

В. А. ПИСЬМЕНЕЦКИЙ, канд. техн. наук,  
И. С. САВЧЕНКО, канд. техн. наук, О. В. ЯШКОВ

### ПРОСТАЯ АППАРАТУРНАЯ МОДЕЛЬ СИГНАЛОВ СПЕКТРОАНАЛИЗАТОРА

Спектральный анализ широко применяется как эффективный способ получения информации при исследовании различных процессов и явлений на физических установках [1; 2].

Специфика физического эксперимента, сложность и многообразие протекающих явлений приводит к тому, что выпускаемые приборы спектрального анализа (СА) в большинстве случаев малоэффективны. Необходимо выполнять разработки указанных приборов в соответствии с определенной программой физических исследований. Отсутствие конкретной информации о структуре исследуемых процессов не позволяет четко определить технические требования на проектирование и разработку анализатора спектра (АС) для физических исследований. Известны методы оценки погрешностей измерений спектров, требующие нахождения функциональной зависимости погрешности от разрешающей способности АС, формы амплитудно-частотной характеристики (АЧХ), структуры исследуемых сигналов и т. д. [2]. При этом крайне затруднительно определить с какой точностью можно осуществлять изменение спектральных характеристик процессов.

Следовательно, целесообразно иметь сравнительно несложную модель сигналов и спектров, позволяющую воспроизводить структуру реальных исследуемых процессов и оценивать необходимые требования к методологическим параметрам аппаратуры СА. Учитывая изложенное, назовем эту модель аппаратурной, поскольку ее область применения связана с проектированием и разработкой АС.

Приборы СА, работающие в реальном масштабе времени, обеспечивают формирование спектральной плотности  $S(\omega)$  в виде усеченного ряда Котельникова [3] или Фурье, что позволяет принципиально избавиться от недостатков, связанных с огибающей АЧХ фильтров, их расстановкой на оси частот, характерных для традиционных устройств одновременного СА.

Точное формирование  $S(\omega)$  АС параллельного типа возможно только в том случае, если огибающая АЧХ фильтров описывается функцией  $\sin x/x$  [3]. Подобную огибающую могут иметь ортогональные фильтры, размещенные на пьезоэлектрической подложке. При этом спектральную плотность определим по формуле

$$S(\omega) = \sum_n (2\pi/\Omega) A_n \frac{\sin(\omega - \omega_n)\pi/\Omega}{(\omega - \omega_n)\pi/\Omega}, \quad \Omega = 2\pi/T_c, \quad (1)$$

где  $T_c$  — длительность входного сигнала. Огибающая суммы (1) между отсчетными точками формируется посредством сложения большого числа боковых лепестков слагаемых

$$A_n \frac{\sin(\omega - \omega_n)\pi/\Omega}{(\omega - \omega_n)\pi/\Omega}$$

или практически  $A_n \sin(\omega - \omega_n)\pi/\Omega$ . Тогда на интервале  $\Omega$  огибающую  $S(\omega)$  представим как сумму гармонических колебаний. В результате при конечном числе слагаемых между отсчетами всегда будут остаточные гармонические осцилляции. Хотя во всей полосе частот огибающая  $S(\omega)$  достаточно сложная, на отрезке  $\Omega$  для ее описания ограничимся простой суммой гармонических колебаний. Следовательно, можно предположить, что для реальных импульсных радиосигналов фрагмент  $S(\omega)$  в полосе частот  $k\Omega$  ( $1 < k < 10$ ) описывается сравнительно несложной зависимостью. Действительно, в пределах частотного интервала всегда  $S(\omega)$  представляет монотонную зависимость, либо содержит осцилляции с периодом меньшим или равным, либо включает одновременно перечисленные случаи.

Таким образом, для описания фрагмента  $S(\omega)$  необходима функция, содержащая осцилляции с периодом  $2\Omega$  и медленно изменяющуюся составляющую с различным законом убывания. Обзор наиболее часто применяемых функций и их Фурье-спектров показывает, что для получения осциллирующей зависимости целесообразно применить спектр радиопульса  $A_1 e^{-at} \cos \omega_1 t$ . Медленно изменяющуюся составляющую можно ввести в виде спектра временной функции

$$A_2 e^{-t^2/2a^2} \cos \omega_2 t,$$

который выражается так:

$$S_2(\omega) = (A_2/2) \sqrt{2\pi} a e^{-\frac{(\omega - \omega_2)^2 a^2}{2}}. \quad (2)$$

Определим скорость изменения  $S_2(\omega)$  на оси частот

$$\frac{dS_2(\omega)}{d\omega} = (A_2/2) \sqrt{2\pi} a^3 e^{-\frac{(\omega - \omega_2)^2 a^2}{2}} (\omega - \omega_2).$$

Обозначим  $(A_2/2) \sqrt{2\pi} a^3 = B$ ,  $a(\omega - \omega_2) = y$ ,  $B/a = C$ .

Тогда 
$$\frac{dS_2(\omega)}{d(\omega)} = Cy e^{-y^2/2}.$$

Исследуем поведение производной в зависимости от значений  $y$ . Для этого представим  $e^{-y^2/2}$  степенным рядом

$$e^{-y^2/2} = 1 - \frac{y^2}{2} + \frac{y^4}{4 \cdot 2!} - \frac{y^6}{8 \cdot 3!} + \frac{y^8}{16 \cdot 4!} + \dots + \left(\frac{y^2}{2}\right)^n \frac{1}{n!} + \dots$$

Учитывая, что остаток знакопередающегося ряда по абсолютной величине меньше первого отброшенного члена и ограничиваясь погрешностью не более 5 %, получаем

$$e^{-y^2/2} = \begin{cases} 1, & 0 < y < 0,3; \\ 1 - \frac{y^2}{2}, & y \leq 0,5; \\ 1 - \frac{y^2}{2} + \frac{y^4}{4 \cdot 2!}, & y < 1. \end{cases} \quad (3)$$

Как видно из равенства (3), огибающая вида (2) содержит участки, крутизна которых существенно отличается, что позволяет воспроизводить практически любой закон убывания  $S(\omega)$ . Следовательно, для синтеза монотонно убывающей компоненты  $S(\omega)$  целесообразно применять Фурье-преобразование (2).

Таким образом, для аппроксимации огибающей спектральной плотности реальных процессов в области частот можно воспользоваться соотношением

$$|S(\omega)| = \sqrt{[|S_1(\omega)| \cos \varphi_1(\omega) + S_2(\omega)]^2 + [S_1(\omega) \sin \varphi_1(\omega)]^2}, \quad (4)$$

где

$$\begin{aligned} |S_1(\omega)| &= |F[A_1 e^{-at} \cos \omega_1 t]| = \\ &= \frac{A_1}{2} \sqrt{\frac{1 + e^{-2aT_c} - 2e^{-aT_c} \cos(\omega - \omega_1)T_c}{a^2 + (\omega - \omega_1)^2}}; \\ \varphi_1(\omega) &= \operatorname{arctg} \frac{\omega - \omega_1}{a} + \operatorname{arctg} \frac{e^{-aT_c} \sin(\omega - \omega_1)T_c}{1 - e^{-aT_c} \cos(\omega - \omega_1)T_c}; \\ S_2(\omega) = |S_2(\omega)| &= \frac{A_2}{2} \sqrt{2\pi a} e^{-\frac{(\omega - \omega_2)^2}{2} a^2}; \quad \varphi_2(\omega) = 0; \end{aligned}$$

$F$  — символ преобразования Фурье.

Зададим в качестве параметров уровни убывания исходных временных функций

$$e^{-aT_c} = h; \quad e^{-\frac{T_c^2}{2a^2}} = g.$$

Тогда

$$a = \frac{1}{T_c} \ln \frac{1}{h}; \quad a = \frac{T_c}{2\sqrt{2 \ln 1/g}}.$$

Аппроксимирующая функция (4) может изменять свою структуру с помощью параметров  $A_1, A_2, \omega_1, \omega_2, h, g$ . Высокая скорость убывания слагаемого  $S_2(\omega)$  позволяет практически независимо формировать огибающую фрагмента  $S_2(\omega)$  вариацией любого из параметров. В частности, изменять положение и амплитудные значения максимумов с помощью параметров  $A_1, A_2, \omega_1, \omega_2$ , глубину осцилляций — с помощью  $h$ . Выбор необходимого по крутизне участка

слагаемого  $S_2(\omega)$  может выполняться изменением параметров  $\omega_2, g$ .

Для оценки применимости полученных результатов с помощью соотношения (4) при ориентировочном выборе указанных параметров моделировались огибающие спектров различных процессов в физических установках. Результаты вычислений показаны на

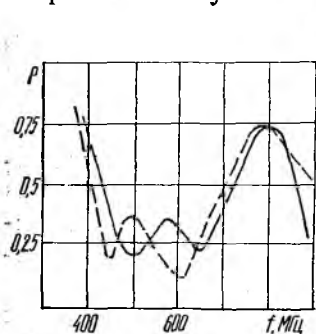


Рис. 1

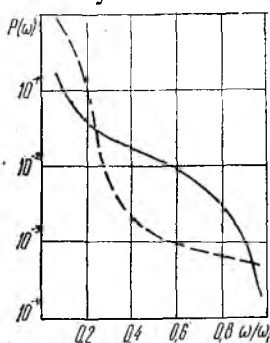


Рис. 2

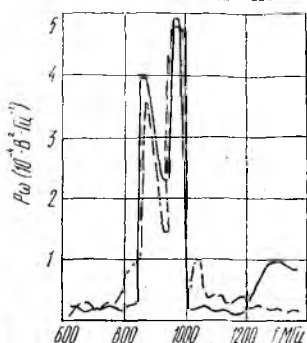


Рис. 3

рис. 1 пунктирной линией, а реальные спектры — сплошной. В частности, на рис. 1 представлены огибающие спектров турбулентных шумов в линейном водородном разряде «НРП-2» [4] для плотности плазмы  $1,6 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ . При этом были выбраны следующие параметры модели:  $A_1 = A_2 = 1$ ;  $\omega_1 = 80(2\pi/T_c)$ ;  $\omega_2 = 84(2\pi/T_c)$ ;  $h = 0,2$ ;  $g = 0,001$ . На рис. 2 показан участок турбулентного спектра, зарегистрированного двойным электрическим зондом в водородной плазме стелларатора «Твист» и его модель с параметрами  $A_1 = 0,4$ ;  $A_2 = 1$ ;  $\omega_1 = 87(2\pi/T_c)$ ;  $\omega_2 = 86(2\pi/T_c)$ ;  $h = 0,5$ ;  $g = 0,001$ .

Результаты моделирования спектра Кадомцева [5], описывающего распределение плотности мощности флуктуаций в режиме ионно-звуковой турбулентности, представлены на рис. 3. Параметры модели  $\omega_1 = \omega_2 = 80(2\pi/T_c)$ ;  $A_1 = 0,3$ ;  $A_2 = 1$ ;  $h = 0,1$ ;  $g = 0,001$ .

Из графиков следует, что моделирующая функция (4) позволяет воспроизводить фрагменты спектров различных процессов и, следовательно, пригодна для оценки погрешности частотного анализа с применением различных методов СА и частотно-избирательных элементов. Следовательно, представляется возможным решать задачу поиска оптимальной структуры АС в зависимости от требуемых метрологических параметров или типа решаемой задачи. Так находятся амплитудные значения и частоты, соответствующие максимумам  $S(\omega)$ ; определяется скорость убывания огибающей  $S(\omega)$ ; производится слежение за изменением положения максимумов и т. д.

Предложенная модель может быть также полезной при организации банков данных о спектрах различных процессов в целях их автоматизированной идентификации с помощью ЭВМ непосредственно при выполнении физического эксперимента.

**Список литературы:** 1. *Анализатор спектра частот одиночного радиоимпульса*/И. С. Савченко, В. А. Хорунжий, В. А. Письменецкий и др.//Приборы и техника эксперимента. — 1971. — № 6. — С. 103—105. 2. *Grisson J. T., Kochler D. R. Introduction to resolution distortion*//Amer. J. Phys. — 1967. — 35, N 8. — S. 168—173. 3. *Письменецкий В. А., Хорунжий В. А., Яшков О. В.* Анализатор спектра с управляемыми параметрами//Тр. Таганрог. радиотехн. ин-та. — 1974. — Вып. 1. — С. 62—70. 4. *Рассеяние электромагнитных волн на турбулентных пульсациях плазмы*/Ю. Г. Калинин, Д. Н. Лин, В. Д. Рютов и др.//Журн. эксперимент. и теорет. физики. — 1968. — 55. — Вып. 1. — С. 115—121. 5. *Кадомцев Б. В., Левашвили В.* Слабая турбулентная плазма в магнитом поле//Журн. эксперимент. и теорет. физики. — 1962. — 43. — Вып. 6. — С. 2234—2244.

Поступила в редколлегию 23.08.85

УДК 621.396

Б. Г. ТЕРЯЕВ, канд. техн. наук

### ОТНОШЕНИЕ СИГНАЛ-ПОМЕХА НА ВЫХОДЕ РАЗЛИЧНЫХ ТИПОВ УСТРОЙСТВ СИНХРОНИЗАЦИИ КВАЗИКОГЕРЕНТНЫХ ДЕМОДУЛЯТОРОВ ФМ-СИГНАЛОВ ПРИ НАЛИЧИИ МЕЖСИМВОЛЬНЫХ ПОМЕХ В КАНАЛЕ

В работе [1] изложена методика определения энергетического спектра (ЭС) помехи на выходе нелинейных преобразователей (НП) различных типов устройств синхронизации квазикогерентных демодуляторов ФМ-сигналов — УФОК и УВТИ [2]. Там же приведены результаты по исследованию отношения сигнал-помеха на выходе УФОК и УВТИ при наличии только аддитивного шума в канале.

Известно определение ЭС сложной помехи на выходе частотно-ограниченного канала, позволяющее учесть дополнительные искажения сигнала межсимвольной помехой — МСП [3]. Это дает возможность, используя методику, изложенную в работе [1], найти ЭС на выходе НП тех же устройств синхронизации, но при дополнительном появлении межсимвольных искажений в канале. Комплексный коэффициент передачи канала полагаем произвольным, когда импульсная реакция канала на радиосигнал удовлетворяет или не удовлетворяет условию Найквиста. Рассмотрим результаты исследования некоторых типов УФОК и УВТИ квазикогерентных демодуляторов сигналов ФМ-2 и ФМ-4 и отношения сигнал-помеха на их выходе при учете аддитивного шума и МСП. Нормированный комплексный коэффициент передачи представляем в виде

$$k(j\omega) = e^{-\frac{(\omega - \omega_0)^2}{2\beta^2}} e^{j\tau_0(\omega - \omega_0)},$$

где  $\tau_0 = \pi/2\Delta_c$ ;  $\Delta_c$  — эквивалентная энергетическая полоса пропускания канала,  $\Delta_c = \beta/\sqrt{\pi}$ , т. е. рассматривается канал с гауссовой частотной и линейной фазовой характеристикой. Полученные