,$$

равный сумме вычетов

$$\Delta\omega_{\text{полн}}(t) = \sum_i \text{res} = \frac{K_{\text{Д}}}{K_{\Phi\text{Д}}} \frac{V_i}{\tau_i}.$$

Приращение фазы сигнала СГ при этом

$$\Delta\varphi_{\text{СГ}}(t) = \int_0^t \Delta\omega_{\text{полн}}(t) dt = \frac{K_{\text{Д}}}{K_{\Phi\text{Д}}} \frac{t}{\tau_i} V_i; \quad \Delta\varphi(t) = \frac{K_{\text{Д}}}{K_{\Phi\text{Д}}} V_i, \quad t = \tau_i. \quad (3)$$

Выражения (1) — (3) позволяют сделать вывод о том, что в случае внешнего управления уровнем постоянного напряжения фаза сигнала СГ определяется значениями $K_{\text{Д}}$, $K_{\Phi\text{Д}}$, $V_{\text{вн}}$ и не зависит от $S_{\text{СГ}}$.

При управлении гармоническим сигналом операторное выражение полного отклонения мгновенной частоты сигнала СГ системы ИФАПЧ

$$\Delta\omega_{\text{полн}}(p) = \frac{\omega_{\text{вн}} V_{\text{вн}} S_{\text{СГ}} p (1 + pT_{\Phi})}{(p^2 + \omega_{\text{вн}}^2) [p(1 + pT_{\Phi}) + S_{\text{СГ}} K_{\Phi\text{Д}}/K_{\text{Д}}]},$$

где $\frac{\omega_{\text{вн}} V_{\text{вн}}}{p^2 + \omega_{\text{вн}}^2}$ — изображение гармонического сигнала, $\frac{\omega_{\text{вн}} V_{\text{вн}}}{p^2 + \omega_{\text{вн}}^2} = V_{\text{вн}}(p)$. Из решения этого выражения

$$\begin{aligned} \Delta\omega_{\text{полн}}(t) &= V_{\text{вн}} S_{\text{СГ}} \sin \omega_{\text{вн}} \times \\ &\times \left[\sqrt{\frac{1 + \omega_{\text{вн}}^2 T_{\Phi}^2}{\omega_{\text{вн}}^2 T_{\Phi}^2 2T_{\Phi} S_{\text{СГ}} K_{\Phi\text{Д}}/K_{\text{Д}} + S_{\text{СГ}} K_{\Phi\text{Д}}/K_{\text{Д}} \omega_{\text{вн}}^2}} \times \right. \\ &\left. + \frac{K_{\text{Д}} \omega_{\text{вн}}}{T_{\Phi} (S_{\text{СГ}} K_{\Phi\text{Д}}^2 + \omega_{\text{вн}}^2)} \text{ch} \frac{S_{\text{СГ}} K_{\Phi\text{Д}}}{K_{\text{Д}}} t \left(1 + \frac{S_{\text{СГ}} K_{\Phi\text{Д}}}{K_{\text{Д}}} T_{\Phi} \right) e^{-\frac{t}{T_{\Phi}}} \right] t \end{aligned}$$

видно, что отклонение частоты сигнала СГ содержит установившуюся и затухающую составляющие переходного процесса [4].

Установившееся значение отклонения частоты сигнала СГ при внешнем управлении гармоническим сигналом определяется выражением

$$\Delta\omega_{\text{полн}}(\omega_{\text{вн}}) = \frac{V_{\text{вн}} S_{\text{СГ}} K_{\text{Д}} \omega_{\text{вн}}}{\omega_{\text{вн}}^2 T_{\Phi} K_{\text{Д}} - S_{\text{СГ}} K_{\Phi\text{Д}}} \sqrt{1 + \omega_{\text{вн}}^2 T_{\Phi}^2}, \quad (4)$$

которое представляет собой модуль частотной характеристики системы ИФАПЧ.

Нормированная частотная характеристика системы

$$M(\omega_{\text{вн}}) = \frac{\omega_{\text{вн}} K_d}{\omega_{\text{вн}}^2 T_\Phi K_d - S_{\text{СГ}} K_{\Phi\text{Д}}} \sqrt{1 + \omega_{\text{вн}}^2 T_\Phi^2}$$

Особенностью этой характеристики является то, что на частоте

$$\omega = \frac{S_{\text{СГ}} K_{\Phi\text{Д}}}{K_d \sqrt{1 + 2S_{\text{СГ}} K_{\Phi\text{Д}} T_\Phi / K_d}}$$

она равна единице, а на частоте

$$\omega = \sqrt{\frac{S_{\text{СГ}} K_{\Phi\text{Д}}}{K_d T_\Phi}}$$

достигает своего экстремального значения, равного $K_d / S_{\text{СГ}} K_{\Phi\text{Д}} T_\Phi$ и с дальнейшим ростом частоты медленно стремится к единице.

При воздействии управляющего сигнала с частотой

$$\omega_{\text{вн}} < \frac{S_{\text{СГ}} K_{\Phi\text{Д}}}{K_d \sqrt{1 + 2S_{\text{СГ}} K_{\Phi\text{Д}} T_\Phi / K_d}}$$

система успевает отработать изменение частоты сигнала СГ, превращая это изменение в фазовую модуляцию сигнала СГ и обеспечивая постоянное равенство частоты $\omega_{\text{СГ}}$.

Другими словами, в полосе частот модулирующего напряжения

$$0 < \omega_{\text{вн}} < \frac{S_{\text{СГ}} K_{\Phi\text{Д}}}{K_d \sqrt{1 + 2S_{\text{СГ}} K_{\Phi\text{Д}} T_\Phi / K_d}}$$

система ИФАПЧ осуществляет компенсацию мгновенного приращенния частоты колебания СГ в результате мгновенного изменения его фазы, т.е. система успевает отработать начальную расстройку $\Delta\omega_{\text{нач}}(\omega_{\text{вн}})$, превращая ее в фазовую модуляцию сигнала СГ и обеспечивая постоянство частоты сигнала СГ.

При воздействии внешнего гармонического сигнала $V_{\text{вн}}(t)$ с частотой

$$\omega_{\text{вн}} > \frac{S_{\text{СГ}} K_{\Phi\text{Д}}}{K_d \sqrt{1 + 2S_{\text{СГ}} K_{\Phi\text{Д}} T_\Phi / K_d}}$$

происходит модуляция частоты сигнала СГ по закону управляющего воздействия, так как система не успевает отработать мгновенное приращение частоты сигнала СГ, а только обеспечивает постоянство средней частоты сигнала СГ.

В связи с тем что рассмотренный цифровой синтезатор сигналов обеспечивает стабилизацию частоты сигнала СГ, ширина спектра его сигнала всегда уже, чем в модуляторах, не охваченных обратной связью.

Список литературы: 1. Боцман П. Д. Обоснование возможности использования устройств цифрового частотного синтеза для формирования сложных сигналов // Радиотехника.— 1978.— Вып. 47.— С. 27—31. 2. Боцман П. Д. Исследование многокольцевых цифровых синтезаторов сложных сигналов // Радиотехника.—

1980.— Вып. 54.— С. 72—81. 3. А. с. 807477 СССР. Частотно-фазовый модулятор / П. Д. Бощман // Бюл. изобрет.— 1981.— № 7.— С. 25. 4. Губернаторов О. И. Фильтрующая способность цифровых синтезаторов частоты // Изв. вузов. Радиоэлектроника.— 1978.— 21, № 11.— С. 41—49.

Поступила в редколлегию 30.09.85.

УДК 621.396

В. И. АНТЮФЕЕВ, канд. техн. наук, В. А. КУЛАКОВ, А. С. ЛАРИНА,
Ю. В. ОВСЯННИКОВ, А. С. СУЛТАНОВ, канд. техн. наук

СИНТЕЗ ОПТИМАЛЬНОГО ЦИФРОВОГО ФИЛЬТРА ДЛЯ КОМПЕНСАЦИОННОГО РАДИОМЕТРА С ПЕРИОДИЧЕСКОЙ КАЛИБРОВКОЙ

Радиотепловые изображения участков земной поверхности и расположенные на них объекты получают с помощью радиометров, расположенных на борту летательных аппаратов, движущихся с высокой скоростью. Решение такой задачи связано с получением большого объема информации за ограниченное время, что предопределяет поиск методов обеспечения высокой чувствительности радиометра. Ограничениями являются малое время последетекторного накопления сигнала, максимальные простота и надежность конструкции радиометра.

Повышения чувствительности в этом случае можно достичь в результате периодической калибровки усилительного тракта радиометра, что позволяет снизить уровень флуктуаций выходного сигнала, обусловленных нестабильностью коэффициента усиления. Достижимая вследствие этого степень повышения чувствительности радиометра существенно зависит от характеристик цифрового фильтра (ЦФ), обрабатывающего калибровочные сигналы. Однако вопрос о выборе типа и параметров ЦФ, обеспечивающего максимальную чувствительность радиометра при заданных условиях функционирования, остается открытым.

Рассмотрим решение задачи синтеза ЦФ, оптимального по критерию минимума дисперсии оценки антенной температуры.

На рис. 1 представлена структурная схема компенсационного радиометра с периодической калибровкой. Принцип его работы поясняется импульсно-временной диаграммой (рис. 2). С помощью переключателя (П), управляемого от синхронизатора (С), вход приемника с периодом t_0 на промежуток времени τ_k подключается к выходу калибровочного генератора шума (ГШ) с известной шумовой температурой T . Формируемая на выходе интегратора И1, коммутируемого от синхронизатора, последовательность $\{V_k(nt_0)\}$ усредненных на интервале τ_k калибровочных отсчетов

выходного напряжения радиометра пропускается через нерекурсивный ЦФ, алгоритм которого описывается соотношением

$$v_k(nt_0) = \sum_{i=0}^N h_i \bar{v}_k [(n-i)t_0],$$

где $v_k(nt_0)$ — выходная цифровая функция ЦФ, h_i — весовые коэффициенты ЦФ.

Для каждого измерительного отсчета

$$\bar{U}_n(t_n) = \frac{1}{\tau_n} \int_{nt_0+t_n-\tau_n/2}^{nt_0+t_n+\tau_n/2} v(t) dt, \quad 0 < t_n \leq t_0,$$

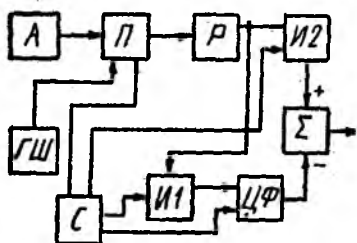


Рис. 1

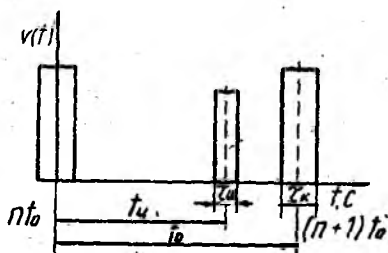


Рис. 2

вырабатываемого на выходе интегратора И2, оценка антенной температуры [1]

$$\hat{T}_{An}(t_n) = c[\bar{U}_n(t_n) - V_k(nt_0)] + T.$$

Здесь коэффициент c определяется при калибровке радиометра.

Для того чтобы оценка $T_A(t_n)$ была несмещенной, необходимо выполнять условие $\sum_{i=0}^N h_i = 1$ (1), а для дисперсии оценки справедлива формула

$$\sigma_{T_A}^2(t_n) = c^2 \int_0^{\infty} S_v(f) |H(f)|^2 df, \quad (2)$$

где $S_v(f)$ — односторонняя спектральная плотность выходного параметра; $|H(f)|^2$ — частотная характеристика вычитающего устройства Σ (рис. 1)

$$\begin{aligned} |H(f)|^2 = & B^2(f, \tau_n) + B^2(f, \tau_k) \sum_{l, l=0}^N h_l h_l \cos 2\pi f t_0 (l - l) - \\ & - 2B(f, \tau_n) B(f, \tau_k) \sum_{l=0}^N h_l \cos 2\pi f (l t_0 + t_n). \end{aligned} \quad (3)$$

В выражении (3) $B(f, \tau)$ — модуль амплитудно-частотной характеристики идеального интегратора, $B(f, \tau) = \sin \pi f \tau / (\pi f \tau)$.

Из соотношения (2) следует, что дисперсия оценки антенной температуры пропорциональна дисперсии выходного напряжения радиометра, пропущенного через полосовой фильтр с частотной характеристикой, определяемой выражением (3). Вышние частоты подавляются в результате фильтрующего действия функций $B(f, \tau_n)$, $B(f, \tau_k)$. Характер убывания частотной характеристики в области низких частот ($f < 1/2t_0$) зависит от параметра N фильтра и его весовых коэффициентов. Отметим, что

$$\lim |H(f)|^2 = 1 + \left(\sum_{i=0}^N h_i \right)^2 - 2 \sum_{i=0}^N h_i = 0$$

в силу условия (1).

Для спектральной плотности низкочастотной флюктуационной компоненты напряжения на выходе квадратичного детектора радиометра, которая попадает в полосу прозрачности фильтра, известна формула [1]

$$S_v(f) = \frac{T_{ш}^2}{c^2} \left[S_g(f) + \frac{2}{\Delta f} \right], \quad (4)$$

где $T_{ш}$ — эквивалентная шумовая температура приемника; $S_g(f)$ — спектральная плотность относительных флюктуаций коэффициенту усиления приемника по мощности, подчиняющаяся фликкерному закону [1; 3]

$$S_g(f) = A/f^\gamma, \quad 1 < \gamma < 3.$$

Подставив выражения (3), (4) в соотношение (2) и выполнив интегрирование, получим

$$\sigma_{T_A}^2(h) = (\delta T_k)^2 + F(h) T_{ш}^2, \quad (5)$$

где δT_k — флюктуационная чувствительность идеального компенсационного приемника, $\delta T_k = T_{ш} (\Delta f \tau_n)^{-1/2}$;

$$F(h) = D(\tau_n, \tau_k) + \sum_{i=0}^N h_i \left[\frac{h_i}{\Delta f \tau_k} + 2c(\tau_n, it_0 + t_n) - \sum_{l=0}^N h_l C(\tau_k, |l-i|t_0) \right], \quad h = (h_0, \dots, h_N) \in R^{N+1}. \quad (6)$$

В формуле (6)

$$C(x, y) = A \int_0^\infty \frac{\sin \pi f x}{\pi f x} \frac{\sin \pi f \tau_k}{\pi f \tau_k} \sin^2 \pi f y \frac{df}{f};$$

$$D(x, y) = \int_0^\infty \left(\frac{\sin \pi f x}{\pi f x} - \frac{\sin \pi f y}{\pi f y} \right)^2 \frac{df}{f};$$

Интеграл $C(x, y)$ — дифференцированием по второму параметру сводится к табличному [4, с. 436], а вычисление $D(x, y)$ путем введения параметра η .

$$D(x, y, \eta) = A \int_0^{\infty} \left(\frac{\sin \eta \pi f x}{\pi f x} - \frac{\sin \eta \pi f y}{\pi f y} \right)^2 \frac{df}{f^\Gamma}$$

и дифференцирования по этому параметру также приводится к вычислению упомянутого табличного интеграла. Окончательные выражения имеют вид

$$C(x, y) = \frac{A\gamma(-\gamma) \cos\left(\frac{\gamma+1}{2}\pi\right)}{4\pi^2 \tau_k x (\gamma+1)} (2\pi y)^{\gamma+1} \left[\left(1 + \frac{\tau_k x}{2y}\right)^{\gamma+1} - \left(1 + \frac{\tau_k + x}{2y}\right)^{\gamma+1} - \left(1 - \frac{\tau_k - x}{2y}\right)^{\gamma+1} - \left(1 - \frac{\tau_k + x}{2y}\right)^{\gamma+1} \right];$$

$$D(x, y) = \frac{A \cos\left(\frac{\gamma+1}{2}\pi\right) \Gamma(-\gamma) \pi^{\gamma-1}}{\gamma+1} [(y-x)^{\gamma+1} - (y+x)^{\gamma+1} + x(2y)^\gamma + y(2x)^\gamma].$$

Поставим задачу синтеза ЦФ, оптимального по критерию минимума дисперсии оценки антенной температуры, определяемой формулой (5). Для этого достаточно найти набор весовых коэффициентов, т. е. вектор $h = (\hat{h}_1, \dots, \hat{h}_N) \in R^{N+1}$, минимизирующий функцию $F(h)$, заданную соотношением (6), при ограничении вида (1).

Составим функцию Лагранжа $L(h, \lambda) = F(h) + \lambda \left(\sum_{i=0}^N h_i - 1 \right)$ и воспользуемся известной теоремой [5]: если \hat{h} — точка локального экстремума в задаче (6), (1), то найдется множитель Лагранжа $\hat{\lambda}$ такой, что выполняется условие стационарности функции Лагранжа по h , т. е. $\frac{\partial L}{\partial h_i}(\hat{h}, \hat{\lambda}) = 0, i = \overline{0, N}$. Для определения оптимального элемента $(\hat{h}, \hat{\lambda})$ получим систему $N+2$ линейных алгебраических уравнений

$$2 \left[\frac{h_i}{\Delta f \tau_n} + C(\tau_n, it_0 + t_n) - \sum_{l=0}^N \hat{h}_l C(\tau_k, |l - i| t_0) \right] \lambda = 0,$$

$$i = \overline{0, N}; \quad \sum_{i=0}^N h_i = 1, \quad (7)$$

решение которой имеет вид

$$\hat{h}_0 = (1 + g_1)/2; \quad \hat{h}_1 = (1 - g_1)/2, \quad N = 1;$$

$$\hat{h}_0 = (g_2 + g_3)/2, \quad \hat{h}_1 = 1 - g_3, \quad \hat{h}_2 = (g_3 - g_2)/2, \quad N = 2,$$

где

$$g_1 = \frac{C(\tau_n, t_0 + t_n) - C(\tau_n, t_n)}{C(\tau_n, t_0) + 1/(\Delta f \tau_n)}; \quad g_2 = \frac{C(\tau_n, 2t_0 + t_n) - C(\tau_n, t_0)}{C(\tau_n, 2t_0) + 1/(\Delta f \tau_n)};$$

$$g_3 = \frac{2[C(\tau_n, t_0) + C(\tau_n, t_0 + t_n) + 1/(\Delta f \tau_n)] - C(\tau_n, t_n) - C(\tau_n, 2t_0 + t_n)}{4C(\tau_n, t_0) - C(\tau_n, 2t_0) + 3/(\Delta f \tau_n)}.$$

Отметим, что в случае отсутствия флюктуаций коэффициента усиления радиометра, когда $A = 0$, $C(x, y) = 0$, решение системы уравнений (7) определяется выражениями $h_i = \frac{1}{N+1}$, $i = \overline{0, N}$, т. е. оптимальным является ЦФ с одинаковыми весовыми коэффициентами, который назовем квазиоптимальным.

Заменой индексов и изменением порядка суммирования в формуле (6) приведем ее к виду

$$F(h) = D(\tau_n, \tau_n) + \frac{1}{\Delta f \tau_n} \sum_{i=0}^N h_i^2 + 2 \left[\sum_{i=0}^N h_i C(\tau_n, it_0 + t_n) - \sum_{i=1}^N \sum_{i=0}^{N-i} h_i h_{i+i} C(\tau_n, it_0) \right]. \quad (8)$$

Введем в рассмотрение коэффициент $K = \sigma_{T_A}^2 / \delta T_n$, характеризующий ухудшение чувствительности реального радиометра по сравнению с чувствительностью идеального компенсационного приемника. Учитывая выражение (5), имеем $k = \sqrt{1 + \Delta f \tau_n F}$ (9).

На рис. 3 показаны зависимости коэффициента K от отношения t_n/t_0 для оптимального ЦФ (ОЦФ) с $N=2$ (сплошные кривые) и соответствующего квазиоптимального фильтра (КОЦФ) (штриховые кривые), построенные на основании соотношений (9), (8). Расчеты выполнены для радиометра, описанного в работе [1] и имеющего следующие характеристики: $A = 1,3 \cdot 10^{-10} \text{ Гц}^{0,3}$; $\gamma = 1,3$; $\Delta f = 1,5 \text{ ГГц}$; $\tau_n = 0,02 \text{ с}$. Результаты вычислений показывают, что радиометр обладает наименьшей чувствительностью для измерительного отсчета с $t_n \approx t_0$. Кроме того, выигрыш в чувствительности от применения ОЦФ по сравнению с КОЦФ даже при больших значениях t_0 незначителен, поэтому при малых значениях t_0 целесообразно использовать КОЦФ, обладающие более простыми алгоритмами. Для таких ЦФ выражение (8) можно представить в виде

$$F = D(\tau_n, \tau_n) + \frac{1}{N+1} \left\{ \frac{1}{\Delta f \tau_n} + 2 \left[\sum_{i=0}^N C(\tau_n, |it_0 + t_n|) - \sum_{i=1}^N \left(1 - \frac{i}{N+1} \right) C(\tau_n, it_0) \right] \right\}, \quad (10)$$

а суммирование в соотношении (3) для частотной характеристики устройства приводит к формуле

$$|H(f)|^2 = B^2(f, \tau_n) + B(f, \tau_n) E(f) \{ B(f, \tau_n) E(f) \cos^2 N \pi f t_0 - 2B(f, \tau_n) \cos[\pi f (N t_0 + 2 t_n)] \}, \quad (11)$$

где

$$E(f) = \frac{\sin(N+1)\pi ft_0}{(N+1)\sin\pi ft_0}$$

Для расчетов удобнее использовать усредненное на интервале $[0, t_0]$ по параметру t_n выражение (11), которое имеет вид

$$|H(f)|^2 = B^2(f, \tau_n) + B(f, \tau_n)E(f) \{B(f, \tau_n)E(f) \cos^2 N\pi ft_0 - 2B(f, \tau_n)B(f, t_0) \cos[(N+1)\pi ft_0]\}$$

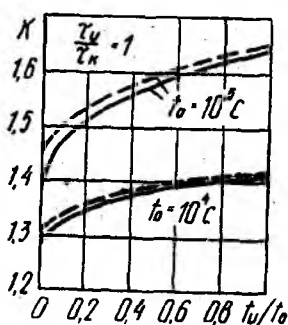


Рис. 3

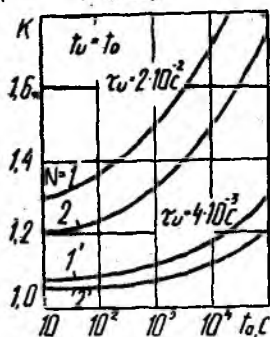


Рис. 4

Зависимости коэффициента K для КОЦФ с $N=1, 2$ при различных отношениях τ_n/τ_k , вычисленные по формулам (9), (10), показаны на рис. 4. Из результатов расчетов следует, что при малых значениях τ_n/τ_k можно реализовать чувствительность радиометра, близкую к потенциальной.

На рис. 5 представлена рассчитанная по формуле (12) усредненная частотная характеристика устройства, использующего КОЦФ с $N=2$. В высокочастотной области ее форма определя-

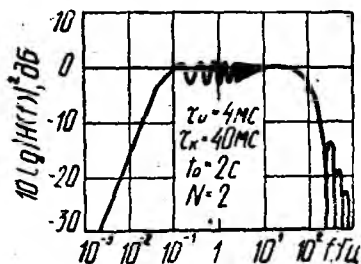


Рис. 5

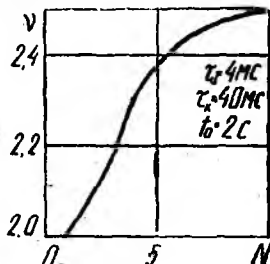


Рис. 6

ется функцией $B(f, \tau_k)$, а в низкочастотной области характеристику можно аппроксимировать функцией $\Psi(f) = Qf^\nu$. Показатель ν характеризует скорость убывания передаточной функции при уменьшении частоты. Его зависимость от порядка N фильтра изображена на рис. 6. При большом увеличении N выигрыш в подавлении нижних частот незначителен, поэтому применять ЦФ $N \geq 5$ практически нецелесообразно.

Таким образом, использование оптимальных ЦФ с весовыми коэффициентами, зависящими от параметров радиометра, позволяет повысить чувствительность приемника. Однако в практически интересных случаях (в частности, при $\tau_n \ll T_0$) выигрыш от применения таких ЦФ по сравнению с квазиоптимальными незначителен.

Список литературы: 1. *Hersman M. S., Poe G. A., Sensitivity of the total power radiometer with periodic absolute calibration // IEEE Trans. on Microwave Theory and Techn.* — 1981. — V. 1, N 1. — P. 32—40. 2. *Гольденберг Л. М., Левчук Ю. П., Поляк М. Н.* Цифровые фильтры. — М.: Связь, 1974. — 159 с. 3. *Гольцев В. Я., Корольков Д. В., Фридман П. А.* Адаптивный радиометр с пилот-сигналом // *Астрофиз. исслед. Изв. спец. астрофиз. обсерватории.* 1981. — 13. — С. 52—61. 4. *Градиштейн И. С., Рыжик И. М.* Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений. — М.: Физматгиз, 1962. — 1100 с. 5. *Алексеев В. М., Тихомиров В. М., Фомин С. В.* Оптимальное управление. — М.: Наука, 1979. — 432 с.

Поступила в редколлегию 26.12.85

УДК 551.508

Е. Г. ПРОШКИН, канд. техн. наук, *С. Ф. СИМОВСКАЯ*, канд. техн. наук,
В. Г. МИХАЙЛОВА

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ СЛЕДЯЩЕГО ФИЛЬТРА С ЦИФРОАНАЛОГОВЫМ УПРАВЛЕНИЕМ В СИСТЕМЕ РАДИОАКУСТИЧЕСКОГО ЗОНДИРОВАНИЯ АТМОСФЕРЫ

Цифровая аппаратура позволяет применять цифровую узкополосную фильтрацию сигналов в системе радиоакустического зондирования атмосферы (РАЗ).

При использовании метода радиоакустического зондирования атмосферы наиболее эффективным способом определения параметров атмосферы является исследование частотного спектра рассеянной электромагнитной волны. Скорость распространения излученного акустического импульса измеряется доплеровской радиолокационной станцией. Для слежения за спектром частот доплеровского сигнала в приемнике системы РАЗ используется следящий фильтр с автоматической подстройкой частоты [1]. Спектр сигнала преобразуется в область вспомогательной (промежуточной) частоты, где осуществляется фильтрация сигнала от шумов при использовании гетеродина, управляемого выходным напряжением схемы АПЧ.

Радикальным методом снижения минимально допустимого отношения сигнал-шум на входе измерителя частоты сигнала является ограничение полосы пропускания фильтра доплеровских частот до ширины спектра частот сигнала на входе измерителя. Поскольку спектр сигнала перемещается по шкале частот, такие

устройства, осуществляющие узкополосную фильтрацию сигнала, строятся по типовой следящей системе и выполняют функции поиска, захвата и слежения за спектром сигнала.

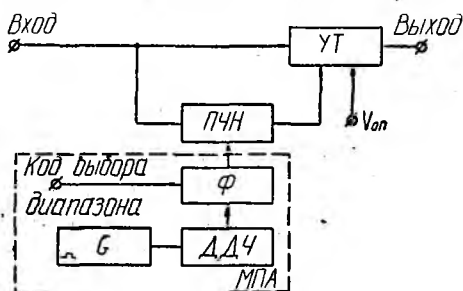
Так как возможности аналоговых методов построения фильтров ограничены, перспективной является реализация узкополосной оптимальной фильтрации цифровыми методами. Однако необходимость использования аналого-цифровых преобразователей, цифровая весовая обработка ограничивают быстродействие при работе в реальном масштабе времени и усложняют конструкцию фильтров. При обработке сигналов конечной длительности применяются цифроаналоговые фильтры, не имеющие перечисленных недостатков. Перестраиваемый полосовой фильтр с цифроаналоговым управлением сочетает в себе элементы цифровой и аналоговой техники. Он прост в настройке и функционировании, имеет небольшое число используемых для его построения элементов.

Для обеспечения требуемой узкой полосы пропускания и высокой избирательности приемника радиоакустической локационной станции рассмотрим следящий фильтр с цифроаналоговым управлением [2].

Полосовой следящий фильтр создается на базе управляемого трансформатора (УТ) с преобразователем частота — напряжение (ПЧН) в цепи прямой связи, синхронное управление узлами которого осуществляется микропрограммным автоматом (МПА) (рисунок). Основным узлом полосового фильтра является управляемый трансформатор (УТ), построенный на базе двух типовых микромодульных трансформаторов ММТИ-100.

Принцип действия основан на изменении коэффициента передачи УТ в зависимости от частоты входного переменного напряжения под действием управляющего сигнала, формируемого преобразователем частота — напряжение (ПЧН). Функционирование ПЧН основано на подсчете числа периодов входного переменного напряжения за эталонный промежуток времени с последующим преобразованием полученного двоичного кода в пропорциональное ему постоянное напряжение.

Синхронное управление всеми узлами ПЧН осуществляет микропрограммный автомат, в состав которого входят последовательно соединенные генератор прямоугольных импульсов с кварцевой стабилизацией частоты (G), декадные делители частоты (ДДЧ), и формирователь импульсов (Φ). От частоты тактовых импульсов, поступающих на вход формирователя импульсов Φ , зависит длительность эталонного промежутка времени и соответственно верхняя граничная частота рабочего диапазона частот следящего фильтра. В приемнике системы РАЗ частота тактовых импульсов,



поступающих с декадных делителей частоты на вход Φ , равна 10 Гц, что соответствует длительности эталонного промежутка времени 0,1 с и верхней граничной частоте рабочего диапазона доплеровских частот — 10 кГц.

Электрически перестраиваемый полосовой фильтр в приемнике системы РАЗ позволяет осуществлять слежение за спектром доплеровских частот. Положение этого спектра на оси частот характеризуется средней частотой

$$F_{\text{д ср}} = \frac{1}{P_c} \int_0^{\infty} F G_c(F) K^2(F) dF,$$

где P_c — мощность входного доплеровского сигнала; $G_c(F)$ — энергетический спектр сигнала; $K(F)$ — амплитудно-частотная характеристика (АЧХ) фильтра.

Для полосового фильтра на базе управляемого трансформатора [3]

$$K(F) = \frac{k_1 F}{1 + \gamma^2 (F - F_0)^2}. \quad (1)$$

Здесь F_0 — частота, соответствующая максимальному значению АЧХ; k_1 — коэффициент, характеризующий схемно-конструктивные параметры фильтра; γ — числовой коэффициент, $\gamma = \beta k_f \omega_y / l R_y$; k_f — коэффициент передачи преобразователя, численно равный отношению напряжения на его выходе и входной частоте; l — длина средней силовой линии сердечника трансформатора; β — числовой коэффициент; ω_y , R_y — число витков и сопротивление управляющей обмотки.

Центральная частота полосы пропускания фильтра в силу асимметрии его АЧХ отличается от частоты $F_0 = E_{\text{оп}} \omega_{\text{оп}} R_y / k_f \omega_y R_{\text{оп}}$ на величину $\delta F = |F_{\text{ф}} - F_0| = R_{\text{оп}} / \sqrt{2} \gamma E_{\text{оп}} \omega_{\text{оп}}$, где $E_{\text{оп}}$, $R_{\text{оп}}$, $\omega_{\text{оп}}$ — напряжение, сопротивление и число витков опорной обмотки трансформатора.

Из-за неравномерности АЧХ фильтра искажается форма спектра сигнала, что вызывает смещение средней частоты $\Delta F_{\text{см}} = F_{\text{дс}} - F_{\text{д ср}}$ и погрешность измерения частоты Доплера $\delta F_{\text{д}} = \Delta F_{\text{см}} / F_{\text{д}}$.

Энергетический спектр сигнала на входе фильтра можно описать законом Гаусса:

$$G_c(F) = \frac{P_c}{\Delta F_{\text{д}}} \exp \left\{ -\pi (F - F_{\text{дс}})^2 / \Delta F_{\text{д}}^2 \right\}.$$

Здесь $\Delta F_{\text{д}}$ — эффективная ширина спектра доплеровского сигнала. Тогда смещение средней доплеровской частоты с учетом вида АЧХ фильтра (1)

$$\Delta F_{\text{см}} = \Delta F_{\text{р}} \Delta F_{\text{д}}^2 / (\Delta F_{\text{ф}}^2 + \Delta F_{\text{д}}^2),$$

где $F_{\text{р}}$ — расстройка частоты, $\Delta F_{\text{р}} = F_{\text{дс}} - F_{\text{ф}}$; $\Delta F_{\text{ф}}$ — полоса пропускания фильтра.

Смещение средней частоты сигнала увеличивается с ростом расстройки частоты сигнала относительно частоты настройки фильтра и уменьшается при расширении полосы пропускания фильтра.

Так, относительное смещение частоты снижается в 3,45 раза при увеличении $\Delta F_{\phi}/\Delta F_{д}$ в 2 раза в случае $\Delta F_{д}/F_{д}=0,01$, $\Delta E_{р}/д=5$.

Для уменьшения полосы пропускания усилительного тракта приемника, которая обеспечит допустимую погрешность измерения частота Доплера, используется схема автоматической подстройки частоты и рассматриваемый электрически перестраиваемый полосовой фильтр.

Полосовой следящий фильтр с цифроаналоговым управлением можно реализовать по схеме, описанной в работе [2]. Основными структурными единицами фильтра являются два управляемых трансформатора, преобразователь частота — напряжение, синхронное управление узлами которого осуществляется микропрограммным автоматом. В состав микропрограммного автомата входят последовательно соединенные генератор прямоугольных импульсов с кварцевой стабилизацией частоты, декадные делители частоты и формователи импульсов по фронту входного сигнала. Диапазон задается двухразрядным двоичным кодом.

Описанный полосовой фильтр с цифроаналоговым управлением имеет относительную ширину полосы пропускания порядка 1 %.

Список литературы: 1. Система радиоакустического зондирования атмосферы сантиметрового диапазона волн / С. И. Бабкин, В. И. Куценко, Ю. А. Пахомов и др. // V Всесоюз. симпозиум по лазерному и акустическому зондированию атмосферы: Тез. докл. Томск, 1976.— Ч. 3.— С. 143—146. 2. Глузман П. Л., Дворсон А. И. Электрически перестраиваемый полосовой фильтр с цифро-аналоговым управлением // Приборы и техника эксперимента.— 1982, № 4.— С. 149—151. 3. Дворсон А. И. Исследование характеристик полосового фильтра на базе управляемого трансформатора // Радиотехника.— 1981.— 31, № 10.— С. 60—63.

Поступила в редколлегию 26.06.85.

УДК 621.372

В. И. ЧАЙКОВСКИЙ, А. Н. МИРОШНИКОВ

ПОЛУПОЛОСНАЯ И КВАДРАТУРНАЯ ФИЛЬТРАЦИЯ НА ОСНОВЕ ПОЛУПЕРИОДНОЙ ИНТЕРПОЛЯЦИИ

Полифазные фильтры с дискретной импульсной характеристикой вида $lq_n (k = \sin \pi/q (kq + n))$; $n = 1, 2, \dots, < q$; $k \in M$ используются в составе цифровых КИХ-структур для интерполяции промежуточных отсчетов входной последовательности $f(k)$ в точках $k + n/q$ [1]. В частном случае при $q=2$, $n=1$ полифазный фильтр осу-

шестьляет интерполяцию в узлах, совпадающих с серединой периода дискретизации. Такой фильтр можно назвать полупериодным интерполятором и описать его работу дискретной сверткой

$$L\{f(k)\} = \sum_m f(m) \operatorname{sinc} \frac{\pi}{2} [2(m-k) + 1] = f(k + 0,5). \quad (1)$$

Для иллюстрации на рис. 1, а показана импульсная характеристика (ИХ) полупериодного интерполятора $l_{21}(k)$, на рис. 1, б — входная последовательность $f(k)$, на рис. 1, в — последовательность интерполированных отсчетов $f(k+0,5)$. Процедуры и средства полупериодной интерполяции (ППИ) можно эффективно использо-

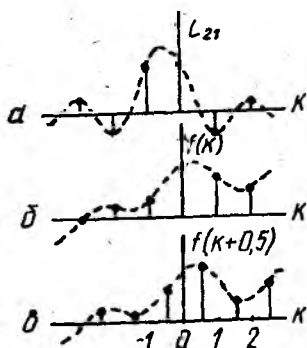


Рис. 1

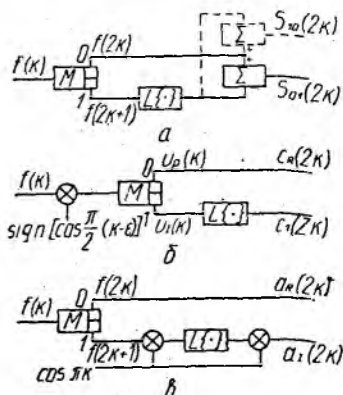


Рис. 2

вать для полуполосной фильтрации входных последовательностей и для выделения квадратурных составляющих в виде отсчетов их комплексной огибающей (КО) или аналитического сигнала (АС).

1. Полуполосный фильтр нижних частот (ППФ₀₁) имеет прямоугольную частотную характеристику (ЧХ) $H_{01}(p)$ в нормированной (приведенной к частоте дискретизации $\Omega/2\pi$) полосе частот $|p| \leq \leq 0,25$, изображенную на рис. 2, а. Там же пунктиром условно показан спектр $F(p)$ фильтруемой последовательности $f(k)$. Частотной характеристикой $H_{01}(p)$ соответствует дискретная импульсная характеристика $h_{01}(k) = \sin \pi k/2$, $k \in M$ (рис. 2, б) ППФ₀₁ сокращает ширину спектра сигнала вдвое, что позволяет вдвое увеличить период $2\pi/\Omega$ дискретизации данных на выходе. С учетом такого прореживания данных процедура ППФ₀₁ описывается дискретной сверткой

$$H_{01}\{f(k)\} = \sum_m f(m) \operatorname{sinc} \pi/2 (m - 2k).$$

Поскольку все четные (кроме центрального при $m = 0$) отсчеты ИХ $h_{01}(k)$ равны нулю,

$$H_{01}\{f(k)\} = f(2k) + \sum (2m + 1) \operatorname{sinc} \pi/2 [2(m - k) + 1].$$

С учетом представления процедуры $h\{\cdot\}$ полупериодной интерполяции (1) продукт полуполосной фильтрации ППФ₀₁

$$H_{01}\{f(k)\} = f(2k) + L\{f(2k+1)\}. \quad (2)$$

Из полученного выражения следует, что для полуполосной фильтрации в области нижних частот необходимо: разделить входную последовательность $f(k)$ на последовательности четных $f(2k)$ и нечетных $f(2k+1)$ отсчетов с помощью процедуры (М) двухпозиционного мультиплексирования данных; выполнить полупериодную интерполяцию последовательности нечетных отсчетов с помощью процедуры $L\{\cdot\}$ полифазной фильтрации (полупериодной интерполяции); объединить последовательности четных отсчетов и продуктов полупериодной интерполяции с помощью процедуры их синхронного суммирования Σ . Схема функциональных преобразований сигнала, соответствующая перечисленным процедурам, показана на рис. 3. а. Применительно к низкочастотной фильтрации следует исключить из рассмотрения показанную пунктиром процедуру вычитания из последовательности четных отсчетов продуктов полупериодной интерполяции.

2. Полуполосный фильтр верхних частот (ППФ₁₀) имеет прямоугольную ЧХ $H_{10}(p)$ в нормированной полосе частот $0,25 \leq |p| \leq 0,5$, показанную совместно со спектром $F(p)$ на рис. 2, в. Из сравнения с рис. 2, а следует, что такая ЧХ соответствует сдвинутой на половину частоты дискретизации полуполосного фильтра нижних частот. Следовательно, ИХ ППФ₁₀ образуется из ИХ ППФ₀₁ в результате умножения последней на последовательность $\exp\{j\pi k\} = \cos \pi k$ (рис. 2, з). Таким образом, ИХ ППФ₁₀ $h_{10}k = \sin \pi k / 2 \cos \pi k$, $k \in M$. Как и в предыдущем случае, все четные (кроме центрального, равного единице) отсчеты ИХ равны нулю, а все нечетные совпадают с отсчетом ИХ ППФ₀₁, взятыми с обратным знаком. Поэтому продукт дискретной свертки входной последовательности с такой ИХ

$$H_{01}\{f(k)\} = \sum_m f(m) \operatorname{sinc} \pi/2 (m - 2k) \cos \pi (m - 2k)$$

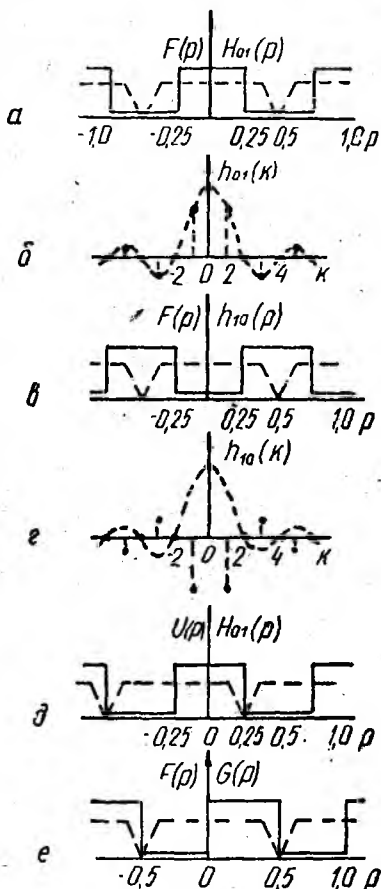


Рис. 3

однозначно представляется в виде суммы

$$H_{10} \{f(k)\} = f(2k) - L \{f(2k + 1)\}, \quad (3)$$

где, как и прежде, оператор $L\{\cdot\}$ определяет процедуру полупериодной интерполяции.

Таким образом, для полуполосной фильтрации в области высоких частот необходимо: разделить входную последовательность на последовательности четных и нечетных отсчетов; выполнить полупериодную интерполяцию последовательности нечетных отсчетов; вычесть из последовательности четных отсчетов синхронные продукты полупериодной интерполяции. Схема функциональных преобразований сигнала, соответствующая перечисленным процедурам, показана на рис. 3, а. Применительно к высокочастотной фильтрации здесь следует исключить из рассмотрения процедуру суммирования четных отсчетов и продуктов полупериодной интерполяции.

3. Двухполуполосный фильтр (ППФ₁₁) обеспечивает одновременную фильтрацию входной последовательности в нижней ($|p| \leq 0,25$) и верхней ($0,25 < |p| < 0,5$) полуполосах частот. Поскольку для каждой из них используется одна и та же процедура мультиплексирования данных (оператор M) и одна и та же процедура полупериодной интерполяции (оператор $L\{\cdot\}$), сложность двухполуполосной фильтрации не намного выше сложности полуполосной фильтрации. Для перехода к двухполуполосной фильтрации необходимо, как это показано на рис. 3, а, иллюстрирующем схему функциональных преобразований сигнала при двухполуполосной фильтрации ППФ₁₁, дополнительно реализовать еще одну процедуру объединения данных — суммирование или вычитание продуктов прямой передачи и полупериодной интерполяции.

4. Фильтр комплексной огибающей (ФКО) по определению [2], иллюстрируемому рис. 2, д, осуществляет полуполосную фильтрацию ППФ₀₁ последовательности $u(k)$, образованной из входных отсчетов в результате смещения их спектра в область нулевых частот. Шаг смещения равен четверти частоты дискретизации входной последовательности, так что образуется спектр $U(p) = F(p + 0,25)$. Такое смещение, как известно, реализуется умножением на экспоненциальную последовательность $\exp \{j\pi k/2\}$:

$$u(k) = f(k) \exp \{j\pi k/2\} = u_R(k) + ju_I(k).$$

В вещественной составляющей продукта умножения

$$u_R(k) = f(k) \cos \pi k/2 = \begin{cases} f(2k) \cos \pi k = u_R(2k); \\ f(2k + 1) \sin \pi k = u_R(2k + 1) = 0 \end{cases} \quad (4)$$

все нечетные отсчеты равны нулю. В мнимой составляющей

$$u_I(k) = f(k) \sin \pi k/2 = \begin{cases} f(2k) \sin \pi k = u_I(2k) = 0; \\ f(2k + 1) \cos \pi k = u_I(2k + 1) \end{cases} \quad (5)$$

равны нулю все четные отсчеты. Таким образом, как это следует из (4), (5) для формирования последовательности $u(k)$ и разде-

ления ее вещественной и мнимой составляющих достаточно умножить входную последовательность $f(k)$ на знаковую функцию $\text{sgn}[\cos \pi/2(k-\epsilon)]$, где ϵ может принимать любые значения в интервале $0 < \epsilon < 1$, и осуществить двухпозиционное мультиплексирование M полученных данных. На рис. 3, б перечисленные процедуры обозначены операторами \otimes и M . Для выделения квадратурных составляющих КО каждая из полученных таким образом последовательностей раздельно фильтруется полуполосным фильтром нижних частот ППФ₀₁. Продукт фильтрации вещественной составляющей $u_R(k)$, как это следует из формулы (2), имеет вид

$$c_R(2k) = H_{01}\{u_R(k)\} = u_R(2k) + L\{u_R(2k+1)\} = u_R(2k), \quad (6)$$

поскольку из (4) следует, что $L\{u_R(2k+1)\} = D$. В этом случае процедура ППФ₀₁ вырождается в процедуру неискаженной передачи четных отсчетов. Продукт фильтрации мнимой составляющей [см. формулу (2)]

$$c_1(2k) = H_{01}\{u_1(k)\} = u_1(2k) + L\{u_1(2k+1)\} = L\{u_1(2k+1)\}, \quad (7)$$

поскольку по определению (5) $u_1(2k) = 0$. В этом случае процедура ППФ₀₁ вырождается в процедуру полупериодной интерполяции нечетных отсчетов. Таким образом, для выделения составляющих КО необходимо: окрасить последовательность отсчетов входного сигнала $f(k)$ знаковой весовой функцией $\text{sgn}[\cos \pi/2(k-\epsilon)]$ (оператор \otimes); осуществить двухпозиционное мультиплексирование окрашенной последовательности (оператор M); выполнить полупериодную интерполяцию нечетных отсчетов $u_1(2k+1)$ окрашенной последовательности (оператор $L\{\cdot\}$) и использовать интерполированные отсчеты в качестве мнимой составляющей КО $c_1(2k)$; использовать четные отсчеты $u_R(2k)$ окрашенной последовательности в качестве вещественной составляющей КО $c_R(2k)$. Схема функциональных преобразований сигнала, иллюстрирующая перечисленные операции, показана на рис. 3, б.

5. Фильтр аналитического сигнала (ФАС) по определению [2], иллюстрируемому рис. 2, е, обеспечивает фильтрацию входной последовательности $f(k)$ в нормированной полосе частот $0 \leq p < 0,5$. ЧХ такого комплексного фильтра $Q(p)$ совпадает со смещенной на четверть частоты дискретизации частотной характеристикой полуполосного фильтра ППФ₀₁. Ей соответствует ИХ вида $q(k) = \Delta(k) + j \sin \pi/2k \sin \pi/2k$, где дельта Кронэкера $\Delta k = 1$ при $k=0$ и $\Delta(k) = 0$ при всех других значениях k . Свертка входной последовательности с такой ИХ при условии двухкратного прореживания данных формирует аналитический сигнал (АС) $a(2k)$. Из сопоставления рис. 2, д и 2, е следует, что тот же результат можно получить, если выделить с помощью ФКО последовательность КО $c(2k)$ и сместить ее спектр на четверть частоты дискретизации входного сигнала. Смещение спектра обеспечивается умножением последовательности отсчетов КО $c(2k)$ на экспоненту $\exp\{j\pi k\} = -\cos \pi k$. Поскольку (6) — вещественная составляющая КО

$f(2k) = f(2k) \cos \pi k$, то ее умножение на $\cos \pi k$ формирует вещественную составляющую АС в виде

$$a_R(2k) = u_R(2k) \cos \pi k = f(2k) \cos^2 \pi k = f(2k). \quad (8)$$

Мнимая составляющая КО (7) $c_1(2k) = L\{f(2k+1) \cos \pi k\}$. Следовательно, мнимая составляющая АС определяется выражением $a_1(2k) = \cos \pi k L\{f(2k+1) \cos \pi k\}$ (9). Из соотношений (8), (9) следует, что для выделения квадратурных составляющих АС необходимо: разделить входную последовательность $f(k)$ на последовательности четных $f(2k)$ и нечетных $f(2k+1)$ отсчетов с помощью процедуры двухпозиционного мультиплексирования (оператор M) и использовать выделенную таким образом последовательность четных отсчетов $f(2k)$ в качестве вещественной составляющей АС $a_R(2k)$; окрасить выделенную последовательность нечетных отсчетов $f(2k+1)$ знаковой функцией $\cos \pi k = (-1)^k$ (оператор \otimes); осуществить полупериодную интерполяцию окрашенной последовательности (оператор $L\{\cdot\}$); окрасить интерполированную последовательность знаковой функцией $\cos \pi k = (-1)^k$ (оператор \otimes) и использовать результат в качестве мнимой составляющей АС $a_1(2k)$. Схема функциональных преобразований сигнала, реализующая перечисленные операции, показана на рис. 3, в. Учитывая известное представление мнимой составляющей аналитического сигнала в виде преобразования Гильберта, можно отождествлять с ним представленные на рис. 3, в нижней ветви преобразования.

Рассмотренные процедуры в программной или аппаратной реализации можно использовать для предварительной цифровой обработки сигналов. Выделение КО или АС обеспечивает сужение полосы сигналов, двукратное понижение частоты дискретизации и двухканальное (векторное) их представление. Это особенно полезно при необходимости регулировать фазу или задержку сигналов в цифровых системах пространственной обработки. Полуполосная фильтрация в рассмотренном варианте весьма экономична и обеспечивает определенные преимущества при реализации многополосной КИХ — фильтрации сигналов или дискретно перестраиваемых фильтров [3].

Рассмотренные процедуры фильтрации иллюстрировались на примерах обработки низкочастотных сигналов, спектр которых ограничен диапазоном $\pm \Omega/2$. Однако все они одинаково пригодны и для обработки полосовых сигналов в диапазоне частот $(\omega_0 - \Omega/2) \leq |\omega| \leq (\omega_0 + \Omega/2)$ (2) с целочисленно кратными Ω границами. В этом легко убедиться, сопоставив нормированный (приведенный к частоте дискретизации Ω/π) спектр дискретного полосового сигнала с приведенным к свойственной ему частоте дискретизации $\Omega/2\pi$ спектром низкочастотного сигнала. При обработке полосовых сигналов полуполосным фильтром ППФ₀₁ выделяется спектр основного лепестка в диапазоне $(\omega_0 - \Omega/2) \dots \omega_0$. Фильтр ППФ₁₀ выделяет спектр в диапазоне $\omega_0 \dots (\omega_0 + \Omega/2)$. Двухполосная фильтрация разделяет спектр полосового сигнала на две равные части так же, как и при обработке низкочастотного сигнала. Фильт-

ры комплексной огибающей и аналитического сигнала. В зависимости от случая обработки низкочастотного сигнала выделяются лепесток спектра со смещением его центра к нулевой частоте (ФКО) или в его натуральном представлении (ФАС).

Список литературы: 1. Belanger M. G., Bonnerot G., Coudreuse M. Digital filtering by polyphase network: Application to sample rate alteration and filter bank // IEEE Trans. ASSP.— 24.—1976.—Р. 109—114. 2. Френкс Л. Теория сигналов.— М.: Сов. радио, 1974.— 200 с. 3. Капеллини В., Константинидис А., Эмилиани П. Цифровые фильтры и их применение.— М.: Энергоатомиздат, 1983.—180 с.

Поступила в редколлегию 10.01.85

УДК 621.391

Ю. М. БИДНЫЙ, И. Н. ПРЕСНЯКОВ, канд. техн. наук.

ВЫСОТНО-ВРЕМЕННАЯ ФИЛЬТРАЦИЯ ПАРАМЕТРОВ СОСТОЯНИЯ ДИНАМИЧНОЙ ИОНОСФЕРЫ. СООБЩЕНИЕ 2. ОБЕСПЕЧЕНИЕ УСТОЙЧИВОСТИ И СХОДИМОСТИ АЛГОРИТМА

Рассмотрим два взаимосвязанных вопроса, касающиеся асимптотического поведения расширенного фильтра Калмана для параметров состояния динамической ионосферы [1]. Определим условия и способы обеспечения устойчивости алгоритма фильтрации состояния ионосферы. Практическое значение устойчивого в вычислительном отношении фильтра трудно переоценить, поскольку решение задачи фильтрации в работе [1] находится приближенными методами. Если фильтр устойчив, то влияние ошибок линеаризации модели динамики ионосферы с течением времени будет постепенно ослабевать [2].

Устойчивость разностной системы [1], а следовательно, и алгоритма фильтрации состояния ионосферы обеспечивается выбором интервала временной дискретизации из условия

$$\Delta T \leq \frac{\Delta H^2}{2\varphi_{2\max}}, \quad (1)$$

где $\varphi_{2\max}$ — максимальный диагональный элемент матрицы φ_2 , соответствующий параметру состояния ионосферы с наиболее быстрыми высотно-временными изменениями.

При вычислениях по формулам алгоритма высотно-временной фильтрации параметров ионосферы с большой частотой, определяемой уравнением (1), могут возникнуть повышенные требования к быстродействию вычислителя, на вход которого поступают малоинформативные наблюдения состояния ионосферы. Кроме того, предсказание состояния часто необходимо выполнять с частотой, превышающей частоту поступления данных метода НР.

Разобьем период поступления входной информации метода НР на M подтактов предсказания состояния ионосферы, длительность которых $\Delta t = \Delta T/M$ удовлетворяет условию (1) устойчивости разностной системы. Экстраполированное значение состояния ионосферы для m -го интервала между наблюдениями определяется в результате модификации алгоритма, рассмотренного ранее [1]:

$$\hat{A}(m/m-1) = \bar{\Phi}[\hat{A}(m-1/m-2), \Delta T, \Delta H]; \quad (2)$$

$$\begin{aligned} \vec{P}_{\hat{A}}(m/m-1) = & \frac{\partial \bar{\Phi}[\hat{A}(m-1/m-2), \Delta T, \Delta H]}{\partial \hat{A}(m-1/m-2)} \vec{P}_{\hat{A}}(m-1/m-2) \times \\ & \times \frac{\partial \bar{\Phi}^T[\hat{A}(m-1/m-2), \Delta T, \Delta H]}{\partial \hat{A}(m-1/m-2)} + \bar{P}_w(m-1), \quad m = \overline{1, M} \end{aligned} \quad (3)$$

при начальных условиях

$$\hat{A}(0/-1) = \hat{A}(k-1), \quad \vec{P}_{\hat{A}}(0/-1) = \vec{P}_{\hat{A}}(k-1). \quad (4)$$

В каждый k -й такт поступления наблюдения, отделенный от $(k-1)$ -го M подтактами предсказания (экстраполяции), производится оценка состояния ионосферы. Экстраполированное значение вектора состояния $\hat{A}(k/k-1)$ и ковариационная матрица его ошибок $\vec{P}_{\hat{A}}(k/k-1)$ определяются по формулам

$$\hat{A}(k/k-1) = \hat{A}(M/M-1), \quad \vec{P}_{\hat{A}}(k/k-1) = \vec{P}_{\hat{A}}(M/M-1). \quad (5)$$

Таким образом, для обеспечения устойчивости алгоритма фильтрации целесообразно разнести текущие оценки вектора состояния ионосферы на M подтактов и провести экстраполирование его значения. Устойчивость фильтра определяет существование стационарного решения уравнений для ковариационных матриц ошибок фильтрации, наличие которого характеризует эффективность фильтра при увеличении объема измерительной информации.

Скорость сходимости расширенного фильтра Калмана к установившимся значениям ковариационных матриц ошибок $\vec{P}_{\hat{A}}(k)$, $\vec{P}_{\hat{A}}(k/k-1)$ определяется двумя основными факторами [2]: уровнем шумов наблюдения $\Delta \hat{A}^*(k)$ и априорной неопределенностью в выборе начальной оценки состояния $\hat{A}(0)$. Влияние этих факторов характеризуется ковариационными матрицами $\vec{P}_{\hat{A}}(k)$ и $\vec{P}_{\hat{A}}(0)$ соответственно.

Уровень шумов наблюдения снижается при использовании эм-

пирических моделей высотных распределений параметров ионосферы для сглаживания результатов их измерений методом НР. Примером такой модели служит «Международная справочная модель ионосферы» [3], в которой высотные профили основных параметров описываются аналитической зависимостью $\alpha(h) = \bar{f}(\bar{\theta}, h)$ (6). Здесь $\bar{f}(\cdot)$ — известная векторная функция некоторого вектора параметров $\bar{\theta}$ и высоты h . Параметры $\bar{\theta}$ определяются в результате статистической обработки измерительной информации метода НР, содержащейся в векторе наблюдений $\bar{A}^*(k)$.

Условная функция распределения наблюдений $\bar{A}^*(k)$ при заданном значении $\bar{\theta}$ с учетом соотношения (6) имеет вид

$$P[\bar{A}^*(k) | \bar{\theta}] = \text{const} \exp \left\{ -\frac{1}{2} [\bar{A}^*(k) - \bar{F}(\bar{\theta})]^T \bar{P}_{A^*}^{-1}(k) \times \right. \\ \left. \times [\bar{A}^*(k) - \bar{F}(\bar{\theta})] \right\}, \quad (7)$$

где

$$\bar{F}(\bar{\theta}) = [\bar{f}(\bar{\theta}, H_0 + \Delta H) \dots \bar{f}(\bar{\theta}, H_0 + L\Delta H)]^T;$$

Таким образом, максимально правдоподобная оценка $\bar{\theta}^*(k)$ находится решением векторного уравнения правдоподобия

$$\frac{\partial}{\partial \bar{\theta}^*(k)} \bar{F}[\bar{\theta}^*(k)] \bar{P}_{A^*}^{-1}(k) \{\bar{A}^*(k) - \bar{F}[\bar{\theta}^*(k)]\} = \vec{0}. \quad (8)$$

Решение уравнения (8) предусматривает совместную обработку всей измерительной информации, заключенной в векторе $\bar{A}^*(k)$. При большой размерности L -вектора это приводит к трудоемким вычислениям, связанным со значительными аппаратными и временными затратами.

Уравнение (8) можно записать в форме, для которой применим дискретный принцип максимума Понтрягина [2]:

$$J(\bar{\theta}) = \frac{1}{2} \sum_{L=1}^L \{ \bar{\alpha}^*(k, L) - \bar{f}[\bar{\theta}(k), L] \}^T \bar{P}_{\alpha^*}^{-1}(k, L) \{ \bar{\alpha}^*(k, L) - \\ - \bar{f}[\bar{\theta}(k), L] \}. \quad (9)$$

Гамильтониан для него имеет вид

$$\Gamma[\bar{\theta}(k), \bar{\lambda}_0(k, l), k, l] = \frac{1}{2} \{ \bar{\alpha}^*(k, l) - \bar{f}[\bar{\theta}(k), l] \}^T \bar{P}_{\alpha^*}^{-1}(k, l) \times \\ \times \{ \bar{\alpha}^*(k, l) - \bar{f}[\bar{\theta}(k), l] \} + \bar{\lambda}_0^T(k, l) \bar{\theta}(k), \quad (10)$$

а канонические уравнения задаются соотношениями

$$\bar{\theta}^*[k, l/L] = \frac{\partial \Gamma}{\partial \bar{\lambda}_0(k, l)} \Big|_{\bar{\theta}^*(k, l-1/L)} = \bar{\theta}(k, l-1/L); \quad (11)$$

$$\bar{\lambda}_0(k, l-1) = \frac{\partial \Gamma}{\partial \bar{\theta}} \Big|_{\bar{\theta}^*(k, l-1/L)} = \bar{\lambda}_0(k, l) - \frac{\partial}{\partial \bar{\theta}^*(k, l-1/L)} \times \bar{f}[\bar{\theta}^*(k, l-1/L), l] \bar{P}_{\alpha^*}^{-1}(k, l) \{\bar{\alpha}^*(k, l) - \bar{f}[\bar{\theta}^*(k, l-1/L), l]\}. \quad (12)$$

Здесь $\bar{\theta}^*(k, l/L)$, $\bar{\theta}^*(k, l-1/L)$ — интервальные оценки максимального правдоподобия, полученные по всей последовательности $\bar{\alpha}^*(k, l)$, $l = \overline{1, L}$.

Совместное решение уравнений (11), (12) методом инвариантного погружения [2], определяет приближенный рекуррентный алгоритм точечной оценки $\bar{\theta}^*(k, l)$, $l = \overline{1, L}$:

$$\bar{\theta}^*(k, l) = \bar{\theta}^*(k, l-1) + \bar{P}_{\theta^*}(k, l) \frac{\partial \bar{f}[\bar{\theta}^*(k, l-1), l]}{\partial \bar{\theta}^*(k, l-1)} \times \bar{P}_{\alpha^*}^{-1}(k, l) \{\bar{\alpha}^*(k, l) - \bar{f}[\bar{\theta}^*(k, l-1), l]\}; \quad (13)$$

$$\begin{aligned} \bar{P}_{\theta^*}(k, l) = & \bar{P}_{\theta^*}(k, l-1) - \bar{P}_{\theta^*}(k, l-1) \frac{\partial \bar{f}[\bar{\theta}^*(k, l-1), l]}{\partial \bar{\theta}^*(k, l-1)} \times \\ & \times \left\{ \frac{\partial \bar{f}^T[\bar{\theta}^*(k, l-1), l]}{\partial \bar{\theta}^*(k, l-1)} \bar{P}_{\theta^*}(k, l-1) \frac{\partial \bar{f}[\bar{\theta}^*(k, l-1), l]}{\partial \bar{\theta}^*(k, l-1)} + \bar{P}_{\alpha^*}(k, l) \right\}^{-1} \times \\ & \times \frac{\partial \bar{f}^T[\bar{\theta}^*(k, l-1), l]}{\partial \bar{\theta}^*(k, l-1)} \bar{P}_{\theta^*}(k, l-1), \end{aligned} \quad (14)$$

где $P_{\theta^*}(k, l)$ — ковариационная матрица ошибок оценивания. Начальные условия $\bar{\theta}^*(k, 0)$, $\bar{P}_{\theta^*}(k, 0)$ определяются априорными сведениями о возможных значениях вектора $\bar{\theta}$.

Процесс получения последовательно уточненных максимально правдоподобных оценок $\bar{\theta}^*(k, l)$, $l = \overline{1, L}$ представляет известные удобства, так как распадается на ряд повторяющихся однотипных вычислений по формулам (13), (14) в реальном масштабе времени по мере поступления измерительной информации $\bar{\alpha}^*(k, l)$, $l = \overline{1, L}$.

Из выражения (6) следует, что сглаженный высотный профиль вектора параметров ионосферы для k -го этапа наблюдения определяется соотношением

$$\bar{\alpha}^{**}(k, h) = \bar{f}[\bar{\theta}^*(k, L), h]. \quad (15)$$

Выборочные значения этой функции для значений аргумента $h_l = H_0 + l\Delta H$ образуют L -мерный гипервектор сглаженных наблюдений $\bar{A}^{**}(k) = [\bar{\alpha}^{**}(k, H_0 + \Delta H) \dots \bar{\alpha}^{**}(k, H_0 + L\Delta H)]$, который используется вместо $\bar{A}^*(k)$ в качестве входной информации для алгоритма фильтрации параметров ионосферы. Вектор шума сглаженных наблюдений $\Delta \bar{A}^{**}(k)$ имеет ковариационную матрицу $\bar{P}_{\Delta^{**}}(k)$, диаго-

нальные элементы которой $\vec{P}_{\alpha^{**}}(k, l)$ $l = \overline{1, L}$ равны между собой и в соответствии с неравенством Крамера — Рао [2] определяются ковариационной матрицей ошибок оценки вектора $\vec{\theta}$. Поскольку привязка компонентов этого вектора осуществляется к высотам, для которых соотношение сигнал-шум на входе устройства, реализующего алгоритм максимально правдоподобной оценки параметров ионосферы, максимально, элементы ковариационной матрицы $\vec{P}_{A^{**}}(k)$ существенно меньше элементов ковариационной матрицы $\vec{P}_{A^*}(k)$.

Априорная неопределенность при выборе начальной оценки состояния значительно сужается в результате использования информации, полученной в течение периодов стационарности ионосферы. Действительно, наряду со сравнительно быстрыми изменениями параметров ионосферы в периоды восходов и заходов Солнца, солнечных вспышек и других явлений, ее состояние для достаточно длительных временных интервалов в середине дня и ночи можно считать стационарным. В течение этих периодов целесообразно использовать упрощенную модель поведения ионосферы $\vec{A}(k) = \vec{A}(k-1)$ (16), для которой параметры расширенного фильтра Калмана принимают вид

$$\hat{\vec{A}}(k/k-1) = \hat{\vec{A}}(k-1) \quad (17); \quad \vec{P}_{\hat{A}}(k/k-1) = \vec{P}_{\hat{A}}(k-1), \quad (18)$$

а сам фильтр вырождается в рекуррентный максимально правдоподобный оценитель начальных условий алгоритма высотно-временной фильтрации.

Длительность временного интервала, для которого справедлива модель (16), а следовательно, и момент перехода к динамичной модели можно установить в результате анализа последовательности остаточных членов [2]

$$\vec{v}_A(k) = \vec{A}^*(k) - \hat{\vec{A}}(k/k-1). \quad (19)$$

Если расширенный фильтр Калмана идеально согласован с истинным поведением объекта, его остаточные члены образуют последовательность вида белого шума с нулевым средним и характеристиками

$$\vec{C}_0(k) = E \{ \vec{v}_A(k) \vec{v}_A^T(k) \} = \vec{P}_{\hat{A}}(k/k-1) + \vec{P}_{A^*}(k). \quad (20)$$

$$\vec{C}_j(k) = E \{ \vec{v}_A(k+j) \vec{v}_A^T(k) \} = \vec{0}, \quad j = 1, 2, \dots \quad (21)$$

В случае несоответствия истинного поведения объекта его модели (16) корреляционная матрица $\vec{C}_j(k)$, $j = 1, 2, \dots$ перестает быть нулевой. Рассмотренные ситуации назовем гипотезами H_0 и H_1 соответственно.

Проверка коррелированности остаточных членов для принятия решения об истинности одной из этих гипотез является практически ре-

лизуемой только для стационарных эргодических последовательностей, позволяющих определять выборочную корреляционную матрицу [4]

$$\hat{R} = \hat{\Lambda}^{-1/2} \hat{C}_1 \hat{\Lambda}^{-1/2}, \quad (22)$$

где $\hat{\Lambda} = \text{diag} \{ \hat{C}_0 \}$ (23); $\hat{C}_0 = \sum_{i=1}^N \vec{v}_A(i) \vec{v}_A^T(i) / (N-1)$ (24); $C_1 = \sum_{i=1}^N \times \vec{v}_A(i+1) \vec{v}_A^T(i) / (N-1)$ (25); N — число анализируемых остаточных членов. Поэтому ограничимся рассмотрением установившегося режима фильтрации, для которого $\vec{P}_A(k) = \vec{P}_A(k-1)$, и стационарных эргодических последовательностей вида белого шума в качестве ошибок оценки параметров ионосферы методом НР.

В качестве наблюдаемых данных для проверки гипотез H_0, H_1 используем взвешенные значения диагональных элементов матрицы

$$\hat{r}_l = (N-1)^{1/2} \hat{R}_{ll}, \quad l = \overline{1, L} \quad (26)$$

и имеющие приблизительно гауссовские распределения с единичной диагональной ковариационной матрицей [4]

$$p[\hat{r}_1, \dots, \hat{r}_L / H_0] = \text{const} \exp \left\{ -\frac{1}{2} \sum_{i=1}^L \hat{r}_i^2 \right\}; \quad (27)$$

$$p[\hat{r}_1, \dots, \hat{r}_L / H_1] = \text{const} \exp \left\{ -\frac{1}{2} \sum_{i=1}^L (\hat{r}_i - \hat{r}_{\text{макс}})^2 (\hat{r}_i - \hat{r}_{\text{макс}}) \right\}, \quad (28)$$

для гипотез H_0, H_1 . Здесь $\hat{r}_{\text{макс}} = (N-3)^{1/2} r_{\text{макс}}$, где $r_{\text{макс}}$ — максимальное значение диагонального элемента корреляционной матрицы остаточных членов (22).

Для экспоненциального семейства функций распределения (27), (28) оптимальная процедура принятия решения о справедливости одной из гипотез H_0, H_1 заключается в сравнении с порогом γ натурального логарифма отношения правдоподобия [2]:

$$\ln \frac{p[\hat{r}_1, \dots, \hat{r}_L / H_1]}{p[\hat{r}_1, \dots, \hat{r}_L / H_0]} \geq_{H_0}^{H_1} \gamma. \quad (29)$$

После подстановки в выражение (29) соотношений (27), (28) и приведения подобных членов решающее правило принимает вид

$\sum_{i=1}^L \hat{r}_i \geq_{H_0}^{H_1} \vec{\eta}$ (30), где $\vec{\eta}$ — векторный порог обнаружения отклонения истинного поведения объекта от его модели (16), выбираемый в соответствии с критерием Неймана — Пирсона.

Введем вероятности ошибочных решений. Вероятность ошибки первого рода, имеющей место, если отвергается гипотеза H_0 , когда она справедлива:

$$P(H_1/H_0) = \int_{|\vec{r}_1|}^{|\infty|} \dots \int_{|\vec{r}_L|}^{|\infty|} p[\vec{r}_1, \dots, \vec{r}_L/H_0] d\vec{r}_1, \dots, d\vec{r}_L. \quad (31)$$

Вероятность ошибки второго рода, имеющей место, если отвергается гипотеза H_0 , когда она справедлива:

$$P(H_0/H_1) = \int_{-\vec{\eta}}^{+\vec{\eta}} \dots \int_{-\vec{\eta}}^{+\vec{\eta}} p[\vec{r}_1, \dots, \vec{r}_L/H_1] d\vec{r}_1, \dots, d\vec{r}_L. \quad (32)$$

Задав значение $P(H_1/H_0)$ и решив (31) относительно $\vec{\eta}$, получим значение порога, минимизирующего вероятность ошибки второго рода (32).

Полученный на основе упрощающих предположений в алгоритме высотно-временной фильтрации рекуррентный максимально правдоподобный оценщик характеризуется высокой точностью формирования начальных условий для фильтрации динамики состояния ионосферы и существенно ускоряет сходимость его алгоритма.

На рис. 1 отображена синтезированная система фильтрации параметров ионосферы по их измерениям методом НР. Представленная система наряду с расширенным фильтром Калмана вклю-

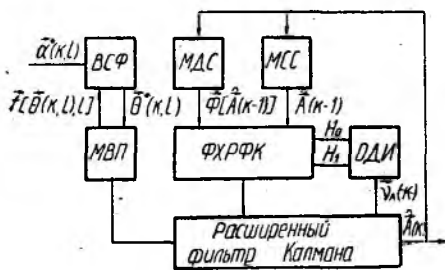


Рис. 1

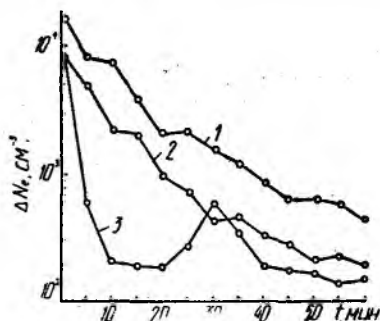


Рис. 2

чает в себя высотный сглаживающий фильтр (BCФ), использующий модель высотного профиля (MBФ) параметров ионосферы; формирователь характеристик расширенного фильтра Калмана (ФХРФК); модель динамики состояния (MДC) и модель стационарности состояния (MCC) ионосферы. Решение о необходимости использования одной из этих моделей выносится на основе анализа коррелированности остаточных членов расширенного фильтра Калмана в обнаружителе динамики ионосферы (ОДИ).

Для исследования эффективности рассмотренных алгоритмов расширенного фильтра Калмана совместно с устройствами ускорения его сходимости было выполнено моделирование динамики состояния ионосферы для диапазона высот

$H_0 = 175$ км, $H_L = 250$ км с временным и высотным шагами соответственно $\Delta T = 1$ мин, $\Delta H = 15$ км. Реализации аддитивной смеси имитации динамики состояния и шума наблюдения обрабатывались расширенными фильтрами Калмана без устройств ускорения его сходимости и с ними. На рис. 2 кривыми 1, 2, 3 показаны результаты моделирования для ошибок фильтрации электронной концентрации на высоте $h = 190$ км соответственно без устройств ускорения сходимости, при использовании высотного сглаживания, с высотным сглаживанием и предварительным формированием начальных условий на участке стационарности $\tau_{ст} = 20$ мин. Кривая 3 имеет подъем, вызванный инерционностью схемы ОДИ, в которой коррелированность остаточных членов проверялась по $N = 10$. После обнаружения выхода из пределов участка стационарности сформированные начальные условия использовались расширенными фильтрами Калмана с высотным сглаживанием.

Анализ представленных на рис. 2 характеристик показывает существенное ускорение сходимости алгоритма фильтрации при использовании высотного сглаживания наблюдений и предварительного формирования начальных условий на участке стационарности ионосферы.

Список литературы: 1. Бидный Ю. М., Пресняков И. Н. Высотно-временная фильтрация параметров состояний динамичной ионосферы. Сообщение 1. Синтез общей структуры фильтра // Радиотехника.— 1987.— Вып. 80.— С. 47—54. 2. Сейдж Э., Мелс Дж. Теория оценивания и ее применение в связи и управлении: Пер. с англ. / Под ред. Б. Р. Левина.— М.: Связь, 1976.— 496 с. 3. Rawer K., Bilitza D., Arnold F. International reference ionosphere-79 // World Data Center asolar-Terrestrial Physics Report.— 1981. 82. P. 1—25. 4. Оэн Р. Ф., Стабберуд А. Р. Адаптивное оценивание с минимальной дисперсией в дискретных линейных системах // Фильтрация и стохастическое управление в динамических системах: Сб. науч. тр.— 1980.— С. 120—128.

Поступила в редколлегию 26.06.85.

УДК 621.371

Б. В. ДЗЮНДЗЮК, канд. техн. наук, Т. И. СТЕПАНОВА

МЕТОД ОПРЕДЕЛЕНИЯ ОПТИМАЛЬНОГО РАСПОЛОЖЕНИЯ ДАТЧИКОВ ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ ПЛОТНОСТИ ПОТОКА МОЩНОСТИ В ПРОИЗВОДСТВЕННЫХ ПОМЕЩЕНИЯХ

В силу различных причин облучение работающих с источниками излучения микроволн во многих случаях имеет прерывистый и неравномерный характер [1]. Поэтому особенно важно провести оценку условий труда на основе динамического наблюдения характера облучения людей.

В производственных условиях при наладке, настройке и ремонте радиоаппаратуры обслуживающий персонал находится под воздействием электромагнитной энергии. Для оценки облучения необходимо определить суммарную плотность потока мощности.

При переходе к диапазону СВЧ многие металлические предметы в цехе становятся эффективными отражателями электромагнитной энергии, что приводит к многолучевому распространению, являющемуся физической причиной интерференционных максимумов и минимумов на рабочих местах.

Отметим, что аналитический метод расчета поля в пределах цехов промышленных предприятий не может быть применен вследствие того, что поле является суперпозицией прямой волны, большого числа отраженных волн и паразитных излучений, имеющих случайные амплитуды и фазы.

Для оценки переизлучателей обычно вводят величину эффективности площади рассеяния. Аналитически задача о вычислении эффективных площадей может быть решена только для весьма ограниченного числа тел простейшей формы (шара, круглого цилиндра, конуса, плоского диска, металлического листа, полуволнового диполя и т. п.), совершенно не охватывающих всего многообразия форм переизлучателей, имеющих в цехе. Источниками излучения служат антенны и паразитные излучатели (зазоры из-за неплотного прилегания фланцев, конструктивные отверстия, выводы магнетрона и т. д.), причем число и расположение всех излучателей случайно. Поэтому невозможно детерминированное определение плотности потока мощности на рабочем месте.

Мгновенное значение напряженности поля прямой волны в точке приема с учетом потерь при распространении в результате поглощения и рассеяния на неоднородностях, имеющих на пути распространения

$$e_{\text{пр}} = \frac{B \sqrt{60P_1 D_1}}{r} e^{i(\omega t - kr)}, \frac{B}{M},$$

где P_1 — мощность излучения, Вт; D_1 — КПД передающей антенны; r — расстояние между передающей антенной и точкой приема, м; B — множитель ослабления; k — волновой множитель, $k = 2\pi/\lambda$.

Мгновенное значение напряженности поля переизлученной волны и паразитных излучений

$$e_{\text{вт изл}}(r') = \frac{\xi BR \sqrt{60P_1 D_1}}{\|r' - r''\|} e^{i(\omega t - k\|r' - r''\| - \theta)}.$$

Здесь R — модуль комплексного коэффициента отражения; θ — изменение фазы при отражении;

$$\|r' - r''\| = \sqrt{(x' - x'')^2 + (y' - y'')^2 + (z' - z'')^2},$$

где r' — точка приема, $r' = (x', y', z')$; r'' — точка расположения переизлучателя, $r'' = (x'', y'', z'')$; ξ — коэффициент, учитывающий поляризацию.

Паразитные излучения можно отнести к классу переизлучений и анализировать поле паразитных излучений следует по той же методике, что и для переизлучателей. При этом R — модуль комплексного коэффициента паразитного излучателя; θ — фаза источника паразитного излучателя; ξ — коэффициент поляризации источника паразитного излучателя; $\|r' - r''\|$ — расстояние между точкой приема и паразитным излучателем.

Не следует связывать паразитное излучение и основное с помощью какого-либо коэффициента, так как поле паразитного

излучателя может существовать в точках пространства, экранированных от поля основного излучателя.

Мгновенное значение напряженности поля в точке приема

$$e(r') = e_{\text{пр}} + \sum_{j=1}^n e_{j \text{ шт. изл}} = B \frac{\sqrt{60P_1 D_1}}{r} e^{i(\omega t - kr)} + \\ + \sum_{j=1}^n \frac{\xi_j B_j R_j \sqrt{60P_1 D_1}}{\|r' - r''\|} e^{i(\omega t - k\|r' - r''\| - \theta_j)}.$$

Здесь ξ_j , B_j , R_j , θ_j — значения для j -го переизлучателя; r_j — координаты j -го переизлучателя.

Введем обозначение $A_j = \xi_j R_j B_j \sqrt{60P_1 D_1}$. При условии экранирования точки приема от прямого излучения

$$e(r') = \sum_{j=1}^n \frac{A_j}{\|r' - r''\|} e^{i(\omega t - k\|r' - r''\| - \theta_j)}.$$

Считаем случайные величины A_j , r_j , θ_j независимыми и одинаково распределенными.

Определим мощность

$$e(r')^2 = \sum_{i,e=1}^n \frac{A_i A_e}{\|r' - r_i\| \|r' - r_e\|} \exp(i(\varphi_j - \varphi_e) - k(\|r' - r_j\| - \|r' - r_e\|)),$$

где $\varphi_j = \omega t - \theta_j$.

Математическое ожидание этой величины

$$M |e(r')|^2 = \sum_{i,e=1}^n M \left[\frac{A_i A_e}{\|r' - r_i\| \|r' - r_e\|} \exp(i(k\|r' - r_j\| - \|r' - r_e\|)) M[\exp(i(\theta_e - \theta_j))]. \right.$$

Рассмотрим величину $\exp(i(\theta_e - \theta_j))$. При $l \neq j$ разность $\theta_e - \theta_j$ — равномерно распределенная случайная величина, причем $0 \leq \theta_e - \theta_j \leq 2\pi$, $M \exp(i(\theta_e - \theta_j)) = 0$. Если $e = j$, то $\exp(i(\theta_e - \theta_j)) = 1$. Тогда

$$M |e(r')|^2 = \sum_{j=1}^n M \frac{A_j^2}{\|r' - r_j\|^2} = \sum_{j=1}^n M A_j^2 M \frac{1}{\|r' - r_j\|^2} = n B_1^2 f_1(r').$$

Здесь

$$B_1^2 = M A_j^2; \quad f_1(r') = M \frac{1}{\|r' - r_j\|^2} = \int_V \frac{P(r)}{\|r' - r_j\|^2} dr,$$

где P_r — плотность распределения источников переизлучателей; V — область расположения источников переизлучателей.

В работе [2] предложена методика выбора точек для размещения контрольно-измерительных приборов. Для вычисления оптимальных координат точек размещения необходимо знать корреляционную функцию измеряемого случайного поля.

Определим корреляционную функцию мощности ЭМИ

$$K(r', r'') = M(|e(r')|^2 |e(r'')|^2);$$

$$|e(r')|^2 |e(r'')|^2 = \sum_{i,e,p,q=1}^n \frac{A_j A_e A_p A_q}{\|r' - r_i\| \|r' - r_e\| \|r'' - r_p\| \|r'' - r_q\|} \times \\ \times \exp(i(\theta_j - \theta_e + \theta_p + \theta_q - k(\|r' - r_i\| - \|r'' - r_e\| + \\ + \|r' - r_p\| - \|r'' - r_q\|))).$$

Учитывая изложенное ранее, запишем

$$M \exp(i(\theta_j - \theta_e + \theta_p + \theta_q)) = \\ = \begin{cases} 1, & \text{если } ((f = e) \wedge (p = q)) \vee ((j = q) \wedge (e = p)); \\ 0 & \text{в остальных случаях;} \end{cases}$$

$$K(r', r'') = \sum_{j=1}^n M \frac{A_j^4}{\|r' - r_j\|^2 \|r'' - r_j\|^2} + \sum_{\substack{j=1 \\ j \neq p}}^n M \frac{A_j^2 A_p^2}{\|r' - r_j\|^2 \|r'' - r_p\|^2} + \\ + \sum_{\substack{j=1 \\ j \neq e}}^n M \frac{A_j^2 A_e^2}{\|r' - r_j\| \|r' - r_e\| \|r'' - r_j\| \|r'' - r_e\|}.$$

Преобразуем каждое слагаемое суммы отдельно:

$$\sum_{j=1}^n M \frac{A_j^4}{\|r' - r_j\|^2 \|r'' - r_j\|^2} = \sum_{j=1}^n M A_j^4 M \frac{1}{\|r' - r_j\|^2 \|r'' - r_j\|^2} = \\ = n B_2^4 f_2(r' - r''), \quad B_2^4 = M A_j^4, \\ = f_2(r', r'') = M \frac{1}{\|r' - r_j\|^2 \|r'' - r_j\|^2} = \int \frac{P(r)}{\|r' - r_j\|^2 \|r'' - r_j\|^2};$$

$$\sum_{\substack{j,p=1 \\ j \neq p}}^n M \frac{A_j^2 A_p^2}{\|r' - r_j\|^2 \|r'' - r_p\|^2} = \sum_{\substack{j,p=1 \\ j \neq p}}^n M A_j^2 M A_p^2 M \frac{1}{\|r' - r_j\|^2} M \times \\ \times \frac{1}{\|r'' - r_p\|^2} = n(n-1) B_1^4 f_1(r') f_1(r''),$$

$$\sum_{\substack{j,e=1 \\ j \neq e}}^n M \frac{A_j^2 A_e^2}{\|r' - r_j\| \|r' - r_e\| \|r'' - r_j\| \|r'' - r_e\|} = \\ = \sum_{j,e=1}^n M A_j^2 M A_e^2 M \frac{1}{\|r' - r_j\| \|r'' - r_j\|} \times \\ \times M \frac{1}{\|r' - r_e\| \|r'' - r_e\|} = n(n-1) B_1^4 f_3^2(r', r''),$$

программ необходимо включать программы визуализации зависимостей параметров устройств СВЧ от их геометрических размеров. В работе [1] предложены принципы построения алгоритмов и программ визуализации зависимостей энергии, мощности потерь, добротности от размеров регулярных резонаторов, в работах [2; 3] показаны картины полей в некоторых типах волноводов. Наряду с этим необходимо иметь и картины токов, текущих в стенках волноводов и резонаторов.

Рассмотрим алгоритм и программу для визуализации картины токов, текущих в стенках регулярных волноводов и резонаторов.

Как известно, поверхностная плотность тока в каждой точке на внутренней стенке волновода или резонатора численно равна напряженности магнитного поля, касательного к рассматриваемой стенке, т. е. $I = |\vec{H}_t|$. При построении алгоритма и программы визуализации картины токов необходимо предусмотреть возможность получения картин распределения абсолютных значений плотностей токов и направлений их протекания. На АЦПУ ЭВМ такую картину можно напечатать, используя символы, которые по своему начертанию напоминают стрелку в том или ином направлении. Направление тока на каждом элементарном участке можно характеризовать углом φ , отсчитываемым от условно выбранного направления, как это показано на рис. 1. Здесь условно выбранное направление совпадает с направлением координатной оси OZ . Угол φ отсчитывается по часовой стрелке. При наличии только продольных токов φ может принимать значения 0 или π . В случае, если в стенках волноводов или резонаторов текут продольные и поперечные токи, φ определяется направлением и длиной векторов поперечных и продольных токов (например, для прямоугольного волновода \vec{I}_x, \vec{I}_y) и он может принимать любые значения от 0 до 2π .

Таким образом, ток в каждой точке стенки будет характеризоваться абсолютным значением поверхностной плотности тока $|\vec{I}|$ и направлением протекания — углом φ .

Для расчета токов, текущих в стенках волноводов и резонаторов с регулярными границами (математическое моделирование), вывод выражений несложен. Например, для прямоугольного волновода, в котором распространяется E -волна, значения токов в стенках

$$\begin{aligned} \vec{I}_z^B &= D_{E\epsilon\epsilon_0} (n\pi/b) \sin(m\pi x/a) \cos(n\pi) \sin(\beta z - \pi/2); \\ I_z^H &= D_{E\epsilon\epsilon_0} (n\pi/b) \sin(m\pi x/a) \sin(\beta z - \pi/2); \\ \vec{I}_z^L &= -D_{E\epsilon\epsilon_0} (m\pi/a) \sin(n\pi y/b) \sin(\beta z - \pi/2); \\ \vec{I}_z^P &= -D_{E\epsilon\epsilon_0} (m\pi/a) \cos(m\pi) \sin(n\pi y/b) \sin(\beta z - \pi/2), \end{aligned} \quad (1)$$

где верхние индексы обозначают стенку волновода (В — верхняя, Н — нижняя, Л — левая, П — правая); a, b — поперечные размеры волновода; β — постоянная распространения; D_E — коэффициент, определяемый из условия возбуждения волновода. Множитель

$\sin(\beta z - \pi/1)$ записан вместо часто употребляемого в теории $\exp(-j\beta z)$. Эта замена позволяет избежать работы с комплексными величинами, что существенно упростит программирование.

Определение направлений токов при распространении E -волн сводится к определению угла φ . Так как при E -волнах существуют только продольные токи, угол φ принимает только два значения: 0 или π рад. В выбранной системе отсчета при положительных значениях составляющих тока $I_z^B, I_z^H, I_z^I, I_z^{\Pi}$ считаем угол φ равным нулю, при отрицательных — равным π .

Если в прямоугольном волноводе распространяется H -волна, выражения для вычисления поверхностных плотностей токов, протекающих в стенках (рис. 1), имеют следующий вид: для верхней стенки

$$I_z^B = D_H \frac{\beta}{\mu\mu_0} \frac{m\pi}{a} \sin\left(\frac{m\pi x}{a}\right) \cos(n\pi \sin(\beta z));$$

$$I_x^B = -D_H \frac{\pi^2}{\mu\mu_0} \left(\frac{m^2}{a^2} + \frac{n^2}{b^2}\right) \cos\left(\frac{m\pi x}{a}\right) \cos(n\pi) \sin(\beta z - \pi/2); \quad (2)$$

для нижней стенки

$$I_z^H = D_H \frac{\beta}{\mu\mu_0} \frac{m\pi}{a} \sin\left(\frac{m\pi x}{a}\right) \sin(\beta z); \quad (3)$$

$$I_x^H = -D_H \frac{\pi^2}{\mu\mu_0} \left(\frac{m^2}{a^2} + \frac{n^2}{b^2}\right) \cos(\beta z - \pi/2);$$

для левой стенки

$$I_z^I = D_H \frac{\beta}{\mu\mu_0} \frac{n\pi}{b} \sin\left(\frac{n\pi y}{b}\right) \sin(\beta z); \quad (4)$$

$$I_y^I = -D_H \frac{\pi^2}{\mu\mu_0} \left(\frac{m^2}{a^2} + \frac{n^2}{b^2}\right) \cos\left(\frac{n\pi}{b} y\right) \sin(\beta z - \pi/2);$$

для правой стенки

$$I_z^{\Pi} = D_H \frac{\beta}{\mu\mu_0} \frac{n\pi}{b} \cos(m\pi) \sin\left(\frac{n\pi}{b} y\right) \sin(\beta z); \quad (5)$$

$$I_y^{\Pi} = -D_H \frac{\pi^2}{\mu\mu_0} \left(\frac{m^2}{a^2} + \frac{n^2}{b^2}\right) \cos(m\pi) \cos\left(\frac{n\pi}{b} y\right) \sin(\beta z - \pi/2).$$

При определении направления токов необходимо учесть, что в любой точке поверхности стенки волновода ток есть векторная сумма продольного и поперечного токов. Так, для широких стенок $I = \sqrt{I_z^2 + I_x^2}$, для узких $I = \sqrt{I_z^2 + I_y^2}$.

Направление тока в данной точке стенки волновода определяется углом $\varphi = \arccos|\bar{I}_z|/|\bar{I}|$. В зависимости от соотношений продольной \bar{I}_z и поперечной составляющих \bar{I}_x или \bar{I}_y вектор будет попадать в различные области изменения угла φ : $0 - \pi/2$; $\pi/2 - \pi$; $\pi - 3/2\pi$ и т. д. Формулы вычисления φ во всех возможных случаях сведены в табл. 1.

Таблица 1

I_x	$I_z > 0$	$I_z < 0$	$I_z = 0$
$I_x > 0$	$\varphi = \arccos(I_z/I)$	$\varphi = \pi - \arccos(I_z/I)$	$\varphi = \pi/2$
$I_x < 0$	$\varphi = 2\pi - \arccos(I_z/I)$	$\varphi = \pi + \arccos(I_z/I)$	$\varphi = 3\pi/2$
$I_x = 0$	$\varphi = 0$	$\varphi = \pi$	φ не определен

Распределение электрического и магнитного полей в поперечном сечении прямоугольного резонатора идентично распределению полей в сечении прямоугольного волновода. Следовательно, текущие в широких и узких стенках резонатора токи можно рассчитать, например, в случае возбуждения H -колебаний по формулам (2) — (5).

Кроме того, необходимо учесть токи, текущие в торцовых стенках резонатора. Для H -колебаний токи в торцовых стенках рассчитываются так:

$$\begin{aligned}
 I_x^{\Pi} &= D_H (\beta/\mu\mu_0) (n\pi/b) \cos(m\pi x/a) \sin(n\pi y/b); \\
 I_y^{\Pi} &= D_H (\beta/\mu\mu_0) (m\pi/a) \sin(m\pi x/a) \cos(n\pi y/b); \\
 I_x^{\text{З}} &= I_x^{\Pi} \cos(l+1)\pi, \quad I_y^{\text{З}} = I_y^{\Pi} \cos(l+1)\pi,
 \end{aligned} \quad (6)$$

где индексы Π , З обозначают переднюю и заднюю стенки резонатора. Суммарная плотность поверхностного тока равна векторной сумме продольной I_x и поперечной I_y составляющих: $I = \sqrt{I_x^2 + I_y^2}$. Направление протекания этого тока, т. е. угол φ определяется, как и для прямоугольного волновода. За начало отсчета угла φ следует принять ось OX . Формулы для вычисления φ в торцовых стенках прямоугольного резонатора сведены в табл. 2.

Таблица 2

I_x	$I_y > 0$	$I_y < 0$	$I_y = 0$
$I_x > 0$	$\varphi = 2\pi - \arccos \frac{I_x}{I}$	$\varphi = \arccos \frac{I_x}{I}$	$\varphi = 0$
$I_x < 0$	$\varphi = \pi + \arccos \frac{I_x}{I}$	$\varphi = \arccos \frac{I_x}{I}$	$\varphi = \pi$
$I_x = 0$	$\varphi = 3\pi/2$	$\varphi = \pi/2$	φ не определен

Разработанный комплекс программ для расчета и визуализации картин поверхностных токов, текущих в стенах регулярных волноводов и резонаторов, состоит из шести подпрограмм, написанных на языке Фортран и оформленных в виде подпрограмм типа SOUBROUTINE. Имена этих шести подпрограмм следующие: RWR, ROUNDW, ROUND R, SUM, КАРТА 1, КАРТА 2. Из раз-

рабочего набора подпрограмм можно сформировать два комплекса: для расчета прямоугольного волновода и резонатора, для расчета круглого волновода и резонатора. По своему назначению эти шесть подпрограмм делятся на две основные группы: общего назначения и специализированные.

Подпрограммы общего назначения можно использовать в составе обоих комплексов. К ним относятся подпрограммы вывода на печать результатов в удобном для пользователя виде — КАРТА 1, КАРТА 2, а также подпрограмма SUM, выполняющая векторное сложение при многомодовых режимах работы устройств СВЧ. Модуль КАРТА 1 предназначен для печати карт распределения абсолютных значений токов в виде линий постоянных зна-

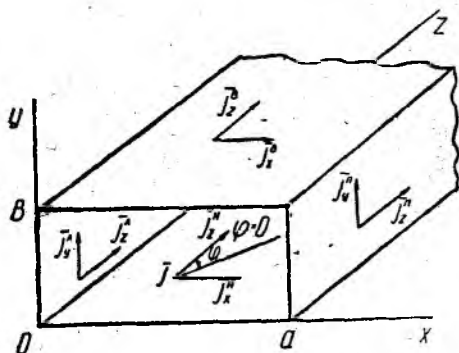


Рис. 1

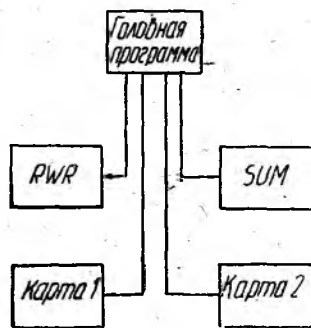


Рис. 2

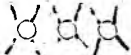
чений, модуль КАРТА 2 — для печати карт направления токов в стенках устройств СВЧ (волноводов и резонаторов).

К специализированным можно отнести подпрограммы RWR, ROUND W, ROUND R, выполняющие расчет токов и их направлений в стенках регулярных устройств СВЧ и формирующие выходные данные (результаты расчета) в виде, пригодном для использования подпрограммами визуализации КАРТА 1, КАРТА 2. Модуль RWR предназначен для расчета токов I и их направлений (углов φ) в стенках заданного участка прямоугольного волновода и прямоугольного резонатора. Модуль ROUNDW выполняет расчет токов и их направлений в стенках круглого волновода, а модуль ROUND R рассчитывает токи в стенках круглого резонатора.

Структурная схема комплекса подпрограмм для расчета и визуализации картин токов в стенках прямоугольного волновода и резонатора изображена на рис. 2. Она включает в себя следующие модули: RWR, КАРТА 1, КАРТА 2, SUM. Стрелками на рис. 2 показана возможность вызова одного модуля другим. Работа комплекса начинается с вызова модуля RWR из головной программы пользователя. После работы модуля головная программа пользователя формирует фактические параметры для работы других подпрограмм и посредством обращения к ним выполняет поставленную задачу.

Аналогично работает комплекс подпрограмм для расчета и визуализации картины токов в круглом волноводе и резонаторе. Его структурная схема аналогична представленной на рис. 2 и включает модули ROUND R, ROUND W, SUM, КАРТА 1, КАРТА 2.

Одна из разработанных подпрограмм (SUM) показана на рис. 3. Обращение к подпрограмме имеет следующий вид:

CALL  SUM (T1, T2, F1, F2, KX, KZ, FIGUR), где T1, T2 — входные массивы значений токов от первой и второй волн; F1, F2 — входные массивы направлений токов от первой и второй волн (входных массивов должно быть столько, сколько волн необходимо учесть в волноводе); KX — число разбиений по широкой или узкой стенке; KZ — число разбиений по длине; FIGUR может принимать текстовые значения 'П' или 'К' типа INTEGR*4, что соответствует построению прямоугольной или круглой карты. Массивы T2, F2 одновременно являются и выходными. В них заносятся суммарные значения токов и направлений результирующего тока.

Разработанный комплекс подпрограмм можно использовать для получения картин токов в стенках регулярных волноводов и резонаторов, работающих в одномодовом и многомодовом режимах. По полученным картинам токов определяют места введения элементов возбуждения нужных типов волн, устанавливают количество распространяющихся волн, их типы, амплитуды.

Полученные картины токов можно использовать в конструкторских разработках волноводных трактов, ответвителей и делителей мощности, измерительной аппаратуры СВЧ и других устройств.

Распечатки картин токов, текущих в стенках регулярных волноводов и резонаторов, будут приведены в последующих публикациях.

Список литературы: 1. Ж. Ф. Пащенко, Г. В. Письменный, А. И. Терещенко. Автоматизированное проектирование систем сильносвязанных резонаторов, содержащих токонесящие элементы. Часть 3. Разработка алгоритма и программ для расчета запасаемой энергии, мощности потерь и добротности регулярных резонаторов // Радиотехника. — 1984. — Вып. 70. — С. 72—78. 2. Lee C. S., Lee S. W., Chuang S. L. Plot of modal field distribution in rectangular and circular waveguides // IEEE Trans. Microwave Theory and Techn. — 1985. — 33, 3. — P. 271—274. 3. Moller P., Macphie R. H. On the graphical representation of electric field lines in waveguide // IEEE Trans. Microwave Theory and Techn. — 1985. — 33, 3. P. 187—192.

Поступила в редколлегию 24.02.86.

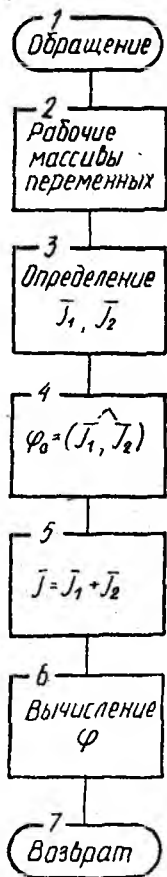


Рис. 3

С. 72—78. 2. Lee C. S., Lee S. W., Chuang S. L. Plot of modal field distribution in rectangular and circular waveguides // IEEE Trans. Microwave Theory and Techn. — 1985. — 33, 3. — P. 271—274. 3. Moller P., Macphie R. H. On the graphical representation of electric field lines in waveguide // IEEE Trans. Microwave Theory and Techn. — 1985. — 33, 3. P. 187—192.

Л. Е. МАЛЫШЕНКО, В. Т. ЦАРЕНКО, канд. техн. наук

КОММУТАТОР МИЛЛИМЕТРОВОГО ДИАПАЗОНА ВОЛН

В радиоприемной, антенно-фидерной и измерительной технике широко применяются волноводные коммутаторы (ВК) для решения задач адаптации радиоприема, формирования диаграмм направленности с заданными характеристиками, измерений сигналов СВЧ по методу сравнения с эталоном.

Опишем результаты теоретического анализа и экспериментального исследования двухканального волноводного коммутатора миллиметрового диапазона, который выполнен на базе симметричного Y -соединения в H -плоскости и двух $p-i-n$ диодных переключающих модулей (ПМ).

Данный ВК явился ячейкой, взятой за основу при создании многоканальных коммутаторов. Передача сигнала P_1 в ВК из генераторного плеча 1 в одно из плеч 2 или 3 (рис. 1) определяется электрическим состоянием ПМ в данном плече. Так, при состояниях режимов отражения ПМ в плече 2 и согласования ПМ в плече 3 сигнал P_1 с минимальными потерями поступает в плечо 3, а мощность сигнала, отраженная во втором плече, направляется Y -соединением в плечо 3. При изменении состояния ПМ на противоположное сигнал P_1 поступает в плечо 2.

Конструктивно каждый из ПМ выполнен в виде волноводной трехщелевой диафрагмы с вмонтированными в нее $p-i-n$ диодами

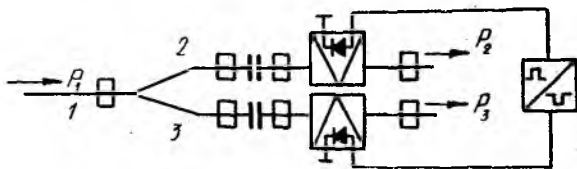


Рис. 1

2А513А. Размеры щелей и место расположения в них диодов рассчитывались и экспериментально корректировались исходя из требований реализации двух резонансных состояний: последовательного резонанса при прямосмещенных диодах и параллельного в случае использования обесточенных диодов. Причем в состоянии последовательного резонанса ПМ представляет сильно отражающую неоднородность, в состоянии параллельного — хорошо согласованную с волноводным трактом.

Известно, положение отражающих плоскостей, соответствующих включенным ПМ в плечи Y -соединения, существенно определяет основные качественные характеристики ВК — потери прямого

прохождения L_0 , развязку выходных плеч L_{3M} и входной коэффициент стоячей волны $K_{свн}$ [1].

Оптимальное местоположение ПМ относительно центра симметрии Y-соединения находим с учетом наиболее вероятной зоны разброса коэффициентов отражения ПМ, зависящей от дисперсии параметров серийных $p-i-n$ диодов и неточности индивидуальной настройки каждого из модулей.

Местоположение ПМ оцениваем через посредство длин оптимальных добавок $\Delta l_2, \Delta l_3$ к длинам выходных плеч l_2, l_3 , которые принимались кратными четверти длины волны в волноводе для средней частоты диапазона: $l_2 = l_3 = (2n-1)\lambda_{вср}/4$.

В основу анализа положена связь матрицы собственных значений векторов выходных составляющих поля с матрицей их входных значений и матрицей рассеяния нагруженного Y-соединения [2; 3]:

$$\begin{bmatrix} \dot{b}_1 \\ \dot{b}_2 \\ \dot{b}_3 \end{bmatrix} = \frac{1}{3} \begin{bmatrix} \dot{a}_1 \\ \dot{a}_2 \\ \dot{a}_3 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \dot{\alpha} \dot{\gamma} \dot{\gamma}' \\ \dot{\gamma}' \dot{\alpha} \dot{\gamma} \\ \dot{\gamma} \dot{\gamma}' \dot{\alpha} \end{bmatrix}, \quad (1)$$

где

$$\begin{aligned} \dot{\alpha} &= (s^1 + s^2 + s^3)/3; \quad \dot{\gamma} = (s^1 + s^2 e^{j2\pi/3} + s^3 e^{-j2\pi/3})/3; \\ \dot{\gamma}' &= (s^1 + s^2 e^{-j2\pi/3} + s^3 e^{j2\pi/3})/3; \end{aligned}$$

s^1, s^2, s^3 — собственные значения векторов матрицы [S], равные 1, $e^{j2\pi/3}, e^{-j2\pi/3}$ соответственно

$$[S] = \begin{bmatrix} \dot{\alpha} \dot{\gamma} \dot{\gamma}' \\ \dot{\gamma}' \dot{\alpha} \dot{\gamma} \\ \dot{\gamma} \dot{\gamma}' \dot{\alpha} \end{bmatrix}.$$

Из равенства (1) вытекает система линейных алгебраических уравнений

$$\begin{aligned} \dot{b}_1 &= \dot{\alpha} \dot{a}_1/3 + \dot{\gamma} \dot{a}_2/3 + \dot{\gamma}' \dot{a}_3/3; \quad \dot{b}_2 = \dot{\gamma}' \dot{a}_1/3 + \dot{\alpha} \dot{a}_2/3 + \dot{\gamma} \dot{a}_3/3; \\ \dot{b}_3 &= \dot{\gamma} \dot{a}_1/3 + \dot{\gamma}' \dot{a}_2/3 + \dot{\alpha} \dot{a}_3/3. \end{aligned} \quad (2)$$

Частным решением системы (2) при учете изотропности заполнения ($s^2 = s^3, \dot{\gamma} = \dot{\gamma}'$) является выражение для входного коэффициента отражения

$$\dot{\Gamma}_{вх} = \dot{b}_1/\dot{a}_1 = \dot{\alpha}/3 + (\dot{a}_{12}/\dot{\Gamma}_2 + \dot{a}_{13}/\dot{\Gamma}_3) \dot{\gamma}/3. \quad (3)$$

Здесь

$$\begin{aligned} \dot{a}_{12} &= \frac{\dot{\gamma} \dot{\Gamma}_2 (3\dot{\Gamma}_3 - \dot{\alpha} + \dot{\gamma})}{(3\dot{\Gamma}_3 - \dot{\alpha})(3\dot{\Gamma}_2 - \dot{\alpha}) - \dot{\gamma}^2}; \\ \dot{a}_{13} &= \frac{\dot{\alpha} \dot{\Gamma}_3 (3\dot{\Gamma}_2 - \dot{\alpha} + \dot{\gamma})}{(3\dot{\Gamma}_3 - \dot{\alpha})(3\dot{\Gamma}_2 - \dot{\alpha}) - \dot{\gamma}^2}. \end{aligned}$$

После несложных преобразований выражение (3) приводим к виду

$$\dot{\Gamma}_{вх} = \frac{\dot{C}_1 \dot{\Gamma}_2^2 \dot{\Gamma}_3 - \dot{C}_2 \dot{\Gamma}_2 \dot{\Gamma}_3 + \dot{C}_3 \dot{\Gamma}_3 - \dot{C}_4 \dot{\Gamma}_2^2 + \dot{C}_5 \dot{\Gamma}_2 + \dot{C}_6}{\dot{D}_1 \dot{\Gamma}_2^2 \dot{\Gamma}_3 - \dot{D}_2 \dot{\Gamma}_2 \dot{\Gamma}_3 + \dot{D}_3 \dot{\Gamma}_3 - \dot{D}_4 \dot{\Gamma}_2^2 + \dot{D}_5 \dot{\Gamma}_2 + \dot{D}_6}, \quad (4)$$

в котором $\dot{C}_1, \dots, \dot{C}_6, \dot{D}_1, \dots, \dot{D}_6$ — константы, зависящие от $\dot{\gamma}, \alpha; \dot{\Gamma}_2 = |\dot{\Gamma}_2| e^{i(2\beta\Delta l_2 - \pi)}$; $\dot{\Gamma}_3 = |\dot{\Gamma}_3| e^{i(2\beta\Delta l_3 - \pi)}$ — коэффициенты отражения от выходных плеч ВК, нагруженных на реальные ПМ, на средней частоте рабочего диапазона f_0 .

Эффективность функционирования ВК обычно достигается при использовании ПМ с идентичными характеристиками, поэтому целесообразно принять условие $\Delta l_2 = \Delta l_3 = \Delta l$.

Строгое решение задачи о нахождении добавок $\Delta l_2 = \Delta l_3$ заключается в минимизации выражения (4), как функционала искомой переменной Δl . Однако в аналитическом виде решение такой задачи громоздко, что создает трудности при практической реализации.

Рассмотрим приближенное решение задачи в предположении $\dot{\Gamma}_{вх} = 0$. Тогда из выражения (4) получаем уравнение

$$\dot{C}_1 \dot{\Gamma}_2^2 \dot{\Gamma}_3 - \dot{C}_2 \dot{\Gamma}_2 \dot{\Gamma}_3 + \dot{C}_3 \dot{\Gamma}_3 - \dot{C}_4 \dot{\Gamma}_2^2 + \dot{C}_5 \dot{\Gamma}_2 + \dot{C}_6 = 0,$$

которое в целях численного анализа удобнее привести к кубическому: $ax^3 + bx^2 + cx + d = 0$, где $x = \cos 2\beta\Delta l$.

Значения добавок Δl , рассчитанные для варьируемых значений $|\dot{\Gamma}_2|, |\dot{\Gamma}_3|$, близких к оптимальным, даны в таблице и на рис. 2 (сплошные линии). Расчеты выполнены с помощью ЭВМ ЕС-1022.

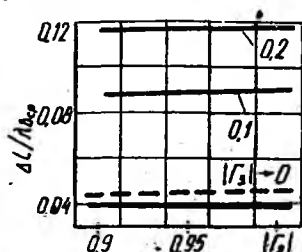


Рис. 2

$ \dot{\Gamma}_3 $	0			0,1			0,2		
$ \dot{\Gamma}_2 $	0,9	0,95	0,99	0,9	0,95	0,99	0,9	0,95	0,99
$\Delta l/\lambda_{вср}$	0,04	0,04	0,04	0,089	0,090	0,0903	0,116	0,118	0,119

В экспериментальной части работы исследован двухканальный ВК, выполненный на волноводах сечением $7,2 \times 3,4$ мм, в котором была предусмотрена регулировка модулей коэффициентов $|\dot{\Gamma}_2|, |\dot{\Gamma}_3|$ и изменение положения плоскостей включения ПМ в выходные плечи 2, 3.

Экспериментально значение $\Delta l_{экс}$ определяли нахождением варьируемого положения ПМ для фиксированных значений $|\dot{\Gamma}_2|, |\dot{\Gamma}_3|$, при которых достигались экстремальные значения параметров ВК — минимум L_0 и максимум $L_{эм}$ на средней частоте заданного диапазона. Результат экспериментального нахождения показан на рис. 2 пунктирной линией. Измерения выполнены с

помощью панорамного измерителя $K_{свн}$ Р2-65 и специальной транзисторной схемы для импульсного управления ВК [4].

Параметры опытного образца в полосе частот $\lambda_0 \pm 0,5$ ГГц следующие: начальные потери $L_0 \leq 1,6$ дБ; развязка плеч $L_3 \geq 24$ дБ; время коммутации $t_k \approx 7$ мкс; $K_{свн}$ входа $\leq 1,5$.

Список литературы: 1. СВЧ устройства на полупроводниковых диодах. Проектирование и расчет / Под ред. И. В. Мальского, Б. В. Сестрорецкого.— М.: Сов. радио, 1969.— 200 с. 2. Альтман Дж. Л. Устройства сверхвысоких частот: Пер. с англ./Под ред. И. В. Лебедева.— М.: Мир, 1968.— 180 с. 3. Силаев М. А., Брянцев С. Ф. Приложение матриц и графов к анализу СВЧ устройств.— М.: Сов. радио, 1970.— 300 с. 4. Царенко В. Т. Управление устройствами СВЧ диапазона на *p-i-n*-диодах // Приборы и техника эксперимента.—1983, № 2.— С. 131—132.

Поступила в редколлегию 09.07.85.

УДК 621.372

В. Ю. ТИХОВСКИЙ, П. В. НЕШМОНИН

АЛГОРИТМ И ПРОГРАММА АВТОМАТИЗИРОВАННОГО РАСЧЕТА ДВУСТОРОННЕЙ ВОЛНОВОДНО-ЩЕЛЕВОЙ ЛИНИИ

Ряд недавно разработанных линий передачи используется в качестве базовых элементов для компонентов и систем. Новой перспективной структурой является волноводно-щелевая линия (ВЩЛ),

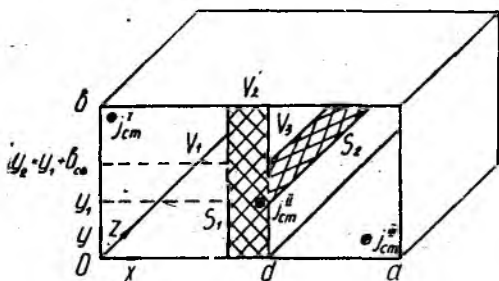


Рис. 1

которая, обладая неоспоримыми преимуществами в миллиметровом диапазоне, широко применяется в интегральных схемах (рис. 1). Благодаря таким свойствам, как широкополосность, совместимость с полупроводниковыми элементами и гибридными интегральными схемами, простота сочленения со стандартными волноводами, нечувствительность к допускам, малые потери на излучение, низкая промышленная стоимость, ВЩЛ нашли применение в широкополосных четырехплечных направленных ответвителях, фильтрах, антеннах, переключателях, генераторах, балансных смесителях, аттенюаторах, ограничителях, фазовращателях, модуляторах миллиметрового диапазона.

Несмотря на широкое практическое применение ВЩЛ, их теоретическому анализу посвящено сравнительно мало работ, в которых разработано несколько методов расчета параметров ВЩЛ [1]. Поскольку достаточно универсальная и точная методика расчета ВЩЛ отсутствует, необходимо изучить новый тип линий передачи.

Рассмотрим ВЩЛ как систему связанных через щель прямоугольных волноводов, средний из которых заполнен диэлектриком с диэлектрической проницаемостью ϵ_r . Это позволяет применить один из наиболее эффективных методов — матричный [2; 3], который универсален для широкого класса задач, дает возможность получить выражения для полей в системе, длины собственных и вынужденных волн, учитывая при этом влияние элементов ввода и вывода (диафрагм, штырей, петель).

Используем метод частичных областей, разбив условными границами, проведенными по отверстиям связи, сложный объем на области, соответствующие волноводам $V_N (N=1-3)$. Считаем, что известны касательные электрические поля \vec{F}_{τ_1} , \vec{E}_{η_2} на щелях. Из теоремы о единственности решений уравнений Максвелла следует, что этого условия достаточно для нахождения электромагнитного поля в областях. Для целостности поля во всем объеме необходимо соблюдать непрерывность для тангенциальных составляющих магнитного поля на границах. В результате получаем интегральные уравнения, строгое решение которых весьма затруднительно и найдено лишь для некоторых частных случаев. Поэтому используем приближенный метод Галеркина, выбирая полную систему координатных функций ϵ_{li} , удовлетворяющих граничным условиям на контурах поверхностей S_i . Приближенное решение ищется в виде

$$\vec{E}_{\tau_i} = \sum_{li=1}^L e_{li} \vec{\epsilon}_{li},$$

где e_{li} — не зависящие от координат постоянные множители, подлежащие определению. Подставив это разложение в интегральные уравнения, после некоторых преобразований получаем систему алгебраических уравнений, которая в матричной форме имеет вид

$$\left\| \begin{array}{cc} Y_{m_1 l_1}^{V_1} + Y_{m_1 l_1}^{V_2} & Y_{m_1 l_2}^{V_2} \\ Y_{m_2 l_1}^{V_2} & Y_{m_2 l_2}^{V_2} + Y_{m_2 l_2}^{V_3} \end{array} \right\| \left\| \begin{array}{c} e_{l_1} \\ e_{l_2} \end{array} \right\| = \left\| \begin{array}{c} h_{m_1, \text{ст}}^{V_1} + h_{m_1, \text{ст}}^{V_2} \\ h_{m_2, \text{ст}}^{V_2} + h_{m_2, \text{ст}}^{V_3} \end{array} \right\| \quad (1)$$

Матричное уравнение (1) представляет собой математическую модель, реализация которой на ЭВМ дает возможность рассчитать проводимости, частотный спектр, определить структуру поля в системе. Для этого необходимо получить выражения всех членов матричного уравнения в явном виде, удобном для непосредственного расчета.

Необходимо выбрать систему координатных функций на щелях. Целесообразно использовать последовательность функций, удовлетворяющих краевым условиям на контуре отверстия. Для этого перейдем, воспользовавшись методом Кона [4], от бесконечной линии к линии длиной $\lambda_g/2$. Основной предпосылкой, используемой в методе Кона, является введение граничных электрических и магнитных стенок. Если предположить, что волны равной амплитуды распространяются в направлении $+z$ и $-z$ (рис. 1), то существуют поперечные плоскости, отстоящие друг от друга на $\lambda_g/2$ (λ_g — длина

волны в линии), где тангенциальное поле E и нормальное поле H обращаются в нуль. В данные плоскости могут быть введены проводящие (электрические) стенки без искажения компонент поля. Это дает возможность построить систему координатных функций на основе решения мембранных уравнений для геометрической поверхности отверстия S_i : $\nabla^2 \psi_{e,h} + \kappa_{e,h}^2 \psi_{e,h} = 0$, удовлетворяющих на контуре отверстия граничным условиям $\frac{\partial \psi_h}{\partial n} = 0$, $\psi_e = 0$, где $\frac{\partial \psi_h}{\partial n}$ — производная по нормали к границе поверхности; $\kappa_{e,h}$ — характеристические постоянные задачи. Представляя щель размером $(y_2 - y_1) \times a_{св_i}$ как прямоугольный волновод с таким же сечением, но бесконечно малой длины, имеем

$$\varphi_h = \sqrt{\frac{2 - \delta_{0m_{св_i}}}{a_{св_i}} \frac{2 - \delta_{0n_{св_i}}}{b_{св_i}}} \cos \frac{m_{св_i} \pi z}{a_{св_i}} \cos \frac{n_{св_i} \pi y}{b_{св_i}};$$

$$\varphi_e = \frac{2}{\sqrt{a_{св_i} b_{св_i}}} \sin \frac{m_{св_i} \pi z}{a_{св_i}} \sin \frac{n_{св_i} \pi y}{b_{св_i}}; \quad \kappa_{св_i} = \sqrt{\left(\frac{m_{св_i} \pi}{a_{св_i}}\right)^2 + \left(\frac{n_{св_i} \pi}{b_{св_i}}\right)^2};$$

$$\delta_{0j} = \begin{cases} 1, & j = 0 \\ 0, & j \neq 0 \end{cases} \quad (j = m_{св_i}, n_{св_i}); \quad b_{св_i} = y_2 - y_1; \quad a_{св_i} = \lambda_g/2.$$

Координатные функции на отверстиях связи S_i :

$$\vec{e}_{h_i} = [\nabla \psi_h \vec{n}], \quad \vec{e}_{e_i} = \nabla \psi_e. \quad (2)$$

Проводимости прямоугольных волноводов $V_1 - V_3$ с отверстиями в боковой поверхности, входящие в матричное уравнение (1), можно найти на основе решения волноводных уравнений [2]:

Фундаментальное решение волноводных уравнений для амплитуд единичных полей, возбуждаемых в волноводе полем \vec{E}_{τ_i} на его боковой поверхности для поперечного поля

$$I_{e,h} \{\vec{E}_{\tau_i}\} = -\frac{Y_{e,h}}{2} \int_0^z F_{e,h}^-(z') e^{-K_{e,h}(z-z')} dz' - \frac{Y_{e,h}}{2} \times \\ \times \int_z^{\lambda_g/2} F_{e,h}^+(z') e^{K_{e,h}(z-z')} dz', \quad I_{\tau_N} = 0, \quad (3)$$

для продольного поля

$$I_{zh} \{\vec{E}_{\tau_i}\} = -\frac{\kappa}{i\omega\mu} U \{\vec{E}_{\tau_i}\} - \frac{1}{i\omega\mu} f_{zh} \{\vec{E}_{\tau_i}\}, \quad (4)$$

где Y_h , Y_e — характеристические проводимости волновода для данной волны, $Y_h = \frac{Kh}{i\omega\mu}$, $Y_e = \frac{i\omega\epsilon}{K_e}$; $K_{e,h}^{VN}$ — постоянная распространения,

$K_{e,h}^{VN} = \sqrt{\kappa_{e,h}^2 - k^2 \epsilon_r^{VN}}$; F_{e,h_i}^\mp — магнитные коэффициенты возбуждения, $F_{e,h_i}^\mp = f_{e,h_i} \pm \delta_v \frac{\kappa h}{K_e} f_{zh_i}$, причем

$$f_{e,h_i} = \oint [\vec{n} \vec{E}_{\tau_i}] \times_{e,h}^V N dl, \quad f_{zh_i} = \oint_Z [\vec{n} \vec{E}_{\tau_i}] \times_{zh}^V N dl,$$

где Z — контур поперечного сечения волновода; $\delta_j = \begin{cases} 0, & \nu \neq h \\ 1, & \nu = h \end{cases}$

Магнитное поле в волноводе, возбуждаемое аппроксимирующим полем на отверстиях, определяется суммой всех единичных полей:

$$\vec{H}_{l_i}^{VN} \{ \vec{\varepsilon}_{l_i} \} = \sum \left(I_{\nu l_i} \times_{\nu}^V N + \delta_{\nu} I_{zh l_i} \times_{zh}^V N \right).$$

Таким образом, выражение для частичной проводимости имеет следующий вид:

$$Y_{m_i l_j}^{VN} = - \sum \left[\int_{S_{m_i}} I_{\nu l_j} \{ \varepsilon_{l_j} \} [\vec{n} \varepsilon_{m_i}] \times_{\nu}^V N dS + \delta_{\nu} \int_{S_{m_i}} I_{zh l_j} \{ \varepsilon_{l_j} \} \times \right. \\ \left. \times [\vec{n} \varepsilon_{m_i}] \times_{zh}^V N dS \right]. \quad (5)$$

Подставив (2), (3), (4) и собственные векторные функции прямоугольных волноводов $\times_{\nu}^V N$ в (5) и проинтегрировав по площади сечения отверстий S_i , получим выражение, позволяющее определить численные значения собственных и взаимных проводимостей:

$$Y_{m_i l_j}^{VN} = \sum \left\{ \frac{Y_{\nu}}{2} \frac{x}{K_{\nu}^2 + \left(\frac{m_{cb_j} \pi}{a_{b_j}} \right)^2} \left[\left(2C_{2i} C_{2j} \frac{K_{\nu}}{x} - \frac{2C_{1i} C_{2j}}{K_{\nu}} \frac{m_{cb_j} \pi}{a_{cb_j}} - \right. \right. \right. \\ \left. \left. - \frac{2C_{1j} C_{2i}}{K_{\nu}} \frac{m_{cb_j} \pi}{a_{cb_j}} - \frac{2x C_{1i} C_{1j}}{K_{\nu}} \right) \begin{bmatrix} 0, & m_{cb_j} \neq m_{cb_i} \\ \frac{\pi}{2K_z}, & m_{b_j} = m_{cb_i} \end{bmatrix} + \right. \\ \left. + \left(\frac{m_{cb_j} \pi C_{1j} C_{2i}}{a_{cb_j}} - \frac{K_z^2 C_{2i} C_{2j}}{x} + C_{1i} C_{2j} \frac{m_{cb_i} \pi}{a_{cb_i}} - \frac{x C_{1i} C_{1j}}{K_z^2} \frac{m_{cb_j} \pi m_{cb_j}}{a_{cb}^2} \right) \times \right. \\ \left. \times \frac{1 + (-1)^{m_{cb_i} + m_{cb_j}} e^{\frac{K_z \pi}{K_z} \left[(-1)^{m_{cb_i}} + (-1)^{m_{cb_j}} \right]}}{K_{\nu}^2 + \left(\frac{m_{cb_j} \pi}{a_{b_j}} \right)^2} \right\} + \\ + \frac{A_{1i} A_{1j} B_{1i} B_{1j}}{i \omega \mu} \cos \frac{m \pi x_i}{a} \cos \frac{m \pi x_j}{a} \begin{bmatrix} 0, & m_{cb_i} \neq m_{cb_j} \\ \frac{\pi}{2K_z}, & m_{cb_i} = m_{cb_j} \end{bmatrix}, \quad (6)$$

где A_1, B_1, C_1, C_2 — коэффициенты, зависящие от геометрических размеров областей $V_1 - V_3$, отверстий S_i и типов волн в них (подробная запись коэффициентов опущена для наглядности формулы).

В формулу (6) входит неизвестное волновое число $K_z = 2\pi/\lambda g$. Для его определения необходимо решить матричное уравнение (1) с правой частью, равной нулю, поставив условие, чтобы определитель матрицы проводимостей обращался в нуль: $\det \{Y_{m,l}\} = 0$ (7).

Описанный алгоритм реализован в комплексе программ автоматизированного расчета, который можно условно разделить на две подсистемы — формирующую и расчетную. Управление в начале работы передается формирующей подсистеме, которая осуществляет: первоначальный ввод с перфокарт или дисплея исходных данных (геометрических размеров, частоты, учитываемых типов волн и единичных полей на щелях); коррекцию введенных данных и диалоговое исправление ошибок; контрольную выдачу

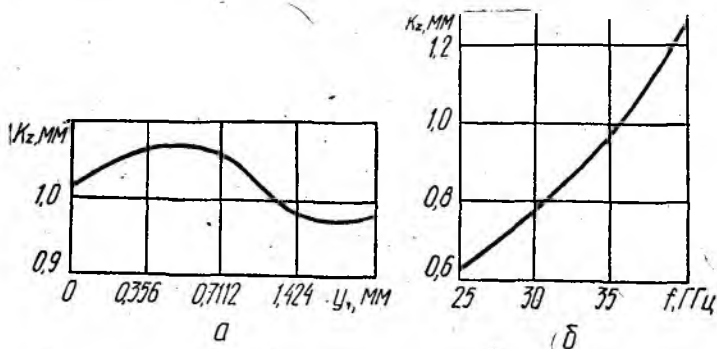


Рис 2

данных о физической модели; динамическое формирование всех необходимых массивов.

После окончания ввода данных управление передается расчетной подсистеме, которая, используя подпрограммы вычисления комплексного определителя матрицы, поиска корня комплексного трансцендентного уравнения, вычисления значений проводимостей, задающих токов и амплитудных коэффициентов, заполняет комплексные матрицы проводимостей и задающих токов и решает полученное неоднородное матричное уравнение.

В работе исследовалась ВЩЛ с экраном $7,12 \times 3,56$ мм, где использован диэлектрик Ф-4 с диэлектрической проницаемостью $\epsilon_r = 2,22$. Получены зависимость величины K_z от смещения щели вдоль вертикальной оси (рис. 2, а) и дисперсионная характеристика (рис. 2, б). Расчеты проводились на ЭВМ ЕС-1022 под управлением операционной системы. В волноводах $V_1 - V_3$ учитывалось по 40 собственных векторных функций, на отверстиях связи — по одной координатной функции (являющейся волной типа H_{10} прямоугольного волновода бесконечно малой длины), так как увеличение числа координатных функций на отверстиях связи не приводило к изменению результата. Исследовалась ВЩЛ с шириной щели $b_{св} = 0,356$ мм и толщиной подложки $d - c = 0,254$ мм. Дисперсионная характеристика рассчитывалась для ВЩЛ с центральным

положением щели ($U_1=1,6$ мм), влияние изменения положения щели исследовалось на частоте $f=35$ ГГц.

Полученные результаты свидетельствуют об универсальности, эффективности и широких возможностях разработанной математической модели, основанной на использовании матричного метода, и созданных на ее основе алгоритма и комплекса программ.

Список литературы: 1. Гвоздев В. И., Хитров С. С. Линии передачи для интегральных схем СВЧ // Зарубеж. радиоэлектроника.—1982.— № 5.— С. 86—105. 2. Машковцев В. М., Цибизов К. Н., Емелин Б. Ю. Теория волноводов.— М.: Наука, 1966.— 351 с. 3. Терещенко А. И. Пащенко Ж. Ф., Тиховский В. Ю. Автоматизированное проектирование систем сильно связанных резонаторов, содержащих токонесущие элементы. Часть 1. Выбор математической модели // Радиотехника.— 1981.— Вып. 58.— С. 27—31. 4. Cohn S. B. Slot line on a dielectric substrate // I EEE Trans. MTT-17.—1969. P. 768—778.

Поступила в редколлегию 18.12.86.

УДК 621.382

В. Т. ПЛАКСИЙ, канд. физ.-мат. наук, В. М. СВЕТЛИЧНЫЙ, канд. физ.-мат. наук, В. А. ШАЛАЕВ, канд. физ.-мат. наук, А. В. ДЯДЧЕНКО, канд. физ.-мат. наук

ИССЛЕДОВАНИЕ ОСНОВНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ИНДИКАТОРОВ СВЧ-ИЗЛУЧЕНИЯ НА ОСНОВЕ ПОЛУМЕТАЛЛОВ. ЧАСТЬ 1. ВОЛЬТ-ВАТТНАЯ ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТЬ

При всем многообразии решаемых с помощью техники СВЧ-задач в большинстве случаев любое использование СВЧ-излучения сводится к генерации сигнала, имеющего необходимые параметры, и его обнаружению после прохождения определенного тракта. Основными типами индикаторов СВЧ-излучения являются различные тепловые приборы: термисторы, болометры, термопары и полупроводниковые кристаллические детекторы с $p-n$ -переходами.

Ценным свойством тепловых приборов [1] является возможность не только регистрировать с их помощью наличие сигнала, но и с большой степенью точности измерять его мощность. Возможно также проведение абсолютных измерений, что делает такие приборы эталонами при градуировке других типов индикаторов. Вместе с тем, поскольку работа тепловых индикаторов связана с нагревом довольно массивного рабочего тела, они имеют сравнительно невысокую чувствительность и большую инерционность.

Кристаллические полупроводниковые детекторы с $p-n$ -переходами широко применяются для индикации слабых быстропеременных СВЧ-сигналов [2]. Общий принцип их работы состоит в выпрямлении тока на границе полупроводников p - n -типов. Характерной особенностью полупроводниковых детекторов с $p-n$ -переходами является зависимость их параметров от температуры и условий внешней среды.

Индикаторы СВЧ-излучения, использующие эффекты разогрева носителей заряда, могут регистрировать короткие импульсы высокочастотной мощности и выделять их огибающую, так как эффекты разогрева электронов имеют малую инерционность. Второе свойство приборов — их высокая чувствительность, обусловленная тем, что поглощенная мощность идет на увеличение энергии электронной системы, теплоемкость которой на несколько порядков меньше, чем у кристаллической решетки. Третья особенность приборов с горячими носителями заключается в том, что эффекты, лежащие в основе их действия, объемны. Приборы с горячими носителями более устойчивы к воздействию климатических

условий. Отсутствие сосредоточенных элементов в индикаторах с горячими носителями заряда значительно улучшает их частотный диапазон, определяемый интервалом частот, в котором осуществляется эффективный разогрев электронного газа.

Для индикации малых уровней СВЧ-мощности Гаррисон и Цукер предложили прибор, в котором используется неоднородный разогрев электронного газа вблизи невыпрямляющего контакта малой площади. В работах [3; 4] описаны тепловые индикаторы СВЧ-излучения, где используется обычный термоэлектрический эффект в полуметаллах — сплавах висмута с сурьмой. Принцип действия таких индикаторов основан на возникновении градиента температуры кристаллической решетки в объеме полуметалла при протекании через него СВЧ-тока и соответствующего термоэлектрического напряжения, которое является мерой поглощения СВЧ-мощности. По принципу действия они не отличаются от точечно-контактных индикаторов с горячими носителями. Чувствительность в таких приборах повышается в результате уменьшения объема, в котором происходит эффективный разогрев полуметаллического кристалла, а увеличение быстродействия достигается с помощью хорошего теплоотвода, а полуметаллический кристалл.

Рассмотрим основные характеристики индикаторов СВЧ-излучения на основе полуметаллов [4]. Тепловые индикаторы электромагнитного излучения характеризуются основными параметрами: вольт-ваттной чувствительностью или коэффициентом преобразования, среднеквадратичным значением шума и связанной с ним пороговой чувствительностью, инерционностью, сопротивлением, номинальной мощностью, допустимой перегрузкой, КПД, спектральной чувствительностью.

Вольт-ваттная чувствительность или коэффициент преобразования β в общем случае определяется отношением напряжения выходного сигнала U_T к падающему потоку мощности электромагнитного излучения P : $\beta = dU_T/dP$.

Вольт-ваттная чувствительность индикатора на основе полуметаллов для различных моделей контакта металл — полуметалл представляется следующим образом [4].

1. Рассматриваем полуограниченный кристалл, в который вплавлен металлический полусферический контакт. Считаем, что тепловой поток через контакт металл — полуметалл отсутствует. Тогда $\beta = \alpha/4\pi\kappa_0 r_k$ (1), где α — дифференциальная термоЭДС; κ_0 — коэффициент теплопроводности полуметалла; r_k — радиус контакта. Для сплава $V_{96}Sb_{10}$ при комнатной температуре $\kappa_0 = 7,0 \times 10^{-4}$ Вт·град $^{-1}$ ·м $^{-1}$, $\alpha = -0,85$ В·град $^{-1}$. Если радиус контакта равен $(2-3) \cdot 10^{-6}$ м, вольт-ваттная чувствительность составляет $(0,3-0,5)$ В/Вт.

2. Для предельного случая, когда вся поглощаемая индикатором мощность выделяется в бесконечно тонком слое полуметалла вблизи контакта металл — полуметалл, имеем $\beta = \frac{\alpha}{2\pi\kappa_0 r_k}$ (2).

3. С учетом теплового потока через границу контакта металл — полуметалл получаем

$$\beta = \frac{\alpha}{4\pi\kappa_0 r_k} \frac{1}{1 + \delta_0}; \quad \delta_0 = \frac{\kappa_3}{\kappa_0} \frac{r_k \omega \operatorname{cth} \omega l}{2}. \quad (3)$$

Здесь δ_0 — функция потерь теплоты для полусферического контакта

металл — полуметалл; κ_3 — коэффициент теплопроводности металлического контакта; l — его длина.

Для случая, когда металлический зонд выполнен из Ag-проволочки, $\delta_0 = 0,22$ и вольт-ваттная чувствительность контактов металл — полуметалл с учетом теплоотвода в серебряный зонд уменьшается на 18 %.

4. Необходимо учесть геометрию контактов. Если они выполнены в форме сплюснутого эллипсоида вращения,

$$\beta = \frac{\alpha}{4\pi\kappa_0 r_k} \frac{l}{\delta_0 + \frac{l}{f(c)}}, \quad (4)$$

где $f(c)$ — поправочная функция на форму контакта металл — полу-

металл, $f(c) = \frac{\arccos \sqrt{1-c^2}}{\sqrt{1-c^2}}$; c — отношение глубины проплавления контакта к радиусу контакта металл — полуметалл, $c = h/r_k$. При контактах в виде вытянутого эллипсоида вращения

$$\beta = \frac{\alpha}{4\pi\kappa_0 r_k} \frac{l}{\delta_0 + \frac{l}{F(c)}}, \quad (5)$$

где $F(c)$ — поправочная функция исходя из формы контакта металл —

полуметалл, $F(c) = \frac{1}{2\sqrt{c^2-1}} \ln \frac{c + \sqrt{c^2-1}}{c - \sqrt{c^2-1}}$.

Учет формы контакта металл — полуметалл показывает, что вольт-ваттная чувствительность контактов в виде сплюснутого эллипсоида вращения возрастает до 15 %.

Из анализа выражений (1) — (5) следует, что увеличивать чувствительность индикаторов СВЧ-излучения на основе полуметалла можно подбором сплава $Bi_{1-x}Sb_x$ с таким процентным содержанием Sb, при котором значение α будет максимальным или % минимальным, либо выбором геометрии контакта металл — полуметалл.

Расчет β показывает, что этим условиям удовлетворяет плоская геометрия контакта металл — полуметалл.

Исследование влияния смещения по постоянному току на вольт-ваттную чувствительность индикаторов СВЧ-излучения представляет определенный интерес, так как при изменении направления постоянного тока через контакт металл — полуметалл выходное напряжение U_r в одном случае увеличивается, в другом уменьшается, достигая минимума, а затем вновь возрастает с изменением полярности выходного сигнала, как это показано на рисунке. Здесь положительному направлению тока соответствует приложенное постоянное внешнее напряжение смещения « \leftarrow » — металл, « \rightarrow » — полуметалл.

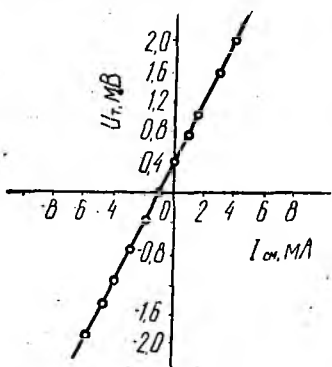
Решение уравнения теплопроводности для модели в виде полусферического контакта металл — полуметалл с учетом того, что

наряду с термоэлектрическим напряжением, пропорциональным поглощенной СВЧ-мощности, возникает дополнительное термоэлектрическое напряжение за счет эффектов Пельтье и Томсона, следующее:

$$U_T = \frac{\alpha}{2\pi k_0 r_k} (P \pm 2I_{см} \alpha T). \quad (6)$$

Здесь U_T — регистрируемое термоэлектрическое напряжение; $I_{см}$ — ток смещения; T — температура контакта.

Из соотношения (6) следует, что чувствительность $\beta = dU_T/dP$ не зависит от тока смещения, подаваемого на контакт металл —



полуметалл. Вместе с тем эксперименты показывают, что чувствительность таких индикаторов зависит от тока смещения, что ясно из рисунка, где показана зависимость $u_T = f(I_{см})$ при $P = \text{const}$. Такую зависимость можно объяснить изменением высоты потенциального барьера контакта металл — полуметалл, влиянием тепловых эффектов Пельтье и Томсона и, наконец, изменением сопротивления контакта металл — полуметалл при воздействии мощности СВЧ-сигнала и постоянного тока, которое в приведенных расчетах не учитывалось. В этом случае прибор работает в гибридном режиме: на его выходе регистрируется термоэлектрическое напряжение, появляющееся вследствие неоднородного разогрева полуметаллического кристалла, и болометрическое напряжение.

Список литературы: 1. Приемники инфракрасного излучения / Ж. Шоль, И. Морфан, М. Мюнш.— М.: Мир, 1969.— 256 с. 2. Полупроводниковые диоды. Параметры, методы, измерения / Под. ред. Н. Н. Горюнова, Ю. Р. Носова.— М.: Сов. радио, 1968.— 304 с. 3. Плаксий В. Т. Исследование детектирующих свойств контактов металл — полуметалл: Дис. ... канд. физ.-мат. наук.— Х., 1974.— 146 с. 4. Плаксий В. Т., Светличный В. М. Электрофизические свойства полуметаллов.— Х.: Вища шк. Изд-во при Харьк. ун-те, 1980.— 96 с.

Поступила в редколлегия 14.05.85.

УДК 621.382

В. В. ОВЧАРЕНКО, канд. техн. наук

ТЕОРИЯ $p-n$ -ПЕРЕХОДА, ТОЛЩИНА КОТОРОГО БОЛЬШЕ ДИФФУЗИОННОЙ ДЛИНЫ. СООБЩЕНИЕ 2

В первом сообщении были выведены новые уравнения непрерывности для полупроводника с током и на их основе получены нелинейные дифференциальные уравнения (ДУ) $p-n$ -перехода [1]. Рассмотрим решения полученной системы ДУ.

Исследование решений в окрестности особой точки. В малой окрестности особой точки поведение решений системы ДУ (30) приближенно описывается линеаризованной системой ДУ $dy_0/dx = Ay_0$ (33), характеристическое уравнение которой $\det(A - \lambda I) = 0$ в развернутом виде следующее: $\lambda^2[E_1\lambda - \lambda^2 + a(1+b)](E_1 + \lambda) - \lambda[E_1\lambda - \lambda^2 + a(1+b)](1+b) + 2E_1(1-a)\lambda^2 = 0$. Обозначим нулевой корень этого уравнения через $\lambda_5 = 0$. Остальные четыре корня определяются уравнением $\Delta(\lambda) = (E_1\lambda)^2 + (1-b)(1-a)E_1\lambda - [\lambda^2 - a(1+b)](\lambda^2 - 1 - b) = 0$ (34), которое разрешается относительно E_1 . Это позволяет исследовать зависимость корней уравнений (34) от E_1 . В самом деле, вследствие чрезвычайной малости параметров $a \sim 10^{-9}$, $b \sim 10^{-12}$ искомые зависимости с высокой степенью точности описываются приближенным уравнением $(E_1\lambda)^2 + E_1\lambda - \lambda^2(\lambda^2 - 1) = 0$. Оно эквивалентно уравнению $\lambda^2(E_1 + \lambda)(E_1\lambda - \lambda^2 + 1) = 0$, распадающемуся на три уравнения:

$$\lambda = 0; E_1 = -\lambda; E_1 = \lambda - 1/\lambda. \quad (35)$$

Кривые (35) (см. рис. 1, пунктирные линии) определяют график точной функции $E_1(\lambda)$ почти во всей плоскости λOE_1 , за исключением малых окрестностей точек пересечения указанных кривых. Эти окрестности имеют размеры порядка $\sqrt{a} \sim 10^{-4}$. Исследуя уравнение (34), нетрудно проверить, что точная функция $E_1\lambda$ не имеет самопересечений и выглядит так, как показано на рис. 1 сплошной линией.

Из рис. 1 следует, что при любом E_1 уравнение (34) имеет четыре вещественных корня: два положительных и два отрицательных (обозначение корней показано на рис. 1). При $E_1 = 0$

$$\lambda_1 = +\sqrt{1+b} \cong +1; \lambda_3 = +\sqrt{a(1+b)} \cong +\sqrt{a};$$

$$\lambda_2 = -\sqrt{1+b} \cong -1; \lambda_4 = -\sqrt{a(1+b)} \cong -\sqrt{a}.$$

Обозначим через μ_i собственный вектор, отвечающий корню λ_i , $i = \overline{1, 5}$. Тогда общее решение линейной системы ДУ (33) можно представить в виде

$$y_0(x) = \mu_1 M_1 e^{\lambda_1 x} + \dots + \mu_5 M_5,$$

где M_i — произвольные постоянные. Из этой формулы следует, что через особую точку $y_0 = 0$ при $x \rightarrow -\infty$ проходят только те решения, у которых $M_2 = 0$, $M_4 = 0$, $M_5 = 0$, а M_1, M_3 могут быть произвольными. Когда M_1, M_3 пробегают множество вещественных чисел R , фазовые траектории

$$y_0(x) = \mu_1 M_1 e^{\lambda_1 x} + \mu_3 M_3 e^{\lambda_3 x} \quad (36)$$

«замечают» двумерное подпространство в фазовом пространстве R^5 . Это подпространство является касательным пространством в особой

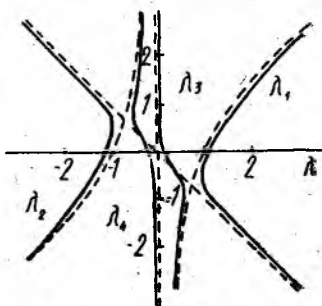


Рис. 1

точке к двумерному интегральному многообразию ИМ системы ДУ (29). Ниже покажем, что параметризацию семейства фазовых траекторий, лежащих на ИМ, можно осуществить с помощью констант M_1, M_3 линейного приближения (36).

Приведем результаты вычисления собственных векторов μ_i , координаты которых удовлетворяют системе линейно зависящих уравнений $(A - \lambda_i I)\mu_i = 0$. Решая эту систему методом исключения неизвестных и нормируя соответствующим образом собственные векторы, получаем

$$\mu_1 = \text{colon}(-1, -\lambda_1^{-1}, -\alpha_1, -\alpha_1 \lambda_1^{-1}, -\alpha \lambda_1^{-2}); \quad (37)$$

$$\mu_3 = \text{colon}(\lambda_3^2, \lambda_3, \alpha_3 \lambda_3^2, \alpha_3 \lambda_3, \alpha_3), \quad (38)$$

где
$$\alpha_i = \frac{(\lambda_i - E_1) \lambda_i - a(1+b)}{1-a}, \quad i = 1, 3. \quad (39)$$

Формальное решение нелинейной системы ДУ с помощью рядов экспонент. Так как решение нелинейной системы ДУ (30) при $x \rightarrow \infty$ должно приближаться к решению (36) линеаризованной системы ДУ (33), естественно искать решение системы (30) в виде ряда экспонент

$$y(x) = \sum_{|k| \geq 1} y_k M^k e^{(k, \lambda)x}, \quad (40)$$

который при $x \rightarrow -\infty$ сколь угодно близко подходит к (36), если выбрать $y_{10} = \mu_1$; $y_{01} = \mu_3$. В формуле (40) использованы такие обозначения: $k = (k_1, k_3)$. Здесь k_1, k_3 — целые неотрицательные числа; $|k| = k_1 + k_3$; $\lambda = (\lambda_1, \lambda_3)$; $(k, \lambda) = k_1 \lambda_1 + k_3 \lambda_3$; $M = (M_1, M_3)$; $M^k = M^{k_1} M^{k_3}$. Не анализируя сходимость ряда (40), рассмотрим процесс формального вычисления коэффициентов y_k этого ряда и изучим некоторые его свойства с помощью численных экспериментов на ЭВМ.

Запишем билинейное отображение $(Ty, y) : R^5 \times R^5 \rightarrow R^5$ в виде

$$\begin{aligned} (Ty, y) &= \left(T \sum_{|e|=1}^{\infty} y_e M^e e^{(e, \lambda)x}; \sum_{|m|=1}^{\infty} y_m M^m e^{(m, \lambda)x} \right) = \\ &= \sum_{|k|=2e+m-k}^{\infty} \sum_{|e| \geq 0, |m| \geq 0} (Ty_e, y_m) M^{e+m} e^{(e+m, \lambda)x}, \end{aligned} \quad (41)$$

где $|e| \geq 0$, $|m| \geq 0$. Подставляя (40), (41) в (30) и сравнивая коэффициенты при одинаковых экспонентах, получаем бесконечную последовательность систем алгебраических уравнений

$$[A - (k, \lambda)I] y_k = 0, \quad |k| = 1; \quad (42)$$

$$[A - (k, \lambda)I] y_k = - \sum_{e+m=k} (Ty_e, y_m), \quad |k| \geq 2. \quad (43)$$

В качестве решений систем (42) следует принять $y_{10} = \mu_1$, $y_{01} = \mu_3$. При $|k| \geq 2$ вектор y_k однозначно выражается через векторы $y_{k'}$, где $|k'| = 1, 2, \dots, |k| - 1$, так как $\det[A - (k, \lambda)I] \neq 0$ и $|e|$,

$|m| > 0$. Для получения этих выражений запишем (43) в развернутой форме:

$$\begin{aligned} (E_1 - c_k z_{pk} + a(1+b)p_k + (1-a)\rho_k) &= -fk; \quad z_{pk} - c_k p_k = 0; \\ 2E_1 z_{pk} - (E_1 + c_k)z_k + (1+b)\rho_k &= -g_k; \quad z - c_k \rho_k = 0; \quad \rho_k - c_k E_k = 0, \end{aligned} \quad (44)$$

где

$$\begin{aligned} f_k &= \sum_{e+m=k} (T^1 y_e, y_m) = \sum_{e+m=k} [a p_e \rho_m + p_e \rho_m (1-a) + z_{pe} E_m]; \\ g_k &= \sum_{e+m+k} (T^3 y_e, y_m) = \sum_{e+m=k} [(2z_{pe} - z_e) E_m + (2\rho_e - \rho_e) \rho_m]; \\ c_k &= k_1 \lambda_1 + k_3 \lambda_3. \end{aligned}$$

Исключая из системы (44) неизвестные z_{pk} , z_k , ρ_k , имеем систему уравнений

$$\begin{aligned} \{(E_1 - c_k)c_k + a(1+b)\} p_k + (1-a)c_k E_k &= -f_k; \\ 2E_1 c_k p_k + \{-(E_1 + c_k)c_k + (1+b)\} c_k E_k &= -g_k, \end{aligned}$$

определитель которой $\Delta(c_k) \neq 0$. Решив эту систему, найдем значения

$$p_k = \{[-(E_1 + c_k)c_k + (1+b)]f_k - (1-a)g_k\} / \Delta(c_k); \quad (45)$$

$$E_k = \{[(E_1 - c_k)c_k + a(1+b)]g_k - 2E_1 c_k f_k\} / c_k \Delta(c_k), \quad (46)$$

через которые можно выразить компоненты искомого вектора

$$y_k = \text{colop} (c_k p_k, p_k, c_k^2 E_k, c_k E_k, E_k). \quad (47)$$

Вычислив векторные коэффициенты по формуле (40), получим решение $y(x, M_1, M_3)$, зависящее от двух произвольных параметров M_1, M_3 .

Покажем, что множество всех фазовых траекторий, описываемых формулой (40), составляет двумерное интегральное многообразие ИМ в пятимерном фазовом пространстве R^5 . Для этого построим двумерное интегральное многообразие $\overline{\text{ИМ}}$:

$$y = y(\overline{M}_1, \overline{M}_3) = \sum_{|k|>1} y_k \overline{M}_1^k \overline{M}_3^k. \quad (48)$$

Покажем, что $\overline{\text{ИМ}} = \text{ИМ}$. Зафиксируем x, M, M_3 и построим точку $y(x, M_1, M_3) \subset \text{ИМ}$ по формуле (40). Это точка содержится в ИМ, поскольку она получается по формуле (48) при

$$\overline{M}_1 = M_1 e^{\lambda_1 x}, \quad \overline{M}_3 = M_3 e^{\lambda_3 x}.$$

Тогда $\overline{\text{ИМ}} \subset \text{ИМ}$. Обратное, фиксируем $\overline{M}_1, \overline{M}_3$ и находим точку $y(\overline{M}_1, \overline{M}_3) \subset \overline{\text{ИМ}}$ по формуле (48). Эта точка также содержится в ИМ, так как ее выводят по формуле (40) при $M_1 = \overline{M}_1, M_3 = \overline{M}_3$ и $x \leq 0$, т. е. $\overline{\text{ИМ}} \subset \text{ИМ}$. Следовательно, $\overline{\text{ИМ}} = \text{ИМ}$.

С помощью формул нулевого приближения (36) — (39) нетрудно проверить, что для положительных токов через p - n -переход,

когда концентрации p , n убывают при $x \rightarrow -\infty$, константы M_1 , M_3 должны быть положительными.

Рассмотрим граничные условия (28). Они содержат два уравнения, с помощью которых можно найти неизвестные константы M_1 , M_3 . При этом необходимо фиксировать различные пары чисел M_1 , M_3 и находить значение $x(M_1, M_3)$, при котором $\rho = -1 + b$ [(см. 28)]. Затем для $x(M_1, M_3)$ следует проверить равенство $z = 2z_p$, пока не найдем значения M_1 , M_3 , для которых выполняются условия (28). Указанный поиск следует организовать на ЭВМ. Однако численные эксперименты показали, что в области сходимости ряда Дирихле (40) не удается достичь даже первого равенства $\rho = -1 + b$, хотя при увеличении x от $-\infty$ наблюдается отчетливое убывание $\rho(x)$ вплоть до границы области сходимости. Поэтому при определенном значении x_1 , лежащем в области сходимости ряда (40), следует прекращать выполнение решения с помощью этого ряда экспонент и продолжать дальнейшее вычисление решения нелинейной системы ДУ (30) с помощью метода Рунге-Кутты, все время проверяя граничные условия (28). Отметим, что момент начала расходимости ряда (40) удобно контролировать по началу изменения инварианта H [(см. (32)], выбирая по этому признаку точку x_1 .

Вычисления. Практическое нахождение описанного решения нелинейной системы ДУ (29) требует большой вычислительной работы на ЭВМ. В численных экспериментах программирование проводилось на ФОРТРАНе с использованием удвоенной точности (порядка 10^{18}) всех вычислений. Последнее связано с тем, что в системе ДУ (29) входят малые параметры $a \sim 10^{-9}$, $b \sim 10^{-12}$, а искомые функции изменяются на 8—10 порядков. Программа состояла из пяти логически законченных частей.

1. Определение корней λ_1 , λ_3 характеристического уравнения (34).

2. Вычисление векторных коэффициентов y_k .

3. Определение решения $y(x, M_1, M_3)$ в области сходимости ряда (40) до точки x_1 .

4. Определение решения $y(x, M_1, M_3)$ вне области сходимости ряда (40) методом Рунге-Кутты.

5. Вычисление разности $z - 2z_p$ в точке $x(M_1, M_3)$, где $\rho = -1 + b$ [(см. (28)]).

Отдельного пояснения требует выполнение пункта 1, так как очевидно, что $y_{10} = M_1$, $y_{01} = M_3$ вычисляются по формулам (37)—(39), а затем остальные y_k находятся по рекуррентным формулам (45)—(47) (в наших численных экспериментах брались такие $k = (k_1, k_3)$, что $|k| = k_1 + k_3 \leq 35 - 40$). Вычисление корней λ_1 , λ_3 производилось с помощью формул Кардано для уравнений четвертой степени [2, с. 239], предварительно проанализировав коэффициенты вспомогательных уравнений. Такой анализ позволил составить следующую схему вычисления чисел λ_1 , λ_3 .

Формулируем приведенное уравнение $\lambda^4 + p_1\lambda^2 + q_1\lambda + r = 0$, где $p_1 = -[E_1 + (1 + a)(1 + b)]$; $q_1 = -E_1(1 - a)(1 - b)$; $r = a(1 + b)$.

Строим вспомогательное уравнение

$$\alpha^3 + p_1\alpha^2 + c\alpha + d = 0, \text{ где } c = -r_1 + p_1^2/4; d = -q_1^2/8.$$

Вычисляем коэффициенты

$$q_2 = \frac{1}{2} \left[\frac{p_1}{3} \left(\frac{2p_1}{9} - c \right) + d \right]; p_2 = \frac{1}{3} \left(c - \frac{p_1^2}{3} \right)$$

канонической формы вспомогательного уравнения $\tilde{\alpha}^3 + 3p_2\tilde{\alpha} + 2q_2 = 0$.

Определяем

$$\theta = \begin{cases} \arccos \frac{|q_2|}{(\sqrt{-p_2})^3}, & |q_2| < (\sqrt{-p_2})^3; \\ 0, & |q_2| \geq (\sqrt{-p_2})^3. \end{cases}$$

Вычисляем

$$\tilde{\alpha} = \begin{cases} 2\sqrt{-p_2} \cos(60^\circ - \theta/3), & |q_2| > 0; \\ 2\sqrt{-p_2} \cos(\theta/3), & |q_2| \leq 0. \end{cases}$$

Определяем $\alpha_0 = \tilde{\alpha}_0 - p_1/3$.

Находим корни

$$\lambda_1, \lambda_3 = \frac{1}{2} [\sqrt{2\alpha_0} \pm \sqrt{-2p_1 - 2\alpha_0 - q_1/\sqrt{2\alpha_0}}],$$

где знак $+$ относится к λ_1 .

На рис. 2 представлены типичные графики распределений $\tilde{p}(x)$, $\tilde{E}(x)$, $\tilde{\rho}(x)$ в области пространственного заряда (ОПЗ), вычисленные с помощью упомянутой программы. Из рис. 2 следует, что ширину ОПЗ можно оценить в несколько относительных единиц. В примере, описанном в работе [1], единица длины составляла порядка 0,01 мкм, а диффузионная длина порядка 400 мкм. Последняя определяет поведение экспоненциальных функций $\tilde{p}(x)$, $\tilde{n}(x)$ вдали от контакта согласно формулам нулевого приближения (36). Таким образом, диффузионная длина имеет порядок $1/\lambda_3$, а ширина ОПЗ, как показывают численные эксперименты, — порядок $1/\lambda_1$. На расстоянии в несколько десятков относительных единиц от контакта

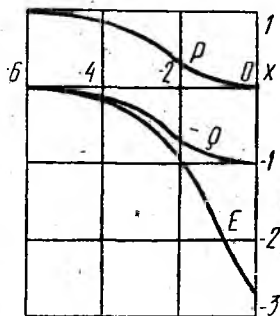


Рис. 2

($1/\lambda_1 \ll |x| \ll 1/\lambda_3$) функция $\tilde{p}(x)$ имеет слабо выраженный максимум.

Превышение над единицей значения $\tilde{p}(x)$ в максимуме равно примерно $\tilde{n}(0) \sim 10^{-6} \div 10^{-10}$.

Графики, показанные на рис. 2, соответствуют умеренным прямым токам. При изменении тока в реальном диапазоне значений

наблюдается изменение величин $n(0) = \bar{p}(0)$ на несколько порядков, что соответствует изменению уровня инжекции неосновных носителей заряда в таких же пределах.

Отметим один принципиальный момент для неограниченной модели $p-n$ -перехода. В этом случае нельзя определить падение напряжения на всем $p-n$ -переходе, как это делается для конечного $p-n$ -перехода суммированием падений напряжения на ОПЗ и $p-n$ -областях. При неограниченном $p-n$ -переходе последние два слагаемых равны бесконечности. Однако падение напряжения на ОПЗ имеет смысл и вычисляется интегрированием функции $E(x)$ по x в пределах $-\infty-0$. Падение напряжения в этом случае является половиной контактной разности потенциалов ϕ_k при заданном прямом токе.

Итак, вольт-амперную характеристику неограниченного $p-n$ -перехода можно определить как зависимость контактной разности потенциала от тока, протекающего через $p-n$ -переход. Численные эксперименты показывают, что ϕ_k медленно убывает при уменьшении тока, как и должно быть; убывание происходит в результате расширения ОПЗ и увеличения в ней отрицательной напряженности поля $E(x)$. Увеличение $|E(x)|$ сопровождается понижением концентраций $p(0) = n(0)$. Все это согласуется с физическими представлениями о работе $p-n$ -перехода. Однако описанный алгоритм вычисления равновесного состояния $p-n$ -перехода имеет недостаточную эффективность в области малых токов. Это вызвано тем, что при малых токах граничные условия $p'(0) = n'(0)$, $z'_p(0) = -z'_n(0)$ проверяются на низком уровне концентраций и их градиентов, при которых возникает естественное препятствие — недостаточная точность вычислений.

Таким образом, требуется дальнейшее совершенствование алгоритма вычислений.

Список литературы: 1. Овчаренко В. В. Теория $p-n$ -перехода, толщина которого больше диффузионной длины. Сообщение 1 // Радиотехника.— 1987.— Вып. 80.— С. 97—105. 2. Курош А. Г. Курс высшей алгебры.— М.: Наука, 1968.— 432 с.

Поступила в редколлегию 25.07.85.

УДК 621.385

Г. И. ЧУРЮМОВ, канд. техн. наук

ТЕОРЕТИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ ДВУХЧАСТОТНОГО РЕЖИМА РАБОТЫ МАГНЕТРОННОГО УСИЛИТЕЛЯ ОБРАТНОЙ ВОЛНЫ С РАСПРЕДЕЛЕННОЙ ЭМИССИЕЙ

Усиление сложного многочастотного сигнала в магнетронных усилителях с распределенной эмиссией изучено преимущественно с помощью упрощенных моделей усилителей, в основу которых был

положен радиотехнический подход [1—4]. Более широкими потенциальными возможностями анализа электронного механизма взаимодействия полигармонического сигнала с электронным потоком обладает модель магнетронного усилителя, предложенная в работе [5]. Данная модель позволяет анализировать явления, связанные с конкуренцией видов побочных колебаний, а также интермодуляцию с учетом дисперсии замедляющей системы (ЗС) усилителя.

Рассмотрим усиление двухчастотного сигнала в магнетронном усилителе обратной волны. Особенность данной работы состоит в попытке комплексного подхода к анализу электронно-волнового взаимодействия и заключается в том, что сначала осуществляется расчет электродинамических характеристик ЗС в основной полосе пропускания. Затем с учетом полученных данных проводится непосредственно расчет многочастотного усиления. Причины, способствующие возникновению многочастотных ситуаций не рассматриваются, а предполагается, что на вход усилителя подаются два сигнала, разнос частот которых не превышает 10 %. Один из сигналов является рабочим (ω_c), а второй — помехой ($\omega_{п}$). Задача состоит в оценке нелинейных искажений, обусловленных конкуренцией усиливаемых сигналов (эффект кросс-модуляции) *.

Для анализа процессов многочастотного усиления воспользуемся математической моделью усилителя обратной волны с распределенной эмиссией [6]. В качестве начальных значений входных параметров используем следующие данные:

Радиус анода r_A/λ	0,213
Радиус катода r_K/λ	0,12
Длина ламели $l_{л}/\lambda$	0,22
Число ламелей N	13
Высота анодного блока $\Delta x/\lambda$	0,11
Параметр магнитного поля B, T	0,2
Анодное напряжение U_A, kV	55,9
Максимальный коэффициент вторичной эмиссии ϵ_m	2,8
Энергия, соответствующая максимальному коэффициенту вторичной эмиссии W_m, eV	560
Катод	Холодный
Замедляющая система	Лопаточная
Связки	Двойные, двухсторонние

На рис. 1 показаны дисперсионная характеристика и зависимость сопротивления связи от длины волны, рассчитанные методом эквивалентных схем.

Наличие связок приводит к сдвигу π -вида в длинноволновую область (по сравнению с аналогичной ЗС без связок) и в области фазовых сдвигов $\pi/2 < \theta < \pi$ образуется участок с аномальной дисперсией. Точка A является рабочей.

* Существующая методика анализа процессов в приборах обратной волны (с выхода на вход усилителя) не позволяет рассмотреть генерацию интермодуляционных составляющих усиливаемых сигналов.

Рассмотрим двухчастотное взаимодействие основного сигнала $\omega_c = 10\Omega$ с сигналом-помехой $\omega_{\text{п}} = 9\Omega$, где Ω — фундаментальная частота. Пользуясь дисперсионной характеристикой, определяем параметры «холодной» расстройки сигналов. Полагая, что выполняет

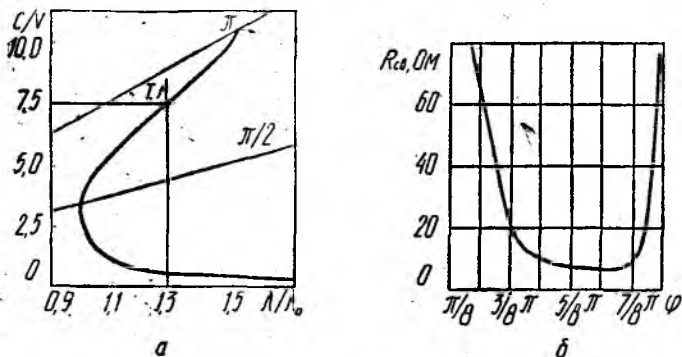


Рис. 1

ся условие «холодного» синхронизма для рабочего сигнала $v_s/\omega_c = v_e$, имеем $b\omega_c = 0$. Тогда для сигнала-помехи получаем $b\omega_{\text{п}} = 0,11$.

На рис. 2 показаны зависимости КПД сигналов ω_c , $\omega_{\text{п}}$ от отношения входных мощностей данных сигналов при условии $P\omega_c = \text{const}$. Кривые построены для случаев отсутствия зависимости сопротивления связи от частоты (кривые 1) и наличия такой зависимости, определяемой из рис. 1, б (кривые 2). Для сравнения на рис. 2 представлена зависимость $\eta = \eta[(P\omega_{\text{п}}/P\omega_c)_{\text{вк}}]$ (кривая 3), полученная в предположении отсутствия дисперсии и зависимости сопротивления связи от частоты.

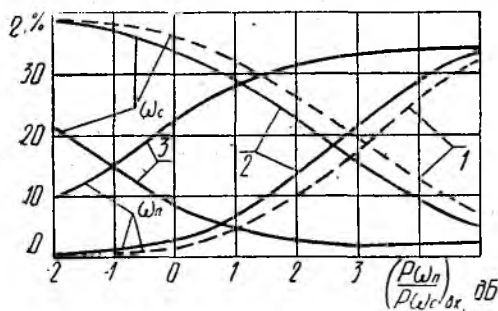


Рис. 2

Таким образом, учет дисперсии дает существенное ухудшение взаимодействия сигнала-помехи $\omega_{\text{п}}$ с электронным потоком в стационарном режиме. Для усиления взаимодействия необходимо увеличивать входную мощность сигнала $\omega_{\text{п}}$, задавая ее больше входной мощности основного сигнала ω_c . Из анализа частотной зависимости сопротивления связи следует, что в диапазоне рабочих значений фазовых сдвигов θ его значение увеличивается в ростом длины волны (рис. 1, б). Поскольку $\omega_{\text{п}} > \omega_c$, учет в расчетах зависимости $R_{св} = R_{св}(\lambda)$ приводит к повышению эффективности взаимодействия сигнала помехи с электронным потоком. В результате влияние сигнала помехи на мощный основной

сигнал проявляется при меньшем значении входной мощности сигнала помехи.

Таким образом, исследования конкуренции двух сигналов $\omega_c = 10\Omega$, $\omega_{\Pi} = 9\Omega$ в стационарном режиме работы усилителя обратной волны для случая реальной лопаточной замедляющей системы со связками показали, что диапазон значений отношения $P_{\omega_{\Pi}}/P_{\omega_c}$, где имеет место конкуренция между усиливаемыми сигналами, существенно зависит от параметров электродинамической структуры. Чтобы уменьшить амплитудные и фазовые искажения основного сигнала ω_c , обусловленные наличием помехи ω_{Π} в пространстве взаимодействия сигнала, необходимо увеличить разделение усиливаемых сигналов по анодному напряжению.

Список литературы: 1. *Корольков А. В.* Усиление в амплитроне многочастотного сигнала // — Тр. НИИР.—1971.— Вып. 2.— С. 24—30. 2. *Табаков А. В.* Воздействие бигармонического сигнала на амплитрон // Вопр. радиоэлектроники. Сер. Техника радиосвязи.— 1972.— Вып. 1.— С. 18—24. 3. *Михайлевский В. С., Махно В. И.* Амплитрон в двухчастотном режиме // Журн. техн. физики.— 1975.— 1.— С. 529—531. 4. *Минаев М. И., Бригидин А. М., Дунаева Г. П.* Амплитудные характеристики амплитрона в двухчастотном режиме // Радиотехника и электроника.— 1977, № 7.— С. 40—45. 5. *Ильин Е. М., Макаров В. Н., Чистякова Т. А.* Исследование усиления сигналов с близкими частотами в приборе М-типа с распределенным катодом // Электрон. техника. Сер. Электроника СВЧ.— 1977.— Вып. 12.— С. 39—47. 6. *Чурюмов Г. И.* Моделирование процесса взаимодействия замкнутого электронного потока с электромагнитной волной в системах магнетронного типа с распределенной эмиссией // Радиотехника.— 1982.— Вып. 62.— С. 14—23.

Поступила в редколлегию 03.01.86.

УДК 621.385

С. В. ВАСИЛЬЕВ, А. В. ВАСЯНОВИЧ

ВЛИЯНИЕ НЕОДНОРОДНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА ВЫХОДНЫЕ ПАРАМЕТРЫ ПРИБОРОВ М-ТИПА С УЧЕТОМ ВОЗМОЖНОСТИ ГЕНЕРАЦИИ ГАРМОНИК

Аналізу влияния неоднородных статических (электрического и магнитного) полей на характер взаимодействия электронного облака с электромагнитными волнами в электровакуумных СВЧ-приборах магнетронного типа и их выходные параметры посвящены работы [1—3]. В них рассмотрены неоднородности полей, вызванные конструктивными особенностями реальных магнитных систем и пространства взаимодействия этих устройств, и возможность целенаправленного использования таких неоднородностей.

Ранее [2; 3] показано, что введение меняющегося вдоль радиуса магнитного поля (индукция B_0 которого уменьшается к аноду) позволяет несколько улучшить выходные параметры магнетрона: увеличить (примерно на 4%) электронный КПД и выходную мощность. Рекомендуются уменьшение индукции B_0 у поверхности анода составляет 5—10% от значения на уровне верхней границы втулки. Однако при этом не учитывается многочастотность режима работы магнетрона и не выясняется влияние неоднородности магнитного поля на уровне мощности конкурирующих видов колебаний.

Рассмотрим воздействие неоднородного вдоль радиуса магнитного поля на выходные параметры прибора и уровень генерируемых гармоник.

В качестве аппарата исследования использована цилиндрическая гибридная модель магнетрона [4], основанная на построении точных электронных траекторий при учете сил пространственного заряда. Расчеты выполнены на примере типичного импульсного магнетрона трехантенного диапазона 4/50, работающего при анодном напряжении $U_a = 22,4$ кВ, индукции магнитного поля $B_0 = 0,69$ Т.

Предполагался синхронизм ВЧ-волн гармоник с электронными спицами (наихудшие условия для генерации максимального уровня гармоник), что позволило абстрагироваться от свойств конкретной замедляющей системы и исследовать влияние неоднородного магнитного поля на электронный поток, а через него — на уровень гармонических составляющих.

Пусть вектор индукции магнитного поля \vec{B}_0 имеет только одну составляющую, направленную соосно катоду, а значение B_0 зависит только от радиальной координаты:

$$B_0(r) = \begin{cases} B_{0к}, & r_k \leq r \leq r_{вт}; \\ \frac{r - r_{вт}}{r_a - r_{вт}} KB_{0к} + B_{0к}, & r_{вт} < r \leq r_a, \end{cases}$$

где r_k , $r_{вт}$, r_a — радиусы катода, втулки, анода; K — коэффициент, определяющий степень неоднородности магнитного поля, принимающий положительные или отрицательные значения и в зависимости от этого значение $B_0(r)$ возрастает либо убывает по направлению к аноду

Коэффициент K (умноженный на 100 %) определяет степень изменения индукции B_0 у поверхности анода по сравнению с его значением в интервале $r_k \leq r \leq r_{вт}$.

Результаты расчета основных параметров прибора при различных распределениях магнитного поля вдоль радиуса (разных значениях коэффициента K в приведенном выражении), представлены на рисунке, где 1 — зависимость выходной мощности $P_{вых}$; 2 — анодного тока I_a ; 3 — электронного КПД η_e ; 4, 5 — относительного уровня второй $P_{отн2}$ и третьей $P_{отн3}$ гармоник от значений коэффициента K . Так же, как и в работе [2, рис. 4], с уменьшением K (индукции магнитного поля у анода) возрастает электронный КПД η_e и выходная мощность $P_{вых}$. Однако рост $P_{вых}$ продолжается до значительно меньших значений K , следовательно, диапазон допустимых неоднородностей поля шире. Поскольку в данной работе используется цилиндрическая модель магнетрона, которая в отличие от плоской, примененной в работе [2], учитывает уменьшение напряженности статического электрического поля у анода и возникающий при этом рассинхронизм электронов и ВЧ-волны, максимумы выходной мощности и КПД смещены в область больших неоднородностей полей.

Согласно результатам работы [2], постоянный анодный ток должен убывать по мере уменьшения K от нуля в область отри-

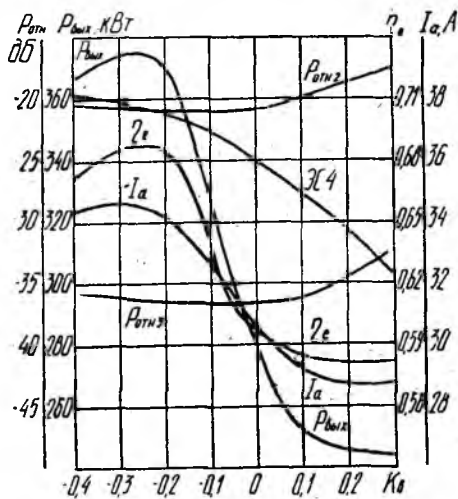
пательных значений, что объясняется авторами снижением вертикальной скорости дрейфа из-за смещения спицы из максимума тормозящего поля в область положительных фазовых углов [2, рис. 3]. Однако, как известно, в магнетронах практически во всех режимах работы электронная спица отстает от оптимального фазового положения. Следовательно, по мере уменьшения K возрастают вертикальная скорость дрейфа и сила тока анода, что и подтверждает численное моделирование (рисунок). Расхождения в результатах расчета зависимости анодного тока от K возникли по причине значительной упрощенности использованной в работе [2] модели.

Как видно из рисунка, для прибора 4j50 в выбранной рабочей точке существует некоторое оптимальное значение $K = -0,2$. При этом электронный КПД возрастает на 10 %, выходная мощность примерно на одну треть. Там же показаны зависимости относительного уровня второй и третьей гармоник от K . Согласно расчетам, введение даже существенно неоднородного магнитного поля незначительно влияет на $P_{отн2}$, а что касается величины $P_{отн3}$, она даже падает по мере уменьшения K и достигает минимума при $K = -0,1$.

Таким образом, использование неоднородного статического магнитного поля в обычных магнетронных генераторах позволяет улучшить их основные параметры, в частности электронный КПД. В результате во всяком случае не увеличивается относительный уровень гармонических составляющих, а уровень третьей гармоники даже уменьшается на 5 дБ в точке максимального КПД. При все возрастающих требованиях к спектральному составу генерируемых колебаний улучшение основных параметров приборов с помощью целенаправленного профилирования статического магнитного поля вполне допустимо.

- Список литературы: 1. *Беляченко В. П., Сысуев В. А.* Анализ движения электронов в магнетроне с неоднородными статическими полями // Электрон. техника. Сер. 1. Электроника СВЧ.—1982.— Вып. 7.— С. 3—9. 2. *Байбури В. Б., Кудрин И. В.* Анализ электронных траекторий в плоском магнетроне с неоднородным магнитным полем // Электрон. техника. Сер. 1. Электроника СВЧ.—1977.— Вып. 7.— С. 51—56. 3. *Байбури В. Б., Умнов С. Г., Шириин С. И.* Влияние неоднородного вдоль радиуса магнитного поля на выходные параметры магнетрона // Электрон. техника. Сер. 1. Электроника СВЧ.—1980.— Вып. 11.— С. 68—69. 4. *Васильев С. В.* Эффективная модель для расчета характеристик магнетрона // Радиотехника.—1985.— Вып. 75.— С. 79—84.

Поступила в редколлегию 04.11.85.



ТЕОРИЯ РЕЗОНАНСНЫХ УМНОЖИТЕЛЕЙ ЧАСТОТЫ С РАСПРЕДЕЛЕННЫМ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕМ 0-ТИПА

Использование режима умножения частоты — распространенное средство для укорочения рабочей длины волны источников электромагнитных колебаний с электронно-волновым взаимодействием. В миллиметровом диапазоне успешно используются электронные генераторы дифракционного излучения типа оротрон [1]. Исследование режима умножения частоты для этого класса приборов весьма перспективно [2]. В частности, необходимо теоретическое изучение двухкаскадного умножителя, элементами которого являются резонансные системы с распределенным взаимодействием типа оротрон, резонансная ЛОВ, клистрон с распределенным взаимодействием и т. п.

Рассматриваемая ниже теория умножителей основана на нелинейной нестационарной теории резонансных автогенераторов с распределенным взаимодействием [3].

Пусть сигнал частоты Ω модулирует пучок электронов во входном резонаторе в линейном режиме. Тогда на входе в пространство взаимодействия выходного резонатора ($y=0$) переменная составляющая фазы частиц пучка в общем случае может быть задана следующими соотношениями:

$$\theta(\xi, \varphi_0)|_{\xi=0} = X \cos \varphi_0; \quad \left. \frac{d\theta(\xi, \varphi_0)}{d\xi} \right|_{\xi=0} = M \Phi_0 \cos(\varphi_0 + \varphi_m), \quad (1)$$

где $\theta(\xi, \varphi_0)$ — отклонение фазы частиц от невозмущенной в результате взаимодействия с полем модулятора; ξ — безразмерная координата, нормированная на длину пространства взаимодействия выходного резонатора, $\xi = y/L$; φ_0 — фаза влета, $\varphi_0 = \Omega t_0$; $\Phi_0 = \Omega L/V_0$, V_0 — начальная скорость электронов; X — параметр группировки; M — коэффициент модуляции частиц по скорости; φ_m — сдвиг по фазе между модуляцией пучка по скорости и плотности. Значения X , M , φ_m определяют конструкцией входного каскада. Независимо от типа модулятора величины X , M пропорциональны $\sqrt{P_{вх}}$ ($P_{вх}$ — мощность сигнала накачки).

Полагаем, что умножительный каскад выполнен в виде резонатора с замедляющей системой на зеркале, вдоль которого пропускается промодулированный во входном каскаде электронный пучок. Его резонансная частота ω выбирается близкой $n\Omega$ (n — коэффициент умножения), и на частоте $n\Omega$ также выполняется условие синхронизма пучка и медленной пространственной гармоники $v_0 \approx n\Omega/k$, где k — продольное волновое число синхронной волны,

Остальные свойства резонатора и электронного пучка совпадают с применяемыми при анализе генераторов и усилителей [3]. Воспользуемся полученными в работе [3] соотношениями неавтономного режима возбуждения колебаний для записи системы нелинейных уравнений умножителя:

$$\frac{dF}{d\tau} = -F + \frac{G}{4\pi} \int_0^1 f(\xi) \int_0^{2\pi} \cos(\tilde{\Phi}_s \xi + \Phi + U + \gamma) d\varphi_0 d\xi; \quad (2)$$

$$\frac{d\gamma}{d\tau} = \delta_r - \frac{G}{4\pi F} \int_0^1 f(\xi) \int_0^{2\pi} \sin(\tilde{\Phi}_s \xi + \Phi + U + \gamma) d\varphi_0 d\xi; \quad (2a)$$

$$\frac{d^2 U}{d\xi^2} = \left(1 + \frac{1}{\Phi_0} \frac{U}{d\xi}\right)^3 \frac{F\Phi_0}{4} \cos(\tilde{\Phi}_s \xi + \Phi + U + \gamma); \quad (2б)$$

$$U|_{\xi=0} = 0; \quad \frac{dU}{d\xi} \Big|_{\xi=0} = 0, \quad (2в)$$

где

$$\tilde{\Phi}_s = \Phi_s + nM\Phi_0 \cos(\varphi_0 + \varphi_m); \quad \Phi = n\varphi_0 + nX \cos \varphi_0; \\ U = n\theta(\xi, \varphi_0) - nX \cos \varphi_0 - \xi nM\Phi_0 \cos(\varphi_0 + \varphi_m).$$

U — функция, определяющая изменение фазы частиц в результате взаимодействия с полем выходного резонатора; $\Phi_s = L(\Omega n/v_0 - R)$; $\delta_r = 2Q(\omega_r - n\Omega)/\omega_r$. Остальные обозначения в (2) соответствуют принятым в работе [3]. В уравнении движения (2б) не учитывалось влияние поля пространственного заряда. Проведенные расчеты показали, что основные закономерности и выводы, полученные на основе анализа системы уравнений (2), сохраняются и при конечных значениях поля пространственного заряда.

Анализируемую схему умножителя можно рассматривать как обобщение схемы обычных двухкаскадных клистронных умножителей. Переход в (2) к этому случаю соответствует замене $\Phi_s \equiv \equiv \Phi_0 n$.

Рассмотрим стационарные решения уравнений (2), удовлетворяющие условиям $dF/d\tau = 0$; $d\gamma/d\tau = 0$ и описывающие устойчивые колебания в резонаторе на частоте $n\Omega$. Выделим два характерных случая возбуждения таких колебаний. Во-первых, такой режим возможен при нелинейном взаимодействии электронного пучка с полем резонатора (смещение электронов на фазе $U(\xi, \varphi_0)$ в поле волны нелинейным образом зависит от амплитуды поля F). Степенью нелинейности определяется максимальный номер эффективно умножаемой гармоники. В этом случае ненулевые решения системы (2) могут существовать при условиях $X^2 \ll 1$, $(M\Phi_0)^2 \ll 1$, когда в пучке не образуются высшие гармоники тока. Такой режим работы реализуется, когда сила тока пучка I_0 близка к силе пускового тока возбуждения автоколебаний в резонаторе или превосходит ее. Данный режим представляет интерес по условиям синхронизации генератора на гармониках внешнего сигнала.

Во-вторых, колебания на частоте $n\Omega$ могут возбуждаться и тогда, когда смещение электронов в поле волны описывается линейри-

зованным по F уравнением движения (26), если в результате группировки частиц при конечных значениях параметра X или $M\Phi_0$ образуются высшие гармоники тока пучка. При таком режиме умножения в отличие от автогенераторов могут возбуждаться колебания при токах, значительно меньших пускового тока автоколебаний. Так как увеличение пускового тока является одной из основных проблем, ограничивающих создание автогенераторов в коротковолновой части миллиметрового диапазона, то возможность использования режима умножения при $I_0 < I_{\text{пуск}}$ представляет несомненный практический интерес. Анализ этого случая и является предметом дальнейшего рассмотрения.

Линеаризуем по F уравнение движения (26) и найдем его решение, не ограничивая сверху параметры X , $M\Phi_0$. Подставляя решения в уравнения возбуждения (2), получаем систему автономных дифференциальных уравнений относительно амплитуды F и фазы γ колебания в резонаторе умножительного каскада:

$$\frac{dF}{d\tau} = F [G\Phi_0 (\Psi_1 - D_1 \cos 2\gamma - D_2 \sin 2\gamma) - 1] + G(R_1 \cos \gamma - R_2 \sin \gamma); \quad (3)$$

$$F \frac{d\gamma}{d\tau} = F [\delta_r + G\Phi_0 (\Psi_2 - D_2 \cos 2\gamma - D_1 \sin 2\gamma)] - G(R_1 \sin \gamma + R_2 \cos \gamma), \quad (3a)$$

где

$$\begin{Bmatrix} R_1 \\ R_2 \end{Bmatrix} = \frac{1}{4\pi} \int_0^1 f(\xi) \int_0^{2\pi} \begin{Bmatrix} \cos \\ \sin \end{Bmatrix} (\tilde{\Phi}_s \xi + \Phi) d\varphi_0 d\xi; \quad (4)$$

$$\begin{Bmatrix} D_1 \\ D_2 \end{Bmatrix} = \frac{1}{32\pi} \int_0^1 f(\xi) \int_0^\xi (\xi - \xi') f(\xi') \int_0^{2\pi} \begin{Bmatrix} \sin \\ \cos \end{Bmatrix} \times \\ \times [2\Phi + (\xi + \xi') \tilde{\Phi}_s] d\varphi_0 d\xi' d\xi; \quad (4a)$$

$$\begin{Bmatrix} \Psi_1 \\ \Psi_2 \end{Bmatrix} = -\frac{1}{32\pi} \int_0^1 f(\xi) \int_0^\xi (\xi - \xi') f(\xi') \int_0^{2\pi} \begin{Bmatrix} \sin \\ \cos \end{Bmatrix} [(\xi - \xi') \tilde{\Phi}_s] d\varphi_0 d\xi' d\xi. \quad (4b)$$

Эти уравнения не содержат ограничений на уровень внешнего сигнала. Механизм насыщения колебаний во времени обусловлен тем, что в процессе развития колебаний происходит сдвиг по фазе между внешним сигналом и полем, возбуждаемым в резонаторе.

Запишем решение системы уравнений (3) в стационарном режиме в аналитической форме, обозначим стационарные значения амплитуды и фазы колебания через F и Γ :

$$F^2 = \frac{G^2 (R_1^2 + R_2^2)}{\alpha^2 + \delta^2 + Y^2 - 2Y [\alpha \sin 2(\Gamma + \delta) + \delta \cos 2(\Gamma + \delta)]}; \quad (5)$$

$$\operatorname{tg}(\Gamma + \mu) = \frac{\alpha - Y \sin 2(\delta - \mu)}{\delta + Y \cos 2(\delta - \mu)}, \quad (5a)$$

где

$$\alpha = G\Phi_0\Psi_1 - 1; \quad \delta = \delta_2 + G\Phi_0\Psi_2;$$

$$Y = G\Phi_0(D_1^2 + D_2^2)^{1/2}; \quad \operatorname{tg} 2\delta = D_1/D_2; \quad \operatorname{tg} \mu = R_1/R_2.$$

Исследование устойчивости решения (5) известными методами теории колебаний приводит к условию $\operatorname{Re} \lambda_{1,2} < 0$. Здесь $\lambda_{1,2}$ — характеристические корни системы уравнений (3), $\lambda_{1,2} = \alpha \pm \sqrt{Y^2 - \delta^2}$. Таким образом, устойчивость амплитуды и фазы поля в резонаторе определяется не только соотношением между током и пусковым током автоколебаний, как это имеет место в случае слабого внешнего воздействия, но также зависит от частоты, мощности входного сигнала и других параметров системы.

Чтобы выяснить влияние параметров входного каскада на результирующие характеристики умножителя, был проведен численный анализ системы уравнений (5), при котором определялись условия, когда выходная мощность на частоте $n\Omega$ является максимальной. Расчеты показали, что оптимальным условиям соответствует следующий режим работы входного каскада: электронный пучок модулируется по плотности, а модуляция электронов по скорости мала. Такой режим можно реализовать в модуляторе с короткой длиной пространства взаимодействия (типа клистрона) и последующем длинном пространстве дрейфа. В этом случае можно определить все основные характеристики умножителя в аналитической форме, поскольку выполняется условие $M=0$ в формулах (3в), при котором все коэффициенты в системе уравнений (5) вычисляются в явном виде. Например, для $f(\xi) \equiv 1$

$$\begin{aligned} \begin{Bmatrix} R_1 \\ R_2 \end{Bmatrix} &= \frac{1}{2} J_n(nX) \beta(\Phi_s) \begin{Bmatrix} \cos \\ \sin \end{Bmatrix} \{(\Phi_s + n\pi)/2\}; \\ \begin{Bmatrix} D_1 \\ D_2 \end{Bmatrix} &= \frac{(-1)^n}{16} J_{2n}(2nX) \frac{\Phi_s - \sin \Phi_s}{\Phi_s^3} \begin{Bmatrix} \sin \\ \cos \end{Bmatrix} \Phi_s, \end{aligned} \quad (6)$$

где $J_n(x)$ — функция Бесселя; $\beta(\Phi_s) = \sin(\Phi_s/2)/\Phi_s/2$; функции Ψ_1 , Ψ_2 при $M=0$ не зависят от параметров входного сигнала и также вычислены в явном виде ранее [3].

На рис. 1 представлены расчетные зависимости амплитуды возбуждаемых колебаний от тока пучка при оптимальных значениях параметра рассинхронизма $\Phi_s = \Phi_s^0$ и расстройки частоты $\delta_2 = \delta_2^0$ выходного резонатора. Штриховой линией отмечены неустойчивые состояния системы. Увеличение тока приводит к резкому увеличению амплитуды возбуждаемых колебаний при фиксированной величине параметра группировки (мощности входного сигнала). Такая зависимость имеет регенеративный характер — начиная с определенных значений тока пучка система переходит в автоколебательный режим. Отметим, что вследствие предварительной модуляции пучка может происходить не только подавление

автоколебаний, но и их возбуждение при токах меньших пускового.

При малых токах пучка ($I_0/I_{\text{пуск}} \ll 1$) оптимальным значением рассинхронизма является $\Phi_s \approx 0$, т. е. максимальный энергообмен между частицами пучка и полем достигается при равенстве начальной скорости электронов и фазовой скорости синхронной волны в умножительном каскаде. При увеличении силы тока оптимальные параметры рассинхронизма увеличиваются и стремятся к значению, при котором достигается минимальная величина $I_{\text{пуск}}$. Физически это соответствует тому, что в результате взаимодействия частиц с полем медленной волны происходит их дополнитель-

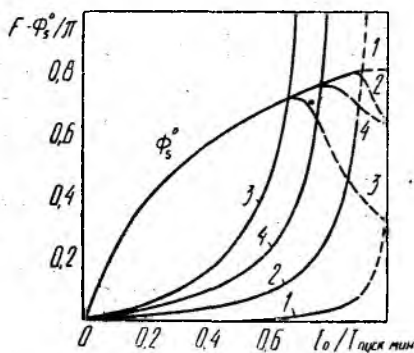


Рис. 1

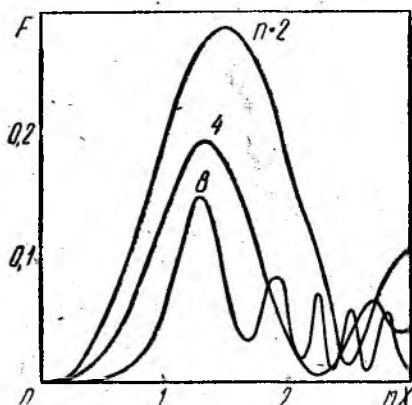


Рис. 2

ная группировка и увеличивается отбор энергии от пучка. Заметное влияние параметра группировки на значение Φ_s сказывается только в области, где решения системы уравнений (3) являются неустойчивыми.

На рис. 2 представлена зависимость амплитуды возбуждаемых колебаний от параметра группировки для различных значений коэффициента умножения. Значения Φ_s , δ , выбирались равными оптимальным. Оптимальный параметр группировки X слабо зависит от номера гармоники n , а также и от других параметров выходного резонатора. Как показывают расчеты, поведение функций на рис. 2 примерно совпадает с поведением функции Бесселя $J_n(nX)$. Напомним, что такая зависимость от параметра X имеет место и в клистронных умножителях. Подробный анализ выражений показал, что при токах пучка вдали от области возникновения неустойчивых решений в (5) можно пренебречь членами, пропорциональными Y . Тогда из (5) получим приближенное выражение для амплитуды стационарных колебаний:

$$F^2 = \frac{(1/4) G^2 \beta^2 (\Phi_s) J_n^2(nX)}{(1 - I_0/I_{\text{пуск}})^2 + (n\Omega - \omega_0)^2 4Q^2/\omega_r^2} \quad (7)$$

Здесь ω_0 — частота резонатора выходного каскада с учетом электронной нагрузки, $\omega_0 = \omega, [1 - G\Phi_0\Psi_2(\Phi_s)/2Q]$.

Для гауссового распределения поля $f(\xi)$ формула (7) отличается только функцией $\beta(\Phi_s)$, которая здесь имеет вид

$$\beta^2(\Phi_s) = \sqrt{2\pi}\omega \exp(-\Phi_s^2\omega^2/L),$$

где ω — радиус пятна поля в выходном резонаторе, нормированный на его длину пространства взаимодействия L .

Проведенный анализ основывался на кинематическом приближении при описании движения частиц пучка. Для оценки области применимости полученных соотношений необходимо учесть влияние поля пространственного заряда. Воспользуемся тем, что в режиме умножения наибольший интерес представляет случай, когда сила тока пучка значительно меньше пускового значения в выходном резонаторе. Это позволяет пренебречь обратным взаимодействием поля резонатора на пучок. Полагаем, что в качестве входного каскада используется клистронный модулятор, расположенный на расстоянии d от выходного резонатора. Вычисляя мощность взаимодействия пучка с полем как интеграл по длине пространства взаимодействия от произведения тока пучка на поле синхронной с пучком волны, получаем следующее выражение для F :

$$F^2 = \frac{G^2}{4}(R_1^2 + R_2^2), \quad (8)$$

$$\text{где } \begin{cases} R_1 \\ R_2 \end{cases} = \int_0^1 f(\xi) J_n \left[\frac{nM\Phi_0}{\rho} \sin\left(\frac{d}{L} + \xi\right) \right] \begin{cases} \sin \\ \cos \end{cases}(\Phi_s \xi) d\xi,$$

$\rho = \omega_p L / v_0 = 2\pi L / \lambda_p$; λ_p — редуцированная плазменная частота и соответствующая длина волны. Легко показать, что при выполнении условий $I_0/I_{\text{пуск}} \ll 1$, $\rho \ll 1$, $d/L \gg 1$ формула (8) переходит в (7), если параметр группировки X определять выражением

$$X = \frac{M\Phi_0}{\rho} \sin \frac{\omega_p}{v_0} D, \quad (9)$$

где D — расстояние от модуля до центра выходного резонатора. Физически этот переход соответствует тому, что не учитывается изменение параметра группировки на длине выходного резонатора, которое обусловлено наличием скоростной модуляции частиц пучка. При конечных значениях ρ этот эффект приводит к перегруппировке частиц пучка и уменьшению эффективности взаимодействия пучка с полем. Характер такой зависимости для различных n показан на рис. 3, где приведены результаты расчетов нормированного значения электронного КПД: $\eta/G = F^2/G^2$ (сплошные линии) для открытого резонатора в выходном каскаде ($\omega = 1/4$) в зависимости от отношения характерного размера пятна поля в резонаторе $2R_y$ ($R_y = \omega L$) к редуцированной плазменной длине волны λ_p . Для каждого значения $2R_y/\lambda_p$ приводилась оптимизация по параметру пространственного рассинхронизма Φ_s и по уровню начальной модуляции пучка (мощности входного сигнала); соответствующие

значения $(M\Phi_0)_{\text{опт}}$ приведены штриховой линией. Расстояние между резонаторами D выбиралось равным наименьшему возможному нечетному числу четвертой части плазменной длины волны. В силу этого при $\lambda_p \rightarrow \infty$ оптимальные значения $M\Phi_0 \rightarrow 0$. При малых $2R_y/\lambda_p$ значения η , определяемые на основе (7), (8) с учетом (9) (штрих-пунктирные линии на рис. 3), отличаются незначительно; влияние поля пространственного заряда компенсируется соответствующим увеличением входного сигнала. Можно считать, что заметное влияние поля пространственного заряда на КПД начинает сказываться со значений $2R_y \approx \lambda_p/4$, хотя его уменьшение происходит достаточно медленно с

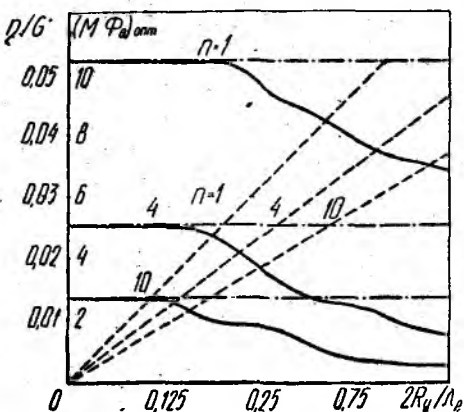


Рис. 3

ростом редуцированной плазменной частоты. Оценим максимальное значение тока для такого прибора, исходя из условия $2R_y = \lambda_p/4$. Для $n=10$ это соответствует уменьшению КПД в 1,4 раза по сравнению с КПД для случая $\omega_p = 0$. Выражая λ_p через плотность тока пучка, находим

$$I_0 \approx \frac{\pi^2 m \varepsilon_0 v_0^3}{16 R^2 e R_y^2},$$

где R — коэффициент редукиции плазменной частоты пучка; $\varepsilon_0 =$

$= 8,854$ пФ/м; e , m — заряд и масса электрона. Для ленточного электронного пучка толщины a , удовлетворяющей условию $Qa/v_0 = 1$, значение $R^2 = 0,2$ [4]. Тогда, например, для $R_y = 5$ мм и $v = 0,3 c$ (c — скорость света) получаем оценку $I_{0\text{макс}} = 450$ А/см², из которой следует, что поле пространственного заряда практически не накладывает ограничений на максимальную плотность тока пучка. Для реальных колебательных систем приборов типа оротрон такие ограничения существенны при небольших $v_0/c \ll 0,1$.

Из формул (7), (8), а также из расчётов (рис. 2, 3) следует, что выходная мощность резонансных умножителей медленно убывает с увеличением коэффициента умножения, если частота внешнего сигнала остается постоянной, а увеличение номера n достигается в результате повышения собственной частоты выходного резонатора при обеспечении условия пространственного синхронизма* $v_0 \approx n\Omega k$. Например, мощность десятой гармоники всего в 3,7 раза меньше по сравнению с мощностью первой гармоники.

При оценке максимальной выходной мощности в режиме умножения необходимо учитывать, что с увеличением n и, следовательно

* Тем самым предполагается, что для конкретного коэффициента умножения выбирается соответствующая замедляющая система, период которой уменьшается как $1/n$. Если это условие не выполняется, выходная мощность уменьшается примерно как $1/n^2$.

но, частоты колебаний в выходном резонаторе, уменьшается толщина слоя электронного пучка a , эффективно взаимодействующая с полем медленной волны. Предположим, что $a \approx v_0/n\Omega$; на таком расстоянии от дифракционной решетки поле синхронной волны убывает примерно в e раз. Ширину электронного пучка b выбираем равной $0,8R_y$; такое значение b является оптимальным для полусферического открытого резонатора [1]. Если длина волны сигнала накачки равна 1 см, коэффициент умножения $n=10$, плотность тока пучка $I_0=40$ А/см², $I_0/I_{\text{пуск}}=0,2$, $v_0=0,3c$, $L=20$ мм, $R_y=5$ мм, тогда из приведенных соотношений и результатов расчета, представленных на рис. 3, следует, что мощность, отдаваемая пучком полю $R_e=\eta P_0$ при длине волны 1 мм составляет 8 Вт. Из приведенных оценок следует, что для достижения достаточно высоких уровней выходной мощности в субмиллиметровом диапазоне длин волн необходимо применение достаточно высоких ускоряющих напряжений пучка. С этим связано увеличение поперечных размеров пучка и повышение КПД взаимодействия. В частности, небольшие уровни выходной мощности в умножителях на основе дифракционных структур были получены при использовании релятивистских электронных пучков [5]. Другим важным параметром, определяющим КПД рассматриваемых умножителей, является добротность их колебательных систем. Поскольку параметр эффективности взаимодействия $G \sim I_0 Q$, в определенном смысле увеличение тока пучка эквивалентно увеличению добротности колебательной системы и наоборот, если не рассматривать частотные характеристики прибора. В связи с этим проявляется одно из основных преимуществ умножителей на основе открытых колебательных систем с дифракционными решетками: они сохраняют высокую добротность не только в миллиметровом, но и в субмиллиметровом диапазоне длин волн [1].

Таким образом, в коротковолновой части миллиметрового диапазона в режиме умножения могут быть достигнуты значительные уровни выходной мощности при токах пучка, существенно меньших пускового тока для автогенераторов, рассчитанных на те же частоты. При этом может быть достигнута высокая стабильность колебаний вследствие стабилизации частоты внешнего сигнала накачки.

Список литературы: 1. Шестопалов В. П. Дифракционная электроника.— Х.: Виза шк. Изд-во при Харьк. ун-те.— 1976.— 232 с. 2. Русин Ф. С., Сиенко Л. А., Костромин В. П. Оротрон-преобразователь частоты // Радиотехника и электроника.— 1977.— 22, № 8.— С. 1670—1672. 3. Вавриш Д. М., Третьяков О. А. Неавтономный режим колебаний в резонансных генераторах с распределенным взаимодействием // Радиотехника и электроника.— 1984.— 29, № 8.— С. 1580—1588. 4. Вавриш Д. М., Третьяков О. А., Шматько А. А. Влияние поля пространственного заряда на выходные характеристики генераторов с распределенным взаимодействием 0-типа // Радиотехника и электроника.— 1984.— 29, № 8.— С. 1571—1579. 5. Александров А. Ф. Релятивистские доплеровские СВЧ-умножители частоты // Релятивистская высокочастотная электроника: Сб. науч. тр. Горький.— 1983.— 3.— С. 96—105.

Поступила в редколлегию 11.12.85.

В. М. БАКУМЕНКО, канд. физ.-мат. наук, В. И. ЧЕБОТАРЕВ, канд. физ.-мат. наук, Л. Д. ФЕСЕНКО, канд. физ.-мат. наук

ВЛИЯНИЕ $V-V$ -ПРОЦЕССОВ НА ПОРОГОВОЕ УСЛОВИЕ И НАСЫЩЕНИЕ ЛАЗЕРОВ С ОПТИЧЕСКОЙ НАКАЧКОЙ

При анализе работы лазеров с оптической накачкой (ЛОН), работающих в непрерывном режиме, обычно принимаются во внимание вращательная и колебательная релаксации. В этом случае входящая в выражение для выходной мощности разность населенностей n_{23} вращательных уровней, между которыми имеет место лазерный переход, в соответствии с моделью кинетических уравнений имеет вид [1]

$$n_{23} = \frac{N f_1 W}{2\Gamma_R} \frac{1 - (f_3 g_2 / g_3 - f_2) \Gamma_R / \Gamma}{1 + W (\Gamma + f_1 \Gamma_R) / \Gamma_R \Gamma} \quad (1)$$

Здесь N — общее число молекул газа; f_1 — относительная населенность вращательного уровня, с которого производится накачка; f_2, g_2, f_3, g_3 — относительные населенности и статистические веса вращательных уровней, между которыми имеет место лазерный переход; W — скорость накачки; Γ, Γ_R — скорости колебательной и вращательной (R) релаксаций.

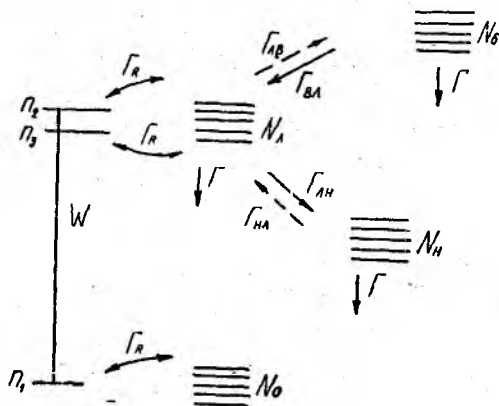
Из выражения (1) определяются условие положительного усиления $(f_3 g_2 / g_3 - f_2) \Gamma_R / \Gamma < 1$ (2) и насыщающая скорость накачки $W_S = \Gamma_R \Gamma / (\Gamma + f_1 \Gamma_R)$ (3), т. е. скорость, при которой разность населенностей снижается вдвое по отношению к этому же значению в отсутствие насыщения.

Выражения (2), (3), полученные для простейшей модели, дают, как показано далее, завышенное значение порогового условия и заниженное значение насыщающей скорости накачки. Это обстоятельство при поиске активных сред ЛОН может привести к тому, что некоторые молекулы, пригодные для ЛОН, при их оценке по формулам (2), (3) окажутся забракованными.

Рассмотрим влияние колебательно-колебательной ($V-V$) релаксации на условие положительного усиления, а также насыщение ЛОН и получение в результате уточненных выражений, аналогичных (2), (3). Для этого используем модель лазера, изображенную на рисунке. Рабочий газ в основном колебательном состоянии имеет населенность N_0 . В данном состоянии находится нижний лазерный уровень с населенностью n_1 . Верхний и промежуточный уровни с населенностями n_2, n_3 расположены в возбужденном колебательном состоянии v_l с населенностью N_l . С полем накачки взаимодействуют уровни 1, 2, с полем излучения — 2, 3. Пусть скорость вращательной релаксации Γ_R одинакова для всех уровней.

Накачиваемое колебательное состояние v_l взаимодействует с другими вследствие процессов $V-V$ -релаксации. Для простоты будем

учитывать взаимодействие ν_L с возбужденными состояниями ν_B, ν_H , энергетически расположенными выше (в) и ниже (н) накачиваемого, с населенностями N_B, N_H . Скорости взаимодействия V — V -процессов $\nu_L \rightarrow \nu_B, \nu_B \rightarrow \nu_L, \nu_L \rightarrow \nu_H, \nu_H \rightarrow \nu_L$ обозначим через $\Gamma_{LB}, \Gamma_{BL}, \Gamma_{LH}, \Gamma_{HL}$. Каждое из возбужденных состояний взаимодействует с основным вследствие процессов колебательной релаксации. Скорость перехода возбужденного состояния в основное Γ будем считать одинаковой для всех состояний. Предположим, что накачка производится в центр линии поглощения, а статистические веса вращательных уровней g_1, g_2, g_3 примерно одинаковы. Пренебрегаем из



менением населенности, вызванной лазерным переходом. Тогда кинетические уравнения примут вид

$$\frac{dn_{12}}{dt} = -(\Gamma_R + 2W)n_{12} + f_1\Gamma_R N_0 - f_2\Gamma_R N_L;$$

$$\frac{dn_{23}}{dt} = -Wn_{23} + (f_2 - f_3)\Gamma_R N_L;$$

$$\frac{dN_L}{dt} = Wn_{12} - (\Gamma_{LB}N_L - \Gamma_{BL}N_B) - (\Gamma_{LH}N_L - \Gamma_{HL}N_H) - \Gamma N_L; \quad (4)$$

$$\frac{dN_B}{dt} = \Gamma_{LB}N_L - \Gamma_{BL}N_B - \Gamma N_B;$$

$$\frac{dN_H}{dt} = \Gamma_{LH}N_L - \Gamma_{HL}N_H - \Gamma N_H,$$

где $n_{12} = n_1 - n_2$, $n_{23} = n_2 - n_3$, а W — скорость накачки.

В этой системе искомым является величина n_{23} , входящая в выражение для коэффициента усиления. Ее решение, найденное в стационарном режиме, следующее:

$$n_{23} = \frac{1 + \Gamma_{LB}/(\Gamma_{BL} + \Gamma + \Gamma_{LH})/(\Gamma_{HL} + \Gamma) - (f_3g_2/g_3 - f_2)\Gamma_R/\Gamma}{1 + \frac{W}{W_S} \left(1 - \frac{1}{2 \left(1 + \frac{\Gamma_{LB}}{\Gamma_{BL} + \Gamma} + \frac{\Gamma_{LH}}{\Gamma_{HL} + \Gamma} \right)} \right)} \quad (5)$$

Из этой формулы следуют уточненные соотношения, первое из которых определяет условие положительного усиления:

$$(f_3 g_2 / g_3 - f_2) \Gamma_R / \Gamma < (1 + \Gamma_{\text{лв}} / \Gamma_{\text{вл}} + \Gamma) + \Gamma_{\text{лн}} / (\Gamma_{\text{нл}} + \Gamma), \quad (6)$$

а второе — насыщающую скорость накачки $W_{S(V-V)}$

$$\frac{W_{S(V-V)}}{W_S} = \left(1 - \frac{1}{2 \left(1 + \frac{\Gamma_{\text{лв}}}{\Gamma_{\text{вл}} + \Gamma} + \frac{\Gamma_{\text{лн}}}{\Gamma_{\text{нл}} + \Gamma} \right)} \right)^{-1}. \quad (7)$$

В правых частях этих выражений слагаемые, следующие за единицей, являются поправками к формулам (2), (3), обусловленными взаимодействием с соседними колебательными состояниями. В них также выделены члены, описывающие взаимодействие с каждым из состояний. Полагая поочередно скорости $\Gamma_{\text{лв}}$, $\Gamma_{\text{вл}}$ или $\Gamma_{\text{лн}}$, $\Gamma_{\text{нл}}$ равными нулю, можно с помощью (6), (7) определить вклад в поправки, связанный с взаимодействием только с нижним или только с верхним состоянием.

Для нахождения поправок, даваемых выражениями (6), (7), необходимо знать скорости $V-V$ -процессов, используемых в ЛОН молекул. В литературе имеются данные только для наиболее изученной молекулы CH_3F [2]. Для ряда других молекул типа симметричного волчка (CH_3Cl , CH_3Br , CH_3J) в работе [3] приведены скорости возбуждения и опустошения колебательных состояний при импульсной накачке в состояние ν_6 CO_2 -лазером. Рассматриваемая модель ЛОН позволяет на основании значений этих скоростей определить скорости $V-V$ -релаксации указанных молекул. Результаты этого расчета вместе с данными, известными для молекулы CH_3F , представлены в табл. 1. Здесь размерность скоростей

Таблица 1

Молекула	$\Gamma_{\text{вл}}$	$\Gamma_{\text{лв}}$	$\Gamma_{\text{лн}}$	$\Gamma_{\text{нл}}$	Γ
CH_3F	277	292	—	—	0,59
CH_3Cl	137,5	12,5	59	27	7,5
CH_3Br	91	8	32	12	22
CH_3J	89	7,5	32	12	20

$V-V$ - и V -релаксаций дана в $(\text{мс})^{-1} \cdot \text{Па}^{-1}$. Результаты расчетов, характеризующие учет $V-V$ -процессов для указанных молекул, показаны в табл. 2. Через Δ , δ обозначены правые части выражений (4), (5). Подстрочные индексы в или n указывают соответствующие взаимодействующие состояния. Отличие этих коэффициентов от единицы определяют добавки, связанные с учетом $V-V$ -процесса.

Проанализируем полученные результаты. Для молекул CH_3Cl , CH_3Br , CH_3J между накачиваемым и основным колебательным состояниями имеется промежуточное состояние ν_3 , с которым состояние ν_6 взаимодействует за счет $V-V$ -процессов. Из табл. 1

Таблица 2

Молекула	$\Delta_{\text{вн}}$	$\Delta_{\text{в}}$	$\Delta_{\text{н}}$	$\delta_{\text{вн}}$	$\delta_{\text{в}}$	$\delta_{\text{н}}$
CH_3F	1,95	1,95	1	1,32	1,32	1
CH_3Cl	2,80	1,09	2,71	1,47	1,01	1,46
CH_3Br	2,01	1,07	1,94	1,34	1,02	1,32
CH_3I	2,06	1,07	1,99	1,35	1,02	1,33

следует, что для указанных молекул $\Gamma_{\text{лн}} > \Gamma_{\text{нл}}$ и основной вклад обусловлен именно этим взаимодействием. Что же касается взаимодействия накачиваемого состояния ν_6 с верхним возбужденным колебательным состоянием ν_2 , то здесь $\Gamma_{\text{лв}} \ll \Gamma_{\text{вл}}$, и вклад от этого взаимодействия незначителен (несколько процентов). Можно показать, что вклад от взаимодействия ν_6 с колебательными состояниями, расположенными выше ν_2 , еще меньше. Поэтому при построении модели, учитывающей $V - V$ -процессы таких лазеров, достаточно ограничиваться учетом только колебательного состояния ν_6 .

В молекуле CH_3F между основным и накачиваемым ν_3 колебательными состояниями, других промежуточных состояний нет. Поэтому взаимодействие здесь может иметь место только с верхними колебательными состояниями, ближайшим из которых является состояние ν_6 . Ввиду малого энергетического зазора между состояниями ν_3 и ν_6 , а также в связи с тем, что состояние ν_8 двукратно вырождено, для этой молекулы $\Gamma_{\text{лв}} > \Gamma_{\text{вл}}$ (табл. 1). По этой причине, а также из-за малости значения Γ для молекулы CH_3F основной вклад обусловлен взаимодействием ν_3 и ν_6 . Можно показать, что учет взаимодействия с другими возбужденными колебательными состояниями здесь незначителен.

Таким образом, выражение (5) позволяет по известным значениям скоростей $V - V$ -процессов определить их влияние на пороговое условие, а также насыщающую скорость накачки и выбрать модель лазера, ограничившись минимальным числом взаимодействующих колебательных состояний. Для рассмотренных молекул расчет показал, что пороговые условия без учета $V - V$ -релаксации завышаются более, чем в два раза, а насыщающая скорость накачки занижается (иногда в 1,5 раза).

Данные расчеты справедливы при больших давлениях газа, когда диффузией можно пренебречь ввиду преобладающего влияния колебательно-поступательной релаксации. По мере снижения давления скорости диффузии возрастают, поэтому в области низких давлений роль $V - V$ -процессов снижается.

Список литературы: 1. Смит К., Томсон Р. Численное моделирование газовых лазеров. — М.: Мир, 1981. — 516 с. 2. Flynn G. Collision Dynamics of Intermediate Energy Flow in Laser Pumped Polyatomic Molecules: CH_3F // J. of Chem. Phys.— 1980.—72, N 2.— P. 1175—1186. 3. Earl B. L., Rohn A. T. Intermode Vibrational Crossing in CH_3Br // Chem. Phys.— 1976.— 12, N 1.— P. 113—121.

Поступила в редколлегию 22.01.86.

СОДЕРЖАНИЕ

<i>Чванов М. А., Макаренко Б. И., Яковлев И. А.</i> Анализ искажений дискретных сигналов с комбинированной фазово-частотной модуляцией	3
<i>Журавлев И. Я., Довнар А. И.</i> Определение уровня сигнала в схемах формирователей синусоидального напряжения по фактору площади	7
<i>Цербина Ю. В.</i> Адаптивный алгоритм приема дискретных сигналов на фоне аддитивных помех	13
<i>Цербак В. И.</i> Оценка параметров элементарных фазовых пространственных СВЧ-сигналов по критерию максимального правдоподобия	16
<i>Вирсаков А. А., Охрименко А. Е.</i> Достоверность и информативность классификации многомерных гауссовых зашумленных сигналов	21
<i>Зубков Ю. П.</i> Приложение теории структурных систем счисления к задачам синтеза алгоритмов предсказания сигналов коррекции	26
<i>Геряев Б. Г.</i> Представление сигнала на выходе частотно-ограниченного линейного тракта	32
<i>Тестеренко Г. В.</i> Оценка оптимальных значений некоторых параметров высокочастотных систем сличения шкал разнесенных хранителей времени	36
<i>Боцман П. Д., Емельянов А. В.</i> Цифровой синтезатор сигналов	39
<i>Антюфеев В. И., Кулаков В. А., Ларина А. С., Овсянников Ю. В., Султанов А. С.</i> Синтез оптимального цифрового фильтра для компенсационного радиометра с периодической калибровкой	44
<i>Прошкин Е. Г., Симовская С. Ф., Михайлова В. Г.</i> Использование слеящего фильтра с цифроаналоговым управлением в системе радиоакустического зондирования атмосферы	50
<i>Чайковский В. И., Мирошников А. Н.</i> Полуполосная и квадратурная фильтрация на основе полупериодной интерполяции	53
<i>Бидный Ю. М., Пресняков И. Н.</i> Высотно-временная фильтрация параметров состояния динамичной ионосферы. Сообщение 2. Обеспечение устойчивости и сходимости алгоритма	59
<i>Дзюндзюк Б. В., Степанова Т. И.</i> Метод определения оптимального расположения датчиков для измерения плотности потока мощности в производственных помещениях	66
<i>Пашенко Ж. Ф., Терещенко А. И., Гуртовой Ю. В.</i> Алгоритм и программа для визуализации картины токов, текущих в стенках регулярных волноводов и резонаторов	71
<i>Малышенко Л. Е., Царенко В. Т.</i> Коммутатор миллиметрового диапазона волн	77
<i>Тиховский В. Ю., Нешмонин П. В.</i> Алгоритм и программа автоматизированного расчета двусторонней волноводно-щелевой линии	80
<i>Плакий В. Т., Светличный В. М., Шалаев В. А., Дядченко А. В.</i> Исследование основных характеристик индикаторов СВЧ-излучения на основе полуметаллов. Часть 1. Вольт-ваттная чувствительность	85
<i>Овчаренко В. В.</i> Теория $p-n$ -перехода, толщина которого больше диффузионной длины. Сообщение 2	88
<i>Чурюмов Г. И.</i> Теоретический анализ двухчастотного режима работы магнетронного усилителя обратной волны с распределенной эмиссией	94
<i>Васильев С. В., Васянович А. В.</i> Влияние неоднородного магнитного поля на выходные параметры приборов М-типа с учетом возможности генерации гармоник	97
<i>Булгаков С. А., Вавриш Д. М., Третьяков О. А.</i> Теория резонансных умножителей частоты с распределенным взаимодействием 0-типа	100
<i>Бакуменко В. М., Чеботарев В. И., Фесенко Л. Д.</i> Влияние $V-V$ -процессов на пороговое условие и насыщение лазеров с оптической накачкой	108

СБОРНИК НАУЧНЫХ ТРУДОВ

РАДИОТЕХНИКА

Выпуск 81

Редактор *Н. А. Парфенова*
Художественный редактор *Т. П. Короленко*
Технический редактор *Г. П. Александрова*
Корректор *Л. Н. Быкова*

Информ. бланк № 14642

дано в набор 15.10.86. Подп. в печать 06.02.87. БЦ 08534. Формат 60×90/16.
Лумага типогр. № 2. Лит. гарн. Выс. печать. Печ. л. 7,5. Кр.-ртт. 7,75.
Уч.-изд. л. 9,5. Тираж 1000 экз. Изд. № 1498. Зак. 6-369. Цена 1 р. 30 к.

Издательство при Харьковском государственном университете издательского
объединения «Вища школа», 310003, Харьков-3, ул. Университетская, 16

Отпечатано с матриц книжной фабрики «Коммунист» в Харьковской город-
ской типографии № 16. 310003, Харьков-3, ул. Университетская, 16. Зак. 358.

УДК 621.376

Анализ искажений дискретных сигналов с комбинированной фазово-частотной модуляцией / И в а н о в М. А., Макаренко Б. И., Яковлев И. А. // Радиотехника.— 1987.— Вып. 81.— С. 3—7.

Для важного в теоретическом и практическом отношениях случая применения последовательного колебательного контура в качестве избирательного фильтра исследованы переходные процессы и определяемые ими частотно-селективные искажения сигналов с фазово-частотной модуляцией (ФЧМ). Полученные результаты позволяют учесть стохастический характер недвоичных (в общем случае) частотно-фазовых переходов в информационных ФЧМ-сигналах, а также нелинейные и динамические (инерционные) свойства используемых каналов цифровой связи с ограниченной полосой передачи.

Библиогр.: 5 назв.

УДК 621.372

Определение уровня сигнала в схемах формирователей синусоидального напряжения по фактору площади / Журавлев И. Я., Довнар А. И. // Радиотехника.— 1987.— Вып. 81.— С. 7—13.

Предложена методика анализа параметров схем формирователей синусоидальных напряжений по фактору разностной площади. Введен параметр, характеризующий точность сопряжения синусоиды с формируемой кривой. Произведен расчет параметров диодного формирователя, определены оптимальные уровни входного и выходного сигналов, обеспечивающие минимум гармонических искажений сформированного напряжения. Приведены экспериментальные данные, подтверждающие эффективность метода.

Ил. 3. Библиогр.: 3 назв.

УДК 621.391

Адаптивный алгоритм приема дискретных сигналов на фоне аддитивных помех / Щербина Ю. В. // Радиотехника.— 1987.— Вып. 81.— С. 13—16.

Рассмотрен адаптивный алгоритм приема дискретных сигналов в радиоканалах с аддитивными помехами, позволяющий устанавливать близкое к оптимальному значение порога в зависимости от изменяющихся значений распределений сигнала и шума. Приведены расчетные соотношения, позволяющие определять степень ухода оптимального значения порога по изменениям оценок вероятностей «ложных тревог» и «пропусков сигналов».

Библиогр.: 3 назв.

УДК 621.396

Оценка параметров элементарных фазовых пространственных СВЧ-сигналов по критерию максимального правдоподобия / Щербак В. И. // Радиотехника.— 1987.— Вып. 81.— С. 16—21.

Установлена зависимость между размерностью информативного вектора входного сигнала и структурой оптимального измерителя, синтезированного по критерию максимального правдоподобия. Показано, что свойствами наиболее близкими к идеальным, обладают элементарные фазовые пространственные сигналы, позволяющие получать простые оптимальные алгоритмы. Получены соотношения для точностных характеристик, на основании анализа которых установлено условие, позволяющее считать оцениваемые параметры неэнергетическими

Ил. 1. Библиогр.: 5 назв.

УДК 621.391

Достоверность и информативность классификации многомерных гауссовых зашумленных сигналов / Фирсаков А. А., Охрименко А. Е. // Радиотехника.— 1987.— Вып. 81.— С. 21—25.

Изложена методика анализа вероятностных показателей качества классификации многомерных гауссовых сигналов при оптимальном алгоритме их различения и с использованием только их мерности. Описан и проиллюстрирован информационный подход к оптимизации их классификации.

Ил. 4. Библиогр.: 3 назв.

УДК 621.396

Приложение теории структурных систем счисления к задачам синтеза алгоритмов предсказания сигналов коррекции / Зубков Ю. П. // Радиотехника.— 1987.— Вып. 81.— С. 26—32.

Изложена методика нумерации сигналов коррекции в алгоритмах предсказания приемников составных сигналов с избыточностью. На упорядоченном лексикографически множестве сигналов коррекции выявляется структурная система счисления. Процедура перехода от системы счисления сигналов управления к структурной системе счисления сигналов коррекции лежит в основе алгоритмов предсказания.

Библиогр.: 3 назв.

УДК 621.396

Представление сигнала на выходе частотно-ограниченного линейного тракта / Теряев Б. Г. // Радиотехника.— 1987.— Вып. 81.— С. 32—36.

Сигнал на выходе линейного частотно-ограниченного канала с произвольным комплексным коэффициентом передачи представлен в виде суммы неискаженного сигнала поступающего на его вход и межсимвольной помехи (МСП). Получено выражение, позволяющее определить энергетический спектр МСП.

Библиогр.: 3 назв.

УДК 529.781

Оценка оптимальных значений некоторых параметров высокоточных систем сличения шкал разнесенных хранителей времени / Нестеренко Г. В. // Радиотехника.— 1987.— Вып. 81.— С. 36—38.

Получены границы разрешающей способности пороговых устройств, превышение которых в системе сличения шкал времени нерентабельно. Приведена оценка отношения сигнал-шум, позволяющего перейти к измерению временного положения сигнала по фазе его высокочастотного заполнения реальным пороговым устройством.

Ил. 1. Библиогр.: 2 назв.

УДК 621.317

Цифровой синтезатор сигналов / Бодман П. Д., Емельянов А. В. // Радиотехника.— 1987.— Вып. 81.— С. 39—44.

Предложен цифровой синтезатор сигналов на базе системы ИФАПЧ при воздействии на нее различных управляющих сигналов с целью формирования частотно- и фазоманипулированных колебаний в результате принудительной внутренней модуляции параметров колебания синхронизируемого генератора. Приведены результаты анализа цифрового синтезатора сигналов.

Библиогр.: 4 назв.

УДК 621.396

Синтез оптимального цифрового фильтра для компенсационного радиометра с периодической калибровкой / Антюфеев В. И., Кулаков В. А., Ларина А. С. и др. // Радиотехника.— 1987.— Вып. 81.— С. 44—50.

Решена задача синтеза цифрового фильтра, оптимального по критерию минимума дисперсии оценки антенной температуры, для компенсационного радиометра с периодической калибровкой. Получены расчетные соотношения для чувствительности радиометра с учетом флуктуаций коэффициента усиления приемника. Показана целесообразность использования квазиоптимальных цифровых фильтров с одинаковыми весовыми коэффициентами.

Ил. 6. Библиогр.: 5 назв.

УДК 551.508

Использование слеящего фильтра с цифроаналоговым управлением в системе радиоакустического зондирования атмосферы / Прошкин Е. Г., Симовская С. Ф., Михайлова В. Г. // Радиотехника.— 1987.— Вып. 81.— С. 50—53.

Рассмотрен электрически перестраиваемый полосовой фильтр на базе управляемого трансформатора для измерения доплеровской частоты сигнала системы радиоакустического зондирования атмосферы.

Ил. 1. Библиогр.: 3 назв.

УДК 621.372

Полуполосная и квадратурная фильтрация на основе полупериодной интерполяции / Чайковский В. И., Мирошников А. Н. // Радиотехника.— 1987.— Вып. 81.— С. 53—59.

Рассмотрены процедуры полуполосной и квадратурной фильтрации на основе полупериодной интерполяции, которые можно эффективно использовать для полуполосной фильтрации последовательностей отсчетов входных сигналов и выделения квадратурных составляющих в виде отсчетов их комплексной огибающей или аналитического сигнала.

Ил. 3. Библиогр.: 3 назв.

УДК 621.391

Высотно-временная фильтрация параметров состояния динамической ионосферы. Сообщение 2. Обеспечение устойчивости и сходимости алгоритма / Б и д н ы й Ю. М., Пресняков И. Н. // Радиотехника.— 1987.— Вып. 81.— С. 59—66.

Определены условия обеспечения устойчивости и сходимости расширенного фильтра Калмана для параметров состояния динамической ионосферы. Устойчивость фильтра гарантируется разнесением текущих оценок вектора состояния на несколько подтактов экстраполяции его значения.

Скорость сходимости алгоритма фильтрации повышена в результате использования предварительной высотной фильтрации по эмпирическим моделям профилей параметров и использования информации о них на участках стационарности ионосферы.

Ил. 2. Библиогр.: 4 назв.

УДК 621.371

Метод определения оптимального расположения датчиков для измерения плотности потока мощности в производственных помещениях / Дзюндзюк Б. В., Степанова Т. И. // Радиотехника.— 1987.— Вып. 81.— С. 66—71.

Рассмотрены некоторые вопросы методики измерения плотности потока мощности электромагнитного излучения в производственных помещениях. Предложен метод оптимального выбора размещения точек замера ППМ,

Библиогр.: 2 назв.

УДК 621.372

Алгоритм и программа для визуализации картины токов, текущих в стенках регулярных волноводов и резонаторов / Пашенко Ж. Ф., Терещенко А. И., Гуртовой Ю. В. // 1987.— Вып. 81.— С. 71—76.

Изложены принципы построения комплекса программ для расчета и визуализации картин поверхностных токов, текущих в стенках регулярных устройств СВЧ. В состав комплекса входят программы, выполняющие векторное сложение, расчет токов и их направлений, осуществляющих вывод информации в удобном для пользователя виде. Предложен простой способ учета направлений протекания токов в стенках волноводов и резонаторов, получены формулы для вычисления этих направлений.

Табл. 3. Ил. 3. Библиогр.: 3 назв.

УДК 621.372

Коммутатор миллиметрового диапазона волн / Малышенко Л. Е., Царенко В. Т. // 1987.— Вып. 81.— С. 77—80.

Изложены методика и результаты расчета оптимального положения переключающих элементов относительно центра симметрии коммутатора. Приведены данные экспериментального исследования коммутатора.

Табл. 1. Ил. 2. Библиогр.: 4 назв.

УДК 621.372

Алгоритм и программа автоматизированного расчета двусторонней волноводно-щелевой линии / Тиховский В. Ю., Нешмонин П. В. // Радиотехника.— 1987.— Вып. 81.— С. 80—85.

Построена математическая модель, создан алгоритм и программа автоматизированного расчета двусторонней волноводно-щелевой линии (ВЩЛ). ВЩЛ представлена как система связанных через щель прямоугольных волноводов. Это позволило применить матричный метод, основанный на использовании метода частичных областей, разложения поля в волноводах по собственным функциям и метода Галеркина. Получены дисперсионные характеристики и исследована зависимость распространения электромагнитных волн в линии от ее геометрических размеров.

Ил. 2. Библиогр.: 4 назв.

УДК 621.382

Исследование основных характеристик индикаторов СВЧ-излучения на основе полуметаллов. Часть I. Вольт-ваттная чувствительность / Плаксий В. Т., Светличный В. М., Шалаев В. А., Дядченко А. В. // Радиотехника.— 1987.— Вып. 81.— С. 85—88.

Приведены результаты расчета вольт-ваттной чувствительности индикаторов СВЧ-излучения на основе полуметаллов (сплавов висмут — сурьма) для различных моделей контакта металл — полуметалл с учетом геометрии контакта и теплового потока через контакт металл — полуметалл. Показано, что увеличение чувствительности индикаторов можно осуществить подбором сплава висмут — сурьма с определенным процентным содержанием сурьмы в сплаве, а также применением плоской геометрии контакта металл — полуметалл и использованием смещения по постоянному току.

Ил. 1. Библиогр.: 4 назв.

УДК 621.382

Теория p - n -перехода, толщина которого больше диффузионной длины. Сообщение 2. / Овчаренко В. В. // Радиотехника.— 1987.— Вып. 81.— С. 88—94.

Проведен количественный анализ линеаризованной системы дифференциальных уравнений p - n -перехода, описывающей p - n -переход вдали от контакта. Показано, что эта система, состоящая из пяти уравнений первого порядка, имеет двухпараметрическое семейство решений, ограниченных на бесконечности. Обоснована достаточность двух физических условий на контакте для обеспечения единственности равновесного решения. Найден способ описания семейства ограниченных решений с помощью ряда из экспонент и на его основе построен алгоритм вычисления равновесного решения. Приведены результаты численного эксперимента на ЭВМ.

Ил. 2. Библиогр.: 2 назв.

УДК 621.385

Теоретический анализ двухчастотного режима работы магнетронного усилителя обратной волны с распределенной эмиссией / Чурюмов Г. И. // Радиотехника.— 1987.— Вып. 81.— С. 94—97.

Рассмотрены вопросы усиления двухчастотного сигнала в магнетронном усилителе обратной волны с учетом дисперсии замедляющей системы и зависимости изменения сопротивления связи от частоты. Результаты получены в нерелятивистском, двумерном и квазипериодическом приближениях методом «крупных» частиц. Показано, что влияние усиливаемых сигналов друг на друга существенно зависит от параметров замедляющей системы.

Ил. 2. Библиогр.: 6 назв.

УДК 621.385

Влияние неоднородного магнитного поля на выходные параметры приборов М-типа с учетом возможности генерации гармоник / Васильев С. В., Васянович А. В. // Радиотехника. — 1987. — Вып. 81. — С. 97—99.

Изложены результаты математического моделирования влияния неоднородного вдоль радиуса магнитного поля на основные параметры магнетронного генератора. Показано, что при выбранной конфигурации магнитного поля повышаются выходная мощность и электронный КДП прибора без увеличения уровня второй и третьей гармоник.

Ил. 1. Библиогр.: 4 назв.

УДК 621.385

Теория резонансных умножителей частоты с распределенным взаимодействием О-типа / Булгаков С. А., Ваврив Д. М., Третьяков О. А. // Радиотехника. — 1987. — Вып. 81. — С. 100—107.

Получена самосогласованная система уравнений для двухкаскадного резонансного умножителя частоты и найдено ее аналитическое решение в случае, когда эффективное умножение частоты достигается при использовании высших частотных гармоник конвекционного тока пучка, промодулированного во входном каскаде. Определены условия, при которых умножение частоты с высокой кратностью реализуется совместно с высокими энергетическими характеристиками преобразования сигнала накачки. Показана перспективность использования таких умножителей, как источников излучения миллиметрового диапазона.

Ил. 3. Библиогр.: 5 назв.

УДК 621.373

Влияние $V-V$ -процессов на пороговое условие и насыщение лазеров с оптической накачкой / Бакуменко В. М., Чеботарев В. И., Фесенко Л. Д. // Радиотехника. — 1987. — Вып. 81. — С. 108—111.

Получены выражения, определяющие пороговые условия и насыщающую скорость накачки при учете $V-V$ -взаимодействия накачиваемого колебательно-го состояния с соседними возбужденными колебательными состояниями. Для молекул типа симметричного вельчка проведены численные расчеты, показывающие, что пороговое условие ослабляется примерно вдвое по сравнению с результатами излучения упрощенной модели, а насыщающая скорость накачки может возрастать в полтора раза.

Табл. 2. Ил. 1. Библиогр.: 3 назв.