

Сверхширокополосные сигналы и физические процессы.

1. Основные понятия, модели и методы описания

О. В. Лазоренко, Л. Ф. Черногор¹

*Харьковский национальный университет радиоэлектроники,
пр. Ленина, 14, г. Харьков, 61166, Украина
E-mail: Oleg-Lazorenko@yandex.ru*

¹*Харьковский национальный университет имени В. Н. Каразина,
пл. Свободы, 4, г. Харьков, 61077, Украина,
E-mail: Leonid.F.Chernogor@univer.kharkov.ua*

Статья поступила в редакцию 29 января 2008 г.

Обсуждаются этапы развития сверхширокополосных (СШП) технологий, приводятся основные понятия и определения. Дается современная классификация СШП сигналов. Показывается место СШП сигналов и процессов в радиофизике и радиоэлектронике. Рассматриваются различные модели СШП сигналов и процессов, обсуждаются их достоинства и недостатки. Приводятся получившие распространение методы описания СШП сигналов и процессов.

Содержание

Введение

- 1. Основные понятия и определения*
- 2. СШП процессы в радиофизике и радиоэлектронике*
 - 2.1. Шкала электромагнитных волн и СШП процессы*
 - 2.2. СШП сигналы в радиодиапазоне волн*
 - 2.3. Наносекундная микроволновая электроника*
 - 2.4. Пикосекундная электроника*
 - 2.5. Фемтосекундная квантовая электроника*
 - 2.6. Аттосекундная квантовая электроника*
- 3. Модели СШП сигналов и процессов*
 - 3.1. Требования к моделям СШП сигналов*
 - 3.2. Параметры моделей СШП сигналов*
 - 3.3. Простейшие модели*
 - 3.3.1. Вещественные модели*
 - 3.3.2. Комплексные модели*
 - 3.4. Гауссовские модели*
 - 3.5. Эрмитовские модели*
 - 3.6. Моделирование сфероидальными функциями*
 - 3.7. Мультиполосные модели*
 - 3.8. Моделирование обобщенными функциями*
 - 3.9. Моделирование вейвлетами*
 - 3.10. Моделирование атомарными функциями*

- 3.11. Моделирование импульсом со спектром Пуассона*
 - 3.12. Моделирование функциями Лагерра*
 - 3.13. Нелинейные СШП сигналы и процессы*
 - 3.14. Фрактальные СШП сигналы*
 - 3.15. СШП сигналы с переменной средней частотой*
 - 3.16. Случайные СШП сигналы*
 - 4. Методы описания СШП сигналов и процессов*
 - 4.1. Точные неперiodические и нестационарные решения уравнений Максвелла*
 - 4.1.1. Метод решения нестационарного волнового уравнения*
 - 4.1.2. Метод А. Б. Шварцбурга*
 - 4.2. Метод модового базиса (метод О. А. Третьякова)*
 - 4.3. Временное описание*
 - 4.4. Частотное описание*
 - 4.5. Метод обобщенной фазовой плоскости*
 - 4.6. Другие методы*
 - 4.6.1. Метод функций Уолша*
 - 4.6.2. Метод мгновенного спектра*
- Выводы*
Литература

Введение

Непрерывно продолжающееся развитие науки и технологий требует постоянного совершенствования создаваемых технических средств, расширения их возможностей и улучшения качественных характеристик. Один из возможных путей решения этой проблемы заключается в использовании новых нетрадиционных видов сигналов. Такими, в частности, являются сверхширокополосные (СШП) сигналы. Основное их преимущество перед традиционными узкополосными и широкополосными сигналами – это то, что СШП сигналы переносят в $\mu/\mu_n \gg 1$ раз большее количество информации (здесь μ и μ_n – показатели широкополосности СШП и узкополосного сигналов соответственно), а также обладают более высокой разрешающей способностью. Платой за получаемые преимущества является принципиальная неприменимость для СШП сигналов как традиционных методов генерации, излучения, приема и обработки сигналов, так и соответствующих технических средств (см., например, [1]), основанных на преобразовании Фурье, использовании резонансных свойств элементов и устройств.

В последние годы СШП сигналы успешно применяются в различных областях науки и техники. Более того, сегодня СШП технологии продолжают бурное и стремительное развитие, о чем свидетельствует как постоянно увеличивающееся количество публикаций, так и продвижение на рынок соответствующих технических изделий и средств (см., например, [2-8]).

Важно также отметить, что СШП сигналы могут иметь не только искусственное происхождение. Оказывается, многие процессы в природе обладают сверхшироким спектром, а потому для их исследования и описания тоже могут быть полезны методы, применяемые для анализа СШП сигналов.

Перечисленными выше соображениями и обуславливается актуальность настоящей работы.

Целью работы является обзор круга вопросов, связанных с использованием СШП сигналов и процессов в различных областях науки

и техники, а также методами их моделирования и анализа.

Статья состоит из двух частей. В первой части будут изложены краткая история создания СШП технологий, основные понятия, модели и методы описания.

Во второй части статьи будут описаны методы анализа СШП сигналов и процессов, области применения СШП сигналов, особенности распространения СШП сигналов в диспергирующих (плазменных) средах и обсуждены вопросы дистанционного радиозондирования с использованием таких сигналов.

1. Основные понятия и определения

Под СШП сигналом (см., например, [1-3, 7, 8]) понимают сигнал, показатель широкополосности μ которого удовлетворяет условию $\mu_{\min} \leq \mu < 2$. Показатель широкополосности по определению (см., например, [1, 7, 8]) задается соотношением:

$$\mu = \frac{\Delta f}{f_0} = 2 \frac{f_{\max} - f_{\min}}{f_{\max} + f_{\min}}, \quad (1)$$

где f_0 , f_{\min} , f_{\max} – средняя, минимальная и максимальная частоты функции спектральной плотности (ФСП) одномерного преобразования Фурье (ОПФ) $\dot{S}(f)$ данного сигнала $s(t)$; $\Delta f = f_{\max} - f_{\min}$ – ширина полосы частот сигнала.

Само понятие СШП сигнала впервые было введено, по-видимому, в 1950–1960 гг. в работах Е. Кенно, Д. Моффата, Р. Косгриффа и Х. Хармута [9-29]. Однако использование СШП сигналов началось гораздо раньше. Именно такие сигналы, а не узкополосные, применялись еще в XIX веке, начиная с первых опытов Г. Герца в 1893 г. (см., например, [30]). В первом радиопередатчике, построенном изобретателем радио А. С. Поповым в 1895 г., использовались затухающие колебания высокой частоты, полученные с помощью искрового разряда. Генерированные им сигналы также были сверхширокополосными. Эти же сигналы, создаваемые искровым разрядом, приме-

нил Г. Маркони в 1901 г. при проведении сеанса связи через Атлантический океан. Кодирование информации при этом осуществлялось с помощью азбуки Морзе [7]. В 1885–1905 гг. использовались исключительно затухающие электромагнитные колебания. Переход от затухающих электромагнитных колебаний к незатухающим занял целое десятилетие (1905–1915 гг.). С 1915 г. стало применяться ламповое генерирование незатухающих электромагнитных колебаний [31]. Одной из причин этого явилось создание в 1913 г. А. Мейснером (Германия) генератора незатухающих колебаний, последовавшее за изобретением вакуумного триода. СШП сигналы оказались полностью вытесненными узкополосными сигналами. О них забыли больше чем на четыре десятка лет. Так закончился первый этап использования СШП сигналов.

Только в 1950-е гг. отдельные специалисты в области полупроводниковой и вакуумной электроники заинтересовались использованием радиоимпульсов наносекундной длительности (см., например, [9]). Однако их идеи воспринимались скорее как экзотичные. Такая ситуация наблюдалась примерно до конца 1960-х гг. Это был второй всплеск интереса к СШП сигналам.

Следующий всплеск интереса начался в 1970-х гг. и закончился в первой половине 1990-х гг. В этот период активно разрабатывались принципиально новые методы генерации, приема и обработки СШП сигналов и создавалась соответствующая новая техническая база. Основные усилия по применению СШП сигналов были сосредоточены в области локации. В это время были построены СШП радары для обнаружения воздушных и космических целей (см., например, [8]), СШП радары подповерхностного зондирования (см., например, [32]). Особенности таких радаров были не только высокая разрешающая способность, но и возможность получения некоординатной информации о цели (см., например, [1, 8]). В это время часто звучали скептические оценки СШП технологий. Так, отмечалось, что существует ряд физических ограничений, препятствующих их развитию [33, 34]. Утверждалось следующее. Во-первых, свойства ограниченности полосы антенных систем не позволя-

ют излучать низкочастотные спектральные компоненты сигналов и резко ухудшают требуемые характеристики направленности используемых их систем. Во-вторых, определяющим оказывается наличие дисперсии в среде распространения. В-третьих, для расширения спектра излучающих систем, а также обеспечения их надежности и условий эксплуатации необходимы значительные вложения финансовых средств. В-четвертых, наличие трудностей практического и экономического характера, которые неизбежно возникнут при совместном применении СШП систем с обычными радиосистемами, ставят под сомнение целесообразность разработки СШП технологий как таковых. Однако благодаря усилиям многих исследователей [1, 10, 14, 35-37], и в первую очередь Х. Хармута [6, 20, 29, 38-44], идея использования СШП сигналов доказала свое право на существование как с точки зрения теоретической обоснованности, так и в виде реально действующих систем.

Четвертый всплеск интереса к СШП сигналам начался во второй половине 90-х годов XX века и продолжается по сей день. Его можно характеризовать проникновением СШП сигналов во все новые области науки и техники. Краткий анализ современного состояния СШП технологий мы постараемся провести в настоящей работе.

Существенный или во всяком случае заметный вклад в развитие теории СШП сигналов и СШП технологий в разные годы в дальнем зарубежье внесли Т. Барретт, К. Баум, К. Беннетт, П. Ван Эттен, Е. Кенно, Р. Косгрифф, Д. Моффат, К. Роббинс, Г. Росс, Дж. Тейлор, Х. Хармут (США); в России – В. Б. Авдеев, Л. Ю. Астанин, Л. Д. Бахрах, Г. В. Глебович, А. С. Дмитриев, Н. В. Зернов, И. Я. Иммореев, А. Ф. Кардо-Сысоев, А. А. Костылев, В. В. Крымский, М. И. Финкельштейн, А. А. Харкевич, А. Б. Шварцбург; в Украине – Д. М. Ваврив, Н. Н. Горобец, О. О. Дробахин, Ф. Ф. Дубровка, Г. В. Ермаков, Н. Н. Колчигин, О. В. Лазоренко, С. А. Масалов, Г. П. Почанин, Ю. К. Сиренко, О. И. Сухаревский, Л. Г. Содин, О. А. Третьяков, Л. Ф. Черногор, Я. Д. Ширман, Я. С. Шифрин и многие другие.

Теперь кратко о терминологии. В литературе некоторые авторы до сих пор называют

СШП сигналы “несинусоидальными”, “негармоническими”, “нестационарными”, “сигналами без несущей”, “импульсными”, “моноимпульсными”, “время-импульсными”, “короткоимпульсными”, “суперширокополосными” и т. п. (см., например, [1, 2]). По нашему мнению, эти названия (особенно “нестационарные”) не являются вполне удачными, поэтому мы используем только термин “СШП сигналы”.

Вернемся к определению СШП сигнала. Х. Хармут в 1979 г. [24, 38] писал о колебаниях “без несущей”, определяя их как колебания с величиной $0.8 < \eta < 1$, где η – относительная полоса, задаваемая соотношением $\eta = (f_{\max} - f_{\min}) / (f_{\max} + f_{\min})$. Очевидно, что $\mu = 2\eta$ и у Хармута оказывается $\mu_{\min} = 1.6$. Однако это определение в дальнейшем не прижилось.

Впервые современное определение СШП сигнала, по-видимому, было сформулировано советскими специалистами в 1985 г. в работе [45], что подтверждается в [46, 47]. Приведенное в начале этого параграфа определение СШП сигнала взято из книги [1], изданной в 1989 г. Сегодня существует несколько отличающихся друг от друга определений СШП сигнала, введенных различными организациями в разных странах мира. Источником различий служит величина μ_{\min} и метод нахождения f_{\min} и f_{\max} .

Так, согласно определению, введенному в 1990 г. комиссией управления перспективных военных научно-исследовательских и опытно-конструкторских работ Министерства обороны США (DARPA) (см., например, [1-3, 8, 46, 47]) $\mu_{\min} = 0.25$, а f_{\min} и f_{\max} следует находить по уровню -20 дБ уменьшения ФСП относительно главного максимума.

В то же время определение Федеральной комиссии связи США (FCC), появившееся в 2002 г. [2, 30, 48], предлагает считать $\mu_{\min} = 0.20$, а f_{\min} и f_{\max} определять по уровню -10 дБ, причем ширина полосы частот, занимаемая СШП сигналом, должна удовлетворять условию $\Delta f \geq 500$ МГц.

Такая ситуация вполне может привести к терминологической путанице. Поэтому мы считаем необходимым сделать следующие замечания.

Во-первых, для определенности в нашей работе будем полагать $\mu_{\min} = 0.20$. При этом, разумеется, сигналы с $\mu = 2$ относятся к видеосигналам, с $0.01 < \mu < 0.2$ – к широкополосным, а с $\mu \leq 0.01$ – к узкополосным сигналам (см., например, [7]). Очевидно, что монохроматические сигналы имеют $\mu = 0$.

Во-вторых, как указано в [49], задача определения ширины полосы частот для сигналов с принципиально неограниченной по частоте ФСП одномерного преобразования Фурье не имеет одного общепринятого решения. СШП сигналы являются именно такими, поскольку они, как правило, финитны во временной области. Здесь и далее величины f_{\min} и f_{\max} мы будем находить по уровню убывания указанной ФСП в e раз относительно ее главного максимума [50]. Подобный подход несколько отличается от рассмотренных выше, однако он кажется нам более физическим [51]. К тому же при таком способе определения частоты f_{\min} и f_{\max} наилучшим образом удовлетворяют следующему известному соотношению (см., например, [1, 8]): $\mu \approx 4/N$, где N – количество лепестков СШП сигнала.

В-третьих, требование FCC об ограничении снизу ширины полосы частот СШП сигнала выглядит нецелесообразным. Возможно, с точки зрения решения специализированных технических задач в области телекоммуникаций такое требование и имеет определенный смысл, но понятие СШП сигнала в целом не должно ограничиваться только рамками технологий, которые сегодня называют сверхширокополосными. Более того, не следует отождествлять СШП сигналы только с СШП радиосигналами. Многие сигналы и процессы в природе, науке и технике, причем не обязательно только электромагнитного происхождения, оказываются СШП сигналами и процессами. Их порождают, например, химические и ядерные взрывы, запуски и полеты ракет, функционирование взрыво-магнитных генераторов, взрывы электромагнитных бомб, землетрясения, извержения вулканов, мощные метеопроцессы, молнии, метеоры, геокосмические бури, геомагнитные процессы, прохождение солнечного терминатора. СШП сигналами являются океанические волны-убийцы,

акустические сигналы человека и животных и даже излучение абсолютно черного тела, описываемое знаменитой формулой Планка.

Все эти примеры, по нашему мнению, объединяет то, что при их описании для линеаризации соответствующих нелинейных уравнений не удается использовать традиционно удобный малый параметр $\Delta f/f_0$, который, что удивительно, и является показателем широкополосности сигнала μ . Последнее приводит к выводу о том, что как линейная физика является предельным частным случаем нелинейной физики, так и понятие узкополосного сигнала оказывается лишь упрощенным частным случаем более общего понятия – СШП сигнала. Более того, может оказаться, что линейным системам, в основном, соответствуют квазигармонические сигналы и процессы, а нелинейным – СШП сигналы и процессы.

Несколько слов о современной классификации СШП сигналов и процессов. Можно выделить ультракороткие СШП (УКСШП), прямохаотические СШП (см., например, [52]), фрактальные СШП (ФСШП) [53, 54], нелинейные СШП (НЛСШП) [55-59] сигналы, СШП сигналы с переменной средней частотой (ПСЧСШП) и случайные СШП (ССШП) сигналы. Первый из этих классов уже хорошо известен в области СШП технологий, поскольку именно к нему относятся упомянутые выше импульсные сигналы Г. Герца, А. С. Попова и Г. Маркони. Второй разработан в 2003 г. группой российских исследователей во главе с А. С. Дмитриевым [52]. Четыре следующих класса предложены авторами в 2005–2007 гг. [53-59]. Подробнее каждый класс сигналов описан ниже.

Отметим также, что СШП сигналы при распространении в плазме удобно делить на высокочастотные ($f_{\min} > f_p$) и низкочастотные ($f_{\max} < f_p, f_h$), где f_p – плазменная частота, f_h – гирочастота электронов (см., например, [50, 60, 61]).

Завершая обсуждение современной терминологии, отметим, что видеосигналы ($\mu = 2$) малой длительности ($\tau_s \leq 10^{-8} \div 10^{-9}$ с) принято называть сверхкороткими импульсами (см., например, [5]). Для радиодиапазона такие импульсы действительно являются сверхко-

роткими, но в пикосекундной электронике, а тем более в фемто- и аттосекундной квантовой электронике, такие импульсы следует рассматривать как “сверхдлинные”. Сигналы с большой абсолютной шириной спектра Δf и с высокой средней частотой f_0 , не удовлетворяющие определению сверхширокополосности ($\mu < 0.2$), но имеющие большую разрешающую способность $\Delta r \approx 2c/\Delta f \gg a$, где a – характерные размеры исследуемого тела, называют высокоразрешающими [1, 62]. Сверхкороткие импульсы и высокоразрешающие сигналы не следует путать с СШП сигналами ($0.2 \leq \mu < 2$).

2. СШП процессы в радиофизике и радиоэлектронике

2.1. Шкала электромагнитных волн и СШП процессы

СШП сигналы и процессы электромагнитного происхождения достаточно широко распространены в современной радиофизике и радиоэлектронике. Одним из возможных способов классификации этих сигналов и процессов является соотнесение с традиционной шкалой электромагнитных волн. Это позволяет продемонстрировать существующие и возможные перспективные области применения СШП сигналов и процессов (см. табл. 1). К ним относятся создание магнитосферных, ионосферных, атмосферно-ионосферных, планетных, загоризонтных радаров, радаров дальнего обнаружения, радаров ближнего действия, георадаров, метеорадаров, лазерных локаторов, систем телекоммуникаций различного назначения (высокоскоростная внутренняя радиосвязь, радиосвязь с шахтами, погруженными подводными лодками, дальняя и глобальная радиосвязь, локальные компьютерные сети), систем активных помех, систем лазерной связи; радиолокация самолетов (в том числе с антирадарным покрытием, изготовленным по технологии “Stealth”), радиолокация приземной атмосферы; наносекундная и пикосекундная электроника, фемтосекундная и аттосекундная квантовая электроника, спектроскопия со сверхразрешением, медицина (в том числе

Таблица 1. СШП электромагнитные сигналы и их возможные применения

Название диапазона	Диапазон частот	Ширина спектра сигнала	μ	τ_s	Возможные применения
КНЧ	3 ÷ 30 Гц	10 ÷ 30 Гц	0.7 ÷ 2	0.03 ÷ 0.1 с	Магнитосферный радар
СНЧ	30 ÷ 300 Гц	100 ÷ 300 Гц	0.7 ÷ 2	3 ÷ 10 мс	То же, радиосвязь с шахтами, погруженными подводными лодками
ИНЧ	0.3 ÷ 3 кГц	1 ÷ 3 кГц	0.7 ÷ 2	0.3 ÷ 1 мс	То же
ОНЧ	3 ÷ 30 кГц	10 ÷ 30 кГц	0.7 ÷ 2	0.03 ÷ 0.1 мс	То же и глобальная радиосвязь
НЧ	30 ÷ 300 кГц	100 ÷ 300 кГц	0.7 ÷ 2	3 ÷ 10 мкс	Дальняя радиосвязь, ионосферный радар
СЧ	0.3 ÷ 3 МГц	1 ÷ 3 МГц	0.7 ÷ 2	0.3 ÷ 1 мкс	То же
ВЧ	3 ÷ 30 МГц	10 ÷ 30 МГц	0.7 ÷ 2	0.03 ÷ 0.1 мкс	Глобальная радиосвязь, загоризонтный радар, ионосферный радар
ОВЧ	30 ÷ 300 МГц	100 ÷ 300 МГц	0.7 ÷ 2	3 ÷ 10 нс	Радиосвязь, радиолокация самолетов, атмосферно-ионосферный радар, система активных помех
УВЧ	0.3 ÷ 3 ГГц	1 ÷ 3 ГГц	0.7 ÷ 2	0.3 ÷ 1 нс	Радиосвязь, радары дальнего обнаружения, планетный радар, атмосферно-ионосферный радар, георадар, зондирование тела человека, наносекундная электроника
СВЧ	3 ÷ 30 ГГц	~ 10 ГГц	~ 1	~ 0.1 нс	То же
КВЧ	30 ÷ 300 ГГц	~ 10 ² ГГц	~ 1	~ 10 пс	Высокоскоростная внутренняя радиосвязь, радары ближнего действия, метеорадары, радиолокация приземной атмосферы, пикосекундная электроника, локальные компьютерные сети, метрология
ГВЧ	0.3 ÷ 3 ТГц	~ 1 ТГц	~ 1	~ 1 пс	То же
Субпикосекундный	3 ÷ 30 ТГц	~ 10 ТГц	~ 1	~ 0.1 пс	То же
Фемтосекундный	30 ÷ 300 ТГц	~ 10 ² ТГц	~ 1	~ 10 фс	Фемтосекундная квантовая электроника, спектроскопия со сверхразрешением, исследование физико-химико-биологических процессов, медицина, лазерные технологии, метрология
То же	0.3 ÷ 3 ПГц	~ 1 ПГц	~ 1	~ 1 фс	То же, лазерная связь, лазерные локаторы, оптические линии связи
Субфемтосекундный	3 ÷ 30 ПГц	~ 10 ПГц	~ 1	~ 0.1 фс	То же
Аттосекундный	30 ÷ 300 ПГц	~ 10 ² ПГц	~ 1	~ 10 ас	Аттосекундная квантовая спектроскопия со сверхразрешением, электроника, лазерная связь, лазерные локаторы, исследование физико-химико-биологических процессов, медицина, лазерные технологии
То же	300 ÷ 3000 ПГц	~ 10 ³ ПГц	~ 1	~ 1 ас	То же

зондирование тела человека), исследование физико-химико-биологических процессов, лазерные технологии.

2.2. СШП сигналы в радиодиапазоне волн

Длительности импульса СШП сигналов в радиодиапазоне волн изменяются в широких пределах, например, от 0.1 с до 0.1 мкс. СШП сигналы СНЧ, ИНЧ и ОНЧ диапазонов уже успешно применяются для организации радиосвязи с шахтами и погруженными подводными лодками, СШП сигналы ВЧ диапазона – в целях загоризонтной радиолокации, делаются попытки разработки в НЧ, СЧ и ВЧ диапазонах СШП систем дальней и глобальной радиосвязи. Полезным является также создание магнитосферных радаров, использующих СШП сигналы в КНЧ, СНЧ и ИНЧ диапазонах. Для ионосферных СШП радаров целесообразно применять сигналы в ВЧ, ОВЧ и УВЧ диапазонах.

Примеры реально существующих и перспективных радиотехнических систем, использующих СШП сигналы в радиодиапазоне, будут приведены во второй части нашей работы.

2.3. Наносекундная микроволновая электроника

Еще в 1960–1970 гг. в научно-исследовательском центре фирмы “Sperry” в целях создания системы исследования свойств СВЧ устройств [63, 64], а затем для определения характеристик различных материалов использовались именно СШП сигналы [65]. В экспериментах успешно применялся разработанный фирмой “Hewlett Packard” стробоскопический осциллограф [66]. Эта техника была использована для экспериментального анализа и синтеза элементов приемных и передающих антенн [67, 68]. Успех в области антенных технологий привел к созданию компактной аппаратуры для проведения опытов по рассеянию радиосигналов, с помощью которой можно определять импульсные свойства целей и препятствий [69]. Исследовались также другие приложения. Успешное создание двух типов пороговых приемников на туннельных диодах и одновременное появление недорогих СВЧ линий задержки для определения дальности привели к разработке СШП радиолокаторов и развитию вре-

мя-импульсной рефлектометрии в свободном пространстве. В 1990-е гг. были созданы генераторы очень коротких (<1 нс) импульсов мощностью несколько гигаватт [65, 70]. В конце 1990-х гг. для генерации наносекундных и субнаносекундных импульсов начали успешно использоваться полупроводниковые приборы [71]. Среди достижений украинских специалистов можно отметить созданные в 2000-е гг. СШП генераторы с длительностями импульса $\tau_{и} = 0.3 \div 1.5$ нс [72] и $\tau_{и} = 3$ нс [73].

2.4. Пикосекундная электроника

В 1990–2000-е гг. успешно созданы и эксплуатируются источники СШП электромагнитных импульсов пикосекундного диапазона, соответствующие стробоскопические осциллографы и измерители амплитуды. Так, например, в [74] сообщается о создании генератора, позволяющего получать СШП сигналы с длительностями $\tau_{и} = 60, 150$ и 200 пс и максимальными амплитудами напряжения $U_{max} = 1, 30$ и 90 кВ соответственно, а также о разработке полупроводниковых приборов, генерирующих сигналы с $\tau_{и} = 100 \div 150$ пс. В [75] сообщается о создании автономного портативного измерителя амплитуды для сигналов с $\tau_{и} = 150 \div 300$ пс.

Среди прочих применений СШП сигналов следует упомянуть субпикосекундные (~ 0.1 пс) логические устройства, которые в 1990-е гг. оказали влияние на вычислительную технику, позволив существенно увеличить скорость счета. Другие разработки привели к созданию субпикосекундных устройств с коаксиальным кабелем для мультиплексирования данных. Эксплуатируются также беспроводные линии связи на малые (десятки метров) расстояния. Благодаря низким уровням создаваемых электромагнитных помех и скрытой работе такие линии связи обеспечивают средство беспроводной связи, не требующее лицензии [63, 65].

Следует также отметить достигнутые результаты в области генерации сверхкоротких электронных сгустков, рентгеновских и акустических импульсов [76–80].

СШП сигналы нашли применение во время-импульсной метрологии, которая является ценным средством определения электричес-

ких свойств материалов в широком диапазоне частот [65, 81-85]. Есть заметные достижения и в пикосекундной оптоэлектронике (см., например, [86]).

2.5. Фемтосекундная квантовая электроника

СШП сигналы в виде сверхкоротких световых импульсов используются в фемтосекундной квантовой электронике. Остановимся на этом подробнее [87-89].

Получение импульсов фемтосекундной длительности стало возможным в конце 1970-х гг. благодаря успехам в области квантовой электроники, нелинейной оптики и лазерной физики.

Генерация все более коротких световых импульсов, концентрация световой энергии во времени, применение таких импульсов для воздействия на вещество, исследования быстропротекающих процессов в системах обработки информации – одно из магистральных направлений развития квантовой радиофизики.

Освоение фемтосекундного масштаба времени означает фактически полную реализацию возможностей оптики в изучении быстропротекающих процессов релаксации энергии и дефазировки оптических возбуждений в веществе. Один период оптического колебания – это предельная длительность светового импульса, а одновременно и предельная “скорость” оптического отклика материальной среды.

С помощью интенсивных фемтосекундных импульсов можно создавать сильно неравновесные состояния для быстро релаксирующих возбуждений (время релаксации $10^{-13} \div 10^{-14}$ с), наблюдать новые типы быстрых оптически индуцируемых фазовых переходов в веществе. Фемтосекундная оптическая техника позволяет разрабатывать прямые экспериментальные методы изучения молекулярной динамики сложных (в том числе и биологически активных) молекул и конденсированных сред, явлений, в исследовании которых до недавнего времени доминировал численный эксперимент. Появилась возможность реализации предельных скоростей оптической обработки и передачи информации. В сравнительно скромных по масштабам системах удастся перейти к уровням мощностей, которые еще недавно можно было получать только в мультикилоджо-

ульных установках, предназначенных для управляемого термоядерного синтеза.

Таким образом, успехи в использовании СШП сигналов в фемтосекундной квантовой электронике, в свою очередь, дали мощный толчок многочисленным исследованиям в различных научных направлениях.

2.6. Аттосекундная квантовая электроника

В 2000-е гг. стало возможным создание аттосекундных лазерных импульсов. Их генерация происходит на основе нелинейно-оптических взаимодействий высокоинтенсивных сверхкоротких лазерных импульсов [89]. Принцип формирования импульсов аттосекундной, а также фемтосекундной и пикосекундной длительностей носит название “синхронизация мод”. Аттосекундные лазерные импульсы с $\tau_n = 100$ ас впервые были получены в 2001 г. научными группами Ф. Крауса и П. Агостини. Временное разрешение, обеспечиваемое аттосекундными лазерными импульсами, позволяет изучать динамику электронной системы внутри атомов [89].

Аттосекундная квантовая электроника положила начало новым направлениям исследований в области нелинейной оптики, нелинейной спектроскопии и микроскопии, когерентного управления квантовыми системами и метрологии.

3. Модели СШП сигналов и процессов

3.1. Требования к моделям СШП сигналов

При моделировании СШП сигналов и процессов обычно придерживаются следующих требований к модели $s(t)$ (см., например, [1, 6, 8, 39, 50]):

$$\int_{\tau_s} s(t) dt = 0 \quad \text{или} \quad S(f)|_{f=0} = 0, \quad (2)$$

$$s(0) = s(\tau_s) = 0,$$

$$s(t) \text{ – непрерывна для } t \in \mathbb{R},$$

где τ_s – длительность сигнала во временной области, \mathbb{R} – множество вещественных чисел. Первое требование соответствует рэлеевскому условию излучения сигнала, второе определяет

его финитность во временной области, третье – непрерывность в области существования. Требование финитности в некоторых случаях может быть заменено на условие квазифинитности, что будет обсуждаться ниже.

Здесь отметим еще один важный терминологический момент. В [8] указывается, что все сигналы, удовлетворяющие соотношению (2), относятся к классу радиосигналов, в котором СШП сигналы образуют подкласс СШП радиосигналов. Однако нам такая терминология в силу приведенных выше причин кажется не вполне удачной. Например, океаническую волну-убийцу было бы по крайней мере странно на указанном основании относить к радиосигналам. Поэтому далее предлагаем в подобных случаях говорить просто о подклассе СШП сигналов.

3.2. Параметры моделей СШП сигналов

СШП сигналы и процессы удобно описывать следующими параметрами и характеристиками. Кроме показателя широкополосности μ , определяемого соотношением (1), центральной частоты ФСП ОПФ сигнала f_0 , а также связанных с ними ширины ФСП ОПФ $\Delta f = \mu f_0$, минимального и максимального значений ФСП ОПФ $f_{\min} = f_0(1 - \mu/2)$ и $f_{\max} = f_0(1 + \mu/2)$ и длительности СШП сигнала во временной области $\tau_s \approx 2(\mu f_0)^{-1}$ (см., например, [1]), можно также использовать [8] эффективную частоту сигнала

$$f_e = \sqrt{\frac{\int_{-\infty}^{+\infty} f^2 |\dot{S}(f)|^2 df}{\int_{-\infty}^{+\infty} |\dot{S}(f)|^2 df}},$$

и эффективную длительность сигнала

$$t_e = \sqrt{\frac{\int_{-\infty}^{+\infty} t^2 s^2(t) dt}{\int_{-\infty}^{+\infty} s^2(t) dt}}. \quad (3)$$

На наш взгляд, полезным оказывается введение мгновенного (динамического) показателя

широкополосности $\mu_i(\tau)$. Он строится по тому же принципу, что и обычный показатель широкополосности μ . Однако частоты f_{\min} и f_{\max} вычисляются не для ФСП ОПФ $\dot{S}(f)$, а для ФСП динамического (оконого) преобразования Фурье (ДПФ) $\dot{S}(f, \tau)$, которая является функцией не только частоты, но и времени. (Здесь τ – переменная, описывающая смещение оконной функции относительно сигнала во временной области.) Поэтому мгновенный показатель широкополосности $\mu_i(\tau)$ также описывает изменение ширины модуля ФСП ДПФ $|\dot{S}(f, \tau)|$ вдоль частотной оси с течением времени. Польза от применения $\mu_i(\tau)$ состоит в том, что с его помощью можно отличить СШП сигнал от, например, сигнала с линейной частотной модуляцией (ЛЧМ сигнала). Для него может оказаться, что $\mu > \mu_{\min}$. Однако ЛЧМ сигнал нельзя отнести к СШП сигналам, поскольку в каждый конкретный момент времени он все же является узкополосным. Введение мгновенного показателя широкополосности не позволяет совершить такую ошибку, поскольку в этом случае $\mu_i(\tau) < \mu_{\min}$. Отметим, что некоторым недостатком $\mu_i(\tau)$ является его зависимость от формы и ширины оконной функции, используемой при проведении ДПФ.

Некоторые модели СШП сигналов не полностью удовлетворяют условию (3). Поэтому при их рассмотрении оказывается полезным коэффициент

$$\kappa = \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} s(t) dt}{\sqrt{\int_{-\infty}^{+\infty} s^2(t) dt}},$$

который является мерой выполнения указанного условия. (Заметим, что интеграл в знаменателе представляет собой энергию сигнала.) При $\kappa = 0$ оно удовлетворяется полностью, а при $|\kappa| \ll 1$ можно говорить о его приблизительном удовлетворении.

Иногда при описании СШП сигналов используют параметр $B_f = f_{\max}/f_{\min}$. Однако он не имеет самостоятельного значения, поскольку однозначно связан с показателем широкополосности μ соотношением $B_f = (2 + \mu)/(2 - \mu)$.

Перейдем к рассмотрению конкретных моделей СШП сигналов и процессов. Все их многообразие, существующее, по нашему мнению, сегодня, показано на рис. 1. Отметим, что отдельные попытки упорядочить различные виды моделей СШП сигналов уже предпринимались [4, 8]. Однако подробной классификации, рассматриваемой в настоящей работе, до сих пор не существовало.

3.3. Простейшие модели

Простейшие модели СШП сигналов по характеру функции $s(t)$ можно разделить на вещественные и комплексные.

3.3.1. Вещественные модели. Все простейшие вещественные модели могут быть заданы в общем виде следующим соотношением:

$$s(t) = A(t) \cos(\omega_0 t + \varphi_0), \quad (4)$$

где $A(t)$ – формальная огибающая гармонической функции; $\omega_0 = 2\pi f_0$ – круговая частота, соответствующая центральной частоте ФСП ОПФ сигнала f_0 ; φ_0 – начальная фаза.

В качестве огибающей $A(t)$ обычно используют финитные на некотором интервале функции. Этот интервал и определяет длительность модельного СШП сигнала τ_s . Однако, кроме финитных функций, как $A(t)$ можно использовать формально инфинитные, но достаточно хорошо локализованные на временной оси функции. Соответствующие им простейшие вещественные модели СШП сигналов логично назвать квазифинитными. В качестве длительности такого модельного СШП

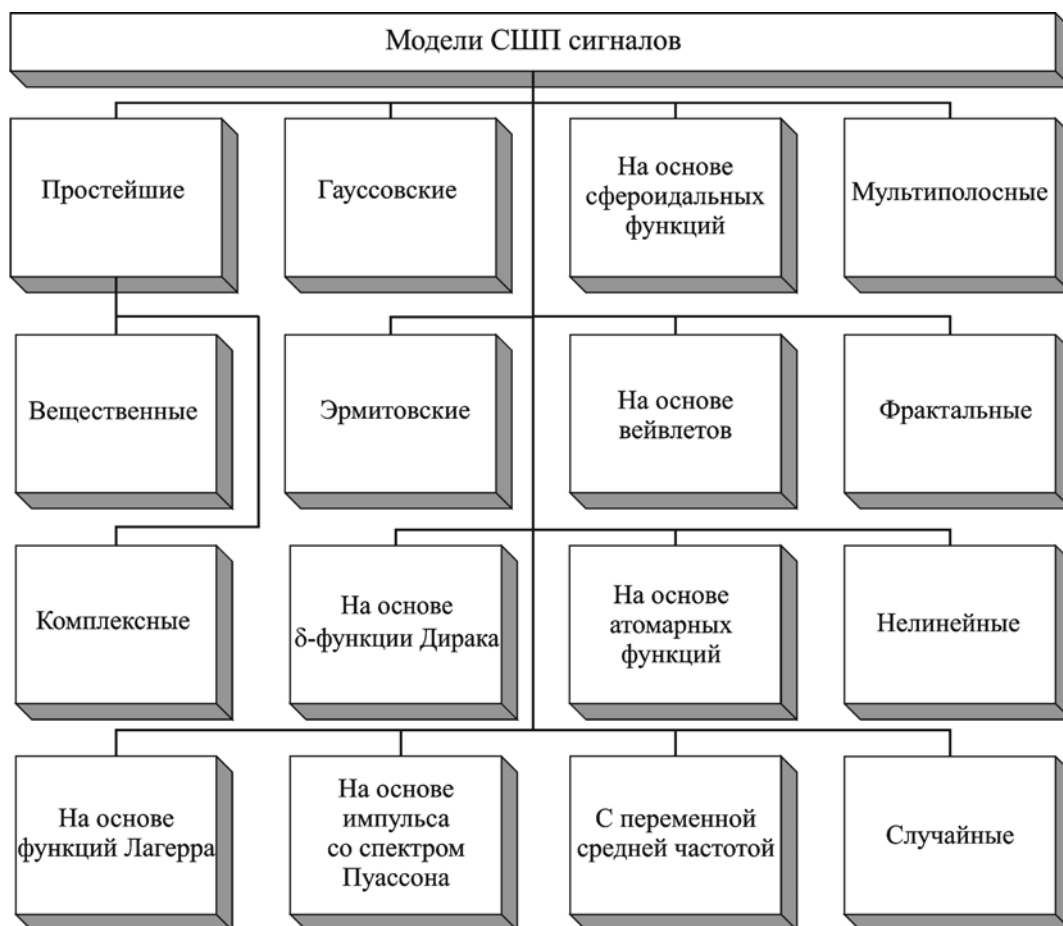


Рис. 1. Современная классификация моделей СШП сигналов

сигнала, если таковая не входит непосредственно в соответствующее аналитическое выражение, можно использовать, например, эффективную длительность, задаваемую соотношением (3).

Наиболее популярными простыми вещественными финитными моделями СШП сигналов, разработанными разными специалистами в 1960–1990-х гг., являются:

1) модель, предложенная Е. Кенно и Д. Моффатом [10],

$$s(t) = A_0 \Theta(t) \sin^2(\pi t / \tau_s) \sin \omega_0 t;$$

2) модели с прямоугольной и треугольной огибающими [8, 90],

$$s(t) = (-1)^n A_0 \sin(2\pi n t / \tau_s) \Theta(t), \quad (5)$$

$$s(t) = (-1)^n A_0 \left(1 - \left| \left(2t / \tau_s\right) - 1 \right| \right) \sin(2\pi n t / \tau_s) \Theta(t), \quad (6)$$

$$s(t) = A_0 \left(1 - \left| \left(2t / \tau_s\right) - 1 \right| \right) \cos(4\pi n t / \tau_s) \Theta(t). \quad (7)$$

Здесь A_0 – амплитуда сигнала; $\Theta(t) = \eta(t / \tau_s) - \eta((t / \tau_s) - 1)$, $\eta(t)$ – функция Хэвисайда; количество лепестков СШП сигнала $N = 2n$ для моделей (5), (6) и $N = 2n + 1$ для модели (7), $n \in \mathbb{N}$, \mathbb{N} – множество натуральных чисел.

Важным свойством простых вещественных моделей СШП сигналов является то, что при их дифференцировании или интегрировании также получаются СШП сигналы из этого же класса [8], причем дифференцирование на единицу увеличивает количество лепестков СШП сигнала N , а интегрирование на единицу уменьшает. При этом в первом случае, естественно, показатель широкполосности μ снижается, а во втором – возрастает. Исключение из правила составляют две возможные ситуации. Во-первых, при интегрировании сигнала с двумя лепест-

ками, когда результирующий сигнал уже не удовлетворяет условию (2), а во-вторых, когда у получающегося сигнала μ оказывается меньше 0.2.

Достоинствами рассмотренных моделей СШП сигналов являются простота и финитность. Первое позволяет удачно применять их при проведении аналитических расчетов, а второе наряду с удовлетворением принципу причинности делает их удобными для практического использования, в частности, в телекоммуникациях.

Недостатки этих моделей заключаются в принципиальной неограниченности вдоль оси частот модуля их ФСП ОПФ $|\hat{S}(f)|$, а также во влиянии на характер ФСП ОПФ наличия точек разрыва непрерывности и дифференцируемости самого сигнала $s(t)$. При восстановлении сигнала по ФСП ОПФ с учетом конечности реально используемого диапазона частот первый из них приводит к искажениям сигнала на границах интервала финитности (эффект Гиббса), а второй – к искажениям вблизи указанных точек разрыва (см., например, [8]).

Среди простых вещественных квазифинитных моделей СШП сигналов можно выделить следующие:

1) модель “затухающий синус” [4],

$$s(t) = A_0 \exp(-\alpha t) \sin(2\pi f_0 t) \eta(t); \quad (8)$$

2) модель [51], описывающую импульс давления, возникающий при воздушном взрыве [91],

$$s(t) = A_0 \left(1 - (t / \tau_s)\right) \exp(-t / \tau_s) \eta(t); \quad (9)$$

3) модель [51], являющуюся известной [92] моделью ближних атмосфериков,

$$s(t) = A_0 \left(\exp(-\alpha_1 t) - \exp(-\alpha_2 t)\right) \cos(\sqrt{\alpha_1 \alpha_2} t) \eta(t); \quad (10)$$

4) модель, описывающую зондирующий сигнал георадара [32],

$$s(t) = A_0 (\exp(-\alpha t) - \exp(-(\alpha + \beta)t)) \cos(\omega_0 t); \quad (11)$$

5) несимметричные модели с экспоненциальными огибающими [90],

$$s(t) = (-1)^n A_0 \sin(2\pi n t / \tau_s) \exp(-|(2t/\tau_s) - 1|), \quad (12)$$

$$s(t) = (-1)^n A_0 \sin(2\pi n t / \tau_s) \exp(-((2t/\tau_s) - 1)^2), \quad (13)$$

(количество лепестков СШП сигнала для обеих моделей $N = 2n$);

6) симметричную модель с экспоненциальной огибающей [4],

$$s(t) = A_0 \cos(2\pi n t / \tau_s) \exp(-((2t/\tau_s) - 1)^2). \quad (14)$$

Следует обратить внимание на то, что модели (11) – (14) хотя и достаточно локализованы, но все же принципиально инфинитны на всей оси времени t , а модели (8) – (10) ограничены слева.

Достоинствами простых вещественных квазифинитных моделей СШП сигналов являются их простота и адекватность реальным физическим процессам. Модели (13), (14) и им подобные являются дифференцируемыми на всей числовой оси, а потому не подвержены эффекту Гиббса, как рассмотренные выше финитные модели. Платой за это является лишь приблизительное удовлетворение принципу причинности. Этот недостаток характерен и для моделей типа (11), (12). Модель (14) также не полностью удовлетворяет условию излучения (2).

Недостатки моделей (8) – (10) отчасти повторяют недостатки простейших вещественных финитных моделей. Это неудивительно, поскольку модели (8) – (10) являются, по сути дела, полуфинитными, т. е. финитными только

с одной стороны. Такие модели не следует применять там, где используется последовательность СШП импульсов, чтобы избежать их наложения друг на друга. Эта ситуация встречается, в частности, в телекоммуникациях (см., например, [4]).

3.3.2. Комплексные модели. Комплексная модель СШП сигнала может быть построена на основе простейшей вещественной модели $s(t)$, как и в случае узкополосных сигналов, с помощью преобразования Гильберта [8]:

$$u(t) = s(t) + i\hat{s}(t),$$

где

$$\hat{s}(t) = \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{s(\tau)}{t - \tau} d\tau.$$

Эта модель хорошо известна как аналитический сигнал (см., например, [8]).

Ее недостатки заключаются в следующем [8]. Во-первых, даже для финитной модели СШП сигнала $s(t)$ ее преобразование Гильберта $\hat{s}(t)$ оказывается бесконечно дифференцируемой функцией, а следовательно, хотя и хорошо локализованной, но принципиально неограниченной во времени. Последнее обстоятельство приводит, разумеется, лишь к приблизительному удовлетворению принципу причинности. Во-вторых, к искажениям функции $u(t)$ вблизи точек разрывов непрерывности и дифференцируемости самого сигнала $s(t)$ прибавляются аналогичные искажения вблизи аналогичных точек его формальной огибающей $A(t)$. Это увеличивает ошибку при восстановлении сигнала по его ФСП ОПФ с использованием ограниченного интервала частот.

Тем не менее не следует забывать и о достоинствах простейших комплексных моделей. К ним относятся простота и удобство при использовании в нелинейных интегральных преобразованиях, в частности в преобразованиях класса Коэна и спектрограммах Фурье, о чем будет подробно рассказано ниже.

3.4. Гауссовские модели

Название этого вида моделей СШП сигналов отражает тот факт, что все они являются производными от функции

$$f(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma^2}} \exp\left(-\frac{x^2}{2\sigma^2}\right),$$

представляющей собой функцию плотности вероятности нормального закона распределения, хорошо известного также как распределение Гаусса. Здесь σ – среднеквадратичное отклонение. Гауссовские модели с двумя и тремя лепестками, по мнению авторов [4], впервые появились в 1993 г. в работе [93].

Формулу, задающую гауссовские модели СШП сигналов, можно обобщить:

$$s(t) = A_0 \frac{d^\xi}{dt^\xi} \left(\exp\left(-\frac{t^2}{\tau_s^2}\right) \right),$$

где $\xi \in \mathbb{N}$, причем $\xi \leq 19$, что следует из условия $\mu_{\min} = 0.2$.

Для $\xi = 1$ и $\xi = 2$ имеем соответственно [4]:

$$s(t) = -A_0 \frac{2t}{\tau_s^2} \exp\left(-\frac{t^2}{\tau_s^2}\right),$$

$$s(t) = -A_0 \frac{2}{\tau_s^2} \left(1 - \frac{2t^2}{\tau_s^2}\right) \exp\left(-\frac{t^2}{\tau_s^2}\right).$$

Отметим, что модуль ФСП ОПФ $|\dot{S}(f)|$ у таких моделей имеет только один максимум и при возрастании частоты f асимптотически стремится к нулю. Спектр гауссовских моделей по своему характеру существенно отличается от спектра простейших моделей, которые были рассмотрены выше.

К несомненным достоинствам гауссовских моделей можно отнести простоту, которая делает их пригодными для аналитических расчетов, а также непрерывность и дифференцируемость, которая, в свою очередь, избавляют

от возникновения заметного эффекта Гиббса при практическом восстановлении сигнала по его ФСП ОПФ. К тому же из-за почти равномерного в широких пределах спектра сигнала эти модели являются близкими к моделям шумоподобных сигналов.

Недостаток гауссовских моделей состоит в отсутствии у них свойства финитности, что при их хорошей локализации во временной области несколько нарушает условие физической реализуемости.

3.5. Эрмитовские модели

Этот вид моделей СШП сигналов основан на полиномах Эрмита, которые, как известно (см., например, [4]), имеют вид:

$$h_{e_n}(t) = (-\theta)^n \exp\left(\frac{t^2}{\theta^2}\right) \frac{d^n}{dt^n} \exp\left(-\frac{t^2}{\theta^2}\right),$$

где $n = 0, 1, 2, \dots$, $t \in]-\infty, +\infty[$, θ – масштабирующий множитель. Основная отличительная особенность таких моделей – наличие свойства ортогональности при разных n .

Эрмитовские модели могут быть построены на основе нескольких разных подходов.

При первом подходе модели называются модифицированными эрмитовскими импульсами (МЭИ) и определяются выражением:

$$s(t) = h_n(t) = A_0 \exp\left(-\frac{t^2}{4\theta^2}\right) n! \sum_{i=0}^{[n/2]} \left(-\frac{1}{2}\right)^i \frac{(t/\theta)^{n-2i}}{(n-2i)! i!},$$

где n – натуральное число, $[n/2]$ обозначает нахождение целой части величины $n/2$. В частности, для $n = 1, 2, 3$ имеем соответственно:

$$s(t) = A_0 \frac{t}{\theta} \exp\left(-\frac{t^2}{4\theta^2}\right),$$

$$s(t) = A_0 \left(\frac{t^2}{\theta^2} - 1\right) \exp\left(-\frac{t^2}{4\theta^2}\right),$$

$$s(t) = A_0 \left(\frac{t^3}{\theta^3} - 3\frac{t}{\theta}\right) \exp\left(-\frac{t^2}{4\theta^2}\right).$$

Достоинствами МЭИ являются их ортогональность, а также то, что их ширина во временной и частотной областях примерно одинакова при разных значениях n . Отметим также, что количество лепестков $N = n + 1$. При этом $\mu = 4/(n + 1)$.

К недостаткам МЭИ отнесем то, что лишь при нечетных значениях n , причем $n \leq 19$, эти модели действительно описывают СШП сигналы. Для четных n не выполняется условие (2), что в результате приводит к получению видеосигналов. К тому же МЭИ, как и гауссовские модели, будучи хорошо локализованными во временной области, все же не являются финитными в этой области.

Другой подход к построению моделей СШП сигналов на базе полиномов Эрмита заключается в использовании нормированных МЭИ $h_n(t)$ в качестве огибающей $A(t)$ для гармонической функции в выражении (4). Тогда получаем модулированные эрмитовы импульсы (МдЭИ) [4]:

$$s(t) = \sqrt{2}h_n(t) \cos(\omega_0 t + \varphi_0).$$

Они наследуют большинство достоинств и недостатков МЭИ. Однако в отличие от последних МдЭИ оказываются СШП сигналами и при четных n . Их показатель широкополосности μ несколько меньше, чем у соответствующих МЭИ, но в то же время его удобно варьировать, изменяя ω_0 .

3.6. Моделирование сфероидальными функциями

Еще один вид моделей СШП сигналов, приведенный в [4], основан на так называемых вытянутых сфероидальных функциях (ВСФ). ВСФ $\psi_n(t)$ являются решениями уравнения

$$\int_{-T/2}^{T/2} \psi_n(x) \frac{\sin \Omega(t-x)}{\pi(t-x)} dx = \lambda_n \psi_n(t),$$

где коэффициент λ_n описывает концентрацию энергии в интервале $[-T/2, T/2]$. Он задается соотношением

$$\lambda_n = \frac{\int_{-T/2}^{T/2} |\psi_n(t)|^2 dt}{\int_{-\infty}^{+\infty} |\psi_n(t)|^2 dt}.$$

ВСФ удовлетворяют также дифференциальному уравнению

$$\frac{d}{dt} (1-t^2) \frac{d\psi_n(t)}{dt} + (\chi_n - c^2 t^2) \psi_n(t) = 0,$$

где χ_n – собственные числа функций $\psi_n(t)$; $c = \Omega T/2$, $\Omega = \Delta f$, $T = \tau_s$.

В элементарных функциях ВСФ, к сожалению, непредставимы, но могут быть выражены через вытянутую угловую функцию первого порядка $S_{0n}^1(c, x)$ [94]:

$$\psi_m(t) = \frac{2n+1}{2} \sqrt{\frac{2\lambda_n(c)}{T}} S_{0n}^1(c, 2t/T).$$

ВСФ обладают свойством двойной ортогональности, т. е. удовлетворяют сразу двум соотношениям:

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \psi_n(t) \psi_m(t) dt = \begin{cases} 1, & m = n, \\ 0, & m \neq n; \end{cases}$$

$$\int_{-T/2}^{+T/2} \psi_m(t) \psi_n(t) dt = \begin{cases} \lambda_n, & m = n, \\ 0, & m \neq n. \end{cases}$$

Это свойство оказывается полезным, в частности, при использовании ВСФ в СШП телекоммуникационных системах, поскольку гарантирует их однозначную демодуляцию в приемнике [4].

Достоинства данного вида моделей заключаются в их двойной ортогональности, независимости ширины в частотной и временной областях от номера n и в возможности управления этими параметрами с помощью коэффициента χ_n .

Основной недостаток – приблизительное удовлетворение условию излучения (2).

3.7. Мультиполосные модели

Как указывалось выше, использовать простые вещественные квазифинитные модели СШП сигналов в ряде случаев трудно из-за их квазифинитности во временной области. Одна из попыток исправить такое положение привела к созданию мультиполосных моделей СШП сигналов [4].

Идея построения этих моделей состоит в следующем. Возьмем m одинаковых простых вещественных квазифинитных моделей $s_{0i}(t)$. Обычно выбирают $m \leq 10$. Средние частоты ФСП ОПФ двух соседних моделей должны отличаться на небольшую величину δf . Построим сигнал, представляющий собой их сумму:

$$s(t) = \sum_{i=1}^m s_{0i}(t).$$

Тогда его ФСП ОПФ окажется суммой m копий ФСП ОПФ исходного сигнала, сдвинутых друг относительно друга на δf . Поскольку $\delta f \ll f_0$, “провалы” между соседними копиями не будут достигать уровня, на котором определяется ширина полосы частот сигнала Δf (у нас это уровень убывания модуля ФСП ОПФ в e раз относительно главного максимума). Тогда такой спектр можно считать спектром одного единственного СШП сигнала $s(t)$. Временная локализация этого сигнала лучше, чем у исходного.

В качестве примера рассмотрим сигнал $s(t)$, задаваемый соотношением

$$s(t) = A_0 \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \sum_{i=1}^m \cos(2\pi(f_0 + (i-1)\delta f)t).$$

Для него имеем:

$$\mu \approx \frac{2}{1 + \frac{2}{m-1} \frac{f_0}{\delta f}}.$$

Достоинствами мультиполосных моделей являются возможность управления величиной показателя широкополосности μ с помощью подбора m , f_0 и δf , а также достаточный выбор исходных моделей $s_{0i}(t)$. К недостатками можно отнести квазифинитность во временной области и некоторую “хаотичность” $s(t)$ на краях сигнала, что вызвано интерференцией гармонических функций $s_{0i}(t)$, образующих сам сигнал.

3.8. Моделирование обобщенными функциями

Модели СШП сигналов можно строить также на базе обобщенных функций. Рассмотрим две такие модели, предложенные в 1996 г. и 2006 г. соответственно [90, 95]:

1) модель на основе функции Хэвисайда $\eta(t)$ [90],

$$s(t) = A_0 \left[-\eta\left(\frac{t}{\tau_s}\right) - \eta\left(\frac{t}{\tau_s} - 1\right) + 2 \sum_{k=1-n}^{n-1} (-1)^{k+1+\delta_{nk}} \eta\left(\frac{t}{\tau_s} - \frac{k}{n} - \frac{1}{2}\right) \right], \quad (15)$$

имеющую количество лепестков $N = 2n$;

2) модель на основе δ -функции Дирака [95],

$$f(t) = A_0 \frac{d\delta(t)}{dt}. \quad (16)$$

Достоинствами модели (15) являются, во-первых, ее финитность во временной области и простота при проведении аналитических расчетов (несмотря на громоздкость записи в общем виде), а во-вторых, наибольший из всех финитных моделей показатель широкополосности μ . Основным недостатком модели (15) – наличие конечного числа разрывов непрерывности типа “скачок” у функции $s(t)$ – связан со свойствами породившей эту модель функции Хэвисайда.

Этот недостаток еще более выражен у модели (16), поскольку она, будучи предельным случаем (15) при $n=1$, $\tau_s \rightarrow 0$ и при

сохранении общей площади фигуры, ограниченной осью абсцисс и самой функцией, имеет разрывы непрерывности типа “бесконечный скачок”. Тем не менее достоинства модели (16) делают ее незаменимой при проведении аналитических расчетов. Поскольку для нее $f_{\min} \rightarrow 0$ и $f_{\max} \rightarrow \infty$, ее показатель широкополосности $\mu \rightarrow 2$. Следовательно, модель (16) является предельным случаем СШП сигнала в том же смысле, в каком δ -функция Дирака оказывается предельным случаем видеосигнала.

3.9. Моделирование вейвлетами

Большое количество полезных моделей СШП сигналов было предложено исследователям в 2002 г. после того, как в работе [96] было показано, что большая часть существующих сегодня вейвлетобразующих функций, часто называемых просто вейвлетами (см., например, [97, 98]), является СШП сигналами ($\mu \approx 0.57 \div 1.62$).

Для обозначения вейвлетов здесь и далее используются имена, принятые в пакете Wavelet Toolbox, входящем в состав одной из лучших систем компьютерной математики (СКМ)–MATLAB [97]. Вейвлеты Добеши 1, 2, ..., 12 порядка записываются соответственно как db1, db2, ..., db12; вейвлеты Симлета 2, 3, ..., 10 порядка – sym2, sym3, ..., sym10; койфлеты 1, 2, ..., 5 порядка – coif1, coif2, ..., coif5; вейвлеты Гаусса 1, 2, ..., 8 порядка – gaus1, gaus2, ..., gaus8; вейвлет Морле – morl; HAAR-вейвлет – haar; МНАТ-вейвлет – mexh; вейвлет Мейера – meyr; дискретный вейвлет Мейера – dmeyr, биортогональные вейвлеты – bior1.1, ..., bior6.8; обратные биортогональные вейвлеты – rbio1.1, ..., rbio6.8. Следует отметить, что haar и db1 – это один и тот же вейвлет. Численные характеристики моделей СШП сигналов, основанных на вейвлетах, можно найти в [96].

Достоинства этих моделей заключаются в их многочисленности и большом диапазоне различных свойств. Недостатки во многом индивидуальны для каждой модели. Общим недостатком является отсутствие у подавляющего большинства таких моделей аналитической формы записи, что делает их неприменимыми в аналитических расчетах.

Для создания моделей СШП сигналов, предложенных в 2007 г. [99], представляют интерес комплекснозначные аналитические вейвлеты. В СКМ MATLAB эти вейвлеты обозначаются следующим образом: комплексные гауссовы вейвлеты – cgaul, cgau2, ..., cgau8; вейвлеты Шеннона – shan1-0.1, shan1-0.5, ..., shan2-3; частотные В-сплайновые вейвлеты – fbsp1-1-0.5, fbsp1-1-1, ..., fbsp2-1-0.5; комплексные вейвлеты Морле – cmor1-0.1, cmor1-0.5, ..., cmor1-1.5. Мнимые части большинства этих вейвлетов являются СШП сигналами.

Полезность моделей СШП сигналов, созданных с помощью аналитических вейвлетов, продемонстрируем на примере модели

$$s(t) = \text{Im} \left[\sqrt{\mu f_0} \left(\text{sinc} \left(\frac{\mu f_0 t}{m} \right) \right)^m \exp(i2\pi f_0 t) \right],$$

где $\text{sinc}(x) = \sin(x)/x$, $m \in \mathbb{N}$. Она построена на частотном В-сплайновом вейвлете. Ее основное достоинство заключается в возможности непрерывного изменения показателя широкополосности μ простыми средствами. Ранее такое свойство наблюдалось только у мультиполосных моделей. Платой за это удобство является квазифинитность функции $s(t)$ во временной области.

3.10. Моделирование атомарными функциями

Еще одним интересным и полезным способом построения моделей СШП сигналов является использование атомарных функций (АФ), которые, как и вейвлеты, принадлежат к классу R-функций (см., например, [100-105]). Такие модели были впервые предложены в 2006 г. [106, 107].

Перечислим наиболее часто используемые АФ (см., например, [103-105]).

Материнская функция $up(t)$ является решением уравнения

$$y'(t) = 2y(2t+1) - 2y(2t-1)$$

и на интервале $t \in [-1, 1]$ имеет следующее представление на основе преобразования Фурье:

$$\text{up}(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \exp(iut) \prod_{k=1}^{\infty} \frac{\sin(u \cdot 2^{-k})}{u \cdot 2^{-k}} du.$$

Атомарная функция $\text{fup}_N(t)$, полученная интегральной сверткой сплайна $\theta_{N-1}(t)$ и материнской функции $\text{up}(t)$ и определенная на интервале $t \in [-(N+2)/2, (N+2)/2]$, имеет вид:

$$\text{fup}_N(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \exp(iut) \left(\frac{\sin(u/2)}{u/2} \right)^N \times \prod_{k=1}^{\infty} \frac{\sin(u \cdot 2^{-k})}{u \cdot 2^{-k}} du.$$

Очевидно, что $\text{fup}_0(t) = \text{up}(t)$.

Атомарная функция $h_a(t)$, являющаяся финитным решением уравнения

$$y'(t) = \frac{a^2}{2} (y(at+1) - y(at-1)),$$

может быть записана как

$$h_a(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \exp(iut) \prod_{k=1}^{\infty} \frac{\sin(u \cdot a^{-k})}{u \cdot a^{-k}} du, \quad a > 1.$$

Легко показать, что $h_2(t) = \text{up}(t)$.

Атомарная функция $\Xi_n(t)$, являющаяся решением уравнения

$$y^{(n)}(t) = a \sum_{k=0}^n C_k^n (-1)^k y[(n+1)t + n - 2k]$$

и финитная для $t \in [-1, 1]$, имеет вид:

$$\Xi_n(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \exp(iut) \prod_{k=1}^{\infty} \left(\frac{\sin(u \cdot (n+1)^{-k})}{u \cdot (n+1)^{-k}} \right)^n du.$$

Ясно, что $\Xi_1(t) = \text{up}(t)$.

Важно, что, в отличие от вейвлетов, сами АФ не являются СШП сигналами. Поэтому можно предложить несколько различных способов построения моделей СШП сигналов с использованием АФ.

Первый из них состоит в вычислении производных каждой АФ. Введем для АФ общее обозначение $AF(t)$. Тогда модельные СШП сигналы будут иметь вид:

$$s(t) = \frac{d^n}{dt^n} AF(t),$$

где $n \in \mathbb{N}$. Учитывая то, что при каждом дифференцировании количество лепестков увеличивается вдвое, показатель широкополосности каждой модели равен $\mu \approx 2/n$. Следовательно, для удовлетворения определения СШП сигнала достаточно потребовать $n \leq 10$.

Достоинствами данных моделей СШП сигналов являются подобие внутри каждого семейства и финитность во временной области. Первое связано с тем, что каждый лепесток модельного сигнала представляет собой масштабированную копию породившей его исходной АФ. Второе проистекает из того, что все АФ являются строго финитными во временной области. Поэтому и построенные на них модели СШП сигналов, в отличие от рассмотренных выше гауссовских моделей, тоже являются финитными во временной области.

Другой возможный способ построения моделей СШП сигналов на основе АФ связан с использованием спектральных оконных функций во временной области, называемых окнами Кравченко–Рвачева (см., например, [103-105]). Наиболее удобный, по нашему мнению, путь – это использование предложенных в 2007 г. в работе [99] аналитических вейвлетов Кравченко–Рвачева (АКР-вейвлетов):

$$\begin{aligned} \Psi_{AKR1-m}(t) &= \text{up}(t) \exp(i\pi mt), \\ \Psi_{AKR2-m}(t) &= (\text{up}(t) + 0.01\text{up}''(t)) \exp(i\pi mt), \\ \Psi_{AKR3-m}(t) &= \frac{\text{fup}_1(3t/2)}{\text{fup}_1(0)} \exp(i\pi mt), \\ \Psi_{AKR4-m}(t) &= \frac{\text{fup}_1(3t/2) + 0.0036\text{fup}_1''(3t/2)}{\text{fup}_1(0) + 0.0036\text{fup}_1''(0)} \exp(i\pi mt), \\ \Psi_{AKR5-m}(t) &= h_{3/2}(t) \exp(i\pi mt), \\ \Psi_{AKR6-m}(t) &= 1.0696(h_{3/2}(t) + h_{3/2}''(t)/121) \exp(i\pi mt), \\ \Psi_{AKR7-m}(t) &= \frac{\Xi_2(t)}{\Xi_2(0)} \exp(i\pi mt). \end{aligned}$$

Величина m определяет порядок соответствующего вейвлета. Обозначения АКР-вейвлетов построены по аналогии с приведенными выше: акр1-1, акр1-2, ..., акр7-6. Как и в случае аналитических вейвлетов, СШП сигналами являются мнимые части $\psi(t)$. Численные характеристики данных модельных СШП сигналов можно найти в [99].

Достоинства таких моделей заключаются в их финитности и гладкости огибающей.

К недостаткам моделей СШП сигналов на основе АФ относятся сложность аналитического описания и невозможность управления величиной показателя широкополосности μ .

3.11. Моделирование импульсом со спектром Пуассона

Еще одной интересной моделью СШП сигнала является так называемый импульс со спектром Пуассона [108]. Он имеет вид:

$$s(t) = \text{Re} \left(1 - \frac{it}{t_0} \right)^{-m},$$

где $i = \sqrt{-1}$, t_0 и целое число $m \geq 1$ – свободные параметры. Длительность импульса на уровне e^{-1} равна

$$T = t_0 \sqrt{\exp\left(\frac{2}{m}\right) - 1}.$$

Показатель широкополосности сигнала приблизительно определяется соотношением:

$$\mu \approx \frac{2}{m \sqrt{\exp\left(\frac{2}{m}\right) - 1}}.$$

С увеличением m количество лепестков сигнала увеличивается, причем в центральной части импульса они имеют почти постоянную частоту $f \sim m/t_0$. При $m \gg 1$ эта модель переходит в модель (14).

Достоинствами данной модели являются пригодность для представления импульсов любой длительности, содержащих произвольное число лепестков, а также удобство в применении в аналитических расчетах. К недостаткам можно отнести квазифинитность во временной области и нестрогое соблюдение условия (2).

3.12. Моделирование функциями Лагерра

Для проведения аналитических и численных расчетов могут быть полезными модели, основанные на функциях Лагерра [108]:

$$s(t) = A_0 \sum_{n=0}^{\infty} a_n L_n(t/t_0),$$

где коэффициенты разложения обладают свойством

$$\sum_{n=0}^{\infty} a_n = 1,$$

$L_n(x)$ – функции Лагерра,

$$L_n(x) = \frac{\exp(x/2)}{n!} \frac{d^n}{dx^n} (x^n \exp(-x)),$$

ортогональные на интервале $0 \leq x < \infty$.

Простейший пример такой модели реализуется в случае, когда $a_0 = 1$, $a_2 = -1$, остальные $a_n = 0$. Тогда получаем:

$$s(t) = A_0 [L_m(t/t_0) - L_{m+2}(t/t_0)].$$

Интересен тот факт, что при заданном значении m функция $s(t)$ пересекает ось абсцисс $m+2$ раза и имеет $m+2$ лепестка. Показатель широкополосности приблизительно равен $\mu \approx 4/(m+2)$. Наклон переднего фронта сигнала регулируется с помощью выбора величин A_0 и t_0 .

Достоинствами этих моделей являются существенное отличие от синусоиды, неравенство расстояний между нулями функции $s(t)$ и контролируемость наклона переднего фронта сигнала. К недостаткам можно отнести полубинитность.

3.13. Нелинейные СШП сигналы и процессы

Все рассмотренные выше модели описывают СШП сигналы, принадлежащие классу УКСШП сигналов. Теперь рассмотрим модели, позволяющие описать другие классы СШП сигналов. Понятие НЛСШП сигнала введено в 2006 г. [109].

Под НЛСШП сигналом понимается СШП сигнал, являющийся финитным решением нелинейного дифференциального уравнения (см., например, [109]).

Рассмотрим следующие модели НЛСШП сигналов:

1) вещественную часть $s(t) = \text{Re } v(x, t)$ солитона огибающей,

$$s(t) = v(x, t) = \frac{v_m}{\text{ch}\left(\frac{b}{2}(x - u_1 t)\right)} \exp\left(i \frac{u_1}{2}(x - u_2 t)\right), \quad (17)$$

где $v_m = b/\sqrt{2\beta}$, $b = ((u_1 - 2u_2)u_1)^{1/2}$, который является решением нелинейного уравнения Шредингера вида [110-113]

$$i \frac{\partial v}{\partial t} + \frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \beta v |v|^2 = 0,$$

где $\beta > 0$, $i = \sqrt{-1}$, $\mu \approx 2\pi b/(u_2(1 + \ln 2))$;

2) p периодов пилообразной волны ($\mu \approx 2/p$), которая на одном периоде задается соотношением

$$s(t) = v(t, x) = \frac{1}{1+x} \left(t - \pi \text{th} \frac{\pi t}{2\gamma(1+x)} \right), \quad -\pi < t < \pi \quad (18)$$

(t – безразмерное время, x – безразмерная координата) и является нестационарным решением уравнения Бюргерса [110-115]

$$\frac{\partial v}{\partial t} + v \frac{\partial v}{\partial x} = \gamma \frac{\partial^2 v}{\partial x^2},$$

где γ – параметр диссипации (например, коэффициент вязкости);

3) вторую производную от ударной волны (являющейся стационарным решением уравнения Бюргерса и имеющей вид

$$v(\xi) = \frac{v_1 + v_2 \exp(\xi/\xi_0)}{1 + \exp(\xi/\xi_0)},$$

где $\xi = x - ut$, $v(-\infty) = v_1$, $v(+\infty) = v_2$, $v'(\pm\infty) = 0$, $u = (v_1 + v_2)/2$, $\xi_0 = 2\gamma/(v_1 - v_2)$, ξ_0 – ширина фронта ударной волны), которая задается соотношением

$$s(t) = \frac{d^2 v}{d\xi^2} = \frac{v_2 - v_1}{\xi_0^2} \frac{\exp(\xi/\xi_0)(1 - \exp(\xi/\xi_0))}{(1 + \exp(\xi/\xi_0))^3},$$

где $\mu \rightarrow 2$.

Численные характеристики моделей НЛСШП сигналов можно найти в работе [55].

К достоинствам моделей НЛСШП сигналов можно отнести, с одной стороны, неизменность их профиля при распространении на большие расстояния в нелинейных средах (особенность нелинейных волн), а с другой стороны, значительный объем переносимой информации (особенность СШП сигналов). Приведенные выше модели таких сигналов хоро-

ши тем, что достаточно просто и адекватно описывают их основные свойства.

Недостатки моделей НЛСШП сигналов состоят в квазифинитности во временной области $s(t)$ модели (17) и в негладкости на концах интервала финитности $s(t)$ модели (18). К тому же достаточно сложный вид зависимостей затрудняет применение этих моделей при аналитических расчетах.

3.14. Фрактальные СШП сигналы

Понятие ФСШП сигнала введено в 2005 г. [53].

Под ФСШП сигналом понимается СШП сигнал, обладающий свойством самоаффинности и дробной размерностью [53, 54].

Модели ФСШП сигналов можно разделить на аналитические и численные. Рассмотрим их по очереди [53].

Аналитические модели. Первая аналитическая модель основана на функции Вейерштрасса (см., например, [111]) и имеет вид:

$$s(t) = \left(1 - \sum_{n=1}^{\infty} \alpha^n \cos(3\beta^n(2t-1)) \right) \text{sign}(2t-1)\Theta(t),$$

где

$$\text{sign}(t) = \begin{cases} 1, & t > 0, \\ 0, & t = 0, \\ -1, & t < 0; \end{cases} \quad 0 < \alpha < 1; \quad \beta > 0; \quad \alpha\beta > 1.$$

Здесь величина α оказывается равной размерности Минковского данного сигнала d_M .

Вторая аналитическая модель ФСШП сигнала основывается на почти нигде не дифференцируемой функции Римана (см., например, [115]), задается соотношением:

$$s(t) = \sum_{n=1}^{\infty} n^{-2} \sin(2\pi n^2 t)\Theta(t).$$

Третья аналитическая модель ФСШП сигнала определяется с помощью комплексно-

значной функции Римана–Вейерштрасса (см., например, [115]) и может быть записана следующим образом:

$$s(t) = \frac{2}{\pi^\beta} \sum_{n=1}^{\infty} n^{-2\beta} \sin(2\pi n^2 t)\Theta(t),$$

где $\beta > 0.5$.

Численные модели. Наиболее удачные численные модели ФСШП сигналов описываются некоторыми вейвлетобразующими функциями. К ним относятся, в частности, вейвлеты Добеши, Симлета, койфлеты и биортогональные вейвлеты. Числовые характеристики моделей ФСШП сигналов можно найти в [53].

ФСШП сигналы соединяют в себе преимущества СШП и фрактальных сигналов. По-видимому, фрактальные сигналы, и в частности ФСШП сигналы, могут дать, например, возможность самокоррекции сигнала, а значит, обеспечить передачу информации практически при любом уровне шума (см., например, [116]).

3.15. СШП сигналы с переменной средней частотой

Представляется целесообразным построить модели ПСЧСШП сигналов следующего вида:

$$s(t) = A(t) \cos \varphi(t),$$

где $A(t)$ – формальная финитная или квазифинитная огибающая гармонической функции, $\varphi(t)$ – формальная фаза гармонической функции. Важно, что функция $\varphi(t)$ обязательно должна быть нелинейной по своему аргументу, поскольку в противном случае мы приходим к выражению (4), задающему простейшую вещественную модель СШП сигнала. Подбор комбинаций функций $A(t)$ и $\varphi(t)$ должен осуществляться с учетом требований к моделям СШП сигналов, а также определения СШП сигнала. Когда последнее перестает выполняться, то ПСЧСШП сигнал превращается в традиционный частотно-модулированный (ЧМ) сигнал. Основное отличие ПСЧСШП

сигнала от ЧМ сигнала заключается в следующем. ФСП ОПФ ЧМ сигнала в целом может вполне подходить под определение СШП сигнала, однако в каждый отдельный момент времени ЧМ сигнал остается узкополосным (см., например, [1]), что можно наглядно продемонстрировать с помощью ФСП ДПФ. В то же время ПСЧСШП сигнал всегда является СШП сигналом.

ПСЧСШП сигналы соединяют в себе преимущества СШП сигналов с достоинствами ЧМ сигналов. ПСЧСШП сигналы могут применяться, например, при радиолокации распределенных целей, в частности, при радиозондировании атмосферы, ионосферы и магнитосферы Земли.

3.16. Случайные СШП сигналы

Под случайным СШП сигналом будем понимать СШП сигнал, у которого один или несколько параметров являются случайными функциями времени. Идея создания такого класса сигналов возникла после ознакомления с работой [117]. ССШП сигналы позволят соединить преимущества СШП сигналов с возможностями случайных сигналов. Детальная разработка моделей ССШП сигналов, методов их описания и обработки ведется нами в настоящее время.

4. Методы описания СШП сигналов и процессов

4.1. Точные непериодические и нестационарные решения уравнений Максвелла

4.1.1. Метод решения нестационарного волнового уравнения. Метод решения нестационарного волнового уравнения с заданными начальными и граничными условиями – одним из наиболее универсальных [44]. Однако платой за это являются значительная сложность и трудоемкость, что наглядно иллюстрируется его использованием, например, для решения задачи об излучении СШП сигналов простейшей антенной – вибратором Герца [44]. К тому же большинство получаемых выражений весьма громоздко, а подавляющее число интегралов, как правило, не может быть вы-

числено точно, что существенно затрудняет анализ происходящих процессов.

4.1.2. Метод А. Б. Шварцбурга. Рассмотрим метод исследования распространения СШП сигналов, предложенный в [36, 108, 118], и далее будем называть его методом А. Б. Шварцбурга.

При построении электродинамики однородных изотропных сред в рамках модели длинных цугов монохроматических волн обычно делаются следующие предположения:

- 1) периоды колебаний электрических и магнитных компонент поля равны,
- 2) отношение амплитуд магнитной и электрической компонент остается постоянным в любой точке среды и характеризует показатель преломления среды,
- 3) структура поля определяется “бегущей” координатой $\xi = x - v_{\phi}t$, где v_{ϕ} – фазовая скорость.

Существенно, однако, то, что эти свойства полей не следуют из уравнений Максвелла. Они соответствуют непрерывным режимам излучения. Появление новых источников импульсных излучений стимулирует поиск новых решений в импульсной электродинамике. Можно получить решения уравнений Максвелла, свободные от перечисленных ограничений 1)–3), а именно, точные прямые негармонические решения, выражающие явно огибающую поля как функцию координаты и времени. Последние не связаны с бегущими волнами. Отметим некоторые свойства таких решений.

1. Периоды колебаний каждой гармоники электрической и магнитной компоненты поля не равны, а отношение их амплитуд не постоянно.

2. Структура поля не определяется бегущей координатой, а зависит от более сложных комбинаций координаты и времени.

3. При распространении вглубь среды быстрое дисперсионное расплывание гармоник приводит к формированию квазимонохроматических колебаний на периферии огибающей.

4. Между гармониками напряженности и индукции электрического поля пропорциональности не наблюдается.

5. Групповая скорость, определяемая как частное от деления потока энергии в поле на плотность энергии, не превосходит по модулю скорости света, но может пульсировать, уменьшаясь и меняя знак. Пульсация групповой скорости на границе среды соответствует притоку энергии в среду и ее оттоку из среды при возбуждении соответствующей гармоники.

Для анализа негармонического сигнала в среде без дисперсии целесообразно разложить огибающую сигнала по функциям Эрмита в интервале $-\infty < t < +\infty$, так как эти функции представляют собой систему функций, ортонормированную во всей области определения t . Функции Эрмита обладают рядом преимуществ перед функциями Уолша [44] (см. п. 4.6.1), не имея их недостатков, связанных с возникновением бесконечных производных при обработке таких сигналов. Многие сигналы в пикосекундной электронике и фемтосекундной квантовой радиофизике близки к эрмитовым моделям, рассмотренным в пункте 3.5. Такое же представление широкополосных негармонических сигналов может быть использовано и в задачах рассеяния видеоимпульсов на макроскопических телах [36, 108, 118].

4.2. Метод модового базиса (метод О. А. Третьякова)

Перспективным для описания распространения СШП сигналов в различных средах является применение разработанного О. А. Третьяковым в конце 1980-х – начале 1990-х гг. [119-123] и развитого его учениками и коллегами (см., например, [124, 125]) метода модового базиса, который мы именуем также методом модового базиса О. А. Третьякова.

Принципиальное отличие данного метода от метода комплексных амплитуд (МКА) можно легко усмотреть, сопоставив общие схемы их построения. В методе МКА сначала отщепляют от пространственно-временного дифференциального оператора в уравнениях Максвелла для нестационарного поля временной дифференциальный оператор, поскольку базис его известен. Искомое поле записывают как интеграл Фурье по спектральному параметру ω с неизвестными векторными коэффициентами – комплексными амплитудами стационарного поля. Затем решают за-

дачу по отысканию комплексных амплитуд как функций координат и параметра ω с использованием оставшейся части исходного оператора. Она включает в себя роторное и дивергентное пространственное дифференцирование, граничные и начальные условия, материальные уравнения, условие ограниченности энергии поля и условия излучения (для внешних задач электродинамики).

Метод комплексных амплитуд является эффективным средством для изучения моно- и квазимонохроматических полей в стационарных средах. Построение его опирается на применение прямого и обратного преобразования Фурье к уравнениям Максвелла. Область применимости метода модового базиса включает в себя исследование полей в нестационарных средах. Его построение опирается на теорию нестационарных операторных уравнений [126] и общие результаты ее применения для уравнений Максвелла [127]. Спектральное разложение искомого поля по модовому базису основано на ортогональных разбиениях Вейля гильбертова функционального пространства L_2 [128, 129] и приводит к отщеплению от пространственно-временного дифференциального оператора в уравнениях Максвелла оператора пространственного дифференцирования. (Отметим, что в вопросе о разложимости поля ортогональные разбиения Вейля играют такую же роль в методе модового базиса, как преобразование Фурье в методе МКА.) В результате получают дифференциальные уравнения с соответствующим набором начальных условий, именуемые эволюционными, поскольку в качестве независимой переменной в них входит время. Решая их, определяют скалярные функции времени, которые являются коэффициентами разложения искомого поля по модовому базису.

В качестве определенного недостатка метода модового базиса можно отметить сложность построения модового базиса в условиях конкретной задачи.

4.3. Временное описание

В [1] показано, что для СШП сигналов наиболее удобным является анализ задачи распространения во временной области, когда вид сигнала в данной точке пространства $y(t, \vec{r})$

определяется непосредственно с использованием вида сигнала на границе среды $x(t)$:

$$y(t, \vec{r}) = \int_{-\infty}^{+\infty} x(\tau) h(t - \tau, \vec{r}) d\tau,$$

где $h(t, \vec{r})$ – импульсная характеристика среды. Подобные методы получили название временных. Они распространены, например, при решении задач дифракции СШП сигналов [130].

4.4. Частотное описание

В то же время, несмотря на категоричные высказывания о нецелесообразности использования, продолжают успешно существовать частотные методы [131, 132], связанные с построением ФСП ОПФ, ФСП ДПФ, функции неопределенности и др. Справедливости ради следует заметить, что в большинстве случаев при использовании временных методов все же обращаются к элементам частотных методов, а именно, импульсные характеристики обычно получают через частотные характеристики, которые связаны с ними преобразованием Фурье. В других случаях временные методы сводятся к решению интегральных или интегро-дифференциальных уравнений, что может быть сделано только численно.

Частотные методы позволяют получать аналитические решения для более широкого класса задач, так как основным их достоинством является возможность использовать в негармоническом анализе хорошо известные результаты из классической теории.

4.5. Метод обобщенной фазовой плоскости

Метод обобщенной фазовой плоскости предложен Л. Ю. Астаниным и А. А. Костылевым в конце 1980-х гг. [1, 8] как альтернатива применению любых интегральных преобразований при описании СШП сигналов. Его идея, как и в известном методе фазовой плоскости, состоит в том, что по одной только имеющейся вещественной функции $s(t)$ можно построить целый ряд описывающих сигнал характеристик:

1) обобщенную огибающую,

$$A(t) = \sqrt{s^2(t) + \omega_0^{-2} s'^2(t)},$$

2) обобщенную фазу,

$$\Theta(t) = \text{arctg} \frac{s(t)}{\omega_0^{-1} s'(t)},$$

3) обобщенную мгновенную частоту,

$$\Omega(t) = \frac{\sqrt{s'^2(t) + \omega_0^{-2} s''^2(t)}}{\sqrt{s^2(t) + \omega_0^{-2} s'^2(t)}},$$

где ω_0 – средняя частота ФСП ОПФ сигнала $s(t)$, $s'(t) = ds/dt$, $s'' = d^2s/dt^2$. Информационный смысл Ω заключается в возможности осуществить адаптивную дискретизацию сигнала по Котельникову для увеличения эффективности вычислительных работ.

Метод позволяет сравнивать между собой различные СШП сигналы, получая интересную и полезную информацию об их структуре. К сожалению, его нельзя использовать при рассмотрении задачи распространения СШП сигналов в различных средах.

4.6. Другие методы

4.6.1. Метод функций Уолша. По-прежнему не утратил своего значения предложенный в начале 1970-х гг. Х. Хармутом [6, 17, 34, 133] метод замены разложения в гармонический ряд исследуемых при решении уравнений Максвелла функций на разложение по ортогональной системе функций Уолша (ряд Фурье–Уолша). Более того, успешное создание и эксплуатация радиотехнических систем различного назначения с использованием именно этого метода [41, 42] красноречиво говорит в его пользу. Однако с появлением аппарата вейвлет-анализа, который описывается ниже, метод функций Уолша оказался отодвинутым на второй план.

4.6.2. Метод мгновенного спектра. Так мы назовем метод, предложенный А. А. Харкевичем в 1980-е гг. [8, 134], который заклю-

чается в описании СШП сигнала $s(t)$ с помощью двух динамических характеристик:

1) текущего спектра,

$$\dot{S}_c(\omega, t) = \int_{-\infty}^t s(\tau) \exp(-i\omega\tau) d\tau,$$

2) мгновенного спектра,

$$\dot{S}_i(\omega, t) = \frac{\partial \dot{S}_c(\omega, t)}{\partial t}.$$

Большого распространения этот метод не получил, но, по признанию авторов работы [8], натолкнул их на идею создания метода обобщенной фазовой плоскости (см. пункт 4.5).

Выводы

1. За последние три десятилетия изучение свойств и применение СШП сигналов превратилось из экзотического в один из самых перспективных путей развития современных технологий. СШП сигналы позволяют на качественно новом уровне решать задачи в области телекоммуникаций, локации и дистанционного зондирования.

2. Продолжается дальнейшее стремительное развитие СШП технологий и их использование в различных областях науки и техники. Взоры исследователей и инженеров обращены на СШП сигналы, которые генерируются в широчайшем диапазоне электромагнитных волн – от единиц герц до тысяч петагерц.

3. Предложено множество разных моделей СШП сигналов и процессов, позволяющих описать их наиболее важные особенности в условиях каждой конкретно взятой задачи.

4. Разработан ряд методов, позволяющих успешно анализировать и описывать СШП сигналы и физические процессы в различных средах. Наиболее известными являются метод нестационарного волнового уравнения, методы временного и частотного описания, метод А. Б. Шварцбурга, метод модового базиса О. А. Третьякова и др.

Литература

1. Астанин Л. Ю., Костылев А. А. Основы сверхширокополосных радиолокационных измерений. – М.: Радио и связь, 1989. – 192 с.
2. UWB. Theory and Applications / Ed. by Oppermann I., Hamalainen M. and Iinatti J. – Chichester: Wiley, 2004. – 223 p.
3. Ultra-Wideband Radar Technology / Ed. by Taylor J. D. – Boca Raton: CRC Press LLC, 2001. – 421 p.
4. Ghvami M., Michael L. B., Kohno R. Ultra Wideband Signals and Systems in Communication Engineering. – Chichester: Wiley, 2004. – 247 p.
5. Ultra Wideband Wireless Communication / Ed. by Arslan H., Chen Z. N., Di Benedetto M.-G. – Chichester: Wiley, 2006. – 500 p.
6. Хармут Х. Ф. Несинусоидальные волны в радиолокации и радиосвязи: Пер. с англ. – М.: Радио и связь, 1985. – 376 с.
7. Nekoogar F. Ultra-Wideband Communications: Fundamentals and Applications. – New Jersey: Prentice Hall, 2005. – 240 p.
8. Astanin L. Y., Kostylev A. A. Ultrawideband Radar Measurements: Analysis and Processing. – London: The Institute of Electrical Engineers, 1997. – 244 p.
9. Kennaugh E. M., Cossgriff R. L. The Use of Impulse Response in Electromagnetic Scattering Problems // Nat. Conv. Rec. – 1958. – Vol. 6, No. 1. – P. 72-77.
10. Kennaugh E. M., Moffatt D. L. Transient and impulse approximation // Proc. IEEE. – 1965. – Vol. 53, No. 8. – P. 893-901.
11. Harmuth H. F. A Generalized Concept of Frequency and Some Applications // IEEE Trans. Inf. Theory. – 1968. – Vol. IT-14, No. 3. – P. 375-381.
12. Harmuth H. F. Applications of Walsh functions in communications // IEEE Spectrum. – 1969. – Vol. 6, No. 12. – P. 82-91.
13. Harmuth H. F. Transmission of Information by Orthogonal Functions. Second Edition. – Berlin: Springer Verlag, 1972. – 240 p.
14. Moffatt D. L., Mains R. K. Detection and Discrimination of Radar Targets // IEEE Trans. Antennas Propag. – 1975. – Vol. 23, No. 3. – P. 358-367.
15. Moffatt D. L., Puskar. R. J. Subsurface Electromagnetic Pulse Radars // Geophysics. – 1976. – Vol. 41, No. 3. – P. 506-518.
16. Harmuth H. F. Interference Caused by Additional Radio Channels Using Nonsinusoidal Carriers // Second Symposium and Technical Exhibition on Electromagnetic Compatibility. – Montreux (Switzerland). – 1977. – P. 20-31.
17. Хармут Х. Ф. Теория секвентного анализа. Основы и применение: Пер. с англ. – М.: Мир, 1980. – 574 с.

18. Harmuth H. F. Selective Reception of Periodic Electromagnetic Waves with General Time Variation // *IEEE Trans. Electromagn. Compat.* – 1977. – Vol. EMC-19, No. 3. – P. 137-144.
19. Harmuth H. F. Frequency-Sharing and Spread-Spectrum Transmission with Large Relative Bandwidth // *IEEE Trans. Electromagn. Compat.* – 1978. – Vol. EMC-20, No. 1. – P. 232-239.
20. Harmuth H. F. Radio signals with large relative bandwidth for over-the-horizon radar and spread spectrum communications // *IEEE Trans. Electromagn. Compat.* – 1978. – Vol. 20. – P. 501-512.
21. Moffatt D. L. Ramp Response Radar Imagery Spectral Content // *IEEE Trans. Antennas Propag.* – 1981. – Vol. 29, No. 2. – P. 399-401.
22. Moffatt D. L., Young J. D., Ksienski A. A., Lin H. C., Rhoads C. M. Transient Response Characteristics in Identification and Imaging // *IEEE Trans. Antennas Propag.* – 1981. – Vol. 29, No. 2. – P. 192-205.
23. Kennaugh E. M. The K-Pulse Concept // *IEEE Trans. Antennas Propag.* – 1981. – Vol. 29, No. 2. – P. 329-331.
24. Harmuth H. F. Nonsinusoidal Waves for Radar and Radio Communication. – Carolina: Academic Press Inc., 1981. – 423 p.
25. Moffatt D. L., Rhoads C. M. Radar Identification of Naval Vessels // *IEEE Trans. Aerospace Electron. Systems.* – 1982. – Vol. 18, No. 2. – P. 182-187.
26. Harmuth H. F., Ding-Rong S. Antennas for Nonsinusoidal Waves: I. Radiators // *IEEE Trans. Electromagn. Compat.* – 1983. – Vol. EMC-25, No. 1. – P. 13-24.
27. Harmuth H. F., Ding-Rong S. Antennas for Nonsinusoidal Waves: II. Sensors // *IEEE Trans. Electromagn. Compat.* – 1983. – Vol. EMC-25, No. 2. – P. 107-115.
28. Harmuth H. F., Ding-Rong S. Large-Current, Short-Length Radiator for Nonsinusoidal Waves // *IEEE International Symposium on Electromagnetic Compatibility.* – Zurich (Switzerland). – 1983. – P. 453-456.
29. Harmuth H. F. *Antennas and Waveguides for nonsinusoidal waves.* – N. Y.: Academic Press, 1984. – 276 p.
30. Иммоорев И., Судаков А. Сверхширокополосные и узкополосные системы связи. Совместная работа в общей полосе частот // *Электроника: НТБ.* – 2003. – Т. 2. – С. 34-37.
31. Родионов В. М. *Зарождение радиотехники.* – М.: Наука, 1985. – 240 с.
32. *Вопросы подповерхностной радиолокации. Коллективная монография / Под ред. Гринева А. Ю.* – М.: Радиотехника, 2005. – 416 с.
33. Дейвис Дж. Р., Бейкер Д. Дж., Шелтон Дж. П., Эймент У. С. Физические ограничения, препятствующие использованию колебаний “без несущей” в системах передачи радиоволн // *ТИИЭР.* – 1979. – Т. 67, № 6. – С. 5-12.
34. Блэчмен Э. Сопоставление преобразований Фурье и Уолша // *ТИИЭР.* – 1971. – Т. 62, № 3. – С. 72-83.
35. Бахрах Л. Д., Кременецкий С. Д. *Синтез излучающих систем.* – М.: Сов. Радио, 1974. – 229 с.
36. Шварцбург А. Б. Импульсная электродинамика негармонических сигналов // *Успехи физических наук.* – 1994. – Т. 164, № 3. – С. 333-335.
37. Шварцбург А. Б. Негармонические электромагнитные волны в плазме // *ДАН РАН.* – 1993. – Т. 333, № 3. – С. 324-326.
38. Хармут Х. Ф. Замечания к статье “Физические ограничения, препятствующие использованию колебаний “без несущей” в системах передачи радиоволн” // *ТИИЭР.* – 1979. – Т. 67, № 6. – С. 13-14.
39. Harmuth H. F. Radiation of Nonsinusoidal Waves by a Large-Current Radiator // *IEEE Trans. Electromagn. Compat.* – 1989. – Vol. 27, No. 2. – P. 77-87.
40. Harmuth H. F., Ding-Rong S. Antennas for Nonsinusoidal Waves // *IEEE Trans. Electromagn. Compat.* – 1983. – Vol. 25, No. 1. – P. 13-24.
41. Harmuth H. F. Low-angle tracking by carrier-free radar // *IEEE Trans. Electromagn. Compat.* – 1978. – Vol. 20, No. 3. – P. 419-425.
42. Harmuth H. F. Synthetic aperture radar based on nonsinusoidal functions // *IEEE Trans. Electromagn. Compat.* – 1978. – Vol. 20, No. 3. – P. 426-435.
43. Harmuth H. F. Comments on Sinusoids Versus Walsh Functions // *IEEE Trans. Electromagn. Compat.* – 1975. – Vol. 17, No. 3. – P. 194-195.
44. Хармут Х. Ф. *Теория секвентного анализа. Основы и применение: Пер. с англ.* – М.: Мир, 1980. – 574 с.
45. Вагранов М. Е., Зиновьев Ю. С., Астанин Л. Ю., Костылев А. А., Сарычев В. А., Снежинский С. К., Дмитриев Б. Д. *Радиолокационный отклик летательных аппаратов.* – М.: Радио и связь, 1985. – 320 с.
46. Barrett T. W. *History of UltraWideBand (UWB) Radar & Communications: Pioneers and Innovations // Proc. Conf. Progress in Electromagnetics Symposium 2000 (PIERS 2000).* – Cambridge, MA. – 2000. – P. 1-20.
47. Barrett T. W. *History of Ultra Wideband Communications and Radar: Part I, UWB Communications // Microwave J.* – 2001. – No. 1. – P. 22-54.
48. Revision of part 15 of the commission’s rules regarding ultra-wideband transmission systems. First report and order. FCC 02-48. – USA: Federal Communications Commission, 2002.
49. Скляр Б. *Цифровая связь. Теоретические основы и практическое применение: Пер. с англ.* – М.: Издательский дом “Вильямс”, 2003. – 1104 с.
50. Лазоренко О. В., Черногор Л. Ф. Дисперсионные искажения высокочастотных сверхширокополосных радиосигналов в ионосфере // *Геомагнетизм и аэрномия.* – 1997. – Т. 37, № 6. – С. 80-90.

51. Лазоренко О. В., Лазоренко С. В., Черногор Л. Ф. Применение вейвлет-анализа к задаче обнаружения кратковременных знакопеременных и сверхширокополосных процессов // *Электромагнитные волны и электронные системы*. – 2004. – Т. 9, №9-10. – С. 31-62.
52. Дмитриев А. С., Кузьмин Л. В., Панас А. И., Пузиков Д. Ю., Старков С. О. Прямохаотические системы связи // *Успехи современной радиоэлектроники*. – 2003. – №9. – С. 40-56.
53. Лазоренко О. В., Черногор Л. Ф. Фрактальные сверхширокополосные сигналы // *Радиофизика и радиоастрономия*. – 2005. – Т. 10, № 1. – С. 62-84.
54. Кравченко В. Ф., Лазоренко О. В., Пустовойт В. И., Черногор Л. Ф. Новый класс фрактальных сверхширокополосных сигналов // *ДАН РАН*. – 2007. – Т. 413, № 1. – С. 31-35.
55. Лазоренко О. В., Лазоренко С. В., Черногор Л. Ф. Вейвлет-анализ нелинейных волновых процессов // *Успехи современной радиоэлектроники*. – 2005. – № 10. – С. 3-21.
56. Кравченко В. Ф., Лазоренко О. В., Пустовойт В. И., Черногор Л. Ф. Изучение структуры решения нелинейных волновых уравнений на основе непрерывного вейвлет-анализа // *ДАН РАН*. – 2006. – Т. 410, № 6. – С. 744-748.
57. Chernogor L. F., Lazorenko O. V., Vishnivezky O. V. System spectral analysis of the non-linear ultrawideband signals // In Proc. of the Sixth International Kharkov Symposium on Physics and Engineering of Microwaves, Millimeter and Submillimeter Waves and Workshop on Terahertz Technologies. – Kharkov (Ukraine). – 2007. – Vol. 2. – P. 980-982.
58. Chernogor L. F., Lazorenko O. V., Lazorenko S. V. and Vishnivetsky O. V. Digital Analysis of the Non-Linear Ultrawideband Processes // Proc. of the 2007 6-th International Conference on Antenna Theory and Techniques (ICATT'07). – Sevastopol (Ukraine). – 2007. – P. 262-264.
59. Вишнивецкий О. В., Лазоренко О. В., Лазоренко С. В., Черногор Л. Ф. Системный спектральный анализ нелинейных сверхширокополосных процессов и сигналов // *Труды Российского НТОРЭС им. А. С. Попова, серия “Сверхширокополосные сигналы и сверхкороткие импульсы в радиолокации, связи и акустике”*, Выпуск II. – М.: Радиотехника, 2007. – С. 102-105.
60. Лазоренко О. В., Черногор Л. Ф. Математичне моделювання дисперсійних спотворень надширокополосних радіосигналів у плазмових середовищах // *Вісник ЖІТІ. Технічні науки*. – 1997. – №6. – С. 81-85.
61. Лазоренко О. В., Черногор Л. Ф. Дисперсионные искажения высокочастотных сверхширокополосных сигналов в межпланетной плазме // *Радиотехника. Всеукр. межвед. науч.-техн. сб.* – 1998. – № 105. – С. 53-56.
62. Вайнштейн Л. А., Вакман Д. Е. Разделение частот в теории колебаний. – М.: Наука, 1983. – 288 с.
63. Беннет Р. Время-импульсные электромагнитные процессы и их применение // *ТИИЭР*. – 1978. – Т. 66, № 3. – С. 35-75.
64. Ross G. F. The transient analysis of certain TEM mode fourpost networks // *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.* – 1966. – Vol. 144. – P. 528.
65. Nicolson A. M., Ross G. F. The measurement of the intrinsic properties of materials by time-domain techniques // *IEEE Trans. Instrum. Meas.* – 1970. – Vol. 9. – P. 377-382.
66. Time Domain Reflectometry // *Hewlett-Packard Company, Palo Alto, CA, Application, Note 62, 1964.*
67. Ross G. F. A new wideband antenna receiving elements // *Proc. NEREM Conf. Symp. Record.* – Boston (USA). – 1967. – P. 78-79.
68. Feister P., Ross G. F. Member of the class of TEM-mode wire antennas with a TLIR // *Proc. IEEE Int. 1968 PGAP Symp.* – Boston (USA). – 1968. – P. 70-71.
69. Nicolson A. M., Ross G. F. A new radar concept for short-range application // *Proc. IEEE First Int. Radar Conf.* – Washington (USA). – 1975. – P. 146-151.
70. Barrett T. W. History of Ultra Wideband Communications and Radar: Part II, UWB Radars and Sensors // *Microwave J.* – 2001. – No. 2. – P. 20-44.
71. Kardo-Sysoev A. F. New Power Semiconductor Devices for Generation of Nano- and Subnanosecond Pulses. In: *Ultra-Wideband Radar Technology / Ed. by Taylor J. D.* – Boca Raton: CRC Press LLC, 2001. – P. 205-290.
72. Boyko M. I., Borisov A. V., Evdoshenko L. S., Zarochentsev A. I., Ivanov V. M., Archipov N. I. Generator of Short High-Voltage Pulses // In Proc. *Ultrawideband and Ultrashort Impulse Signals.* – Sevastopol (Ukraine). – 2006. – P. 194-196.
73. Lukyanchuk G. A., Salamatin V. V. Shaping Device of Nanosecond Coherent Radio Pulses of SHF Oscillations with Heightened Power // In Proc. *Ultrawideband and Ultrashort Impulse Signals.* – Sevastopol (Ukraine). – 2006. – P. 206-208.
74. Sokolov A. A., Sakharov K. Yu., Mikheev O. V., Turkin V. A., Aleshko A. I. Radiators of Ultrashort Electromagnetic Pulses // In Proc. *Ultrawideband and Ultrashort Impulse Signals.* – Sevastopol (Ukraine). – 2006. – P. 203-205.
75. Dobrotvorsky M. I., Sakharov K. Yu., Mikheev O. V., Turkin V. A., Aleshko A. I., Dnischenko V. N. Mea-

- suring Instruments of Powerful UWB EMP Parameters // In Proc. Ultrawideband and Ultrashort Impulse Signals. – Sevastopol (Ukraine). – 2006. – P. 150-300.
76. Wood O. R., Silfast W. T., Tom H. W. Soft X-rays produced by subpicosecond target irradiance // Proc. Intern. Quant. Electron. Conf. – Baltimore, Maryland (USA). – 1987. – P. 187.
77. Kuhlke D., Herpers V., von der Linde D. Soft X-ray emission from subpicosecond laser produced plasma // Тез. докл. V Междунар. симп. “Сверхбыстрые процессы в спектроскопии”. – Вильнюс, 1987. – С. 25.
78. Williamson S., Mourou G., Li J.C.M. Time resolved laser induced phase transformation in aluminum / Ultrafast Phenomena IV/Eds. D. Auston, M. Eisenthal. – Berlin: Springer-Verlag, 1984. – P. 147.
79. Ахманов С. А., Багратишвили В. Н., Голубков В. В. Получение в электронографе ЭМР-100 пикосекундных импульсов быстрых электронов с помощью фотоэмиссии в лазерном поле // Письма в ЖТФ. – 1985. – Т. 11. – С. 157.
80. Kapteyn H. C., Murhave M. H., Falcone R. W. Time resolved measurements of short wavelength fluorescence from X-ray excited ions // Opt. Lett. – 1987. – Vol. 12. – P. 663.
81. Fellner-Feldegg H. The measurement of dielectrics in the time domain // J. Phys. Chem. – 1973. – Vol. 73. – P. 616-623.
82. Bagozzi R. P. Pulse response of polar-liquid filled coaxial lines // M. S. thesis Dep. Elec. Enp., Univ. Colorado. – Boulder, 1969. – 20 p.
83. Bagozzi R. P., Ives W. R., Nahman N. S. Determination of the dielectric relaxation time in a debye binary liquid by pulse measurements // Proc. URSI 16th Gen. Assembly. – Brussels (Belgium). – 1971. – P. 257-265.
84. Nicolson A. M. Applications of the time-domain metrology to the automation of broadband microwave measurements // IEEE Trans. Microwave Theory Tech. – 1972. – Vol. 20. – P. 3-9.
85. Исследование объектов с помощью пикосекундных импульсов / Под. ред. Г. В. Глебовича. – М.: Радио и связь, 1980. – 256 с.
86. Vasiliev P. P. Picosecond Optoelectronics // Russ. J. Quantum Electron. – 1990. – Vol. 17, No. 3. – P. 268-287.
87. Ахманов А. С., Выслоух В. А., Чиркин А. С. Оптика фемтосекундных лазерных импульсов. – М.: Наука, 1988. – 312 с.
88. Коротеев Н. И., Шумай И. Л. Физика мощного лазерного излучения. – М.: Наука, 1991. – 312 с.
89. Желтиков А. М. Сверхкороткие импульсы и методы нелинейной оптики. – М.: Физматлит, 2006. – 296 с.
90. Лазоренко О. В., Черногор Л. Ф. Дисперсионные искажения сверхширокополосных радиосигналов в неоднородных плазменных средах // Матер. 6-й Международн. Крым. конф. “СВЧ-техн. и телекоммун. технологии”. – Севастополь (Украина). – 1996. – С. 404-406.
91. Обнаружение ядерных испытаний // Тематический выпуск ТИИЭР. – 1965. – Т. 53, №12. – С. 34-65.
92. Штенников Ю. В., Добрянский В. В. Проблемы дифракции и рассеяния волн. – Ленинград: ЛГУ, 1969. – Вып. 9. – С. 138-145.
93. Scholtz R. A. Multiple access with time-hopping impulse modulation // IEEE MILCOM93. – 1993. – Vol. 2. – P. 537-542.
94. Plummer C. Spheroidal Wave Functions. – Stanford: Stanford University Press, 1957. – 320 p.
95. Лазоренко О. В., Лазоренко С. В., Черногор Л. Ф. Вейвлет-анализ модельных сигналов с особенностями. 1. Непрерывное вейвлет-преобразование // Радиофизика и радиоастрономия. – 2007. – Т. 12, №2. – С. 182-204.
96. Лазоренко О. В., Лазоренко С. В., Черногор Л. Ф. Применение вейвлет-анализа к задаче обнаружения сверхширокополосных сигналов на фоне помех // Радиофизика и радиоастрономия. – 2002. – Т. 7, № 1. – С. 46-63.
97. Дьяконов В. П. Вейвлеты. От теории – к практике. – М.: СОЛОН-Р, 2002. – 480 с.
98. Малла С. Вэйвлеты в обработке сигналов: Пер. с англ. – М.: Мир, 2005. – 671 с.
99. Кравченко В. Ф., Лазоренко О. В., Черногор Л. Ф. Новый класс аналитических вейвлетов Кравченко–Рвачева в задачах анализа сверхширокополосных сигналов и процессов // Успехи современной радиоэлектроники. – 2007. – № 5. – С. 29-47.
100. Рвачев В. Л., Рвачев В. А. Неклассические методы теории приближений в краевых задачах. – К.: Наукова думка, 1979. – 196 с.
101. Рвачев В. Л. Теория R-функций и некоторые ее приложения. – К.: Наукова думка, 1982. – 552 с.
102. Кравченко В. Ф., Рвачев В. А., Рвачев В. Л. Математические методы обработки сигналов на основе атомарных функций // Радиотехника и электроника. – 1995. – Т. 40, № 9. – С. 1385-1406.
103. Кравченко В. Ф. Лекции по теории атомарных функций и некоторым их приложениям. – М.: Радиотехника, 2003. – 512 с.
104. Зелкин Е. Г., Кравченко В. Ф., Гусевский В. И. Конструктивные методы аппроксимации в теории антенн. – М.: Сайнс-Пресс, 2005. – 512 с.

105. Кравченко В. Ф., Рвачев В. Л. Алгебра логики, атомарные функции и вейвлеты в физических приложениях. – М.: ФИЗМАТЛИТ, 2006. – 416 с.
106. Вишневский О. В., Кравченко В. Ф., Лазоренко О. В., Черногор Л. Ф. Преобразование Вигнера и атомарные функции в цифровой обработке сигналов // Электромагнитные волны и электронные системы. – 2006. – Т. 11, № 6. – С. 26-38.
107. Кравченко В. Ф., Лазоренко О. В., Пустовойт В. И., Черногор Л. Ф. Преобразование Вигнера в обработке сигналов // ДАН РАН. – 2006. – Т. 410, № 1. – С. 38-41.
English Version: Kravchenko V. F., Lazorenko O. V., Pustovoit V. I., and Chernogor L. F. Wigner transformation in digital processing of signals // Doklady Physics. – 2006. – Vol. 51, No. 9. – P. 461-464.
108. Шварцбург А. Б. Оптика нестационарных сред // Успехи физических наук. – 2005. – Т. 175, № 8. – С. 833-861.
109. Chernogor L. F., Kravchenko V. F., Lazorenko O. V. Ultra wideband signals: theory, simulation and digital processing // In Proceeding. Ultrawideband and Ultrashort Impulse Signals. – Sevastopol (Ukraine). – 2006. – P. 32-37.
110. Рабинович М. И., Трубецков Д. И. Введение в теорию колебаний и волн. – М.: Наука, Физматлит, 1984. – 432 с.
111. Заславский Г. М., Сагдеев Р. З. Введение в нелинейную физику. – М.: Наука, 1988. – 368 с.
112. Рыскин Н. М., Трубецков Д. И. Нелинейные волны. – М.: Наука, Физматлит, 2000. – 272 с.
113. Черногор Л. Ф. Нелинейная радиофизика. – Харьков: ХНУ имени В. Н. Каразина, 2004. – 200 с.
114. Виноградова М. В., Руденко В. О., Сухоруков А. П. Теория волн. – М.: Наука, 1979. – 384 с.; 1990. – 432 с.
115. Holschneider M. Wavelets: An Analysis Tool. – Oxford: Calderon Press, 1995. – 423 p.
116. Захаров К. А., Мейланов Р. П. О дискретизации сигнала с фрактальной структурой // Известия вузов. Радиофизика. – 2001. – Т. 44, №8. – С. 709-711.
117. Yanovsky F. J., Sinitsyn R. B. Ultrawideband Signal Processing Algorithms for Radars and Sonars // In Proc. Ultrawideband and Ultrashort Impulse Signals. – Sevastopol (Ukraine). – 2006. – P. 66-71.
118. Шварцбург А. Б. Импульсная электродинамика негармонических сигналов // Успехи физических наук. – 1994. – Т. 164, № 3. – С. 333-335.
119. Карпова В. А., Третьяков О. А. Амплитудные, фазовые и спектральные характеристики сигналов в волноводе // Вестник Харьковского ун-та. – 1983. – № 278. – С. 34-36.
120. Третьяков О. А. Метод модового базиса // Радиотехника и электроника. – 1986. – Т. 31, № 6. – С. 1071-1082.
121. Третьяков О. А., Думин А. Н. Излучение нестационарных электромагнитных полей плоским излучателем // Электромагнитные волны и электронные системы. – 1998. – Т. 3, № 1. – С. 12-22.
122. Думин А. Н., Катрич В. А., Колчигин Н. Н., Пивненко С. Н., Третьяков О. А. Дифракция нестационарной ТЕМ-волны на открытом конце коаксиального волновода // Радиофизика и радиоастрономия. – 2000. – Т. 5, № 1. – С. 55-66.
123. Третьяков О. А. Эволюционные уравнения для временных мод в волноводах с потерями // Радиофизика и радиоастрономия. – 2002. – Т. 7, № 4. – С. 455-458.
124. Butrym A. Yu., Kochetov B. A. Mode Basis Method for Spherical TEM-Transmission Lines and Antennas // Proceedings of the 2007 6-th International Conference on Antenna Theory and Techniques (ICATT'07). – Sevastopol (Ukraine). – 2007. – P. 243-245.
125. Rutkas A. G., Vlasenko L. A. The Evolution of Nonmonochromatic Mode Fields in a Waveguide with Space Dispersive Medium // Proceedings of the 2007 6-th International Conference on Antenna Theory and Techniques (ICATT'07). – Sevastopol (Ukraine). – 2007. – P. 158-160.
126. De Lorenzo J. P. Video time-domain scattering range // Proc. NEREM Conf. Symp. Record. – Boston (USA). – 1967. – P. 80-81.
127. Sherman S. M. Short-pulse radars // Ann. N. Y. Acad. Sci. – 1969. – Vol. 163, No. 1. – P. 199-206.
128. Вейль Г. Избранные труды. – М.: Наука, 1984. – С. 275-307.
129. Рисс Ф., Секефальви-Надь Б. Лекции по фундаментальному анализу. – М.: Мир, 1979. – 587 с.
130. Астанин Л. Ю., Костылев А. А. Методы теоретического и экспериментального исследования нестационарного рассеяния и излучения электромагнитных волн // Зарубежная радиоэлектроника. – 1981. – № 9. – С. 3-27.
131. Вычислительные методы в электродинамике: Пер. с англ. / Под ред. Миттры Р. – М.: Мир, 1977. – 485 с.
132. Гусев Г. А., Гусев З. Г., Еременко В. А., Черкашин Ю. Н. Распространение радиоволн в ионосфере. – М.: Наука, 1989. – С. 51-56.
133. Harmuth H. F. Comments on Sinusoids Versus Walsh Functions // IEEE Trans. Electromagn. Comput. – 1975. – Vol. 17, No. 3. – P. 194-195.
134. Харкевич А. А. Избранные труды. Том 1. Нестационарные волновые явления. – М.: Наука, 1986, 400 с.

**Надширокосмугові сигнали
та фізичні процеси. 1. Основні поняття,
моделі та методи опису**

О. В. Лазоренко, Л. Ф. Черногор

Дискутуються етапи розвитку надшироко-
космугових (НШС) технологій, наводяться
основні поняття та визначення. Надається су-
часна класифікація НШС сигналів. Вказується
на місце НШС сигналів та процесів у радіо-
фізиці та радіоелектроніці. Розглядаються різні
моделі НШС сигналів та процесів, диску-
туються їх переваги та недоліки. Наводяться
досить поширені методи опису НШС сигналів
та процесів.

**The Ultrawideband Signals
and Physical Processes. 1. Basic Concepts,
Models and Description Methods**

O. V. Lazorenko and L. F. Chernogor

The stages of the ultrawideband (UWB) tech-
nology evolution are discussed, the basic concepts
and definitions are given. The modern classifica-
tion of UWB signals is given, too. The place of
the UWB signals and processes in the radio phy-
sics and radio electronics is shown. Different
models of UWB signals and processes are con-
sidered, their advantages and disadvantages dis-
cussed. The basic description methods for the
UWB signals and processes are given.