

Анализ фазорных поляризационных параметров импульсных сигналов, принимаемых сверхширокополосной измерительной антенной

М.В. Головачев, А.В. Кочетов, О.С. Миронов

ОАО «НПП «Радар ммс», Санкт-Петербург, ул. Новосельковская д. 37, radar@radar-mms.com

Предложен метод измерения фазорных поляризационных параметров импульсных сигналов, принимаемых антенной системой. Предложена конструкция СШП антенны для приема импульсных сигналов.

The pulse signals polarization parameters measurement method is suggested. The construction of ultra wideband antenna for pulse signals receiving is considered.

В последние годы интенсивно развиваются технологии излучения и приема сверхширокополосных сверхкороткоимпульсных сигналов, длительность которых доходит до десятых долей наносекунды. Применение таких импульсов заставляет пересмотреть многие определения теории антенн и распространения сигналов, которые ранее были сформулированы в основном для узкополосных сигналов [1]. Это, в том числе, относится и к теории поляризации импульсных сигналов. Детальный анализ поляризационной структуры сигналов произвольной формы был произведен в [2]. В этой работе будем отталкиваться от основ, изложенных там.

Подход к определению поляризации по [2] базируется на преобразовании Гильберта. Итак, пусть есть сигнал $\underline{E}(t) = s_1(t) + js_2(t)$, где $s_1(t)$ и $s_2(t)$ известны, и нужно определить его поляризационные параметры. Представим $s_1(t)$ и $s_2(t)$ в форме:

$$s_1(t) = A_1(t) \cos \Phi_1(t)$$

и

$$s_2(t) = A_2(t) \cos \Phi_2(t)$$

Огибающая и фаза определяется через гильбертанты:

$$h_1(t) = H[s_1(t)] = \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{s_1(\tau)}{t - \tau} d\tau$$

$$h_2(t) = H[s_2(t)] = \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{s_2(\tau)}{t - \tau} d\tau,$$

в соответствии с соотношениями:

$$A_1(t) = \sqrt{s_1^2(t) + h_1^2(t)} \quad \Phi_1(t) = \arctg \frac{h_1(t)}{s_1(t)}$$

$$A_2(t) = \sqrt{s_2^2(t) + h_2^2(t)} \quad \Phi_2(t) = \arctg \frac{h_2(t)}{s_2(t)}$$

Окончательно

$$\gamma(t) = \arcsin \frac{A_2(t)}{\sqrt{A_1^2(t) + A_2^2(t)}}$$

$$\delta(t) = \Phi_2(t) - \Phi_1(t)$$

Проведем анализ полученных результатов.

Наиболее интересны случаи, когда поляризационные параметры неизменны во времени. Один из таких случаев – это пара гармонических сигналов одной частоты. Однако этим дело не ограничивается. При ближайшем рассмотрении полученных

формул видно, что если $s_2(t) = h_1(t)$, то есть $s_1(t)$ и $s_2(t)$ связаны преобразованием Гильберта, то получится что

$$\gamma(t) = \arcsin \frac{A_1(t)}{\sqrt{A_1^2(t) + A_1^2(t)}} = \arcsin \frac{A_1(t)}{\sqrt{2}A_1(t)} = \arcsin \frac{1}{\sqrt{2}} = \frac{\pi}{4}$$

$$\delta(t) = \Phi_2(t) - \Phi_1(t) = \arctg \frac{-s_1(t)}{h_1(t)} - \arctg \frac{h_1(t)}{s_1(t)} = \arctg \frac{-\frac{s_1(t)}{h_1(t)} - \frac{h_1(t)}{s_1(t)}}{1 - \frac{s_1(t)}{h_1(t)} \cdot \frac{h_1(t)}{s_1(t)}} = -\frac{\pi}{2}$$

В качестве примера рассмотрим Вейвлет Морле, который записывается как $W(t) = e^{j\omega t} e^{-\frac{t^2}{2p^2}}$ (рис. 1).

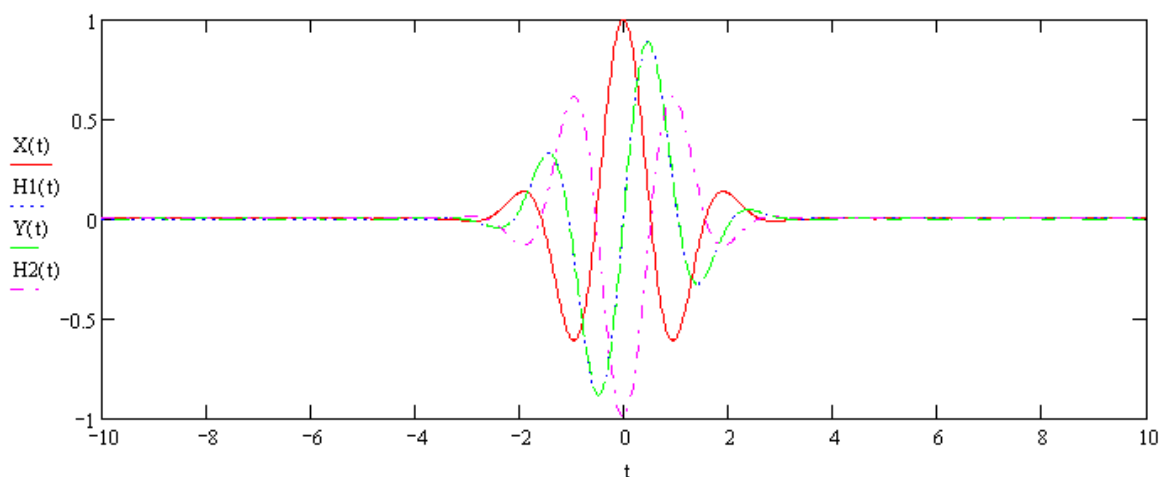


Рис. 1.

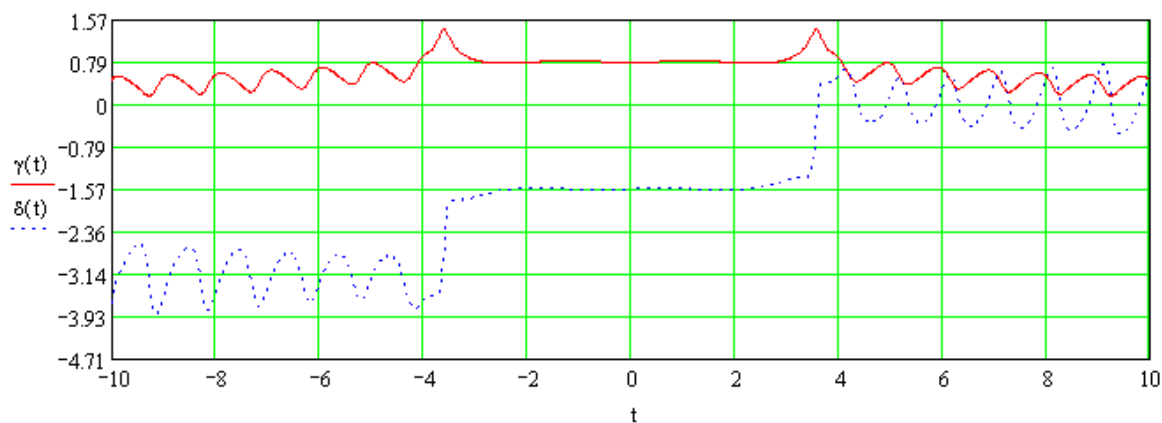


Рис. 2.

Из рис. 2 видно, что исследуемый сигнал сохраняет поляризационные параметры на время длительности импульса, однако потом «расползается». Этот эффект объясняется тем, что компоненты такого сигнала на всем интервале его действия не являются гильбертово сопряженными, что непосредственно следует из теоремы Бедросяна [4].

Наконец, рассмотрим интересный случай, когда вместо тяжело-формируемой гильбертанты используется производная базового импульса (рис. 5, 6)

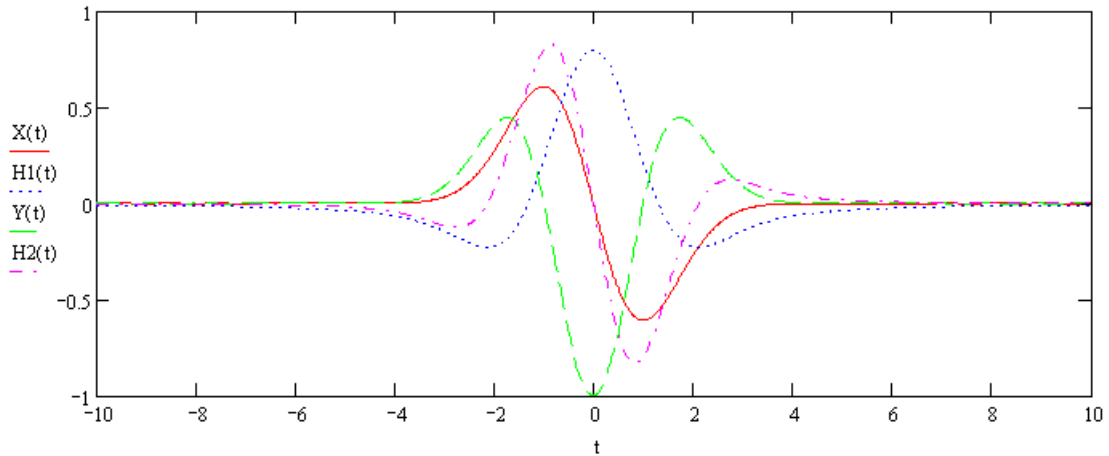


Рис. 3.

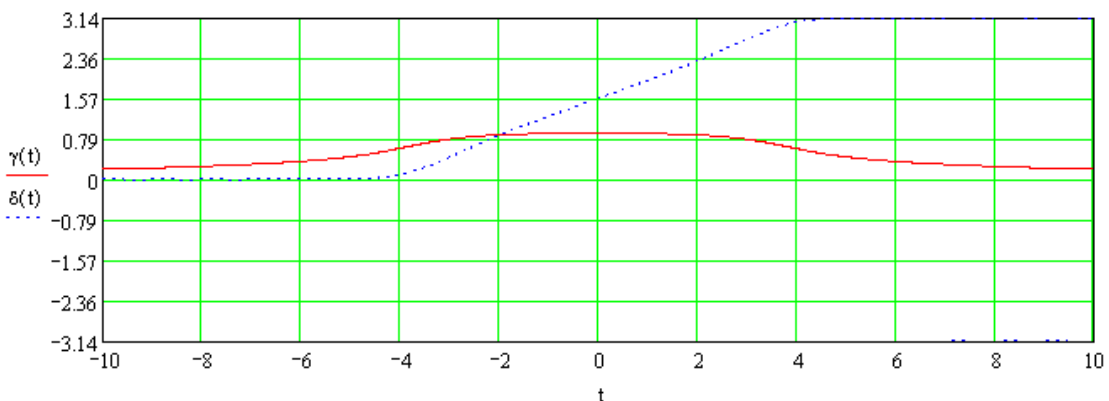


Рис. 4.

Видно, что на некотором временном интервале параметр $\gamma(t)$ изменяется мало, тогда как $\delta(t)$ практически равномерно нарастает.

Сигналы $s_1(t)$ и $s_2(t)$ могут быть взяты с выхода двух любых ортогональных антенн линейной поляризации. Однако, для анализа импульсных сигналов желательно использование антенны согласованной в широкой полосе частот. Такой антенной может являться модифицированная антенна Вивальди (рис. 5, 6), в которой счет добавления резонатора улучшается ее согласование в области низких частот (рис. 7).

Электродинамическое моделирование такой антенны выполнено в пакете XFDTD 6.0. Входное сопротивление антенны с широкополосным резонатором, изображенной на рис.5, составляет 50 Ом.

При падении на антенну импульса плоской ЭМВ линейной поляризации, аппроксимированной в виде бицикла Гаусса, антенна принимает сигнал в виде, представленном на рис. 8. Спектр принимаемого сигнала представлен на рис. 9. Для приема сигналов в двух взаимно ортогональных плоскостях антенна сконструирована так, как показано на рис. 6. При этом с антенны может сниматься дифференциальный сигнал для подачи на широкополосные операционные усилители (например, на дифференциальную головку осциллографа Agilent DSO/DSA 80000B). Таким образом, представленная антенна может использоваться как сверхширокополосная антенна для измерения поляризационных характеристик импульсных сигналов.

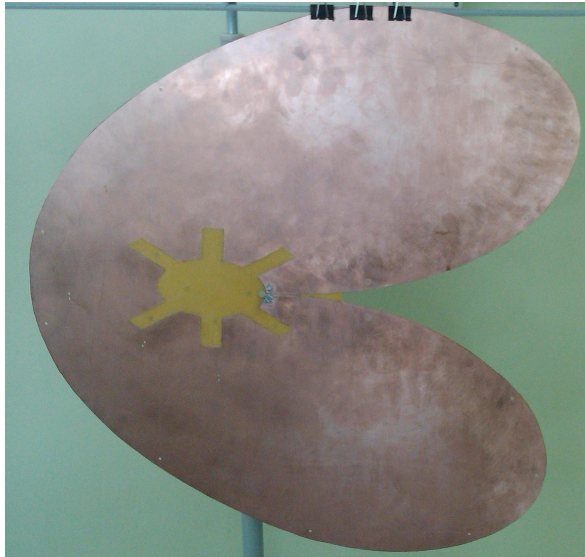


Рис. 5.



Рис. 6.

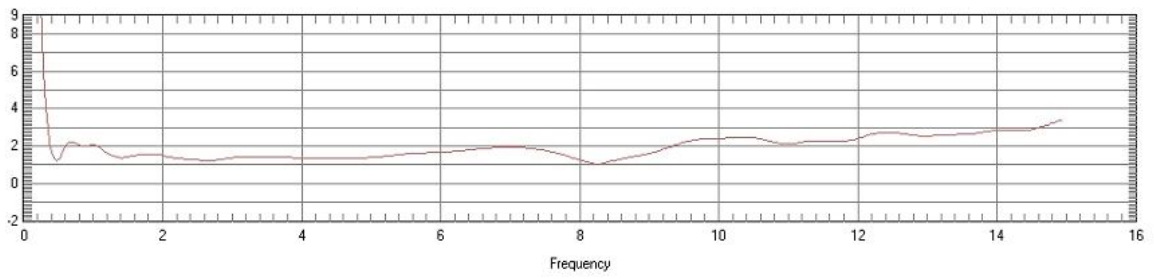


Рис. 7.

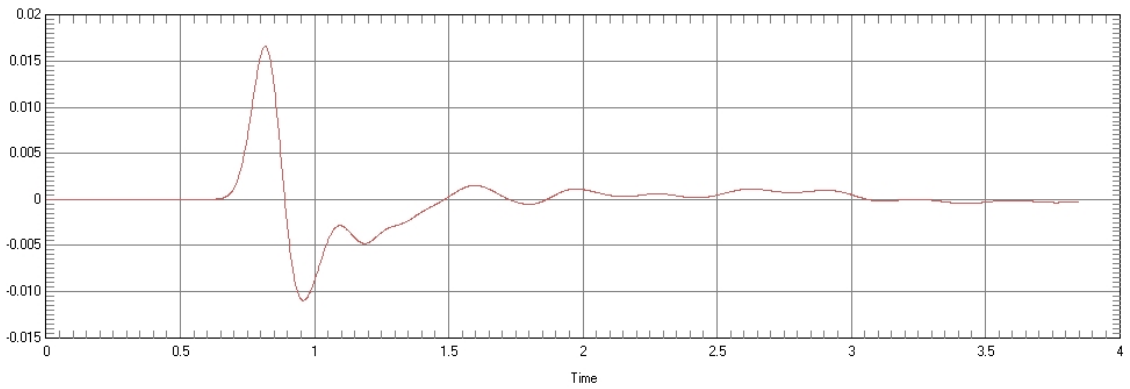


Рис. 8.

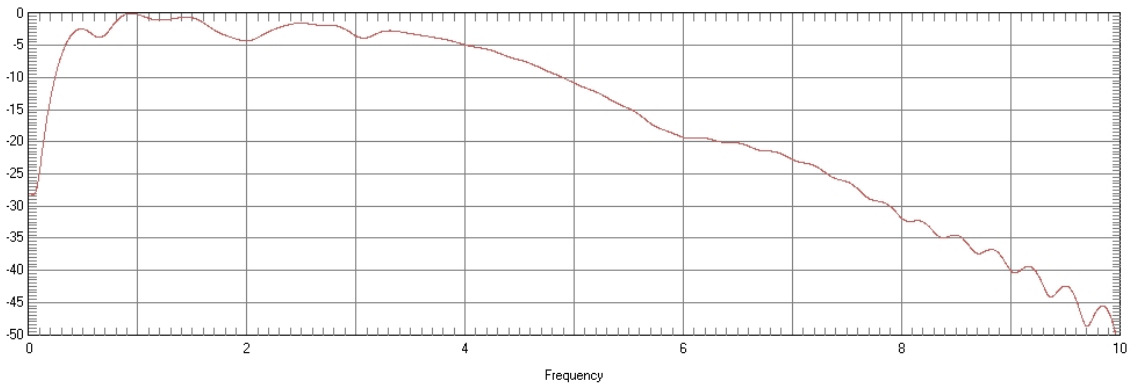


Рис. 9.

Литература

1. Астанин Л.Ю., Костылев А.А. Основы сверхширокополосных радиолокационных измерений. – М.: Радио и связь, 1989.
2. Козлов Н.И., Логвин А.И., Сарычев В.А. Поляризация радиоволн. Поляризационная структура радиолокационных сигналов. М.: Радиотехника, 2005. 704 с.
3. Татаринov В.Н. Введение в современную теорию поляризации радиолокационных сигналов. Т. 1. Поляризация плоских электромагнитных волн и ее преобразования. – Томск: Издательство Томского университета, 2006. 379 с.
4. Вайнштейн Л.А., Вакман Д.Е. Разделение частот в теории колебаний и волн. – М.: Наука, 1983. 288 с.