03;11

Искажения прямоугольного радиоимпульса с хаотической несущей, распространяющегося в диспергирующей резонансно-поглощающей газовой среде

© Г.М. Стрелков, Ю.С. Худышев

Фрязинский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, Фрязино, Московская обл., Россия
E-mail: strelkov@ms.ire.rssi.ru

Поступило в Редакцию 28 января 2019 г.
В окончательной редакции 4 февраля 2019 г.
Принято к публикации 4 февраля 2019 г.

Кратко описаны возможные характер и особенности дисперсионных искажений прямоугольного наносекундного радиоимпульса с хаотической несущей, моделируемой на основе отображения Чебышева первого рода третьего порядка, при распространении в резонансно-поглощающей газовой среде. Показано, что удаление импульса от излучателя сопровождается трансформацией его огибающей к шумоподобному виду. При этом в достаточно широких интервалах значений параметров среды искажения огибающей не сопровождаются разрушением или принципиальными изменениями его авто- и частотной корреляционных функций.

DOI: 10.21883/PJTF.2019.08.47622.17715

Одним из современных направлений развития радиосистем различного назначения является работа с импульсными сигналами, характеристики (амплитуда, фаза, частота) которых изменяются случайным образом (хаотически) (см., например, [1–4]). Такие сигналы обладают широкими спектрами, позволяют, в частности, увеличивать скрытность и помехозащищенность работы систем и обладают рядом других преимуществ по сравнению с регулярными сверхширокополосными сигналами. В зависимости от частотного диапазона, которому принадлежит спектр сигнала, значительное влияние на его распространение могут оказывать природные среды. Для сигналов терагерцевого диапазона (частоты 100−1000 GHz) такой средой является земная атмосфера. Коэффициент поглощения и показатель преломления атмосферы в терагерцевом диапазоне определяются многочисленными резонансными линиями ее малых газовых составляющих, среди которых основная роль принадлежит водяному пару [5]. Соответственно, в задачах статистической радиотехники возникает новый аспект, обусловленный необходимостью создания методик обработки принимаемых сигналов не только с изначально хаотическими характеристиками, но и дополнительно деформированных средой в процессе распространения. В настоящей работе кратко изложены некоторые начальные результаты теоретического анализа дисперсионных искажений электромагнитного импульса в резонансно-поглощающей среде на примере прямоугольного радиоимпульса с хаотической несущей. Хаотичность несущей моделируется на основе отображения Чебышева первого рода третьего порядка. Аналогичным образом задачу можно рассмотреть с привлечением альтернативных отображений, обсуждаемых в литературе (см., например, [1,6]). Центральная несущая частота импульса f' совпадает с резонансной частотой водяного пара $\nu_{ij} = 380.1$ GHz (длина волны $\lambda = 0.789$ mm). Ближайшая к ней сильная линия молекулы H_2O имеет резонансную частоту 326.4 GHz ($\lambda = 0.919$ mm).

Примем, что: a) текущая величина хаотической несущей f_{ch} в пределах длительности излучаемого импульса t_p претерпевает N скачков в моменты времени $t_k = kt_p/N$ $(k = 1, 2, 3, \dots, N)$, оставаясь неизменной в пределах временны́х промежутков между скачками, равных t_p/N; b) в пределах временно́го интервала с номером k величина f_{ch} определяется как

$$f_{ch}(t) = f' + \Delta f_{ch}(t) = f' + (\Delta f/2)X_k, \quad t_{k-1} < t \le t_k, \tag{1}$$

где f' — центральное значение величины f_{ch}, Δf — интервал ее вариаций („девиация“), величина X_k определяется через отображение Чебышева первого рода третьего порядка:

$$X_k = 4X_{k-1}^3 - 3X_{k-1}. \tag{2}$$

Конкретный вид последовательности величин X_k определяется начальным условием X_0, причем $|X_0| < 1$ и $|X_0| \ne 0.5$. На рис. 1 приведены примеры ступенчатой функции $f_{ch}(t)$ (a) и ее амплитудного спектра (b). Кривой на рис. 1, b отвечает 99.7% энергии излучаемого импульса, ее центр тяжести совпадает со средним значением величины f_{ch} и равен 381.8 GHz, среднеквадратическая ширина равна 14.6 GHz. При принятых значениях параметров введение хаотической несущей приводит к расширению спектра импульса почти на два порядка по сравнению со случаем квазимонохроматического импульса равной длительности.

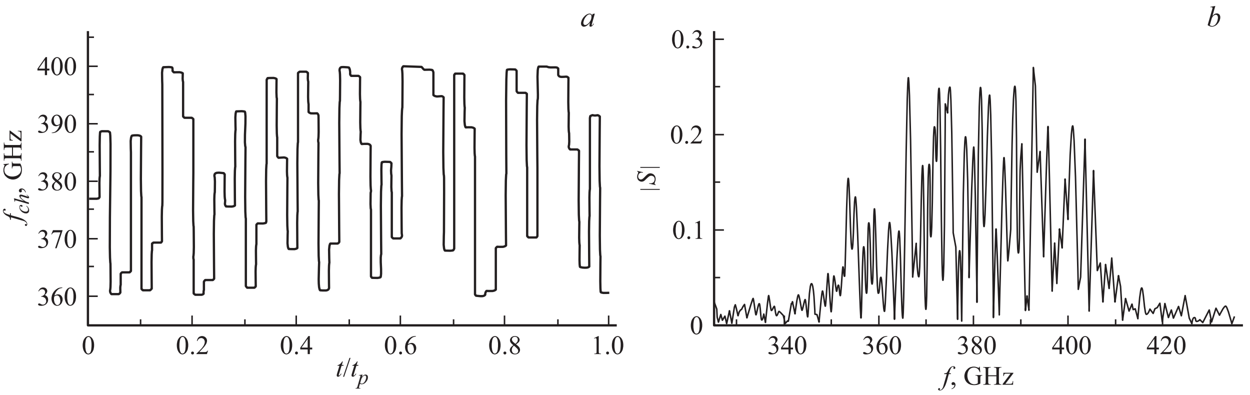

Рис. 1. Несущая f_{ch} (a) и амплитудный спектр $|S|$ (b) прямоугольного радиоимпульса с хаотической несущей при $f' = 380.1$ GHz, $t_p = 10^{-9}$ s, $\Delta f = 40$ GHz, $N = 50$ и $X_0 = 0.05$.

Комплексная огибающая излучаемого прямоугольного импульса с хаотической несущей (1) описывается выражением

$$\tilde{A}(0;t) = \begin{cases} A_0 \exp(i\Phi_{ch}(t)), & 0 \le t \le t_p; \\ 0, & t > t_p, \end{cases} \tag{3}$$

где A_0 — „высота“ импульса, $\Phi_{ch}(t) = 2\pi \int\limits_0^t \Delta f_{ch}(t)dt$. В пределах k-го временно́го интервала $t_{k-1} < t \le t_k$ мгновенная фаза огибающей равна

$$\Phi_{ch}(t) = \pi \Delta f t_p \frac{1}{N} \sum_{l=1}^{k-1} X_l + \pi \Delta f X_k (t - t_{k-1}). \tag{4}$$

Согласно [7], применительно к изложенной выше постановке задачи искажения комплексной огибающей импульсного сигнала в резонансно-поглощающей газовой среде описываются выражением

$$\tilde{A}(\tau;t') = A_0 \Bigg[\exp(i\Phi_{ch}(t')) - \int\limits_0^{t'} \frac{\sqrt{\delta_1}}{\sqrt{\theta}} J_1(2\sqrt{\delta_1 \theta})$$
$$\times \exp\big((p_1 - i\omega')\theta\big) \exp\big(i\Phi_{ch}(t'-\theta)\big) d\theta$$
$$- \int\limits_0^{t'} \frac{\sqrt{\delta_2}}{\sqrt{\theta}} J_1(2\sqrt{\delta_2 \theta}) \exp\big((p_2 - i\omega')\theta\big) \exp\big(i\Phi_{ch}(t'-\theta)\big) d\theta$$
$$+ \int\limits_0^{t'} \exp(-i\omega'\theta) \exp\big(i\Phi_{ch}(t'-\theta)\big) \Bigg[\int\limits_0^{\theta} \frac{\sqrt{\delta_1}}{\sqrt{\eta}} J_1(2\sqrt{\delta_1 \eta})$$
$$\times \exp(p_1 \eta) \frac{\sqrt{\delta_2}}{\sqrt{\theta - \eta}} J_1(2\sqrt{\delta_2(\theta-\eta)}) \exp\big(p_2(\theta-\eta)\big) d\eta \Bigg] d\theta \Bigg]. \tag{5}$$

Здесь z — длина трассы; $t' = t - z/c$; c — скорость света; функция $\Phi_{ch}(t')$ определена выше; $\tau(z) = \gamma_{ij} z$ и $\gamma_{ij} = \gamma(\nu_{ij})$ — оптическая глубина трассы и коэффициент поглощения среды (по мощности) на резонансной частоте; $p_{1,2} = -\delta \pm i\omega_1 = -\delta \pm i\sqrt{\omega_{ij}^2 - \delta^2}$; $\delta = 2\pi d\nu$; $d\nu$ — полуширина спектральной линии; $\delta_{1,2} = 0.5\tau\delta(1 \pm i\delta/\omega_1)$; $J_1(x)$ — функция Бесселя. В частном случае $X_0 = 0$ формула (5) описывает искажения прямоугольного квазимонохроматического импульса.

Искажения импульса с хаотической несущей рассмотрим применительно к трассе, проходящей на высоте $h = 12$ km, которую условно полагают верхней границей тропосферы. С учетом данных об атмосфере [8] и приведенных в [9] данных о характеристиках спектральных линий H_2O находим полуширину линии с резонансной частотой 380.1 GHz и коэффициент поглощения в ее центре на высоте 12 km: $d\nu = 0.5$ GHz и $\gamma_{ij} \approx 0.33\,\mathrm{km}^{-1}$.

Рис. 2 дает общее представление о характере эволюции огибающей $|\tilde{A}(\tau;t')|$ импульса с хаотической несущей. Начальные параметры импульса здесь те же, что на рис. 1. С увеличением оптической глубины трассы изначально прямоугольная огибающая импульса постепенно трансформируется к виду, который визуально можно определить как совокупность отрезка случайного процесса и детерминированного „хвоста“, причем на последний приходится весьма малая доля ($< 1.5\%$) энергии импульса. Другими словами, в пределах временно́го интервала $\bar{t'} \in [0 - 1]$ величину поля в некоторый момент времени по его значениям в предыдущие моменты указать не представляется возможным даже предположительно. Примеры деформированных огибающих импульса (3) при альтернативных значениях параметров τ и $d\nu$ приведены в [10]. Заметим, что с увеличением каждого из них и прочих равных условиях хаотизация огибающей нарастает.

Дополнительное обоснование возможности суждения о деформированной огибающей как о случайном процессе можно получить, анализируя ее интегральные характеристики: центр тяжести $t_{pc}(\tau)$, среднеквадратическую ширину $\Delta t_p(\tau)$, асимметрию $\gamma_1(\tau)$ и эксцесс $\gamma_2(\tau)$. Для

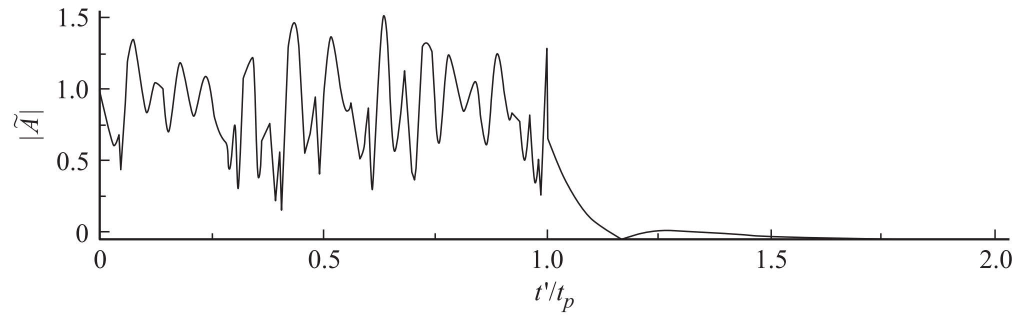

Рис. 2. Огибающая деформированного радиоимпульса с хаотической несущей ($\tau = 10$; шаг расчета $\Delta t' = 0.001 t_p$).

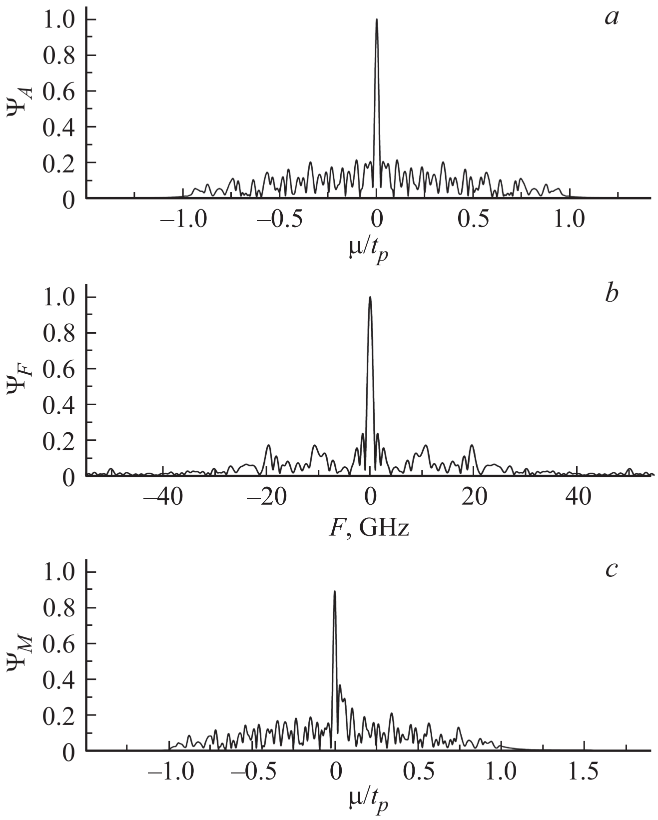

Рис. 3. Авто- (a) и частотная (b) КФ деформированного радиоимпульса и ВКФ (c) излученного импульса (3) и деформированного импульса с огибающей, показанной на рис. 2 ($\tau = 10$; шаг расчетов по μ — $0.001 t_p$).

кривой на рис. 2 имеем $t_{pc}/t_p = 0.505$, $\Delta t_p/t_p = 0.290$, $\gamma_1 = 0.026$, $\gamma_2 = -1.167$, что весьма близко к значениям параметров излучаемого импульса (0.5, 0.289, 0, −1.2 соответственно). Следовательно, текущая энергия импульса $E_p(\tau)$ равномерно распределена в пределах его длительности, и огибающую на рис. 2 можно охарактеризовать уже как отрезок стационарного случайного процесса.

К интегральным характеристикам импульсных радиосигналов относятся и их корреляционные функции (КФ): автокорреляционная (АКФ)

$$\Psi_A(\tau;\mu) = \left| \frac{1}{E_p(\tau)} \int_{\mu}^{\infty} \tilde{A}^*(\tau;t') - \mu)\tilde{A}(\tau;t')dt' \right| \qquad (6)$$

и частотная корреляционная функция (ЧКФ)

$$\Psi_F(\tau;F) = \left| \frac{1}{E_p(\tau)} \int_{\mu}^{\infty} \tilde{A}^*(\tau;t')\tilde{A}(\tau;t') \exp(-i2\pi F t')dt' \right|. \qquad (7)$$

В формулах (6) и (7) μ — временной сдвиг; звездочка — знак комплексного сопряжения; F — частота. Структуры КФ определяют возможности радиосистем по точности измерений дальности и скорости целей. Как и интегральные характеристики, рассмотренные выше, КФ находятся непосредственно по результатам вычислений поля по формуле (5).

На рис. 3, a и b приведены АКФ и ЧКФ импульса с хаотической несущей и огибающей, изображенной на рис. 2. Каждая из кривых имеет узкий и высокий по сравнению с пьедесталом максимум, т. е. близка к идеальной. Таким образом, с нарастанием хаотизации огибающей ее АКФ и ЧКФ по виду остаются такими же, как и у излученного импульса. В отсутствие боковых максимумов их единственными характеристиками являются ширины центральных пиков $\Delta\mu_{0.5}(\tau)$ и $\Delta F_{0.5}(\tau)$ по уровню 0.5. Дополнительный анализ показал, что при указанных в подписи к рис. 1 параметрах импульса влияние длины трассы на ширины АКФ и ЧКФ при $\tau \le 400$ можно определить как незначительное.

АКФ и ЧКФ отрезка случайного процесса с относительно малым временем корреляции также близки к идеальным. Поэтому по виду КФ, изображенных на рис. 3, a и b, соответствующие им реализации величины $|\tilde{A}(\tau;t'|$ (рис. 2) нельзя с определенностью отнести к случаям приема полезного сигнала или шумоподобной помехи. Это означает, что в резонансно-поглощающей среде эффект частотной дисперсии приводит к дополнительной маскировке полезного сигнала. Если же передаваемый сигнал известен, то параллельное вычисление взаимной КФ (ВКФ) излученного и деформированного импульсов

$$\Psi_M(\tau;\mu) = \left| \frac{1}{\sqrt{E_p(0)E_p(\tau)}} \int_{\mu}^{\infty} \tilde{A}^*(0;t'-\mu)\tilde{A}(\tau;t')dt' \right| \tag{8}$$

при выявлении выраженного пика у кривых ВКФ может заведомо обеспечить идентификацию обработанной реализации $|\tilde{A}(\tau;t')|$ как деформированного полезного сигнала (рис.3, c).

Список литературы

[1] *Васюта К.С., Малышев А.А., Зоц Ф.Ф.* // Системи обробки інформації. 2012. Т. 2. В. 3(101). С. 22–25.

[2] *Калинин В.И., Чапурский В.В.* // Радиотехника и электроника. 2015. Т. 60. № 10. С. 1025–1035.

[3] *Пономаренко В.И., Караваев А.С., Глуховская Е.Е., Прохоров М.Д.* // Письма в ЖТФ. 2012. Т. 38. В. 1. С. 103–110.

[4] *Колесов В.В., Полубехин А.И., Чигин Е.П., Юрин А.Д.* // Вест. СибГУТИ. 2016. № 3. С. 77–92.

[5] *Жевакин С.А., Наумов А.П.* // Изв. вузов. Радиофизика. 1967. Т. 10. № 9-10. С. 1213–1243.

[6] *Seventline J.B., Rani D.E., Rajeswari K.R.* // Radioengineering. 2010. V. 19. N 3. P. 415–420.

[7] *Стрелков Г.М.* // Радиотехника и электроника. 2013. Т. 58. № 10. С. 989–1001.

[8] *Глаголев Ю.А.* Справочник по физическим параметрам атмосферы. Л.: Гидрометеоиздат, 1970. 211 с.

[9] *Зражевский А.Ю.* // Радиотехника и электроника. 1976. Т. 21. № 5. С. 951–957.

[10] *Стрелков Г.М., Худышев Ю.С.* // VI Всероссийская микроволновая конференция. Сб. докл. М.: ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН, 2018. С. 294–298.