

Сверхширокополосные сигналы и физические процессы.

2. Методы анализа и применение

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 2 апреля 2008 г.

Рассматриваются методы анализа сверхширокополосных (СШП) сигналов и процессов. Обсуждаются основные особенности генерации, излучения, приема, распространения, отражения и рассеяния СШП сигналов, а также их основные применения. Демонстрируются особенности распространения СШП сигналов в плазменных средах, в частности, в околоземном и космическом пространствах. Предлагается уточненный вид уравнения дистанционного радиозондирования в случае использования СШП сигналов. Оценивается возможность и перспективность применения СШП сигналов для дистанционного зондирования различных сред и объектов.

Содержание

- Введение*
- 1. Методы анализа СШП сигналов и процессов*
- 1.1. Преобразование Фурье и его разновидности*
- 1.1.1. Одномерное преобразование Фурье*
- 1.1.2. Динамическое преобразование Фурье*
- 1.1.3. Преобразование Габора*
- 1.1.4. Адаптивное преобразование Фурье*
- 1.1.5. Спектрограмма Фурье*
- 1.2. Преобразование Лапласа*
- 1.3. Вейвлет-анализ и его разновидности*
- 1.3.1. Непрерывное вейвлет-преобразование*
- 1.3.2. Аналитическое вейвлет-преобразование*
- 1.3.3. Дискретное вейвлет-преобразование*
- 1.4. Преобразование Вигнера и его модификации*
- 1.5. Преобразование Чои–Вильямса*
- 1.6. Преобразование Борна–Жордана*
- 1.7. Системный спектральный анализ*
- 2. Применение СШП сигналов*
- 2.1. Особенности генерации, приема и распространения СШП сигналов*
- 2.1.1. Особенности генерации*
- 2.1.2. Особенности приема*
- 2.1.3. Особенности распространения*
- 2.1.4. Особенности отражения и рассеяния*
- 2.2. Телекоммуникация*
- 2.3. Локация*
- 2.4. Дистанционное зондирование*
- 2.5. Другие применения*

3. Распространение СШП сигналов в плазменных средах

3.1. Общие сведения о решаемых задачах

3.1.1. Краткая историческая справка

3.1.2. Моделирование дисперсионных искажений

3.1.3. Модель ионосферной среды

3.1.4. Модель магнитосферной и межпланетной сред

3.1.5. Законы дисперсии

3.2. Дисперсия СШП сигналов

3.2.1. ВЧ СШП сигналы в ионосфере

3.2.2. НЧ СШП сигналы в верхней ионосфере и магнитосфере

3.2.3. ВЧ СШП сигналы в межпланетной плазме

3.3. Поглощение СШП сигналов

3.3.1. ВЧ СШП сигналы в ионосфере

3.3.2. НЧ СШП сигналы в верхней ионосфере и магнитосфере

3.3.3. ВЧ СШП сигналы в межпланетной плазме

3.4. Отражение СШП сигналов

3.5. Рассеяние СШП сигналов

3.5.1. ВЧ СШП сигналы в ионосфере

3.5.2. НЧ СШП сигналы в верхней ионосфере и магнитосфере

3.5.3. ВЧ СШП сигналы в межпланетной плазме

4. Дистанционное радиозондирование с использованием СШП сигналов

4.1. Уравнение дистанционного радиозондирования

4.2. СШП радиолокация тела человека

4.3. СШП георадары

4.4. Зондирование поверхности Земли с борта ИСЗ

4.5. СШП мезосферно-стратосферно-тропосферные радары

4.6. СШП радары частичных отражений

4.7. СШП радары некогерентного рассеяния

4.8. Планетные СШП радары

5. Обсуждение

Выводы

Литература

Введение

В работе [1] изложены краткая история создания сверхширокополосных (СШП) технологий, основные понятия, модели и методы описания. Настоящая статья является ее продолжением и посвящена использованию СШП сигналов и процессов в современной радиофизике и радиоэлектронике, методам моделирования и описания СШП сигналов и процессов.

Сегодня для анализа СШП сигналов и процессов успешно применяются различные модификации преобразования Фурье, преобразование Лапласа, разные виды вейвлет-преобразований, нелинейные преобразования класса Коэна, а также новый комплексный метод анализа сигналов – системный спектральный анализ. Для понимания тенденций развития СШП технологий интересно рассмотреть современное состояние применения СШП сигналов в телекоммуникации, локации и дистанционном зондировании. Основным эффек-

том при распространении СШП сигналов в плазменных средах являются их дисперсионные искажения. Оценки величины таких искажений в ионосфере и магнитосфере Земли, а также в межпланетной плазме могут быть полезны специалистам. Уравнение дистанционного радиозондирования имеет ряд особенностей в случае применения СШП сигналов. С его помощью производятся оценки рекомендуемых параметров радиотехнических систем, использующих СШП сигналы для дистанционного радиозондирования различных сред.

Целью работы является обзор современных методов анализа СШП сигналов и процессов, рассмотрение основных применений СШП технологий в различных областях науки и техники, изложение особенностей распространения СШП сигналов в плазменных средах, а также особенностей уравнения дистанционного радиозондирования в случае использования СШП сигналов.

Для проведения количественных оценок дисперсионных эффектов, возникающих при распространении СШП сигналов в плазменных средах, используются модели СШП сигналов, описанные в работе [1].

1. Методы анализа СШП сигналов и процессов

1.1. Преобразование Фурье и его разновидности

Рассмотрим следующие модификации преобразования Фурье: линейные по отношению к сигналу классические одномерное преобразование Фурье (ОПФ) и динамическое (оконое) преобразование Фурье (ДПФ), преобразование Габора (ПГ), а также появившееся совсем недавно адаптивное преобразование Фурье (АПФ) и нелинейную спектрограмму Фурье (СФ).

1.1.1. Одномерное преобразование Фурье. Традиционное ОПФ, которое уже много лет широко используется в различных областях науки и техники, как известно (см., например, [2-6]), имеет вид:

$$\hat{F}[s(t)] \equiv \dot{F}(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} s(t) \exp(-i\omega t) dt,$$

где $s(t)$ – анализируемый сигнал, $\dot{F}(\omega)$ – функция спектральной плотности (ФСП) одномерного преобразования Фурье, $\varphi_{\omega}(t) = \exp(i\omega t)$ – базисные функции одномерного преобразования Фурье.

Основным недостатком такого вида преобразования Фурье является полное отсутствие в ФСП $\dot{F}(\omega)$ информации о положении соответствующих частотных составляющих на временной оси. Функция $s(t)$ до проведения спектрального анализа не содержит информации о частотных характеристиках изучаемого сигнала.

1.1.2. Динамическое преобразование Фурье. Следующим шагом в развитии идеи преобразования Фурье было появление ДПФ. ДПФ сигнала $s(t)$ задается соотношением (см., например, [2-6]):

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

где $w(t)$ – оконная функция, $\dot{S}f(\omega, \tau)$ – ФСП ДПФ. Для удобства сравнения с непрерывным вейвлет-преобразованием (НВП) и аналитическим вейвлет-преобразованием (АВП) в ФСП ДПФ $\dot{S}f(\omega, \tau)$ заменим частоту ω на соответствующий период $T = 2\pi/\omega$. Тогда получим:

$$\dot{S}f(T, \tau) = \int_{-\infty}^{\infty} s(t) w(t - \tau) \exp\left(-i2\pi \frac{t}{T}\right) dt.$$

ДПФ является традиционным классическим методом анализа сигналов. В 1990-х гг. НВП и АВП противопоставлялись ДПФ и рассматривались как его более удачная альтернатива. В наших исследованиях неоднократно демонстрировалось, что ДПФ целесообразно применять не вместо, а вместе с НВП и АВП [7-9].

Зависимость плотности энергии от времени и частоты (или периода) для ДПФ называется спектрограммой Фурье (см., например, [2-4]):

$$P_s f(\omega, \tau) = |Sf(\omega, \tau)|^2.$$

Недостатки ДПФ, связанные с отсутствием автомодельности базиса и локализации базисных функций, проявляются в основном при анализе локальных особенностей сигнала. Основной недостаток состоит в том, что воздействие локальной особенности на вид ФСП ДПФ может быть ограничен по времени только шириной оконной функции независимо от масштаба T . При НВП и АВП область воздействия локальной особенности на ФСП, наоборот, определяется масштабом T . Кроме того, ДПФ проигрывает НВП и АВП при анализе СШП сигналов.

Тем не менее ДПФ имеет и ряд достоинств. Так, при обработке узкополосных и широкопо-

лосных в классическом смысле сигналов предпочтительным оказывается применение именно ДПФ. Это объясняется тем, что базисные функции преобразования Фурье, как известно, являются собственными для монохроматических сигналов. К достоинствам ДПФ также следует отнести богатый выбор оконных функций и наличие обратного преобразования.

1.1.3. Преобразование Габора. ПГ представляет собой разновидность ДПФ с гауссовским окном и определяется соотношением (см., например, [2, 4]):

$$\begin{aligned} \dot{G}f(\omega, \tau) &= \\ &= \frac{1}{(\pi\sigma^2)^{1/4}} \int_{-\infty}^{\infty} s(t) \exp\left(-\frac{(t-\tau)^2}{2\sigma^2}\right) \exp(-i\omega t) dt, \end{aligned}$$

где σ определяет ширину окна. С заменой ω на T получаем:

$$\begin{aligned} \dot{G}f(T, \tau) &= \\ &= \frac{1}{(\pi\sigma^2)^{1/4}} \int_{-\infty}^{\infty} s(t) \exp\left(-\frac{(t-\tau)^2}{2\sigma^2}\right) \exp\left(-i2\pi \frac{t}{T}\right) dt. \end{aligned}$$

Основным достоинством ПГ является то, что оно обладает наилучшей время-частотной локализацией среди всех существующих преобразований с точки зрения соотношения неопределенностей (см., например, [2]). Его базисные функции, хотя и не являются финитными, обладают хорошей локализацией как во временной, так и в частотной областях. Существует и обратное ПГ. Вместе с тем к недостаткам ПГ относится отсутствие автомодельности базиса. (Базис называется автомодельным, если он построен с помощью масштабирования одной-единственной исходной функции. При проведении, например, НВП или АВП такой функцией является вейвлетобразующая функция $\psi(t)$, часто называе-

мая просто вейвлетом.) В случае ПГ при разных масштабах T в гауссовское окно попадает различное количество периодов гармонической функции. Поэтому анализируемый сигнал раскладывается фактически по разным базисным функциям, а не по одной и той же, как при НВП и АВП. Впервые использование ПГ для анализа СШП сигналов было предложено нами в 2007 г. в рамках системного спектрального анализа [10].

1.1.4. Адаптивное преобразование Фурье. От недостатков, свойственных ДПФ и ПГ, можно избавиться с помощью предложенного в 2005 г. [11] АПФ, которое задается соотношением:

$$\begin{aligned} A_v f(a, \tau) &= \\ &= \frac{1}{\sqrt{a}} \int_{-\infty}^{\infty} s(t) w\left(\frac{t-\tau}{a}\right) \exp\left[-i\pi v \left(\frac{t-\tau}{a}\right)\right] dt, \end{aligned}$$

где $A_v f(a, \tau)$ – ФСП АПФ; a – параметр масштабирования; v – коэффициент ($v > 0$), равный числу периодов гармонической функции, укладываемых на ширине оконной функции при данном a .

Поскольку ФСП АПФ $A_v f(a, \tau)$ является комплекснозначной функцией, для нее по аналогии с ДПФ и АВП можно рассматривать по отдельности $|A_v f(a, \tau)|$ и $\arg A_v f(a, \tau)$, а величину

$$P_A f(a, \tau) = |A_v f(a, \tau)|^2$$

назвать спектрограммой АПФ. Последняя имеет смысл плотности энергии исследуемого сигнала $s(t)$ на время-частотной плоскости (параметр масштабирования $a \sim \omega^{-1}$).

АПФ занимает промежуточное положение между ДПФ и АВП. В ряде случаев АПФ сводится к АВП, но не всегда [11]. Более того, АПФ допускает использование несимметричных оконных функций $w(t)$, что делает это преобразование удобным при обработке реальных

сигналов, которые часто также являются не-симметричными (например, модели природных СШП сигналов из [8], описывающих мощный взрыв и разряд молнии). К сожалению, вопрос о существовании обратного преобразования на сегодняшний день остается открытым.

ДПФ имеет постоянное разрешение по времени, оно сравнительно хорошо выявляет и локализует долгопериодные составляющие сигналов. В отличие от него АПФ и НВП позволяют выявить локальные особенности сигналов, например, такие, как, временное положение переднего и заднего фронтов импульса. При этом, по сравнению с ДПФ, эти преобразования имеют худшее разрешение по времени для долгопериодных составляющих.

Примеры успешного применения АПФ можно найти в работе [12].

1.1.5. Спектрограмма Фурье. СФ определяется как квадрат модуля ФСП ДПФ (см., например, [2]):

$$P_s f(\omega, \tau) = \left| \dot{S}f(\omega, \tau) \right|^2 = \left| \int_{-\infty}^{\infty} s(t) w(t - \tau) \exp(-i\omega t) dt \right|^2.$$

СФ, как и ДПФ, является классическим методом анализа сигналов. Основной недостаток СФ – наихудшее время-частотное разрешение среди используемых обычно нелинейных преобразований, некоторые из них описаны ниже. Это плата за неоспоримое достоинство – отсутствие интерференционных членов, присущих в той или иной мере остальным нелинейным преобразованиям. Кроме того, как и у ДПФ, достоинством СФ является наличие большого набора всевозможных оконных функций.

1.2. Преобразование Лапласа

Принципиально для анализа СШП сигналов может применяться метод преобразования Лапласа, в котором сигнал $s(t)$ связан со своим изображением $\dot{S}(p)$ следующим образом:

$$s(t) = \int_{a-i\infty}^{a+i\infty} \dot{S}(p) \exp(pt) dp,$$

$$\dot{S}(p) = \int_0^{\infty} s(t) \exp(-pt) dt.$$

Однако этот метод имеет некоторые недостатки, основной из которых заключается в нелокализации функции $\dot{S}(p)$ для финитного СШП сигнала. Поэтому метод преобразования Лапласа хорош для сравнительно небольших значений показателя широкополосности сигнала μ [13, 14].

1.3. Вейвлет-анализ и его разновидности

Сегодня широкое распространение на практике получили различные виды вейвлет-анализа: НВП, вейвлетные ряды (диадное вейвлет-преобразование), вейвлет-фреймы, АВП, дискретное вейвлет-преобразование (ДВП), стационарное вейвлет-преобразование, вейвлет-пакеты и др. (см., например, [2-4, 8, 9, 15-28]).

Некоторого разъяснения требует вопрос о том, когда впервые было предложено применять вейвлет-анализ к описанию СШП сигналов. Известный специалист в области истории СШП технологий Т. Барретт в работе [29] ссылается на книгу Л. Ю. Астанина [30], вышедшую в 1997 г. в Лондоне на английском языке сравнительно небольшим тиражом, а потому малодоступную для специалистов на постсоветском пространстве. Отметим, что она является самостоятельным трудом, а не просто переводом широко известной книги [13]. По-видимому, утверждение Т. Барретта не совсем верно. Во-первых, существует более старая работа Дж. Янга [31], появившаяся в 1992 г., о которой у нас, к сожалению, нет более подробной информации. Во-вторых, Л. Ю. Астанин в [30] упоминает об НВП скорее в негативном плане, поскольку, по его мнению, использование любых интегральных преобразований для анализа СШП сигналов нежелательно, так как это приводит к искажению основного информационного параметра сигнала – его формы. Более широко идея использования вейвлет-анализа

для описания СШП сигналов, независимо высказанная нами в 2000 г. [32], развита в работах [7-9, 20-22, 26, 33-39].

В настоящей работе рассматриваются НВП, АВП и ДВП. Остановимся на этом подробнее.

1.3.1. Непрерывное вейвлет-преобразование. Пусть задан вещественный сигнал $s(t)$. Тогда НВП сигнала $s(t)$ определяется соотношением (см., например, [2-4, 8, 9, 15-28]):

$$Wf(a, b) = |a|^{-1/2} \int_{-\infty}^{\infty} s(t) \psi\left(\frac{t-b}{a}\right) dt,$$

где $\psi(t)$ – вещественная вейвлетобразующая функция, часто называемая просто вейвлетом; a – параметр масштабирования; b – параметр сдвига; $Wf(a, b)$ – вещественный вейвлет-спектр сигнала $s(t)$.

Параметр масштабирования a непосредственно связан с упомянутым выше периодом сигнала $T = 2\pi/\omega$ соотношением $T = ka$, где k – коэффициент пропорциональности ($k > 0$), зависящий от выбранной функции $\psi(t)$. Параметр сдвига b связан с использовавшейся ранее переменной сдвига по времени простым соотношением: $b = \tau$. Тогда с учетом новых переменных имеем:

$$Wf(T, \tau) = |kT|^{-1/2} \int_{-\infty}^{\infty} s(t) \psi\left(\frac{t-\tau}{kT}\right) dt.$$

Достоинством НВП являются локализованность по времени и частоте базисных функций, автомодельность базиса, хорошее время-частотное разрешение, возможность исследования локальных особенностей сигнала, наличие большого набора разнообразных вейвлетобразующих функций. НВП особенно удобно для анализа сигналов, локализованных во временной области. В частности, такими сигналами являются СШП сигналы. Для них, как показано в работах [8, 9, 20, 21], базис вейвлетов является собственным базисом.

К недостаткам НВП можно отнести зависимость вейвлет-спектра анализируемого сиг-

нала от вида выбранного вейвлета и субъективность выбора вейвлета в каждом конкретном случае. Одним из возможных путей преодоления последнего недостатка может служить предложенный нами функционал качества [22]. Еще один недостаток НВП заключается в отсутствии обратного преобразования для неортогональных вейвлетов. К сожалению, часть известных вещественных вейвлетов оказываются именно такими.

1.3.2. Аналитическое вейвлет-преобразование. Вместо вещественной вейвлетобразующей функции $\psi(t)$ можно использовать комплексную $\dot{\psi}(t)$. Тогда соответствующее преобразование, называемое АВП вещественного сигнала $s(t)$, задается выражением (см., например, [2]):

$$\dot{W}f(a, b) = |a|^{-1/2} \int_{-\infty}^{\infty} s(t) \dot{\psi}^*\left(\frac{t-b}{a}\right) dt,$$

где $\dot{\psi}^*(t)$ – функция, комплексно сопряженная аналитическому вейвлету $\dot{\psi}(t)$; $\dot{W}f(a, b)$ – комплексный вейвлет-спектр сигнала $s(t)$.

С использованием введенных выше переменных T и τ получаем:

$$\dot{W}f(T, \tau) = |kT|^{-1/2} \int_{-\infty}^{\infty} s(t) \dot{\psi}^*\left(\frac{t-\tau}{kT}\right) dt.$$

Основное отличие АВП от НВП заключается в комплекснозначности используемого вейвлета $\dot{\psi}(t)$, а следовательно, и получаемого вейвлет-спектра $\dot{W}f(T, \tau)$. АВП наследует от НВП как все его достоинства, так и недостатки. Кроме того, полезной особенностью АВП является возможность рассмотрения не только $\text{Re}\dot{W}f(T, \tau)$, как при НВП, но и $\text{Im}\dot{W}f(T, \tau)$, $|\dot{W}f(T, \tau)|$, $\arg\dot{W}f(T, \tau)$, что позволяет получить дополнительную информацию об исследуемом сигнале. Вместе с тем следует отметить, что количество комплексных вейвлетов, необходимых при проведении АВП, значительно меньше количества вещественных вейвлетов, используемых в НВП.

1.3.3. Дискретное вейвлет-преобразование.

НВП и АВП, в которых переменные a и b изменяются непрерывным образом, обладают существенной избыточностью. Уменьшить ее позволяет ДВП, использующее дискретные масштабные преобразования ($a = a_0^{-j}$) и сдвиги ($b = ka_0^{-j}$), где $a_0 > 1$, j и k – целые числа (см., например, [16, 40]).

ДВП сигнала $s(t)$ задается следующей парой соотношений:

$$c_{jk} = \langle s, \Psi_{jk} \rangle = a_0^{-j/2} \int_{-\infty}^{+\infty} s(t) \tilde{\psi}(a_0^{-j}t - k) dt,$$

$$s(t) = C_{\Psi}^{-1} \sum_{j \in Z} \sum_{k \in Z} c_{jk} a_0^{-j/2} \psi(a_0^{-j}t - k),$$

где нормирующий коэффициент определяется выражением $C_{\Psi} = \int_{-\infty}^{+\infty} |\Psi(\omega)|^2 |\omega|^{-1} d\omega < \infty$, $\Psi(\omega)$ – фурье-образ функции $\psi(t)$.

Если $a_0 = 2$, то говорят о диадном вейвлет-преобразовании, известном также как вейвлетные ряды.

В работах [16, 40] установлено, что для ортогональных вейвлетов точное восстановление сигнала, именуемое реставрацией, после ДВП возможно только с использованием дополнительной аппроксимации сигнала с помощью скейлинг-функции $\phi(t)$. В противном случае восстановление дает сигнал, близкий к исходному $s(t)$, причем близость понимается в смысле обеспечения минимума среднеквадратичной погрешности восстановления. Вейвлет-функция $\psi(t)$, часто называемая “материнским вейвлетом”, отвечает за детали сигнала $s(t)$, а скейлинг-функция $\phi(t)$, называемая “отцовским вейвлетом”, – за его грубое приближение, т. е. аппроксимацию. Разработана также специальная разновидность ДВП для стационарных сигналов $s(t)$ – стационарное вейвлет-преобразование (СВП). Наиболее часто этот вид вейвлет-преобразования используется для очистки сигналов от шума (см., например, работы [41-46]).

1.4. Преобразование Вигнера и его модификации

Преобразование Вигнера (ПВ) комплексного сигнала $\dot{s}(t)$ задается следующим соотношением (см., например, [4, 47, 48]):

$$P_V f(\omega, \tau) = \int_{-\infty}^{\infty} \dot{s}\left(\tau + \frac{t}{2}\right) \dot{s}^*\left(\tau - \frac{t}{2}\right) \exp(-i\omega t) dt,$$

и представляет собой преобразование Фурье от произведения $\dot{s}(\tau + t/2)\dot{s}^*(\tau - t/2)$. Символ “*” обозначает операцию комплексного сопряжения. Идея применения ПВ для анализа СШП сигналов, по-видимому, впервые была высказана Дж. Саксом в 2001 г. в работе [49]. Несколько позднее (в 2006 г.) эта же идея независимо была предложена и развита в работах [48, 50-53].

Отметим, что при проведении нелинейных преобразований класса Коэна (ПВ и др.) в подынтегральном выражении вместо вещественного сигнала $s(t)$ используется соответствующий аналитический сигнал $\dot{s}(t)$, который, как известно, строится на основе сигнала $s(t)$ с помощью преобразования Гильберта. Важно также то, что ФСП преобразований класса Коэна являются вещественными функциями.

Основное достоинство ПВ – его хорошее время-частотное разрешение. К достоинствам ПВ и остальных преобразований класса Коэна можно отнести также наличие обратных преобразований, позволяющих восстановить сигнал по известной ФСП.

В то же время ПВ присущи и определенные недостатки. Первый из них характерен для всех преобразований класса Коэна и связан с тем, что ФСП этих преобразований в некоторых областях может оказаться отрицательной, что физически корректно интерпретировано быть не может. Поэтому следует помнить, что такая ФСП не является в полном смысле функцией спектральной плотности [47].

Второй недостаток состоит в наличии в ФСП интерференционных членов для многокомпонентных сигналов. Однако существует несколько методов, позволяющих уменьшить

интенсивность этих интерференционных членов, используя определенные процедуры усреднения.

Один из них – использование частотного сглаживающего окна $h(t)$ во временной области. В результате получается так называемое псевдопреобразование Вигнера (ППВ) [54]:

$$P_{PV} f(\omega, \tau; h) = \int_{-\infty}^{\infty} h(t) \dot{s}\left(\tau + \frac{t}{2}\right) s^*\left(\tau - \frac{t}{2}\right) \exp(-i\omega t) dt.$$

Платой за уменьшение уровня интерференционных членов является ухудшение частотного разрешения. Очевидно, что при $h(t) = 1$ ППВ переходит в обычное ПВ.

Другой метод есть развитием идеи первого, когда вместе с окном $h(t)$ применяется временное сглаживающее окно $g(t)$. Соответствующее преобразование имеет вид:

$$P_{SPV} f(\omega, \tau; h, g) = \int_{-\infty}^{\infty} h(t) \int_{-\infty}^{\infty} g(u - \tau) \times \dot{s}\left(u + \frac{t}{2}\right) s^*\left(u - \frac{t}{2}\right) du \exp(-i\omega t) dt,$$

и называется сглаженным псевдопреобразованием Вигнера (СППВ). При $g(t) = \delta(t)$ СППВ переходит в ППВ. Естественно, платой за лучшее подавление интерференции является дальнейшее ухудшение частотно-временного разрешения.

Интересно отметить, что если оба окна $h(t)$ и $g(t)$ гауссовские, то СППВ превращается в СФ (см., например, [54]).

Если в ППВ или СППВ в качестве оконных функций использовать окна Кравченко–Рвачева, построенные на атомарных функциях (АФ), то получается два класса преобразований, названных нами псевдопреобразованиями Кравченко–Вигнера и сглаженными преобразованиями Кравченко–Вигнера соответственно [50].

1.5. Преобразование Чои–Вильямса

Еще одним методом, позволяющим уменьшить интенсивность интерференционных членов в ПВ является преобразование Чои–Вильямса (ПЧВ).

ПЧВ сигнала $s(t)$ задается следующим соотношением (см., например, [9, 47, 55-57]):

$$P_{CW} f(\omega, \tau) = \sqrt{\frac{\sigma}{4\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\exp(-i\omega t)}{|t|} \times \int_{-\infty}^{\infty} \exp\left(-\frac{(u-\tau)^2 \sigma}{4t^2}\right) \dot{s}\left(u + \frac{t}{2}\right) s^*\left(u - \frac{t}{2}\right) du dt,$$

где σ – положительный масштабный коэффициент. Изменяя значение σ , можно управлять уровнем возникающих интерференционных членов. При $\sigma \rightarrow \infty$ ПЧВ переходит в ПВ.

Впервые идея использования ПЧВ для анализа СШП сигналов была высказана в 2006 г. [58] и развита в работах [56, 57, 59, 60].

Основным достоинством ПЧВ является возможность управления уровнем интерференционных членов, а следовательно, и возможность выбора оптимального значения параметра σ , при котором время-частотное разрешение остается еще приемлемым в рамках решаемой задачи, а интерференция оказывается достаточно хорошо подавленной.

В качестве недостатка ПЧВ можно отметить несимметричность характера подавления интерференции вдоль прямых $\omega = \text{const}$ и $\tau = \text{const}$. В первом случае интерференция подавляется гораздо более эффективно.

1.6. Преобразование Борна–Жордана

Преобразование Борна–Жордана (ПБЖ) сигнала $s(t)$ определяется соотношением [47, 54]:

$$P_{BJ} f(\omega, \tau) = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{|t|} \int_{\tau-|t|/2}^{\tau+|t|/2} \dot{s}\left(u + \frac{t}{2}\right) s^*\left(u - \frac{t}{2}\right) du \exp(-i\omega t) dt.$$

ПБЖ является наименее известным из всех обычно используемых преобразований. Оно, как и ПЧВ, является еще одним способом усреднения ПВ с целью снижения уровня интерференционных членов. Подобно ПЧВ, ПБЖ также имеет асимметрию в степени уменьшения интерференции вдоль прямых $\omega = \text{const}$ и $\tau = \text{const}$. В отличие от ПЧВ ПБЖ лучше подавляет ее во втором случае. К недостаткам ПБЖ можно отнести невозможность управления величиной данного эффекта, а значит, и изменением время-частотного разрешения.

Впервые ПБЖ для анализа СШП сигналов было применено в 2007 г. в рамках системного спектрального анализа [10].

1.7. Системный спектральный анализ

Выше нами были рассмотрены разнообразные как традиционные, так и современные методы анализа сигналов. Вместе с тем следует помнить, что каждое отдельно взятое преобразование имеет свои сильные и слабые стороны. Представляется целесообразным применение системного подхода к анализу сигналов, который позволил бы компенсировать недостатки одних преобразований достоинствами других. В этом и состоит основная идея нового комплексного метода анализа сигналов – системного спектрального анализа, предложенного в работе [10].

Системный спектральный анализ базируется на совместном применении ряда время-частотных интегральных преобразований для анализа сигналов произвольной природы. Используемые время-частотные преобразования делятся на две группы. Первую группу, группу линейных преобразований, составляют НВП, АВП, ДПФ, АПФ и ПГ. Вторая группа, группа нелинейных преобразований, состоит из СФ, ПВ, ПЧВ и ПБЖ. Выбор именно такой совокупности преобразований обусловлен следующим.

НВП обладает хорошим частотно-временным разрешением, которое адаптировано к разным масштабам анализируемого сигнала. К тому же для НВП существует широкий выбор анализирующих вейвлетов, что дает возможность для каждого конкретного сигнала

по заданному критерию подобрать наиболее подходящий вейвлет.

АВП, для которого также имеется большой выбор анализирующих аналитических вейвлетов, превосходит НВП, в первую очередь, при анализе сигналов с особенностями. Поэтому использование аргумента комплексного вейвлет-спектра АВП хорошо дополняет результаты НВП. Модуль комплексного вейвлет-спектра АВП не применяется, поскольку он во многом дублирует аналогичную характеристику НВП.

Модуль ФСП ПГ обладает наилучшей частотно-временной локализацией среди всех существующих время-частотных преобразований.

Появление ДПФ в системном спектральном анализе наряду с сильно разрекламированными сегодня вейвлет-преобразованиями также вполне логично. Хотя ДПФ в некоторых случаях и уступает вейвлет-преобразованиям при анализе СШП сигналов, оно имеет преимущества в случае монохроматических и узкополосных сигналов и процессов. К тому же для ДПФ имеется большой выбор спектральных окон.

Представляется полезным также использование в рамках системного спектрального анализа АПФ. Как уже говорилось выше, в ряде случаев АПФ сводится к АВП. Однако оно имеет и самостоятельное значение, в частности, при использовании несимметричных оконных функций [11]. Последние могут оказаться весьма полезными для анализа СШП сигналов, возникающих, например, при мощных землетрясениях, взрывах и т. п.

ПВ обладает очень хорошим частотно-временным разрешением, которое, в частности, превосходит возможности приведенных выше линейных преобразований. Подавление мешающей интерференции можно проводить, используя вместо самого ПВ, например, ППВ или даже СППВ с большим выбором сглаживающих оконных функций. Разумеется, вместе со снижением уровня интерференционных членов несколько ухудшается и частотно-временное разрешение. Поэтому выбор одного из этих преобразований определяется видом конкретного анализируемого сигнала. Более

того, в ряде случаев даже интерференционные члены могут давать полезную информацию о сигнале (см., например, [54]).

ПЧВ особенно полезно для системного спектрального анализа, поскольку имеет в своем составе параметр, позволяющий исследователю непосредственно управлять уровнем интерференционных членов.

СФ представляет собой предельный случай усреднения ПВ по времени и частоте. Она позволяет эффективно селективировать на время-частотной плоскости структуры, связанные с упомянутыми выше интерференционными членами.

ПБЖ особенно полезно при анализе нестационарных сигналов.

Следует также отметить, что нелинейные преобразования в целом оказываются весьма эффективными при анализе сигналов в присутствии негауссовских помех. Последнее важно для практиков, поскольку во многих реальных ситуациях традиционная для линейных методов обработки гауссовская модель шума оказывается неприменимой, а сама линейная обработка – малоэффективной.

Таким образом, никаких специальных математических методов описания и обработки СШП сигналов не требуется. Просто одни методы по тем или иным причинам более удобно использовать при работе с СШП сигналами, а другие – с традиционными узкополосными. Именно эту идею мы и пытались подчеркнуть при характеристике каждого отдельного метода.

2. Применение СШП сигналов

2.1. Особенности генерации, приема и распространения СШП сигналов

2.1.1. Особенности генерации. Важной особенностью генерации и приема (о последнем подробнее см. пункт 2.1.2) СШП сигналов является то, что в общем случае форма возбуждающего передающую антенну сигнала и временная структура излученного поля не совпадают. Разными оказываются также временная структура падающей на приемную

антенну волны и форма сигнала на ее выходе. Зависимость временной структуры поля от угловых координат исключает возможность непосредственного использования в нестационарном случае классической диаграммы направленности, которая по отношению к СШП сигналу в целом теряет смысл. Поэтому свойства антенн можно описать лишь с помощью семейств частотных или импульсных характеристик, параметрами которых являются пространственные углы. Можно использовать и иные параметры, образуя их как некоторые функционалы от других характеристик СШП антенн. Вид функционалов определяется назначением радиосистемы [13, 14, 61-63].

Следующая особенность излучения СШП сигналов – возможность выделения локальных излучающих центров на антеннах конечных размеров. Когда длительность сигнала обеспечивает разрешение отдельных центров, искажения сигнала в основном определяются взаимным временным сдвигом парциальных импульсов, поэтому угловая зависимость излученного поля не имеет лепестковой структуры, свойственной излучению антенн при монохроматических сигналах. При этом в существенно нестационарном случае, когда в радиоимпульсе содержится всего несколько периодов средней частоты спектра, “лепестковая” область отсутствует вообще. Отметим, что некоторые специалисты [64] не согласны с концепциями локальных излучающих центров антенн и отсутствия лепестковой структуры излученного поля, которые, по их мнению, являются физически некорректными. Они утверждают, что излучают текущие по антенне нестационарные токи, а неизбежность наличия лепестковой структуры излученного поля определяется интерференцией при излучении, отражении и приеме сигнала. Правда, количество лепестков действительно может быть малым.

Нестационарный подход позволяет выявить различия характеристик антенны в режимах излучения и приема, которые в случае монохроматических сигналов полагались идентичными. Исходным для выявления взаимосвязи характеристик служит принцип взаимности. Анализ показывает, что характеристики ан-

тенны в режиме приема отличаются от ее характеристик в режиме излучения дополнительной операцией интегрирования временной структуры СШП сигнала [13, 62, 63, 65].

К настоящему времени уже создано и успешно эксплуатируется большое количество СШП антенн. Это, например, антенны Хармута (симметричные излучатели, биконические вибраторы, частотно независимые антенны, сильноточные антенны), вибраторные антенны (симметричные и несимметричные вибраторы), антенны бегущей волны, апертурные антенны, специальные антенны (антенны для имитации электромагнитного импульса при ядерном взрыве, антенны с нелинейной нагрузкой, рупоры с малыми электрическими размерами, рупоры с гофрированными стенками, сфероидально-конические вибраторы, дисконусные антенны, рупоры с коньковым (плавноконическим) волноводом, рупорно-микрорешеточные антенны), планарные дипольные антенны, антенны моноимпульсного типа, антенны эллиптической поляризации, фрактальные антенны, активные язычковые антенны и др. [62, 63, 65-84]. Среди антенн с высокой направленностью можно отметить СШП зеркальные антенны, которые, как правило, характеризуются зависимостью коэффициента усиления от частоты вида $G(f) \sim f^2$ [14, 61, 82]. Созданы специализированные комплексы по измерению характеристик СШП антенн [85, 86]. Сегодня теория и техника СШП антенн продолжает стремительно развиваться [75-84, 87-94].

При реализации конкретных технических устройств наряду с использованием ставших уже привычными ультракоротких СШП (УКСШП) сигналов все чаще применяются и другие виды СШП сигналов (о них подробно рассказано в [1]). Так, в [95-97] сообщается об успешном создании и эксплуатации генератора и приемопередатчика прямохаотических СШП (ПХСШП) сигналов.

Наращивание мощности СШП сигнала предлагается осуществлять за счет суммирования мощностей многих относительно слабых “единичных” источников, что даст возможность преодолеть фундаментальные ограничения на мощность, присущие используемому ключевым приборам [98].

2.1.2. Особенности приема. Наряду с особенностями приема СШП сигналов, о которых было сказано в пункте 2.1.1, необходимо указать на принципиальную невозможность использования детектирования и согласованной фильтрации, поскольку это приводит к искажению основного информационного параметра СШП сигнала – его формы. Поэтому наиболее предпочтительным выходом из данной ситуации является применение при приеме СШП сигналов масштабнo-временного преобразования (МВП) [13].

Обратим внимание на то, что искажение формы СШП сигнала критично при решении задач некоординатной локации и некоординатного дистанционного зондирования, когда сигнал несет информацию об исследуемом объекте. Иная картина наблюдается при использовании СШП сигналов в телекоммуникации, где основной задачей является задача обнаружения сигнала на фоне помех. Тогда методы приема, основанные на интегральных преобразованиях, по-прежнему оказываются полезными.

Масштабно-временным называется преобразование сигнала $s_0(t)$ в сигнал $s_1(t) = s_0(t/\tilde{q})$, где \tilde{q} – коэффициент МВП. При пико- и наносекундных сигналах требуется растяжение во времени, при этом $\tilde{q} > 1$. Соответствующее изменение характеристик сигнала в частотной области состоит в “компрессии” спектра – сжатии спектральной функции $S_0(\omega)$ по оси частот при соответствующем ее увеличении по оси амплитуд: $S_1(\omega) = \tilde{q}S_0(\tilde{q}\omega)$. Энергия преобразованного сигнала конечной длительности при МВП увеличивается в \tilde{q} раз, а площадь спектральной функции и средняя мощность преобразованного сигнала не изменяются. Мгновенные значения мощностей, пропорциональные $s_1(t)$ и $s_0(t)$, совпадают в точках соответствия времени $t_1 = \tilde{q}t_0$. Любая конкретная реализация шума на входе устройства преобразуется в полном соответствии с МВП детерминированного сигнала $n_1(t) = n_0(t/\tilde{q})$. Следовательно, корреляционная функция выходного шума отличается изменением в \tilde{q} раз ее масштаба. Функция распределения вероятностей случайного процесса не связана с его временными свойствами и при МВП

не изменяется. Поэтому в приемном устройстве, использующем МВП, возможны любые способы обработки смеси сигнала и шума для оптимизации обнаружения сигнала и измерения его параметров с увеличением необходимого времени анализа в \tilde{q} раз [13].

Наиболее распространенное применение нашло так называемое дискретное МВП. Требования теоремы Котельникова в отношении верхней частоты спектра преобразованного сигнала определяют минимально возможный коэффициент трансформации при дискретном МВП СШП сигнала с широкополосностью μ и скважностью Q [13]:

$$\tilde{q} \geq \tilde{q}_{\min} = 2Q \left(1 + \frac{2}{\mu} \right). \quad (1)$$

Важнейшее свойство дискретного МВП заключается в возможности достижения выигрыша в отношении сигнал/шум для преобразованного сигнала за счет накопления коррелированных отсчетов сигнала в смеси с некоррелированным шумом. Если отсчеты снимаются через интервалы, удовлетворяющие теореме Котельникова, преобразованный сигнал представляет собой дискретную функцию с интервалом корреляции Δt_k , определяемым периодом строб-импульсов T_c . При этом отношение сигнал/шум на входе и выходе не изменяется. Уменьшая разность частоты стробирующих импульсов и частоты повторения принимаемых СШП импульсов, можно получить шаг считывания отсчетов входного сигнала $\Delta t < \Delta t_k$. При формировании преобразованного сигнала коррелированные отсчеты будут сниматься на $nT_c = (\Delta t_k / \Delta t) T_c$ периодах повторения, $n \in \mathbb{N}$. Отсчеты реализаций шума остаются по-прежнему некоррелированными, так как получаются на различных периодах повторения сигнала. Тогда достигается выигрыш в отношении сигнал/шум, равный

$$\frac{q_{\text{out}}}{q_{\text{in}}} = n = \frac{\tilde{q}}{\tilde{q}_{\min}},$$

где \tilde{q}_{\min} определяется формулой (1). Очевидно, что платой за это является неизбежное увеличение в n раз времени анализа принимаемого сигнала.

Говоря об особенностях приема СШП сигналов, нельзя не упомянуть о задаче обнаружения СШП сигнала на фоне помех. Ряд различных подходов для разных видов СШП сигналов и радиотехнических систем предложен специалистами в работах [20, 34, 99-105].

2.1.3. Особенности распространения.

К основным особенностям распространения СШП сигналов следует отнести их дисперсионные искажения, эффект Доплера, образование “электромагнитного снаряда”, возникновение интерференции и др. [105].

Рассмотрим, какие отличия наблюдаются между СШП и узкополосными сигналами при их распространении в случае возникновения эффекта Доплера [14, 61]. Оказывается, что эффект Доплера имеет различный характер в зависимости от того, рассматривают ли систему функций или только определенную функцию. В случае синусоидальных функций различие между системой функций и отдельной функцией обычно не принимают во внимание. Однако для несинусоидальных функций такое различие является весьма существенным.

Интересен также вопрос, который активно начал обсуждаться в зарубежной литературе конца 1980-х гг. [106], а именно проблема создания “электромагнитного снаряда” (ЭС), возникшая при исследовании излучения антенной коротких импульсов. Суть ее заключается в том, что при определенных условиях энергия излученного импульса убывает на достаточно больших удалениях медленнее, чем квадрат обратного расстояния. Такая необычно высокая концентрация энергии и оправдывает введение термина ЭС. Однако, как утверждает автор [107], эта проблема не выходит за рамки стандартных соотношений классической электродинамики и не требует рассмотрения каких-либо необычных явлений. Дело в том, что для импульсов с “крутыми фронтами” между ближней и дальней зонами антенны возникает промежуточная зона, границы которой определяются соотношением $d_a^2 / (2c\tau_n) \leq R \leq d_a^2 / (2c\tau_\phi)$, где R – расстояние

до антенны, d_a – линейный размер антенны, τ_n – длительность импульса, τ_ϕ – длительность фронта импульса. Именно в промежуточной зоне и наблюдается ЭС. Важно отметить, что положение дальней границы промежуточной зоны зависит только от τ_ϕ и никак не зависит от τ_n . Если же фронты у импульса пологие, $\tau_\phi \approx \tau_n$, то промежуточная зона, а следовательно, и ЭС не возникают [107].

В настоящее время имеются как экспериментальные, так и теоретические обоснования факта возникновения ЭС [107].

2.1.4. Особенности отражения и рассеяния. Нельзя также не сказать об особенностях отражения и рассеяния СШП сигналов. Синусоидальная электромагнитная волна, либо отраженная, либо рассеянная, остается синусоидальной волной с той же частотой. Это следует из теоремы суммирования синусоидальных функций. Теорема суммирования для несинусоидальных электромагнитных волн формулируется иначе. При этом отраженная волна имеет такой же профиль, что и падающая, а рассеянная волна – иной. Этот эффект позволяет отличить отражатель от рассеивателя. Более того, при использовании СШП сигналов с несимметричной полярностью появляется возможность при отражении и рассеянии отличать проводящую поверхность от диэлектрика. Этот же тип СШП сигналов способен устранить проблему интерференционных замираний, обусловленных многолучевым прохождением [14, 61].

В целом на фоне стремительного развития СШП технологий за последние 10–15 лет вопрос генерации, приема и распространения СШП сигналов достаточно широко освещается в литературе. Ряд работ посвящен анализу устойчивости антенных систем к мощному импульсному излучению [107-111], проблеме электромагнитной совместимости антенных систем, работающих с использованием СШП сигналов [107, 112-114], и созданию антенных систем, предназначенных для работы с СШП сигналами [115-119], а также использованию традиционных антенных устройств для работы в негармонических режимах [69, 120-130].

Наряду с антенными системами, описанными выше, значительное влияние на параметры СШП сигналов оказывают линии передачи,

используемые для переноса сигналов от генератора к передающей антенне и от приемной антенны к приемнику, для связи между каскадами приемопередающей аппаратуры, а также СШП усилители радиосигналов. СШП свойства этих устройств рассмотрены в [13, 131-134].

2.2. Телекоммуникация

Использование СШП сигналов в телекоммуникации (см., например, [135]) началось, по-видимому, после того, как в 1973 г. Г. Ф. Росс зарегистрировал патент на передающие и приемные системы, применяющие ультракороткие импульсные сигналы для передачи информации без искажений.

Основными преимуществами систем, использующих СШП сигналы, являются [136-138]: 1) относительно небольшая сложность и низкая стоимость; 2) высокая скрытность работы; 3) хорошая электромагнитная совместимость с узкополосными системами, работающими в той же полосе частот; 4) устойчивость к интерференционным замираниям при многолучевом распространении и к взаимным помехам; 5) очень высокое разрешение во временной области; 6) возможность передачи данных и локации объекта одним и тем же беспроводным устройством; 7) высокая скорость (сотни Мбит/с) передачи данных.

Снижение сложности и стоимости СШП радиотехнических систем (РТС) связано с отсутствием операций модуляции и усиления сигналов при излучении, а также детектирования при приеме. Следовательно, в СШП РТС будут отсутствовать и соответствующие устройства. К тому же СШП антенны позволяют успешно бороться с боковыми лепестками без ухудшения углового разрешения [139]. Малая спектральная плотность и псевдослучайность характеристик СШП сигнала делают очень сложным его непреднамеренное обнаружение. По этой же причине СШП РТС практически не оказывают влияния на работу находящихся поблизости от них действующих традиционных узкополосных РТС (см., например, [139]). Кроме того, в телекоммуникации СШП РТС позволяют обеспечить очень высокие скорости передачи данных (сотни Мбит/с), недостижимые для обычных РТС (см., например, [140, 141]). Очень существенным оказывает-

ся увеличение разрешенного количества одновременно работающих пользователей в СШП телекоммуникационной системе по сравнению с числом пользователей в существующих узкополосных системах.

В качестве примера приведем параметры РТС, созданной в 2006 г. в России [142]: частотный диапазон $f = 30 \div 400$ МГц, длительность импульса $\tau_n = 5$ нс, частота повторения импульсов $f_n = 100$ кГц, широкополосность $\mu \approx 1.7$. Увеличение дальности действия СШП РТС предлагается осуществлять за счет использования СШП репитеров-регенераторов [143].

В телекоммуникации используют различные виды СШП сигналов (они подробно описаны в [1]), каждый из которых имеет свои преимущества и недостатки. Так, например, ультракороткие (УК) СШП сигналы позволяют упростить структуру РТС, а мультиполосные СШП сигналы – повысить дальность действия (сотни километров) [144]. Успешно развиваются РТС на ПХСШП сигналах [145]. Более того, в [146] сообщается, что для таких систем обнаружен эффект многолучевого усиления мощности сигнала.

В работе [147] предлагается вариант хаотической СШП радиосвязи на основе методов адаптивного тестирования (АТ). В нем информационный сигнал модулирует фрактальную размерность хаотической несущей. Принятый сигнал обрабатывается с помощью АТ-технологии, сравнивается с тестовым сигналом, после чего выделяется временная зависимость размерности сигнала, а следовательно, и переданная информация. Демонстрируется устойчивость такой связи в условиях высокого уровня помех.

СШП сигналы используются также в системах связи с глубоко погруженными подводными лодками на частотах порядка 10 Гц при μ вплоть до 1.8 [13, 14, 61, 114].

В последние годы СШП сигналы стали применяться в персональных беспроводных компьютерных сетях [148], что позволяет обеспечить скорости передачи данных ≥ 100 Мбит/с для обмена файлами в сети, для трансляции потоковой аудио- и видеoinформации.

В СШП телекоммуникациях используется, как правило, импульсная модуляция с УК СШП

сигналами или ее модификации [148]. Модуляция осуществляется либо изменением амплитуды импульса (включение/выключение или изменение знака на противоположный), либо смещением его во времени относительно ожидаемого положения. Достоинством такого канала связи является то, что за счет изменения длительности импульса можно управлять шириной спектра сигнала, а за счет уменьшения периода повторения импульсов можно снижать уровень усредненной спектральной плотности мощности сигнала. Множественный доступ в такой системе осуществляется за счет расширения базы сигнала прямой последовательностью или введения временного сдвига импульсов в псевдослучайной последовательности. Недостатки данной системы заключаются в негибкости управления спектром излучаемого сигнала, в необходимости подавления на входе приемника узкополосных сигналов, являющихся помехами для СШП устройств, в отличии спектров периодического импульсного сигнала и одиночного импульса.

Другими перспективными технологиями в СШП телекоммуникации являются использование многополосных СШП систем и применение модуляции со многими ортогональными поднесущими [148]. Первая подразумевает разбиение всего разрешенного диапазона на несколько поддиапазонов, модуляцию сигнала внутри каждого из них и определенное переключение между ними. Это позволяет динамически управлять спектром сигнала, исключая те поддиапазоны, в которых возможна нежелательная интерференция с мощными узкополосными сигналами. Соответствующая РТС позволяет получить скорость передачи данных свыше 220 Мбит/с. Вторая технология основана на уплотнении сигнала ортогональным частотным разделением. Используемая ее РТС оказывается устойчивой к многолучевому распространению, имеет меньшую критичность к точности синхронизации передающего и приемного устройств, а также отличается гибкостью спектральной адаптации за счет включения/выключения отдельных поднесущих. Недостатками этой технологии являются требование значительных вычислительных ресурсов и относительно высокое

отношение пиковой мощности к средней мощности излученного сигнала.

2.3. Локация

Первые работы по применению СШП сигналов в радиолокации были опубликованы более сорока лет назад [149, 150]. Они послужили базой для создания использующих СШП сигналы радиолокационных систем (СШП РЛС) различного целевого назначения: обнаружение и распознавание ракет и самолетов, надводных кораблей и подводных лодок, мин, туннелей, археологических, геологических и других подповерхностных объектов, построение трехмерных радиолокационных изображений и др. [61, 151-158]. Однако при использовании атмосферы в качестве канала распространения фактически не учитывалось влияние среды, в которой распространяется зондирующий сигнал. А это влияние в ряде случаев может оказаться весьма существенным и привести к заметному ухудшению характеристик упомянутых РЛС.

Использование СШП сигналов в радиолокации позволяет [138]: 1) повысить точность измерения расстояния до цели и разрешающую способность по дальности; 2) уменьшить “мертвую зону” радиолокатора; 3) произвести распознавание класса и типа цели, а также получить радиоизображение цели; 4) повысить устойчивость радиолокатора к воздействию всех видов пассивных помех (дождя, тумана, аэрозолей, металлизированных полос и т. п.); 5) повысить устойчивость радара к воздействию внешних электромагнитных излучений и помех; 6) повысить вероятность обнаружения и устойчивость сопровождения цели за счет увеличения эффективной поверхности рассеяния (ЭПР) цели и устранения лепестковой структуры вторичных диаграмм направленности облучаемых целей; 7) повысить устойчивость сопровождения цели под низким углом места за счет устранения интерференционных провалов в диаграммах направленности антенны; 8) изменять характеристики излучения (ширину и форму диаграмм направленности), изменяя параметры излучаемого сигнала; 9) повысить скрытность работы радара.

Принципиальное различие между использованием СШП сигналов в радиолокации и в телекоммуникации заключается в том, что в радиолокации не существует ограничений на объем информации о цели. При этом ограничение на объем принимаемой информации накладывает сигнал, а не источник информации. В телекоммуникации, наоборот, ограничение на объем передаваемой информации накладывает источник, устанавливая некоторую предельную скорость, величина которой зависит уже от конкретной системы [14, 61].

В радиолокации применение СШП сигналов развивается по нескольким направлениям [159].

СШП РЛС подповерхностного зондирования. Такие РЛС были разработаны в конце 1960-х – начале 1970-х гг. по крайней мере тремя независимыми группами специалистов [160-165] и успешно эксплуатируются уже много лет. Они позволяют с большой точностью определять местоположение различных сетей и коммуникаций, проводить поиск полезных ископаемых, противотанковых и противопехотных мин, осуществлять контроль состояния взлетно-посадочных полос аэродромов, дорожного покрытия автомобильных дорог и шоссе, железнодорожных насыпей, грунтов под строительные площадки, газопроводов, определять уровень грунтовых вод, проводить геофизические и археологические исследования и т. п. Причем исследовать можно не только сушу, но и дно водоемов [166]. И если первые РЛС такого типа были достаточно дороги, сложны и громоздки, то затем положение существенно изменилось. В середине 1990-х годов группой китайских специалистов был создан простой и дешевый радиолокатор [163], обладающий высокой разрешающей способностью и использующий в качестве зондирующих импульсные сигналы длительностью 2.5 нс и $f_0 = 1$ ГГц ($\mu \approx 0.8$). В связи с большой шириной спектра излучаемого импульса особое внимание было уделено конструкции антенной системы, в качестве которой была использована трехслойная антенна бегущей волны. Кроме того, было подготовлено теоретическое обоснование применения этого

локатора. В 2005 г. китайские специалисты представили радар [167], у которого $\tau_n = 0.5$ нс, $f_0 = 1.96$ ГГц, $\Delta f = 2.58$ ГГц, $\mu \approx 1.29$. Параметры радара, разработанного в 2006 г. австрийскими специалистами таковы [168]: $\tau_n = 0.1$ нс, $f_0 = 5$ ГГц, $\Delta f = 10$ ГГц, $\mu \approx 2$. Отметим также СШП радар для обнаружения противопехотных мин, созданный совместно украинскими и голландскими специалистами [169]: $\tau_n = 0.8$ нс, $f_0 = 1.75$ ГГц, $\Delta f = 2.5$ ГГц, $\mu \approx 1.43$. Интерпретации данных РЛС подповерхностного зондирования посвящено множество работ, в том числе и выполненных украинскими специалистами (см., например, [168, 170, 171]).

Заметим, что в 2006 г. в работе [172] сообщалось об успешном проведении подповерхностного (до 1 км) радиозондирования Марса с борта космического аппарата с помощью СШП РЛС в рамках проекта MARSIS. К сожалению, несмотря на то что показатель широкополосности используемых линейно частотно-модулированных сигналов $\mu = 0.20 \div 0.56$ формально удовлетворяет определению СШП сигнала, в каждый конкретный момент времени эти сигналы остаются узкополосными [13]. Поэтому такую РЛС не следует относить к классу СШП РЛС. Разумность этого решения может быть подтверждена с помощью динамического показателя используемых сигналов [1].

Всепогодные СШП РЛС. Такие РЛС высокого разрешения с полосой до 10 ГГц работают в диапазоне примерно от 1 до 11 ГГц ($\mu \approx 1.7$). Использование в этом случае несущей в сочетании с узкой относительной полосой применительно к сигналам со столь широкой полосой потребовало бы работы в диапазоне от 100 до 1000 ГГц, в котором недопустимо велико поглощение водяными парами. Выигрыш в количестве выделенной информации составляет около 100 раз, поскольку во избежание недопустимо больших потерь из-за поглощения на частотах выше 10 ГГц использование обычными всепогодными РЛС полосы, существенно большей 100 МГц, невозможно [160, 161, 173].

Загоризонтные СШП РЛС. Загоризонтные РЛС работают в диапазоне декаметровых волн.

Реально действующий образец СШП РЛС существует, например, в виде созданного в 1980-е гг. в Австралии загоризонтного радиолокатора декаметровых волн Jindalee [159, 174].

СШП РЛС обнаружения целей-“невидимок”. Еще одно направление, где СШП РЛС показали свое неоспоримое преимущество перед традиционными РЛС, связано с появлением самолетов-“невидимок” типа В-2 или F-117, в которых используется технология “Stealth”, заметно снижающая уровень отраженного сигнала в сравнительно узком диапазоне частот, в котором работают традиционные РЛС обнаружения. При этом значение ЭПР $\sigma \approx 10^{-2}$ м². Однако сделать самолет, спутник или ракету невидимыми в достаточно широком диапазоне частот сегодня не представляется возможным. Поэтому именно при использовании СШП сигналов можно успешно обнаруживать цели такого рода.

СШП РЛС обнаружения низколетящих целей. Для традиционных РЛС этот вопрос всегда осложнялся наличием маскирующих целей сигналов, возникающих из-за рассеяния и отражения зондирующих импульсов от поверхности Земли. Для СШП сигналов есть возможность отличать рассеяние и отражение от металлических поверхностей (каковыми являются самолеты и ракеты) от сигналов, создаваемых диэлектрическими поверхностями [14, 61]. СШП РЛС разработаны в начале 1990-х гг. и успешно эксплуатируются за рубежом. Один из таких радиолокаторов формирует последовательности зондирующих импульсов длительностью 200 пс с эффективной шириной спектра 5 ГГц, причем различные частотные компоненты формируются по отдельности и после усиления излучаются все вместе. Конструирование подобных РЛС стало возможным в связи с созданием генераторов очень коротких (<1 нс) импульсов мощностью несколько гигаватт [175]. Другая аналогичная СШП РЛС [176] излучает импульсы длительностью 0.5 нс, основная энергия которых сконцентрирована в диапазоне $0.2 \div 1.0$ ГГц ($\mu \approx 1.33$). Она использует параболическую антенну диаметром 10 м, что обеспечивает формирование луча шириной $\sim 7^\circ$. Сообщалось, что эта РЛС приме-

няется также для зондирования морской поверхности, обнаружения кораблей, подводных лодок и т. п.

СШП РЛС обнаружения объектов, маскируемых кронами деревьев. РЛС данного типа позволяют обнаруживать мелкомасштабные (например, человек, автомобиль) объекты в листве и работают в ОВЧ и УВЧ диапазонах [31, 159, 177-179]. Параметры одной из них таковы. В системе используется радиотелескоп “Большое ухо” с наклонным рефлектором высотой 30.5 м и длиной около 100 м. Вдоль верхнего края рефлектора перемещается каретка с СШП ромбической антенной с двойной поляризацией, позволяющей получать изображение леса с расстояния 45 м и находящихся в нем целей. Режим работы обеспечивается в диапазоне частот от 200 до 2000 МГц ($\mu \approx 1.73$) при длинах сканирования 36.5 и 73 м и наклонных дальностях до 106 м, длительность импульса 170 нс, частота повторения импульсов 1 МГц, интервал изменения частоты 1.25 МГц. Другая подобная РЛС, созданная в России в 2000-х гг., имеет такие параметры: длительность импульса $\tau_{\text{и}} = 0.15$ нс, средняя частота спектра сигнала $f_0 = 8.75$ ГГц, $\mu \approx 1.89$, дальность действия $R \leq 100$ м [180].

СШП РЛС обнаружения и идентификации целей. Такие РЛС позволяют получать некоординатную информацию о цели, в частности, производить построение ее трехмерного радиолокационного изображения (по существу – радиовидение) [181]. В ряде работ [179, 182, 183] указывается на сложность извлечения упомянутой информации из-за наличия взаимодействия отражений от соседних элементарных рассеивателей обнаруживаемой цели. Для облегчения решения данной проблемы предлагается использовать разложение отраженного сигнала по волновым пакетам. В отраженном от цели сигнале можно выделить две области: область начального переходного процесса и область последующего переходного процесса. Основное внимание уделяется изучению первой области и возможности ее использования для идентификации объектов на фоне отражений от поверхности моря и суши.

В Мичиганском университете (США) были проведены исследования [182] по использованию для обнаружения и распознавания целей отклика на передний фронт зондирующего импульса, представляющего собой серию пиков, возникающих при отражении от неоднородностей на поверхности цели. Такая система пиков после сравнения с данными об амплитуде и расстановке пиков для каждой группы целей, наблюдаемых под определенными углами, позволяет идентифицировать цель и ее ориентацию по отношению к РЛС. Параметры РЛС рассматриваемого типа таковы. Она работает в двух частотных диапазонах: $0.1 \div 2$ ГГц ($\mu \approx 1.81$) и $2 \div 18$ ГГц ($\mu \approx 1.6$). При этом длительность зондирующего сигнала может изменяться в пределах $10 \div 500$ нс. Имеется возможность проводить полные поляриметрические измерения. Разрешающая способность 0.29 и 0.2 м при работе в диапазонах $0.3 \div 1$ ГГц ($\mu \approx 1.1$) и $1 \div 2$ ГГц ($\mu \approx 0.7$) соответственно [183].

СШП РЛС для биорадиолокации. Это направление использования СШП РЛС создано в начале XXI века. Биорадиолокация – это метод дистанционного обнаружения людей и диагностики их органов (в том числе и за оптически непрозрачными препятствиями), основанный на модуляции радиолокационного сигнала колебательными движениями и перемещениями органов человека [184]. Основными приложениями биорадиолокации являются: обнаружение людей под завалами; различные медицинские приложения; обнаружение людей и параметров их перемещений за строительными конструкциями; дистанционная диагностика лиц в ходе скрытых и открытых проверок; регистрация речевых сигналов в тех случаях, когда использование акустических средств нежелательно или невозможно; обнаружение раненых на поле боя. Теоретические основы и действующий образец такой РЛС ($\tau_{\text{и}} = 4$ нс, $f_0 = 1$ ГГц, $\mu \approx 0.5$, $P_{\text{и}} = 0.4$ Вт, $R \leq 3$ м) разработаны в Московском авиационном институте (Россия) группой исследователей (Russian UWB Group) под руководством И. Я. Иммореева [185]. Эта СШП РЛС позволяет измерять частоты дыхания и сердечных сокращений. Существенный вклад в развитие

биорадиолокации внесен также группой В. В. Чапурского (МГТУ имени Баумана, Россия) [184]. Параметры СШП радара для наблюдения движений живых объектов, созданного нижегородскими специалистами (Россия) [186], таковы: $\tau_{\text{и}} = 0.2$ нс, $f_0 = 5.5$ ГГц, $\mu \approx 1.82$, $R \leq 120$ м.

СШП РЛС авиационных комплексов дозора. В [187] предлагается создание дозорной самолетной РЛС с активной видеоимпульсной сканирующей антенной решеткой (ВИСАР), которую можно установить на самолетах типа Е2-“Хокай” (аналог Phalcon, Израиль) и ЕЗ-“АВАКС” (аналог А-50, Россия). Ее параметры: в первом случае количество элементов ВИСАР $N = 20 \div 30$, длительность импульса $\tau_{\text{и}} = 2.5$ нс, импульсная мощность $P_{\text{и}} = 5$ ГВт, средняя частота спектра сигнала $f_0 = 3$ ГГц, $\mu \approx 0.27$, дальность действия $R \leq 250$ км; во втором – $N = 1000 \div 1500$, $\tau_{\text{и}} = 0.3$ нс, $P_{\text{и}} = 5$ ГВт, $f_0 = 30$ ГГц, $\mu \approx 0.22$, $R \leq 300$ км.

СШП РЛС обзора и сопровождения цели. Параметры такой РЛС, разработанной украинскими специалистами [188], таковы: $\tau_{\text{и}} = 0.3 \div 5.0$ мкс, $f_0 = 5.5$ МГц, $P_{\text{и}} = 20$ кВт, $\Delta f = 0.4 \div 6.7$ МГц, $\mu \approx 0.07 \div 1.22$, $R \leq 150$ км.

СШП РЛС для охранных систем. Еще один вид СШП РЛС малого радиуса действия (несколько метров) используется в охранных системах. Параметры такой РЛС, созданной в Оксфордском университете (Англия), [189] таковы: $\tau_{\text{и}} = 0.23$ нс, $f_0 = 6.3$ ГГц, $\mu \approx 1.37$, $R \leq 2.35$ м.

Другие СШП РЛС. Были созданы также СШП радиолокаторы различного назначения, в том числе и для предотвращения столкновения автомобилей и судов в портах, для стыковки космических кораблей и швартовки танкеров, для систем управления движением в аэропортах, систем автоматического торможения и т. п. Такие устройства действуют на расстояниях от 1.5 м до 1.5 км [190]. Примером подобной РЛС является импульсный доплеровский радар, созданный специалистами Russian UWB Group, [191]: $\tau_{\text{и}} = 2.5$ нс, $P_{\text{и}} = 2.5$ Вт, $f_0 = 1.25$ ГГц, $\mu \approx 0.24$, $R \leq 320$ м.

В работе [99] предложена оригинальная новая технология использования СШП сигналов в нелинейном радиолокаторе.

Кроме РЛС, существуют СШП системы, использующие для локации звуковые сигналы. Примером такой системы может служить эхоимпульсный ультразвуковой дефектоскоп, использующий сплит-сигналы. Сплит-сигнал – это последовательность импульсов с увеличивающимся числом лепестков при сохранении постоянной длительности импульса. Последовательность начинается с сигнала, имеющего $f_0 = 790$ кГц, $\Delta f = 650$ кГц, $\mu \approx 0.82$ [192].

Таким образом, СШП РЛС обладают рядом достоинств [193], к которым относятся: 1) достаточно малый импульсный объем, обеспечивающий высокую разрешающую способность по дальности и высокую точность измерения расстояния до цели и скорости цели; 2) отсутствие боковых лепестков у автокорреляционной функции зондирующего сигнала, что обеспечивает пространственное разрешение целей с большой разницей в ЭПР; 3) высокая помехозащищенность из-за малого импульсного объема; 4) распознавание типов объектов по их дальностному портрету; 5) повышение устойчивости сопровождения объектов из-за снижения интерференционного характера ЭПР типовых протяженных объектов; 6) возможность работы с нулевой дальности; 7) высокая электромагнитная скрытность и хорошая электромагнитная совместимость. Недостатки СШП РЛС [64] состоят, в первую очередь, в невысоком энергетическом потенциале и слабой направленности антенных систем.

2.4. Дистанционное зондирование

СШП сигналы могут успешно применяться в целях дистанционного зондирования сред и объектов. Здесь также существует несколько возможных направлений использования СШП локационных станций, в частности, СШП РЛС. Одно из них – диагностика плазмы. Обратимся к уже реализованным проектам.

В 90-е гг. XX в. в Голландии для Tokamak Project была разработана четырехканальная импульсная РЛС со следующими параметрами [194]. Форма импульсов – гауссовская, ширина импульса по уровню половинной мощности – 500 пс. Время между излучением и

приемом импульса, отраженного от критически плотного слоя плазмы, измеряется с высокой точностью (< 70 пс), что соответствует пространственному разрешению < 1 см. Передатчик работает на четырех различных частотах: 29 и 33 ГГц (мощность 20 мВт), 36 и 39 ГГц (мощность 400 мВт), переключаемых последовательно. Показатель широкополосности составляет $\mu \sim 0.14 \div 0.10$. Четыре генератора на IMPATT-диодах передатчика (и соответственно, приемника) разработаны в Украине. Все остальные СВЧ-компоненты – производства фирмы Milltech.

Возможно также изучение ионосферной плазмы. В [195] сообщается, что в Stanford Research Institute уже в 1968–1969 гг. были успешно проведены исследования по дистанционному радиозондированию E-области ионосферы и спорадического слоя E_s с помо-

щью СШП сигналов. Длительность зондирующего импульса составляет $\tau \sim 1$ мкс, импульсная мощность – $P_0 \sim 10$ МВт, центральная частота функции спектральной плотности – $f_0 \sim 6$ МГц, а ее ширина – $\Delta f \sim 2$ МГц ($\mu \sim 0.33$).

Есть сведения [174] о том, что в конце 1980-х гг. с помощью австралийского загоризонтного радиолокатора Jindalee ($\mu \sim 0.2$), который упоминался в предыдущем пункте, проводились исследования динамики крупно- и среднемасштабных неоднородностей электронной концентрации в ионосфере.

В работе [196] предлагается использование СШП РЛС для изучения тонкой структуры ионизированных метеорных следов.

В конце данного подраздела приведем классификацию современных СШП РЛС (рис. 1).

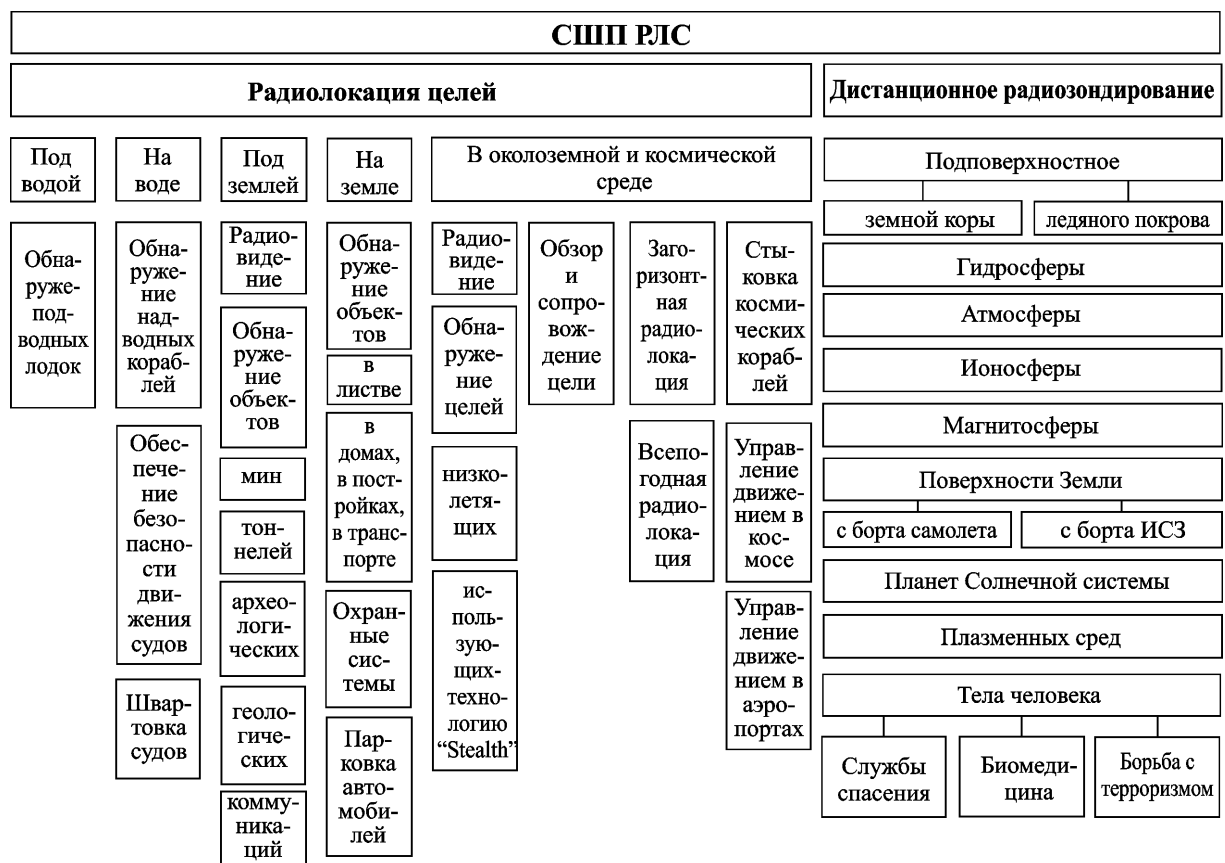


Рис. 1. Области применения СШП РЛС

2.5. Другие применения

Среди других применений СШП технологий отметим несколько оригинальных направлений, созданных украинскими специалистами.

Использование СШП сигналов для синхронизации измерителей времени с субнаносекундными ошибками. Соответствующее техническое устройство ($\mu = 1.0 \div 1.9$) позволяет обеспечить ошибку в измерении времени не более десяти – ста пикосекунд. Для сравнения заметим, что существующие аналогичные комплексы “Метка-5” и “Метка-6”, использующие широкополосные сигналы ($\mu = 0.03$), дают ошибку по времени $\delta t = 15$ нс с вероятностью $p = 0.8$ [197].

Создание материалов, способных поглощать электромагнитное излучение в сверхшироком частотном диапазоне, т. е., по сути дела, поглощать СШП сигналы. В работах [198, 199] сообщается об успешном создании таких материалов, поглощающих в диапазонах $8 \div 12$ ГГц ($\mu = 0.4$) и $32 \div 52$ ГГц ($\mu \approx 0.29$) соответственно.

Исследование воздействия СШП сигналов на биологические объекты [200]. Актуальность таких исследований определяется развитием как непосредственно биорадиолокации с использованием СШП сигналов, так и крупномасштабным внедрением СШП технологий вообще.

Необходимо также упомянуть о возможности преднамеренного или непреднамеренного воздействия мощных СШП сигналов на качество функционирования радиоэлектронной аппаратуры и средств компьютерной техники [201].

3. Распространение СШП сигналов в плазменных средах

3.1. Общие сведения о решаемых задачах

3.1.1. Краткая историческая справка.

По-видимому, первая попытка оценки дисперсионных искажений СШП сигналов (в СВЧ линиях передачи) теоретически и экспериментально была выполнена в 1980 г. в работе [134]. Однако полученные результаты относятся все же к широкополосным (ШП) сигналам ($0.01 < \mu < 0.2$)

и могут быть использованы для СШП сигналов лишь качественно и только при небольших значениях показателя широкополосности ($\mu \approx 0.2 \div 0.3$). Отметим, что сегодня ряд работ начала 1990-х гг. (см., например, [202]) некоторыми авторами (см., например, [203]) также ошибочно относится к тематике, связанной с СШП сигналами, тогда как на самом деле в них рассматривались дисперсионные искажения ШП сигналов. Более того, для ШП сигналов оценки эффектов дисперсии проводились еще в 1960-е гг. (см., например, [204]).

Моделирование дисперсионных искажений СШП сигналов, возникающих при распространении в плазменных средах (в частности, в ионосфере) и отражении от плазменных слоев, впервые проведено нами соответственно в 1994–1997 гг. [205–210] и 2002 г. [211]. Позднее полученные результаты были подтверждены в работах других специалистов [203, 212] для СШП сигналов в ионосфере и средах с аналогичными законами дисперсии (в глинистом грунте, в прямоугольном волноводе). Дисперсионные искажения СШП сигналов в нейтральной атмосфере Земли изучены в 1995 г. [213].

Среди других работ, появившихся в 2000-е гг. и имеющих отношение к оценке дисперсионных эффектов, возникающих при распространении СШП сигналов в различных средах, отметим обзорную статью [214], работу [215], в которой описываются СШП сигналы в ферроэлектриках и термодинамически неравновесных системах, и работу [216], где оригинально используются методы теории излучения.

3.1.2. Моделирование дисперсионных искажений. При распространении СШП сигналов в диспергирующих средах могут наблюдаться дисперсионные искажения, связанные с дисперсией фазовой скорости, а также с дисперсией поглощения, рассеяния и отражения.

Если охарактеризовать среду комплексной передаточной функцией

$$\dot{K}(f, z) = K(f, z) \exp(-i\phi(f, z)),$$

то амплитуда электрического поля $E(t, z)$ СШП сигнала в произвольной точке изотропной однородной среды на расстоянии z от границы в момент времени t в полубесконечной однородной среде ($z \geq 0$) задается выражением

$$E(t, z) = \int_{-\infty}^{+\infty} \dot{S}(f) \dot{K}(f, z) \exp(i2\pi ft) df, \quad (2)$$

где

$$\dot{S}(f) = \int_{-\infty}^{+\infty} E_0(t) \exp(-i2\pi ft) dt$$

представляет собой ФСП ОПФ сигнала, $E_0(t) = E(t, 0)$ – амплитуда электрического поля на границе среды.

Функция

$$K(f, z) = \exp\left(-2\pi \frac{f}{c} \kappa(f) z\right) \quad (3)$$

описывает дисперсию поглощения. Здесь $\kappa(f)$ – коэффициент поглощения.

Фаза $\phi(f, z)$, задаваемая выражением

$$\phi(f, z) = 2\pi \frac{f}{c} n(f) z, \quad (4)$$

характеризует дисперсионные эффекты, связанные с изменением фазовых соотношений между отдельными частотными составляющими сигнала при его распространении.

Для неоднородной среды умножение на z в (3) и (4) должно быть заменено интегрированием и соответствующие выражения для $K(f, z)$ и $\phi(f, z)$ будут иметь вид:

$$K(f, z) = \exp\left(-2\pi \frac{f}{c} \int_0^z \kappa(f, z) dz\right)$$

и

$$\phi(f, z) = 2\pi \frac{f}{c} \int_0^z n(f, z) dz.$$

В случае отражения сигнала соотношения (3) и (4) усложняются. В приближении геометрической оптики [217], справедливом при

$$\left| \frac{\lambda}{n} \frac{dn}{dz} \right| \ll 1, \quad \kappa \ll n,$$

где λ – длина волны, поле монохроматического сигнала имеет вид:

$$E(z) = \frac{E(0)}{\sqrt{n^2(f, z) + \kappa^2(f, z)}} \exp(-K(f, z)) \times \exp\left(-i \frac{2\pi}{c} f \int_0^{z(f)} n(f, z) dz + i2\pi ft - i \frac{\pi}{2}\right).$$

Амплитуда поля изменяется за счет неоднородности лучевой трубки и поглощения, а фаза описывается слагаемыми, первые два из которых отражают распространение сигнала в пространстве и времени, а третье – изменение фазы при отражении. При наличии поглощения ($\kappa \neq 0$) условие отражения дается уравнением $n^2 - \kappa^2 = 0$.

Запишем выражение для напряженности электрического поля отраженного СШП сигнала на границе полубесконечной среды ($z > 0$). В случае изотропной и непоглощающей среды отражение сигнала происходит там, где для него $n = 0$. Поскольку показатель преломления зависит от частоты f и глубины проникновения сигнала в среду z_r , из условия $n(f, z_r) = 0$ можно найти функциональную зависимость $z_r = z_r(f)$. Конкретный вид этой зависимости определяется видом $n = n(f, z)$, при этом каждая частотная компонента будет иметь свою высоту отражения, причем напряженность электрического поля отраженного

СШП сигнала на границе полубесконечной среды будет иметь вид:

$$E_r(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\dot{S}(f)}{\tilde{n}(f)} \times \exp\left(i4\pi \frac{f}{c} z_r(f) \tilde{n}(f) + i2\pi ft - i\frac{\pi}{2}\right) Q(f) df,$$

где

$$\tilde{n}(f) = \frac{1}{z_r(f)} \int_0^{z_r(f)} n(f, z) dz;$$

$$Q(f) = \begin{cases} 1, & |f| \leq f_{pm}, \\ 0, & |f| > f_{pm}; \end{cases}$$

f_{pm} – максимальное значение плазменной частоты в среде.

При изучении отражения СШП сигнала от линейного и параболического плазменных слоев, высотные зависимости плазменной частоты $f_p = f_p(z)$ которых приводятся ниже, полезно ввести параметр r , равный отношению максимальной частоты ФСП ОПФ зондирующего СШП сигнала f_{max} к плазменной частоте в максимуме ионизации слоя $f_p(z_{max})$:

$$r = \frac{f_{max}}{f_p(z_{max})}.$$

Здесь z_{max} – высота максимума плазменного слоя.

Величина возникающих дисперсионных искажений возрастает с увеличением этого параметра. Причем при $0 < r \leq 1$ от плазменного слоя отражаются все частотные компоненты зондирующего сигнала, а при $r > 1$ часть наиболее высокочастотных компонент сигнала уже не возвращается обратно. Очевидно, что с увеличением r количество таких компонент растет.

Для описания дисперсии рассеяния, связанной с дифракцией волн на случайных неоднородностях среды, можно использовать следующие соображения.

Если выполняются соотношения $r_f \gg l$ или $r_f \ll L$, где r_f – радиус первой зоны Френеля, l – характерный размер случайных неоднородностей среды, L – расстояние, проходимое радиосигналом в среде, то выражение для спектра рассеянного сигнала имеет вид [218]:

$$\overline{\dot{S}_{scat}}(\omega) = \dot{S}(\omega) \exp\left(-\frac{1}{2} \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 \sigma_n^2(\omega) Ll\right), \quad (5)$$

где σ_n^2 – дисперсия случайных вариаций показателя преломления среды.

Оно получено из выражения для средней напряженности рассеянного электрического поля,

$$\overline{E_{scat}}(t) = E_0(t) \exp\left(-\frac{1}{2} \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 \sigma_n^2(\omega) Ll\right),$$

в случае падения на среду монохроматической волны с частотой ω_0 ,

$$E_0(t) = E_0 \exp(i\omega_0 t).$$

В этом случае величина $\overline{\dot{S}_{scat}}(\omega)$ связана с $\overline{E_{scat}}(t)$ посредством преобразования Фурье, в чем легко убедиться, если подставить в (5) выражение для спектра монохроматической волны,

$$\dot{S}(\omega) = 2\pi E_0 \delta(\omega - \omega_0),$$

и провести обратное преобразование Фурье полученного соотношения.

При использовании (5) предполагается также, что среда является статистически однородной, причем в ней наблюдаются только одномасштабные неоднородности с размерами $l_n = l_{nmax}$. Под σ_n^2 понимают дисперсию показателя преломления среды n , которая связана

с дисперсией относительного изменения концентрации электронов

$$\widetilde{\sigma}_N^2 = \left(\frac{\Delta N}{N} \right)^2.$$

Для оценки дисперсионных искажений в качестве СШП сигналов, распространяющихся в околоземной и межпланетной среде, использовались модельные сигналы из работы [1]. Вычисление интеграла (2) проводилось численно и аналитически с помощью метода стационарной фазы [134, 204].

Отметим, что автор [219] необоснованно сомневается в целесообразности и корректности использования интеграла Фурье в работах [208] и [213], предлагая иные подходы, в частности метод из [212], использующий функции Бесселя. Разумеется, базис Фурье не является единственно возможным и, более того, не является самым лучшим при описании СШП сигналов (что показано выше в настоящей работе). Но в то же время не существует никаких принципиальных ограничений на его использование в этом случае. Поэтому рассмотренная постановка задачи и метод ее решения являются корректными.

Рассмотрим модели сред, в которых распространяется СШП сигнал, а именно модели ионосферы, магнитосферы и межпланетной среды.

3.1.3. Модель ионосферной среды. Для моделирования ионосферы ниже главного максимума ионизации будем использовать две модели – линейного и параболического слоев.

Для линейного слоя квадрат плазменной частоты

$$f_p^2(z) = f_p^2(z_{\max}) \frac{z - z_{\min}}{z_{\max} - z_{\min}},$$

где $z \in [z_{\min}, z_{\max}]$, $z_{\min} = 100$ км, $z_{\max} = 300$ км, $f_p(z_{\max}) = 10$ и $\sqrt{10}$ МГц – плазменные частоты в максимуме ионизации модельного слоя для дневной и ночной ионосферы соответственно.

Для параболического слоя

$$f_p^2(z) = f_p^2(z_{\max}) \left[1 - \left(\frac{z_{\max} - z}{z_{\max} - z_{\min}} \right)^2 \right],$$

где $z \in [z_{\min}, z_{\max}]$, $z_{\min} = 100$ км, $z_{\max} = 300$ км, $f_p(z_{\max}) = 10$ и $\sqrt{10}$ МГц для дневной и ночной ионосферы соответственно.

При моделировании отдельных ионосферных слоев будем использовать значения плазменной частоты в максимуме ионизации слоя f_{pm} , толщины слоя z_m и средней частоты столкновений электронов ν , приведенные в табл. 1, а $\widetilde{\sigma}_N^2 = 10^{-5} \div 10^{-3}$, в среднем 10^{-4} .

Таблица 1. Значения плазменной частоты в максимуме ионизации слоя f_{pm} , толщины слоя z_m , и средней частоты столкновений электронов ν для разных областей ионосферы

Область ионосферы	f_{pm} , МГц	z_m , км	ν , с ⁻¹
D-область	0.3	20	10^6
E-область	1	20	10^4
F-область (ночь)	$\sqrt{10}$	200	10^3
F-область (день)	10	200	10^3

3.1.4. Модели магнитосферной и межпланетной сред. При моделировании верхней ионосферы и магнитосферы используем три модели слоев – линейную, параболическую и гиперболическую. Квадрат плазменной частоты будем задавать следующими выражениями:

для линейного слоя

$$f_p^2(z) = f_p^2(z_{\min}) - \left(f_p^2(z_{\min}) - f_p^2(z_{\max}) \right) \frac{z - z_{\min}}{z_{\max} - z_{\min}},$$

где $z \in [z_{\min}, z_{\max}]$, $z_{\min} = 300$ км, $z_{\max} = 10^4$ км, $f_p(z_{\min}) = 10$ МГц, $f_p(z_{\max}) = 0.1$ МГц;

для параболического слоя

$$f_p^2(z) = f_p^2(z_{\max}) \left[1 - \left(1 - \frac{z}{z_{\max}} \right)^2 \right],$$

где $z \in [z_{\max}, 2z_{\max}]$, $z_{\max} = 300$ км, $f_p(z_{\max}) = 10$ МГц днем и $f_p(z_{\max}) = \sqrt{10}$ МГц ночью;

для гиперболического слоя

$$f_p^2(z) = f_p^2(z_{\min}) \frac{z_{\min}}{z},$$

где $z \in [z_{\min}, \infty)$, $z_{\min} = 300$ км, $f_p(z_{\min}) = 10$ МГц днем и $f_p(z_{\max}) = \sqrt{10}$ МГц ночью.

Межпланетную среду будем моделировать однородной плазменной средой с $f_p = 10^{-2}$ МГц и $v = 3 \cdot 10^{-4}$ с⁻¹. Значения $\tilde{\sigma}_N^2$ в магнитосферной и межпланетной плазме известны плохо. Будем считать, что $\tilde{\sigma}_N^2 = 10^{-6} \div 10^{-5}$.

3.1.5. Законы дисперсии. При решении задачи о распространении СШП сигналов в ионосферной, магнитосферной и межпланетной плазме будем использовать два закона дисперсии [217]. Для сигналов, у которых $f_{\min} > f_p$, а также $f_{\min} \gg f_h$, $v/2\pi$ (ВЧ СШП сигналов) –

$$n^2(f) = 1 - \frac{f_p^2}{f^2},$$

а для сигналов с $f_{\max} < f_h$, f_p и $f_{\min} > f_{hi}$ (НЧ СШП сигналов) –

$$n^2(f) = \frac{f_p^2}{f f_h}.$$

Здесь f_h и f_{hi} – гирочастоты электронов и ионов соответственно.

Показатель поглощения для сигналов с $f_{\min} > f_p$ и $f_h \approx 0$ можно записать в виде [217, 220]:

$$\kappa(\omega) = \frac{\omega_p^2 v}{2n\omega(\omega^2 + v^2)},$$

где $\omega_p = 2\pi f_p$, $\omega = 2\pi f$.

Для сигналов с $f_{\max} < f_p, f_h$ и $f_{\min} > f_{hi} \sim 15 \div 700$ Гц справедливо следующее выражение [217, 220]:

$$\kappa(\omega) \approx \frac{\omega_p v}{2\omega_h \sqrt{\omega \omega_h}},$$

где $\omega_h = 2\pi f_h$.

Среднюю частоту столкновений электронов $v = v(z)$ зададим с помощью модели [217], которую удобно аппроксимировать следующей кусочно-непрерывной функцией:

$$v(z) = \begin{cases} \frac{10^5}{z-100} + 10^3, & 100 < z < 200; \\ 10z, & 200 \leq z < 300; \\ \frac{2.57 \cdot 10^5}{z-214}, & z \geq 300; \end{cases}$$

где z дано в км, а v – в с⁻¹.

Гирочастота электронов f_h изменяется по закону $f_h(R) = f_h(0) \left(\frac{R_e}{R_e + R} \right)^3$, где $R_e \approx 6370$ км – радиус Земли, R – расстояние от поверхности Земли до данной точки, $2\pi f_h(0) \approx 10^7$ с⁻¹, $2\pi f_h(R_e) \approx 10^6$ с⁻¹.

При изучении эффектов, связанных с дисперсией рассеяния зондирующих импульсов на случайных неоднородностях электронной концентрации, будем использовать значения характерного размера неоднородностей l , (причем $L \gg l$, где L – толщина слоя со случайными неоднородностями), среднеквадратичного отклонения относительного изменения концентрации электронов $\tilde{\sigma}_N$ и плазменной частоты f_p , приведенные в табл. 2.

Таблица 2. Характерные размеры неоднородностей электронной концентрации l , значения среднеквадратичного отклонения относительного изменения концентрации электронов $\tilde{\sigma}_N$ и плазменной частоты f_p для ионосферы, магнитосферы и межпланетной среды

Среда	l , км	$\tilde{\sigma}_N$	f_p , МГц
Ионосфера	10^2	10^{-2}	10
Магнитосфера	10^3	10^{-3}	1
Межпланетная среда	10^7	10^{-3}	10^{-2}

3.2. Дисперсия СШП сигналов

Дисперсионные искажения СШП сигналов, связанные исключительно с дисперсией фазовой скорости, сводятся к увеличению относительной длительности сигнала τ_s/τ_{s0} (τ_s и τ_{s0} – текущая и начальная длительности сигнала соответственно), уменьшению относительной амплитуды его огибающей $E_{\max}/E_{\max 0}$ (E_{\max} и $E_{\max 0}$ – текущая и начальная амплитуды огибающей сигнала соответственно), появлению запаздывания переднего фронта сигнала \tilde{T}_f и запаздывания максимума огибающей \tilde{T}_m ($\tilde{T} = t/\tau_{s0}$ – безразмерное время).

3.2.1. ВЧ СШП сигналы в ионосфере. Величина дисперсионных эффектов различна в разных областях ионосферы. Они существенны для ВЧ СШП сигналов, распространяющихся в E- и F-области ионосферы. Для дневной F-области при $f_0 = 10^8$ Гц и $\mu = 0.2 \div 1.6$ имеем $\tau_s/\tau_{s0} \approx 13 \div 670$, $\tilde{T}_f \approx 27 \div 80$, $\tilde{T}_m \approx 32 \div 180$, $E_{\max}/E_{\max 0} \approx 0.27 \div 0.09$; при $f_0 = 10^9$ Гц и $\mu = 0.2 \div 1.6$ имеем $\tau_s/\tau_{s0} \approx 1.4 \div 68$, $\tilde{T}_f \approx 3.4 \div 6.6$, $\tilde{T}_m \approx 3.8 \div 16.8$, $E_{\max}/E_{\max 0} \approx 0.75 \div 0.21$; а при $f_0 = 10^{10}$ Гц и $\mu = 0.2 \div 1.6$ получаем $\tau_s/\tau_{s0} \approx 1.0 \div 1.6$, $\tilde{T}_f \approx 0.0 \div 1.0$, $\tilde{T}_m \approx 0.3 \div 2.0$, $E_{\max}/E_{\max 0} \approx 1.00 \div 0.55$. Для ночной F-области при $f_0 = 5 \cdot 10^7$ Гц и $\mu = 0.2 \div 1.6$ имеем $\tau_s/\tau_{s0} \approx 3 \div 150$, $\tilde{T}_f \approx 6.7 \div 15$, $\tilde{T}_m \approx 7.6 \div 39$, $E_{\max}/E_{\max 0} \approx 0.55 \div 0.15$; при $f_0 = 10^8$ Гц и $\mu = 0.2 \div 1.6$ имеем $\tau_s/\tau_{s0} \approx 1.4 \div 68$, $\tilde{T}_f \approx 3.4 \div 6.6$, $\tilde{T}_m \approx 3.8 \div 16.8$, $E_{\max}/E_{\max 0} \approx 0.75 \div 0.21$; а при $f_0 = 10^9$ Гц и $\mu = 0.2 \div 1.6$ получаем $\tau_s/\tau_{s0} \approx 1.0 \div 6.6$, $\tilde{T}_f \approx 0.0 \div 1.0$, $\tilde{T}_m \approx 0.3 \div 2.0$, $E_{\max}/E_{\max 0} \approx 1.00 \div 0.55$. Для E-области при $f_0 = 10^7$ Гц и $\mu = 0.2 \div 1.6$ имеем $\tau_s/\tau_{s0} \approx 1.2 \div 5.7$, $\tilde{T}_f \approx 0.3 \div 1.0$, $\tilde{T}_m \approx 0.6 \div 1.6$, $E_{\max}/E_{\max 0} \approx 0.95 \div 0.55$, а при $f_0 \geq 10^8$ Гц и $\mu = 0.2 \div 1.6$ дисперсионные эффекты в этих областях практически отсутствуют. В тоже время в D-области для сигналов с $f_0 = 1.5 \cdot 10^6$ Гц и $\mu = 0.2 \div 1.6$ имеем $\tau_s/\tau_{s0} \approx 1.0 \div 3.1$, $\tilde{T}_f \approx 0.0 \div 0.7$, $\tilde{T}_m \approx 0.3 \div 1.4$, $E_{\max}/E_{\max 0} \approx 1.00 \div 0.69$. Для сигналов с $f_0 \geq 3 \cdot 10^7$ Гц и $\mu = 0.2 \div 1.6$ такие дисперсионные эффекты выражены очень слабо.

На рис. 2 в качестве примера приведены дисперсионные искажения ВЧ СШП сигнала с $f_0 = 10^9$ Гц и $\mu = 1.6$, распространяющегося в ночной F-области ионосферы.

3.2.2. НЧ СШП сигналы в верхней ионосфере и магнитосфере. Для НЧ СШП сигналов с $f_0 = 10^3$ Гц и $\mu = 0.2 \div 1.6$ в верхней ионосфере имеем $\tau_s/\tau_{s0} \approx 3 \div 140$, $\tilde{T}_f \approx 24 \div 123$, $\tilde{T}_m \approx 25 \div 158$, $E_{\max}/E_{\max 0} \approx 0.61 \div 0.12$, а для сигналов с $f_0 = 10^1$ Гц и $\mu = 0.2 \div 1.6$ получаем $\tau_s/\tau_{s0} \approx 1.1 \div 13$, $\tilde{T}_f \approx 2.4 \div 13$, $\tilde{T}_m \approx 2.6 \div 16$, $E_{\max}/E_{\max 0} \approx 0.92 \div 0.37$. Для НЧ СШП сигналов с $f_0 = 10^3$ Гц и $\mu = 0.2 \div 1.6$ в магнитосфере имеем $\tau_s/\tau_{s0} \approx 2 \div 244$, $\tilde{T}_f \approx 35 \div 218$, $\tilde{T}_m \approx 37 \div 280$, $E_{\max}/E_{\max 0} \approx 0.48 \div 0.09$, а для сигналов с $f_0 = 10^1$ Гц и $\mu = 0.2 \div 1.6$ получаем $\tau_s/\tau_{s0} \approx 1.1 \div 24$, $\tilde{T}_f \approx 4.4 \div 23$, $\tilde{T}_m \approx 4.5 \div 29$, $E_{\max}/E_{\max 0} \approx 0.90 \div 0.27$.

На рис. 3 продемонстрирован характер дисперсионных искажений НЧ СШП сигнала с $f_0 = 10^1$ Гц и $\mu = 1.6$, распространяющегося в дневной верхней ионосфере.

3.2.3. ВЧ СШП сигналы в межпланетной плазме. Для ВЧ СШП сигналов с $f_0 = 10^9$ Гц и $\mu = 0.2 \div 1.6$, распространяющихся в межпланетной среде, имеем $\tau_s/\tau_{s0} \approx 1.5 \div 50$, $\tilde{T}_f \approx 2.5 \div 6$, $\tilde{T}_m \approx 3 \div 12$, $E_{\max}/E_{\max 0} \approx 0.81 \div 0.21$ при прохождении расстояния $z \approx 10^8$ км. При этих же условиях для сигналов с $f_0 = 10^{10}$ Гц и $\mu = 0.2 \div 1.6$ получаем $\tau_s/\tau_{s0} \approx 1.1 \div 4.6$, $\tilde{T}_f \approx 0.2 \div 0.9$, $\tilde{T}_m \approx 0.3 \div 1.5$, $E_{\max}/E_{\max 0} \approx 0.97 \div 0.63$, а для сигналов с $f_0 = 10^8$ Гц и $\mu = 0.2 \div 1.6$ имеем $\tau_s/\tau_{s0} \approx 10 \div 660$, $\tilde{T}_f \approx 20 \div 60$, $\tilde{T}_m \approx 24 \div 100$, $E_{\max}/E_{\max 0} \approx 0.32 \div 0.09$.

3.3. Поглощение СШП сигналов

Учет поглощения приводит к подавлению наиболее низкочастотных спектральных компонент, чему во временной области в данном случае соответствует подавление хвоста сигнала. Уменьшается его длительность, амплитуда огибающей, времена запаздывания переднего фронта и максимума огибающей.

3.3.1. ВЧ СШП сигналы в ионосфере. Перечисленные эффекты наблюдаются в D-области ионосферы для ВЧ СШП сигналов с $f_0 = 1.5 \cdot 10^6$ Гц и $\mu = 0.2 \div 1.6$, при этом амплитуда сигнала в максимуме огибающей уменьшается в ~ 3 раза, а для сигналов с $f_0 = 3 \cdot 10^6$ Гц и $\mu = 0.2 \div 1.6$ – в 1.2 раза. Для сигналов с $f_0 \geq 10^7$ Гц и $\mu = 0.2 \div 1.6$ эти эффекты несущественны. В E-области ионосфе-

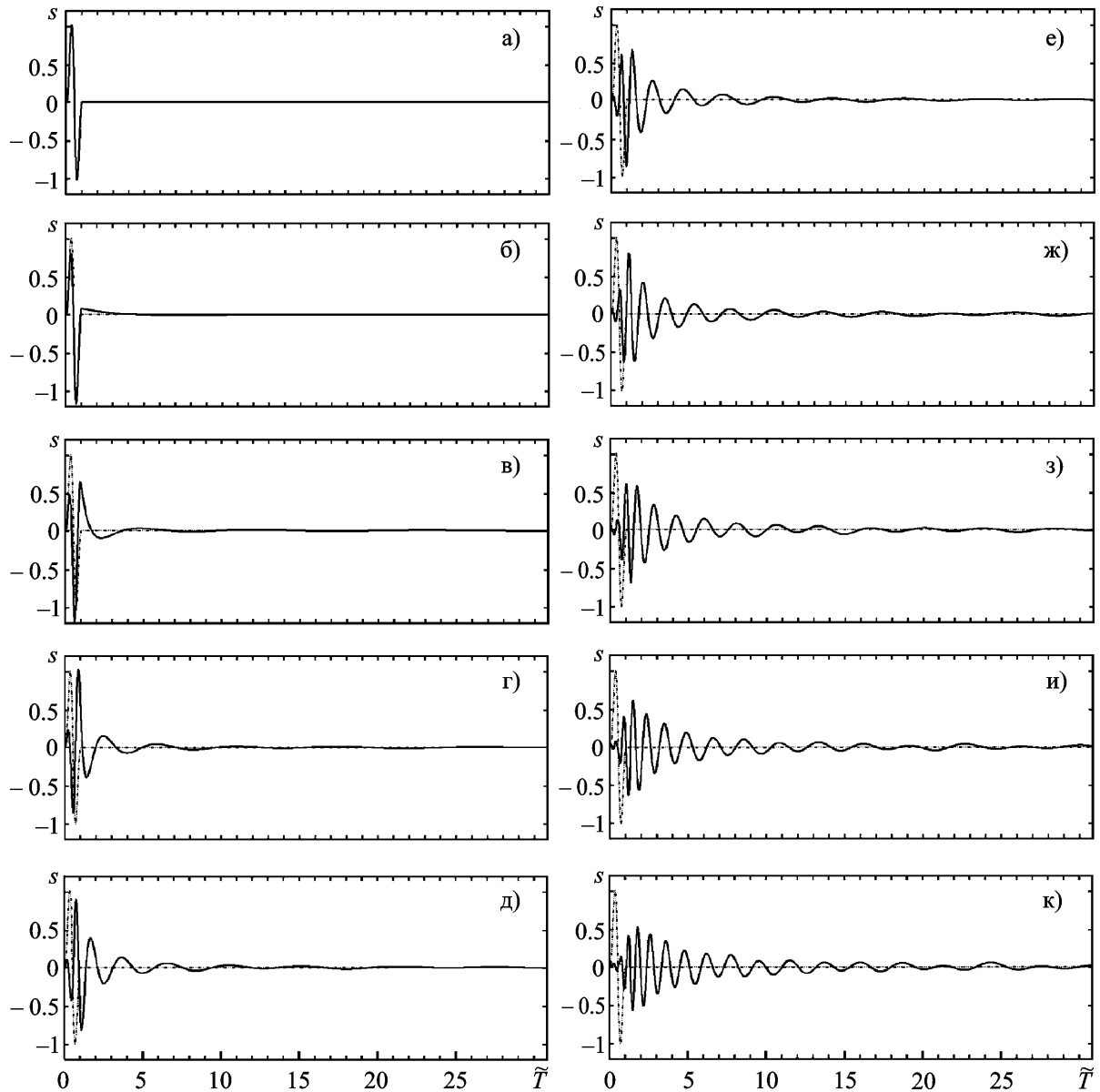


Рис. 2. Дисперсионные искажения ВЧ СШП сигнала с $f_0 = 10^9$ Гц и $\mu = 1.6$, прошедшего в ночной F-области ионосферы расстояние R : а) – $R = 0$ км, б) – $R = 20$ км, в) – $R = 40$ км, г) – $R = 60$ км, д) – $R = 80$ км, е) – $R = 100$ км, ж) – $R = 120$ км, з) – $R = 140$ км, и) – $R = 160$ км, к) – $R = 200$ км. Пунктиром обозначен исходный сигнал

ры для сигналов с $f_0 \geq 10^7$ Гц, $\mu = 0.2 \div 1.6$ и в F-области ионосферы для сигналов с $\mu = 0.2 \div 1.6$ и $f_0 \geq 10^8$ Гц влиянием поглощения можно пренебречь.

3.3.2. НЧ СШП сигналы в верхней ионосфере и магнитосфере. В дневное время для НЧ СШП сигналов с $f_0 = 10^3$ Гц и $\mu = 0.2 \div 1.6$

амплитуда в максимуме огибающей в верхней ионосфере уменьшается примерно в 1.2 раза, а в магнитосфере – в 1.3 раза. Для сигналов с $f_0 \leq 10^2$ Гц и $\mu = 0.2 \div 1.6$ эффекты, связанные с дисперсией поглощения, в верхней ионосфере и магнитосфере оказываются незначительными.

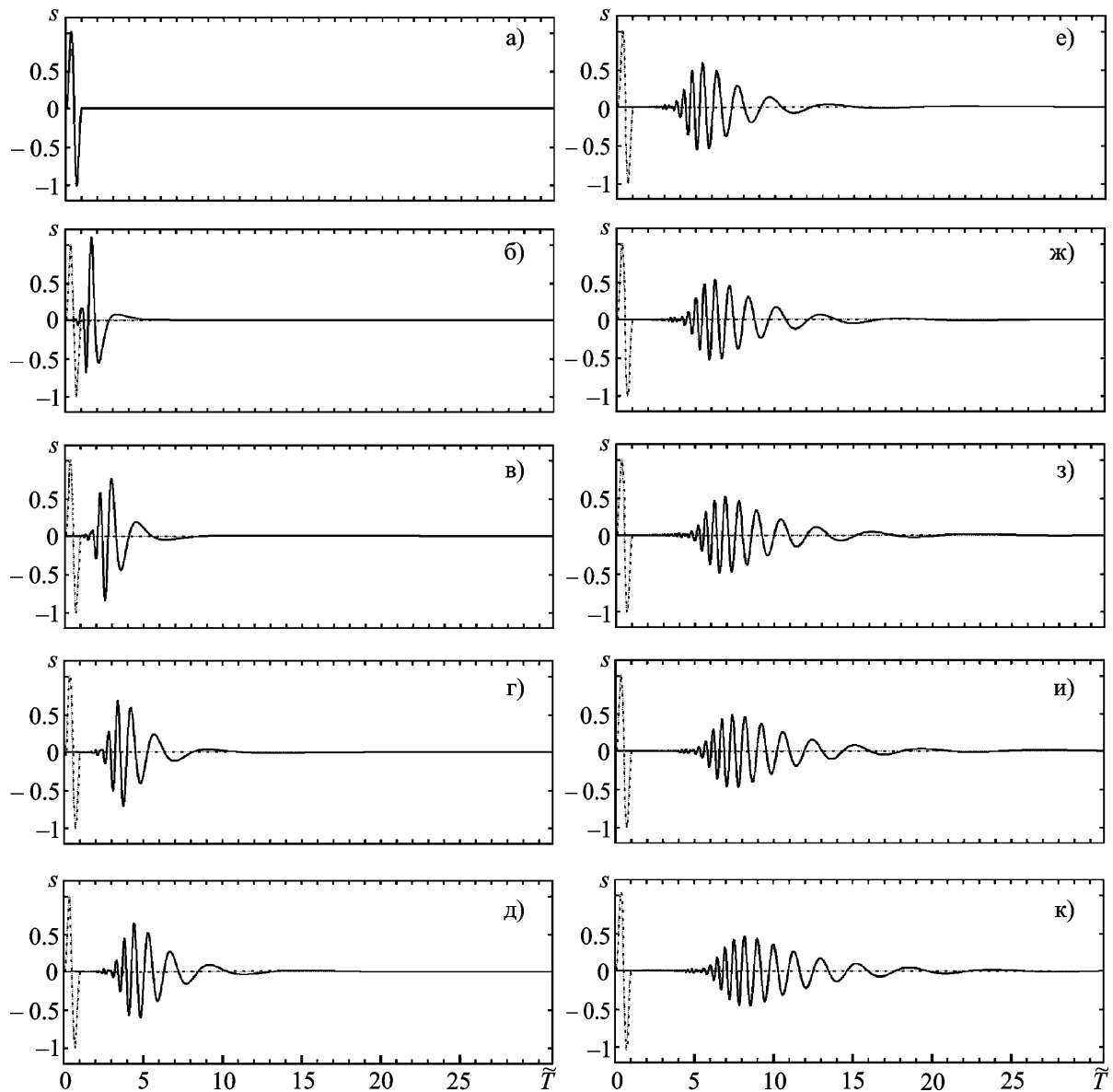


Рис. 3. Дисперсионные искажения НЧ СПП сигнала с $f_0 = 10^1$ Гц и $\mu = 1.6$, прошедшего в дневной верхней ионосфере расстояние R : а) – $R = 0$ км, б) – $R = 13$ км, в) – $R = 26$ км, г) – $R = 39$ км, д) – $R = 52$ км, е) – $R = 65$ км, ж) – $R = 78$ км, з) – $R = 91$ км, и) – $R = 104$ км, к) – $R = 130$ км. Пунктиром обозначен исходный сигнал

3.3.3. ВЧ СПП сигналы в межпланетной плазме. Для ВЧ СПП сигналов, имеющих $f_0 \geq 10^8$ Гц и $\mu = 0.2 \div 1.6$ и прошедших в межпланетной среде расстояние $z \leq 10^8$ км, эффекты поглощения несущественны.

3.4. Отражение СПП сигналов

При отражении СПП сигнала с $\tau_{s0} = 5 \cdot 10^{-4}$ с от параболического плазменного слоя с $z_m = 200$ км и $f_{pm} = 10$ МГц, что соответству-

ет модели дневной ионосферы, имеем $\tau_s / \tau_{s0} \approx 1 \div 1000$ при $r = 0.01 \div 0.60$ соответственно. Характер возникающих дисперсионных искажений продемонстрирован на рис. 4. Видно, что чем более высокую частоту имеет спектральная составляющая сигнала, тем больший путь в среде она проходит, а следовательно, тем большим оказывается ее время запаздывания. Поэтому передний фронт

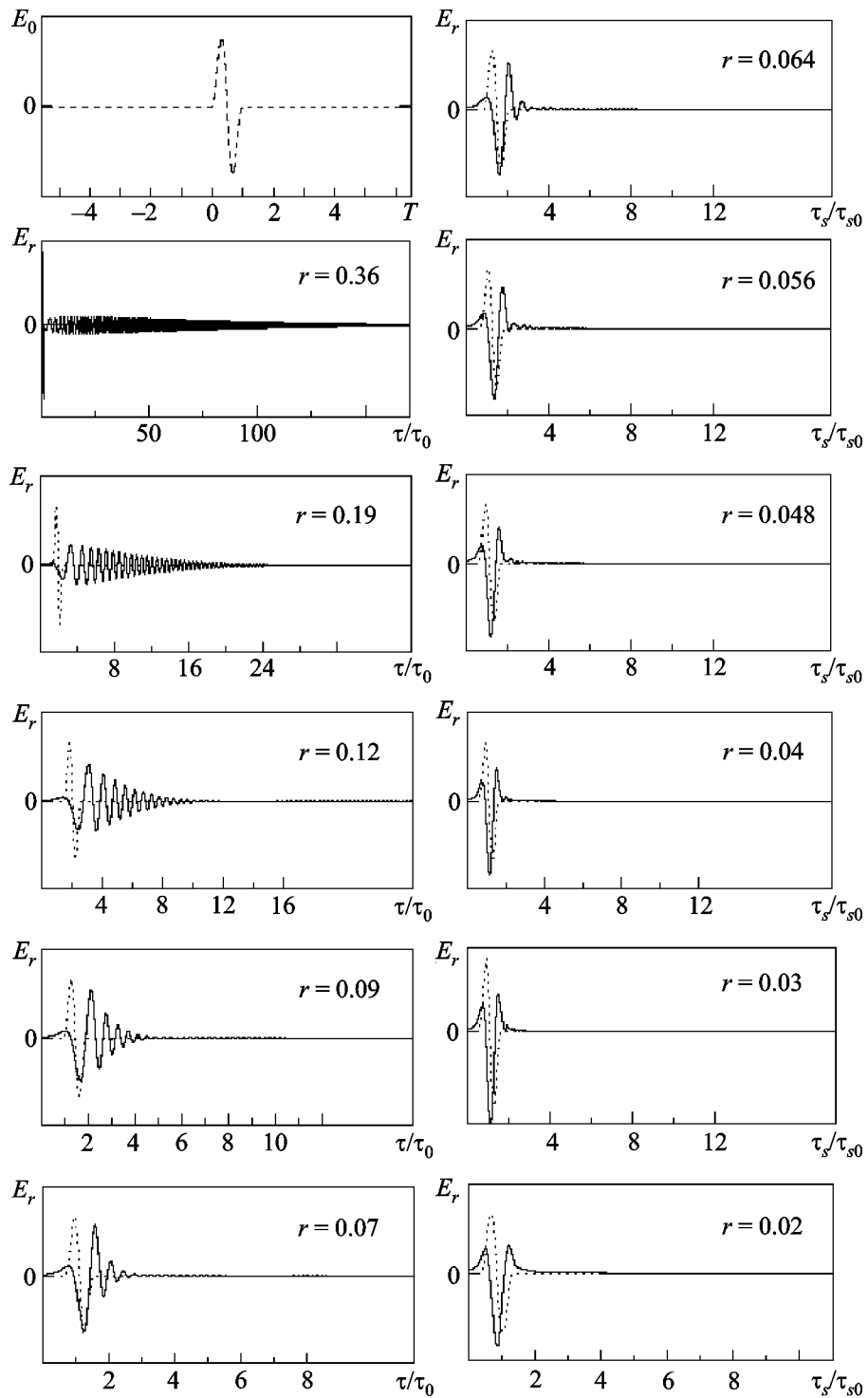


Рис. 4. Дисперсионные искажения зондирующего СШП сигнала E_0 , отраженного от ионосферного параболического слоя, при разных значениях r и при $\tau_{s0} = 5 \cdot 10^{-4}$ с, $f_{pm} = 10$ МГц, $z_m = 200$ км. Пунктиром изображен исходный сигнал

отраженного от ионосферного плазменного слоя сигнала формируется его наиболее низкочастотными спектральными компонентами. В случае дисперсионных искажений, возникающих при распространении СШП сигналов в плазменных средах, наблюдается прямо противоположная ситуация, когда наименьшее время запаздывания имеют наиболее высокочастотные составляющие сигнала (см. рис. 2, 3).

Отметим, что величина дисперсионных искажений отраженного сигнала возрастает вместе с увеличением параметра r . Это обусловлено тем, что разность времен запаздывания между двумя выбранными спектральными компонентами сигнала растет по мере увеличения частоты f , что, в свою очередь, приводит к росту длительности сигнала.

В условиях ночной ионосферы ($f_{pm} = \sqrt{10}$ МГц) величина дисперсионных искажений оказывается несколько меньше ($\tau_s/\tau_{s0} \approx 1 \div 225$ при $r = 0.01 \div 0.60$).

3.5. Рассеяние СШП сигналов

Дисперсия рассеяния приводит к эффектам, аналогичным тем, что возникают при учете дисперсии поглощения. Наблюдается также подавление хвоста сигнала во временной области, в результате чего уменьшаются длительность сигнала, его амплитуда в максимуме огибающей, а также времена запаздывания переднего фронта и максимума огибающей сигнала.

3.5.1. ВЧ СШП сигналы в ионосфере. Для ВЧ СШП сигналов с указанными выше параметрами в ионосфере дисперсия рассеяния оказывается существенной только в F-области.

В дневной F-области для сигналов с $f_0 = 10^8$ Гц и $\mu = 0.2 \div 1.6$ амплитуда в максимуме огибающей уменьшается в $\sim 10^7 \div 2 \cdot 10^2$ раз. В то же время для сигналов с $f_0 = 10^9$ Гц и $\mu = 0.2 \div 1.6$ уменьшение составляет $\sim 3 \div 2$ раза. Для сигналов с $f_0 \geq 5 \cdot 10^9$ Гц и $\mu = 0.2 \div 1.6$ дисперсией рассеяния можно пренебречь.

В ночной F-области ионосферы для сигналов с $f_0 = 5 \cdot 10^7$ Гц и $\mu = 0.2 \div 1.6$ амплитуда в максимуме огибающей уменьшается в $60 \div 7$ раз. Для сигналов с $f_0 = 10^8$ Гц и $\mu = 0.2 \div 1.6$

уменьшение амплитуды составляет $\sim 3 \div 2$ раза. Для сигналов с $f_0 \geq 10^9$ Гц и $\mu = 0.2 \div 1.6$ дисперсией рассеяния можно пренебречь.

В D-области ионосферы для сигналов с $f_0 \geq 1.5 \cdot 10^6$ Гц и $\mu = 0.2 \div 1.6$ и в E-области ионосферы для сигналов с $f_0 \geq 10^7$ Гц и $\mu = 0.2 \div 1.6$ дисперсией рассеяния можно пренебречь.

3.5.2. НЧ СШП сигналы в верхней ионосфере и магнитосфере. НЧ СШП сигналы с $f_0 \leq 10^3$ Гц и $\mu = 0.2 \div 1.6$ при прохождении верхней ионосферы и магнитосферы Земли оказываются полностью рассеянными, если $\tilde{\sigma}_N = 10^{-3}$. Реально же величина $\tilde{\sigma}_N$ может оказаться меньше.

3.5.3. ВЧ СШП сигналы в межпланетной плазме. У ВЧ СШП сигналов с $f_0 = 10^8$ Гц и $\mu = 0.2 \div 1.6$, прошедших в межпланетной среде расстояние $z = 10^8$ км при $\tilde{\sigma}_N = 10^{-3}$, амплитуда в максимуме огибающей уменьшается в 1.2 раза. Для сигналов с $f_0 \geq 10^9$ Гц и $\mu = 0.2 \div 1.6$ дисперсия рассеяния не существенна. Заметим, что значение $\tilde{\sigma}_N$ в межпланетной среде может быть меньше, чем 10^{-3} , а следовательно, возникающий эффект окажется еще слабее.

4. Дистанционное радиозондирование с использованием СШП сигналов

4.1. Уравнение дистанционного радиозондирования

Основным уравнением дистанционного радиозондирования (ДР) будем называть зависимость отношения сигнал/шум q от основных параметров радиосистемы и изучаемого объекта [221]. Заметим, что если выражение для $q(R)$ удастся разрешить относительно дальности радиолокационного наблюдения R , то полученное соотношение обычно называется основным уравнением радиолокации [222].

Основное уравнение ДР в случае однопозиционного зондирования и применения узкополосных сигналов, как известно, имеет вид:

$$q = \frac{PGS_a \sigma F_K}{(4\pi)^2 R^4 P_n L_{a\phi} L_p}, \quad (6)$$

где q – отношение сигнал/шум на входе приемника; P – мощность излучаемого сигнала; G – коэффициент усиления передающей антенны; S_a – эффективная площадь приемной антенны; P_n – мощность шумов на входе приемника; σ – ЭПР цели; $F_K = \exp(-4K)$, K – интегральный коэффициент поглощения; $L_{аф}$ и L_p – коэффициенты, описывающие потери в антенно-фидерном тракте и при распространении в среде (кроме поглощения). Для СШП сигналов общий вид уравнения (6) не изменится, но теперь в нем под σ будем понимать ЭПР локального элемента цели, кроме того, $G = G(f)$, $P = P(f)$, $S_a = S_a(f)$, $\sigma = \sigma(f, R)$, $P_n = P_n(f)$, $L_{аф} = L_{аф}(f)$, $L_p = L_p(f)$, $K = K(f)$.

В случае распределенной цели, а именно с такой целью имеют дело при ДР околоземной и космической среды, вообще говоря, $R = R(f)$, т. е. каждая гармоника с частотой f будет отражаться или рассеиваться на определенном расстоянии от передатчика. Для узкополосных сигналов в большинстве случаев это несущественно, поскольку разница между $R(f_{\min})$ и $R(f_{\max})$ будет мала по сравнению с расстоянием до цели R , т. е.

$$\frac{|R(f_{\max}) - R(f_{\min})|}{R(f_0)} \ll 1$$

вследствие узости полосы частот самого зондирующего сигнала. Теоретически можно представить случай очень больших $|dR/df|$, когда и для узкополосного сигнала эта разница будет существенна. Для СШП сигнала, обладающего широкой относительной полосой частот, однозначного ответа на поставленный вопрос сразу дать нельзя. Поэтому целесообразно ввести количественный критерий оценки. Им может послужить следующее выражение:

$$\int_{f_{\min}}^{f_{\max}} \left| \frac{dR}{df} \right| df \ll R(f_0), \quad (7)$$

где $f_{\min} = f_0(1 - \mu/2)$, $f_{\max} = f_0(1 + \mu/2)$.

Пока неравенство (7) выполняется, при зондировании цели, имеющей заданную зависимость $R(f)$, последней можно пренебречь. В противном случае этого сделать нельзя. Заметим, что для точечных и большинства локализованных целей ($dR/df = 0$) или для монохроматических сигналов ($\mu = 0$) условие (7) выполняется автоматически.

Как уже отмечалось выше, от частоты зависят мощность излучаемого сигнала $P = P(f)$, мощность помехи на входе приемника $P_n = P_n(f)$, коэффициент усиления передающей антенны $G = G(f)$, эффективная площадь приемной антенны $S_a = S_a(f)$, ЭПР цели $\sigma = \sigma(f, R)$, потери в антенно-фидерном тракте $L_{аф} = L_{аф}(f)$ и потери при распространении $L_p = L_p(f)$ и $K = K(f)$, описываемые соответствующими коэффициентами ($L_{аф} \geq 1$, $L_p \geq 1$, $K > 0$). Поэтому имеет смысл ввести плотность мощности излучаемого сигнала $p = p(f)$ так, что

$$P = \int_{f_{\min}}^{f_{\max}} p(f) df. \quad (8)$$

Введение зависимости ЭПР цели от величины R позволяет учесть возможность возникновения ЭС, о котором упоминалось выше. В этом случае имеем:

$$\sigma(f, R) = \sigma(f) F_{em}(R),$$

где

$$F_{em}(R) = \begin{cases} \frac{c\tau_n}{d_a^2} R, & \frac{d_a^2}{c\tau_n} \leq R \leq \frac{d_a^2}{c\tau_\phi}; \\ \left(1 - \frac{d_a^2}{c\tau_\phi R} \left(1 - \sqrt{\frac{\tau_\phi}{\tau_n}} \right) \right)^{-2}, & R > \frac{d_a^2}{c\tau_\phi}. \end{cases}$$

Максимальное значение этой безразмерной функции составляет $F_{em\max} = \tau_n/\tau_\phi$ и определяет максимальную эффективность ЭС. Для УКСШП сигналов можно считать,

что $\tau_\phi \approx (0.1 \div 0.2)\tau_n$ [223]. Тогда имеем $F_{em\max} = 5 \div 10$. В то же время следует учитывать, что уже при $R \geq 10d_a^2 / (c\tau_\phi)$ получаем $F_{em}(R) \approx 1$.

Запишем выражение для соотношения сигнал/шум на данной (текущей) частоте:

$$\tilde{q}(f) = \frac{p(f)G(f)S_a(f)\sigma(f)F_K(f)F_{em}(R)}{(4\pi)^2 kT_n(f_0)F(f)R^4(f)L_{a\phi}(f)L_p(f)}.$$

Мощность полезного сигнала на входе приемника есть

$$P_s = \frac{1}{(4\pi)^2} \times \int_{f_{\min}}^{f_{\max}} p(f)G(f)S_a(f) \frac{\sigma(f)F_K(f)F_{em}(R)}{R^4(f)L_{a\phi}(f)L_p(f)} df,$$

а мощность шума P_n определяется формулой

$$P_n = kT_n(f_0) \int_{f_{\min}}^{f_{\max}} F(f)df, \quad (9)$$

где k – постоянная Больцмана; $T_n(f_0)$ – шумовая температура на частоте f_0 ; $F(f)$ – безразмерная функция распределения мощности шума (помехи) по частоте f .

С учетом этого можно записать выражение для основного уравнения дистанционного радиозондирования:

$$q = \frac{P_s}{P_n} = \frac{F_{em}(R)}{(4\pi)^2 kT_n(f_0)} \times \frac{\int_{f_{\min}}^{f_{\max}} p(f)G(f)S_a(f)\sigma(f)R^{-4}(f)L_{a\phi}^{-1}(f)L_p^{-1}(f)F_K(f)df}{\int_{f_{\min}}^{f_{\max}} F(f)df}. \quad (10)$$

Уравнение (10) в случае, если пренебречь зависимостью величин G , S_a , σ , F_K и R от частоты, сводится к уравнению (6).

Рассмотрим связь между спектральной плотностью мощности излучаемого сигнала $p(f)$ и вещественной моделью сигнала $s(t)$. С одной стороны, согласно равенству Парсевала

$$P = \frac{1}{\tau} \int_{-\infty}^{+\infty} s^2(t)dt = \frac{1}{\tau} \int_{-\infty}^{+\infty} |\dot{S}(f)|^2 df, \quad (11)$$

с другой стороны, P связана с $p(f)$ соотношением (10). Поскольку нас интересует значение функции $p(f)$ в пределах $f \in [f_{\min}, f_{\max}]$, введем функцию $\tilde{p}(f)$ такого вида:

$$\tilde{p}(f) = \begin{cases} \frac{1}{2} p(f), & |f| \in [f_{\min}, f_{\max}]; \\ 0, & |f| \notin [f_{\min}, f_{\max}]. \end{cases}$$

Тогда

$$\int_{f_{\min}}^{f_{\max}} p(f)df = \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{p}(f)df. \quad (12)$$

С учетом (8) и (12) из (11) получаем, что

$$p(f) = \frac{2}{\tau} |\dot{S}(f)|^2. \quad (13)$$

Тогда с использованием (13) выражение (10) может быть переписано следующим образом:

$$q = \frac{\mu f_0 F_{em}(R)}{(4\pi)^2 kT_n(f_0)} \times \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} |\dot{S}(f)|^2 G(f)S_a(f)\sigma(f)R^{-4}(f)L_{a\phi}^{-1}(f)L_p^{-1}(f)F_K(f)df}{\int_{f_0(1-\mu/2)}^{f_0(1+\mu/2)} F(f)df}. \quad (14)$$

Выражение (14) и есть наиболее общий вид основного уравнения ДР в случае применения СШП сигналов. Без учета потерь ($L_{\text{эф}} = L_p = 1$, $F_K = 1$) это уравнение было предложено нами в 1997 г. в работе [224].

В литературе существуют и другие варианты уравнения, называемого основным уравнением радиолокации. Сравним их с выражением (14).

Так, если положить $R \neq R(f)$, $L_p(f) = 1$, $F(f) = 1$, $F_K(f) = 1$, $F_{em}(R) = 1$, то получится уравнение ДР, введенное в 2002 г. В. Б. Авдеевым [225].

Если считать, что $R \neq R(f)$, $L_p(f) = 1$, $L_{\text{эф}}(f) = 1$, $F(f) = 1$, $F_K(f) = 1$, $G(f) = G(f_0)$, $S_a(f) = S_a(f_0)$, $\sigma(f) = \sigma(f_0)$, $F_{em}(R) = 1$, а финитный сигнал $s(t)$ заменить на прямоугольный сигнал такой же длительности, но с амплитудой, равной максимальному значению сигнала $s(t)$, то получаем уравнение, записанное в 1989 г. Л. Ю. Астаниным [13].

Получить из (14) уравнение ДР, предложенное в 1998 г. И. Я. Иммореевым [226], не удастся. Дело в том, что автор считал ЭПР цели σ функцией не частоты f , а времени t , поскольку отклик цели на одиночный финитный импульс на практике представляет собой целый набор импульсов, случайным образом расположенных в интервале $\Delta t = L_{\text{ц}}/c$, где $L_{\text{ц}}$ – размер цели [226]. Это было сделано для учета неоднородности цели (разного расстояния от радара до отдельных частей цели, разных свойств отражающей поверхности, возможных переотражений зондирующего сигнала и т. п.). Возможно, для этой задачи более физичным было бы ввести угловую зависимость ЭПР цели $\sigma = \sigma(f, \theta, \varphi)$ и проходимого расстояния $R = R(f, \theta, \varphi)$, где θ – угол места, φ – азимутальный угол.

В то же время часто, за исключением, по-видимому, лишь метода вертикального зондирования ионосферы [227, 228], условие (7) выполняется, а поэтому можно считать, что все спектральные компоненты отражаются на одинаковых расстояниях от передатчика. К тому же для апертурных антенн [61]

$$G(f) = G(f_0) \left(\frac{f}{f_0} \right)^2.$$

Положим также, что $S_a \neq S_a(f)$, $L_p(f) = 1$, $L_{\text{эф}}(f) = 1$, $F_K(f) = 1$. Тогда (14) можно переписать в виде:

$$q = \frac{\mu f_0 G(f_0) S_a F_{em}(R)}{(4\pi)^2 k T_n(f_0) R^4} \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} |\dot{s}(f)|^2 \sigma(f) (f/f_0)^2 df}{\int_{f_0(1-\mu/2)}^{f_0(1+\mu/2)} F(f) df}. \quad (15)$$

Функцию формы $F(f)$, для частот f , изменяющихся в диапазоне 1 МГц ÷ 10 ГГц, часто можно использовать в виде:

$$F(f) = \left(\frac{f_0}{f} \right)^\gamma, \quad \gamma \approx 5/2. \quad (16)$$

Эта зависимость получена нами путем аппроксимации результатов многочисленных наблюдений частотной зависимости уровня помех. Тогда, подставляя (16) в (9), имеем

$$P_n = k T_n(f_0) \int_{f_{\text{min}}}^{f_{\text{max}}} \left(\frac{f_0}{f} \right)^\gamma df = k T_n(f_0) \frac{2^{\gamma-1}}{\gamma-1} f_0 \left[(2-\mu)^{1-\gamma} - (2+\mu)^{1-\gamma} \right].$$

Если предположить, что

$$\sigma(f) = \sigma(f_0) \left(\frac{f}{f_0} \right)^\beta, \quad \beta = \text{const},$$

то (15) примет вид:

$$q = \frac{G(f_0)\sigma(f_0)S_a \int_{-\infty}^{+\infty} |\dot{S}(f)|^2 (f/f_0)^{\beta+2} df}{(4\pi)^2 kT_n(f_0)R^4} \times \\ \times \frac{1}{2^{\gamma-1}} \frac{(\gamma-1)\mu}{(2-\mu)^{1-\gamma} - (2+\mu)^{1-\gamma}} F_{em}(R). \quad (17)$$

Положим, что $\dot{S}(f) = \dot{S}(f_0)\dot{F}(f)$, где \dot{F} – безразмерная функция формы спектра сигнала. Тогда (17) можно переписать в виде

$$q = \frac{G(f_0)\sigma(f_0)S_a |\dot{S}(f_0)|^2 \mu f_0}{(4\pi)^2 kT_n(f_0)R^4} \times \\ \times \frac{1}{2^{\gamma-1}} \frac{(\gamma-1)\mu}{(2-\mu)^{1-\gamma} - (2+\mu)^{1-\gamma}} F_{em}(R) \frac{1}{\mu} \times \\ \times \int_{-\infty}^{+\infty} |\dot{F}(x)|^2 x^{\beta+2} dx, \quad (18)$$

где $x = f/f_0$.

В (18) введем следующие обозначения:

$$q_0 = q_0(\mu, f_0, R) = \frac{P_0 G(f_0)\sigma(f_0)S_a}{(4\pi)^2 R^4 kT_n(f_0)\mu f_0},$$

$$F_1(\mu, \gamma) = \frac{1}{2^{\gamma-1}} \frac{(\gamma-1)\mu}{(2-\mu)^{1-\gamma} - (2+\mu)^{1-\gamma}},$$

$$F_2(\mu, \beta) = \frac{1}{\mu} \int_{-\infty}^{+\infty} |\dot{F}(x)|^2 x^{\beta+2} dx \approx$$

$$\approx \frac{1}{\mu(\beta+3)} \left[\left(1 + \frac{\mu}{2}\right)^{\beta+3} - \left(1 - \frac{\mu}{2}\right)^{\beta+3} \right],$$

где $P_0 = E_0^2 = \mu^2 f_0^2 |\dot{S}(f_0)|^2$.

Тогда (18) будет выглядеть так:

$$q = q(f_0, R, \mu, \gamma, \beta) = \\ = q_0(\mu, f_0, R) F_1(\mu, \gamma) F_2(\mu, \beta) F_{em}(R). \quad (19)$$

Рассмотрим физический смысл сомножителей в (19). Первый из них представляет собой отношение сигнал/шум на средней частоте сигнала f_0 . Второй учитывает зависимость от показателя широкополосности сигнала μ и модели помехи, задаваемой с помощью значения γ . Третий характеризует зависимость от конкретного вида модели сигнала ($\dot{F}(x)$) и ЭПР цели (β). Четвертый учитывает возможность возникновения ЭС. Для узкополосного сигнала ($\mu \ll 1$) $F_1(\mu, \gamma) \approx 1$, $F_2(\mu, \beta) \approx 1$, $F_{em}(R) = 1$ и

$$q \approx q_0 = \frac{P_0 G(f_0)\sigma(f_0)S_a}{(4\pi)^2 R^4 kT_n(f_0)\Delta f},$$

где $\Delta f = \mu f_0$, т. е. выполняется предельный переход к (6).

4.2. СШП радиолокация тела человека

На рубеже XX–XXI вв. усилился интерес к использованию радиолокационных методов для локации человека или его отдельных органов [229]. Необходимость привлечения таких методов возникает, например, при решении следующих задач: 1) при обнаружении людей, находящихся под завалами; 2) при обнаружении и слежении за людьми в ходе спецопераций; 3) при выявлении нелегальных лиц в транспортных средствах; 4) при дистанционной диагностике эмоционального состояния человека; 5) при дистанционной регистрации речевых сигналов; 6) при медицинской диагностике пульса, дыхания, сердечного ритма, внутренних органов и т. д.

Для радиолокации живых объектов целесообразно использовать радары малой ($\sim 1 \div 30$ м) дальности с зондирующим СШП сигналом. Таким сигналом может быть, например, сигнал с $f_{\min} = 0.1$ ГГц, $f_{\max} = 1.9$ ГГц. При этом $\mu = 1.8$, $\Delta f = 1.8$ ГГц, $f_0 = 1$ ГГц, $\tau_n = (\Delta f)^{-1} \approx 0.5$ нс. Разрешающая способность по дальности такого радара $\Delta R = c\tau_n/2 = c/(2\Delta f) \approx 8$ см.

Радиосигналы, отраженные от человека, приобретают биометрическую модуляцию. Ее причиной служат квазипериодические процессы в биообъекте (сокращение сердца,

сосудов, легких, колебания желудка, гортани и т. д.). Эти процессы имеют характерные частоты $F \approx 0.2 \div 3$ Гц. Им соответствует следующая амплитуда доплеровского смещения частоты на частоте $f_0 = (f_{\min} + f_{\max})/2$:

$$f_{d0} = 8\pi^2 f_0 \frac{F^2 x_0}{c},$$

где x_0 – амплитуда колебаний органа человека. Например, при $F = 1$ Гц, $f_0 = 1$ ГГц, $x_0 = 1$ мм имеем: $f_{d0} \approx 0.3$ Гц, $f_{d0}/f_0 \approx 3 \cdot 10^{-10}$. Измерение таких f_d затруднительно, но возможно. На практике рекомендуется производить не измерения f_d , а измерение разности времен задержки принимаемого и опорного сигналов. Для этого целесообразно применять два варианта обработки принимаемого сигнала: 1) взаимокорреляционную обработку; 2) масштабно-временное преобразование [229]. В этих случаях идет речь об измерении временных задержек $\Delta t \approx x_0/c \approx 3 \cdot 10^{-12}$ с.

Основными преимуществами применения зондирующих СШП сигналов являются возможность измерения дальности до биообъекта с приемлемым разрешением, а также возможность селекции цели на фоне местных предметов.

К недостаткам СШП радаров, предназначенных для локации человека, следует отнести наличие так называемых “пораженных” дальностей, вызываемых формой зависимости корреляционного интеграла от относительного запаздывания опорного и принимаемого сигналов. Разработаны специальные меры для исключения пораженных дальностей [229].

4.3. СШП георадары

Выбор параметров зондирующего СШП сигнала обусловлен специфическими характеристиками среды распространения, которая обладает ярко выраженным затуханием и дисперсией. Так, авторы [171] на практике используют СШП сигналы с $f_{\min} = 50$ МГц, $f_{\max} = 200$ МГц. Для этих сигналов $f_0 = 125$ МГц, $\mu = 1.2$, $\tau_{\text{и}} \approx 7 \cdot 10^{-9}$ с, разрешающая способность по глубине составляет $\Delta z \approx 1$ м. Глубина зондирования обычно достигает $z \approx 15$ м.

При решении задач подповерхностного зондирования природные среды в первом приближении рассматривают как плоскостойкие. Отраженный сигнал может быть представлен суммой парциальных сигналов. Вид отраженного сигнала зависит не только от диэлектрических свойств грунта, но и от наличия в нем выраженных границ между различными слоями. Чем сильнее выражена граница перехода, тем точнее можно восстановить параметры исследуемого грунта.

Основными преимуществами применения зондирующих СШП сигналов являются возможность измерения с приемлемым разрешением дальности до объекта, находящегося в толще грунта, возможность отличать отражатели от рассеивателей, а также проводящие тела от диэлектрических.

К недостаткам СШП радаров подповерхностного зондирования можно отнести сравнительно малую максимальную глубину обнаружения объектов, что обусловлено сильным поглощением зондирующего сигнала, а также в ряде случаев недостаточную точность получаемых параметров среды или объекта. Например, при поиске противотанковых и противопехотных мин требуется обеспечить обнаружение цели с вероятностью 99.6%, что пока не удается [171].

4.4. Зондирование поверхности Земли с борта ИСЗ

При зондировании поверхности Земли (метод ЗПЗ) с борта искусственного спутника Земли (ИСЗ) можно попытаться использовать СШП сигналы с $f_{\min} = 50$ МГц, $f_{\max} = 10^3$ МГц ($f_0 = 525$ МГц, $\mu = 1.81$), $\tau_{\text{и}} \approx 10^{-9}$ с, $\Delta z \approx 15$ см, $T_n(f_0) = 1500$ К, $\gamma = 5/2$, $\beta = 0$.

ЭПР в методе ЗПЗ на средней частоте СШП сигнала имеет вид [227]:

$$\sigma(f_0) = \pi z^2 \rho \text{tg}^2 \frac{\Delta\alpha}{2}, \quad (20)$$

где $\rho \approx 0.1$ – коэффициент отражения, $\Delta\alpha$ – ширина диаграммы направленности антенны. Для узконаправленных антенн, какие обычно используются в подобных случаях, $\Delta\alpha \ll 1$.

В уравнении ДР (19) в данном случае

$$q_0 = \frac{PG(f_0)S_a \rho(\Delta\alpha)^2}{64\pi z^2 kT_n(f_0)\mu f_0}, \quad (21)$$

а $F_1(\mu, 5/2)$ и $F_2(\mu, 0)$ определяются следующими выражениями:

$$F_1(\mu, 5/2) = \frac{3\mu}{4\sqrt{2}((2-\mu)^{-3/2} - (2+\mu)^{-3/2})}, \quad (22)$$

$$F_2(\mu, 0) \approx 1 + \mu^2/12. \quad (23)$$

Для выбранных параметров сигнала $F_1 \approx 0.08$, $F_2 \approx 1.27$.

Выражение для эффективной мощности на средней частоте таково:

$$P_{\text{eff}}(f_0) = \frac{64\pi\mu q z^2 f_0 kT_n(f_0)}{S_a \rho(\Delta\alpha)^2 F_1(\mu, 5/2) F_2(\mu, 0)}. \quad (24)$$

Используя (20), (21) и (24), оценим $P_{\text{eff}}(f_0)$, P_0 , $\sigma(f_0)$, $q_{0\text{max}}(f_0)$ и W для приведенных выше параметров сигнала и среды, полагая $q=10$, $G(f_0)=10^2$, $S_a \approx 10^4$ м², $\Delta\alpha \approx 10^{-2}$, $P_{0\text{max}} \approx 10^6$ Вт, $G(f_0)=10^4$ (табл. 3).

Таблица 3. Значения $\sigma(f_0)$, $P_{\text{eff}}(f_0)$, P_0 , W и $q_{0\text{max}}(f_0)$ для разных высот z космического аппарата при зондировании с его борта поверхности Земли СШП сигналами с $f_0 = 525$ МГц, $\mu = 1.81$ ($P_{0\text{max}}(f_0) = 50$ МВт, $G_{\text{max}}(f_0) = 5 \cdot 10^3$)

z , км	300	500	800	1000
$\sigma(f_0)$, м ²	$7.1 \cdot 10^5$	$2.0 \cdot 10^6$	$5.0 \cdot 10^6$	$7.9 \cdot 10^6$
$P_{\text{eff}}(f_0)$, Вт	$3.5 \cdot 10^5$	$9.8 \cdot 10^5$	$2.6 \cdot 10^6$	$3.9 \cdot 10^6$
P_0 , Вт	$3.5 \cdot 10^1$	$9.8 \cdot 10^1$	$2.6 \cdot 10^2$	$3.9 \cdot 10^2$
W , Дж	$3.5 \cdot 10^{-8}$	$9.8 \cdot 10^{-8}$	$2.6 \cdot 10^{-7}$	$3.9 \cdot 10^{-7}$
$q_{0\text{max}}(f_0)$	$2.8 \cdot 10^6$	$1.0 \cdot 10^6$	$3.9 \cdot 10^5$	$2.5 \cdot 10^5$

Для высот ИСЗ $z \sim 300 \div 1000$ км при данном значении $\Delta\alpha$ размер “освещаемой” поверхности составляет $\sim 3 \div 10$ км. Уменьшение этого размера на порядок сопровождается увеличением энергетических затрат на два порядка. Для антенн с $\Delta\alpha \approx 5 \cdot 10^{-4}$ размер освещаемой поверхности на тех же высотах $\sim 150 \div 500$ м. В этом случае в табл. 3 q_0 и σ уменьшатся, а P_{eff} , P_0 и W возрастут на три порядка. Это вполне приемлемо с точки зрения обеспечения необходимых мощностей.

Искажения формы зондирующих импульсов, связанные с дисперсией фазовой скорости в среде, для указанных параметров зондирующего сигнала таковы: $\tau_s/\tau_{s0} \approx 140$, $T_f \approx 13$, $T_m \approx 29$, $E_{\text{max}}/E_{\text{max}0} \approx 0.15$ – днем и $\tau_s/\tau_{s0} \approx 11$, $T_f \approx 1.7$, $T_m \approx 3.0$, $E_{\text{max}}/E_{\text{max}0} \approx 0.40$ – ночью. Это приводит к снижению q примерно в 44 раза днем и в 6 раз ночью. К тому же днем q уменьшается еще в 5 раз вследствие наличия дисперсии рассеяния. Дисперсия поглощения особой роли не играет.

Изменить сложившуюся ситуацию можно выбором несколько иных параметров СШП сигнала. Так, сигнал с $f_0 = 650$ МГц и $\mu = 1.08$ испытывает меньшие дисперсионные искажения: днем $\tau_s/\tau_{s0} \approx 39$, $T_f \approx 10$, $T_m \approx 17$, $E_{\text{max}}/E_{\text{max}0} \approx 0.18$, а ночью $\tau_s/\tau_{s0} \approx 4$, $T_f \approx 1.3$, $T_m \approx 2.1$, $E_{\text{max}}/E_{\text{max}0} \approx 0.56$. Это приводит к снижению q примерно в 30 раз днем и в 3 раза ночью. За счет дисперсии рассеяния днем q снижается еще в 5 раз.

Наиболее удачными, по нашему мнению, значениями параметров зондирующего сигнала являются следующие: $f_0 = 37.5$ ГГц ($\lambda_0 = 8$ мм) и $\mu = 1.6$. Дисперсионные искажения такого сигнала невелики: днем $\tau_s/\tau_{s0} \approx 1.5$, $T_f \approx 0.6$, $T_m \approx 1.0$, $E_{\text{max}}/E_{\text{max}0} \approx 0.91$, ночью они практически отсутствуют. Это приводит к уменьшению q днем всего лишь в 1.2 раза. Дисперсии поглощения и рассеяния заметного влияния не оказывают.

Таким образом, использование СШП сигналов для зондирования земной поверхности с борта космического аппарата является перспективным. Особенно хорошо применять их в ночное время, когда дисперсионные искажения при распространении оказываются минимальными.

4.5. СШП мезосферно-стратосферно-тропосферные радары

Для зондирования тропосферы ($z \leq 10$ км), стратосферы ($z \approx 10 \div 50$ км) и мезосферы ($z \approx 50 \div 100$ км) оказался удобным радиолокационный метод, получивший название метода мезосферно-стратосферно-тропосферной (МСТ) радиолокации. Кратко его суть состоит в следующем [221].

Метод основан на измерении и анализе характеристик отраженных (рассеянных) неоднородностями среды радиосигналов метрового и дециметрового диапазонов. Механизм отражения (рассеяния) до настоящего времени дискутируется. Скорее всего, имеют место несколько механизмов: когерентное отражение от резких градиентов (френелевское отражение, когда горизонтальные и вертикальные размеры неоднородностей удовлетворяют неравенствам: $l_r \geq r_\phi$, $l_b \ll \lambda$); френелевское рассеяние (сигналы от отдельных неоднородностей некогерентно суммируются); рассеяние на изотропных неоднородностях ($l_r \approx l_b$); рассеяние на анизотропных неоднородностях ($l_r \gg l_b$); диффузное рассеяние ($\sigma_l \sim \lambda$, где σ_l – среднеквадратичное отклонение характерного размера неоднородности).

Поскольку спектр неоднородностей в атмосфере на высотах $z \leq 100$ км изменяется в широких пределах (от ~ 1 мм до ~ 1 км), целесообразно зондирование СШП сигналами. В этом случае каждая спектральная составляющая “находит” свой размер неоднородности.

В методе МСТ радиолокации при зондировании нейтральной атмосферы ($0 < z \leq 50$ км) ЭПР на средней частоте СШП сигнала f_0 имеет вид:

$$\sigma(f_0) = \pi z^2 \sigma_{n0}^2 \exp\left(-\frac{2z}{H_0}\right), \quad (25)$$

где $\sigma_{n0} \approx 10^{-6}$ – среднеквадратичное отклонение флуктуаций показателя преломления воздуха на высоте $z = 0$ км, $H_0 \approx 6 \div 8$ км – приведенная высота нейтральной атмосферы.

Зададимся, например, такими параметрами СШП сигнала: $f_{\min} = 10$ МГц, $f_{\max} = 10^3$ МГц, а следовательно, $f_0 = 505$ МГц, $\mu = 1.81$. Тогда $\tau \approx 10^{-9}$ с, разрешающая способность по дальности $\Delta z \approx 15$ см. Соответствующие параметры среды – $T_n(f_0) = 1500$ К, $\gamma = 5/2$, $\beta = 0$.

В уравнении ДР (25) при зондировании нейтральной атмосферы СШП сигналами с учетом (25) имеем:

$$q_0 = \frac{P_0 G(f_0) S_a \sigma_{n0}^2}{16\pi z^2 k T_n(f_0) \mu f_0} \exp\left(-\frac{2z}{H_0}\right),$$

а $F_1(\mu, 5/2)$ и $F_2(\mu, 0)$ определяются выражениями (22) и (23). Для указанных выше параметров сигнала $F_1 \approx 0.08$, $F_2 \approx 1.27$.

Выражение для эффективной мощности на средней частоте имеет вид:

$$P_{\text{eff}}(f_0) = P_0 G(f_0) = \frac{64\pi q z^2 \mu f_0 k T_n(f_0) \exp(2z/H_0)}{S_a \sigma_{n0}^2 F_1(\mu, 5/2) F_2(\mu, 0)}. \quad (26)$$

Оценим, пользуясь (25) и (26), величины $P_{\text{eff}}(f_0)$, P_0 , $\sigma(f_0)$, максимальное значение соотношения сигнал/шум $q_{0\max}(f_0)$ при $P_{\text{eff}\max}(f_0) = P_{0\max}(f_0) G_{\max}(f_0)$ – максимальном значении эффективной мощности на данной частоте, и энергию в импульсе $W = P_0 \tau$ для приведенных выше параметров сигнала. Положим $q = 10$; $G(f_0) = 10^4$; $S_a = \pi d_a^2 \eta_a / 4 \approx 8 \cdot 10^3$ м², где $d_a = 100$ м – диаметр антенны с параболическим зеркалом, а $\eta \approx 0.9$ – коэффициент использования поверхности антенны; $P_{0\max}(f_0) = 10^9$ Вт; $G_{\max}(f_0) = 5 \cdot 10^4$ (табл. 4).

Если необходимо увеличить q , например, до $q = 100$, то P_{eff} , P_0 и W следует увеличить также на порядок.

В случае зондирования мезосферы (нижней ионосферы), которая расположена на высотах от $z \approx 50$ км до $z \approx 100$ км, ЭПР на средней частоте имеет вид:

Таблица 4. Значения $\sigma(f_0)$, $P_{\text{eff}}(f_0)$, P_0 , W и $q_{0\text{max}}(f_0)$ для разных высот z при исследовании нейтральной атмосферы методом МСТ радиолокации с использованием СШП сигналов с $f_0 = 505$ МГц, $\mu = 1.81$ ($P_{0\text{max}}(f_0) = 10^9$ Вт, $G_{\text{max}}(f_0) = 5 \cdot 10^4$)

z , км	1	5	10	30	50
$\sigma(f_0)$, м ²	$2.4 \cdot 10^{-6}$	$2.3 \cdot 10^{-5}$	$2.6 \cdot 10^{-5}$	$1.6 \cdot 10^{-6}$	$2.9 \cdot 10^{-8}$
$P_{\text{eff}}(f_0)$, Вт	$1.5 \cdot 10^7$	$1.0 \cdot 10^9$	$1.4 \cdot 10^{10}$	$1.9 \cdot 10^{13}$	$7.9 \cdot 10^{15}$
P_0 , Вт	$3.0 \cdot 10^2$	$2.0 \cdot 10^4$	$2.8 \cdot 10^5$	$3.8 \cdot 10^8$	$1.6 \cdot 10^{11}$
W , Дж	$3.0 \cdot 10^{-7}$	$2.0 \cdot 10^{-5}$	$2.8 \cdot 10^{-4}$	$3.8 \cdot 10^{-1}$	$1.6 \cdot 10^2$
$q_{0\text{max}}(f_0)$	$3.3 \cdot 10^8$	$4.8 \cdot 10^6$	$3.5 \cdot 10^5$	$2.6 \cdot 10^2$	$6.3 \cdot 10^{-1}$

$$\sigma(f_0) = \frac{1}{4} \pi z^2 \left(\frac{f_p}{f_0} \right)^4 \tilde{\sigma}_N^2, \quad (27)$$

где $\tilde{\sigma}_N^2 \approx 10^{-4}$ – дисперсия относительного изменения концентрации электронов, $\beta = -4$. Параметры сигнала используем те же самые, что и в предыдущем случае.

В уравнении ДР (19) с учетом (27) имеем:

$$q_0 = \frac{P_0 G(f_0) S_a \tilde{\sigma}_N^2}{64 \pi z^2 k T_n(f_0) \mu f_0} \left(\frac{f_p}{f_0} \right)^4, \quad (28)$$

$$F_2(\mu, -4) = \left(1 - \frac{\mu^2}{4} \right)^{-1},$$

а $F_1(\mu, 5/2)$ определяется выражением (22). Уравнение (28) справедливо для исследования мезосферы методом МСТ радиолокации с использованием СШП сигналов.

Для применяемых в данном случае СШП сигналов $F_1 \approx 0.08$, $F_2 \approx 5.53$.

Выражение для эффективной мощности на средней частоте имеет вид:

$$P_{\text{eff}}(f_0) = \frac{64 \pi q z^2 \mu f_0^5 k T_n(f_0)}{S_a \tilde{\sigma}_N^2 f_p^4 F_1(\mu, 5/2) F_2(\mu, -4)}. \quad (29)$$

Используя (28) и (29) и заданные значения f_p , получим оценки $P_{\text{eff}}(f_0)$, P_0 , $\sigma(f_0)$, $q_{0\text{max}}(f_0)$

и W для приведенных выше параметров сигнала и среды, полагая $q = 10$, $G(f_0) = 5 \cdot 10^4$, $S_a \approx 5 \cdot 10^3$ м², $P_{0\text{max}}(f_0) = 10^9$ Вт, $G_{\text{max}}(f_0) = 5 \cdot 10^4$ (табл. 5).

Видно, что такие СШП сигналы можно применять при зондировании нейтральной атмосферы вплоть до высоты $z \sim 35$ км. В то же время для больших высот соотношение сигнал/шум оказывается недопустимо малым. Поэтому необходимо увеличить его как минимум на два порядка. Этого можно достигнуть, увеличив τ на два порядка, а следовательно, уменьшив на порядок μ и f_0 . Тогда СШП сигнал с $f_0 = 30$ МГц, $\mu = 0.2$ ($\tau_{\text{и}} \approx 2 \cdot 10^{-7}$ с, $\Delta z \approx 30$ м) вполне пригоден для использования в методе МСТ радиолокации во всем диапазоне исследуемых высот (табл. 5).

Платить за это приходится уменьшением на два порядка разрешающей способности по дальности, что вполне приемлемо для практических целей.

С другой стороны, учитывая малость τ , можно существенно повысить q , если вместо одного импульса применять последовательность импульсов, а при приеме использовать метод простого накопления сигнала. В этом случае q увеличится в n раз, где n – количество импульсов в последовательности. Неизбежный рост времени измерений $T_{\text{из}} = n\tau$ вполне приемлем для практических целей. Если положить $T_{\text{из}} \approx 10^{-5}$ с, то при $\tau_{\text{и}} \approx 10^{-9}$ с, $n \approx 10^4$ величина $P_0 G \approx 10^4 \div 10^{12}$ Вт при зондировании нейтральной атмосферы ($z \approx 1 \div 50$ км) и $P_0 G \approx 10^{12} \div 10^8$ Вт при зондировании нижней ионосферы ($z \approx 50 \div 100$ км).

В то же время для сигнала с указанными параметрами можно пренебречь дисперсион-

Таблица 5. Значения $\sigma(f_0)$, f_p , $P_{\text{eff}}(f_0)$, P_0 , W и $q_{0\text{max}}(f_0)$ для разных высот при исследовании нижней ионосферы методом МСТ радиолокации с использованием СШП сигналов с $f_0 = 505$ МГц, $\mu = 1.81$ и с $f_0 = 30$ МГц, $\mu = 0.2$ (в скобках) ($P_{0\text{max}}(f_0) = 10^9$ Вт, $G_{\text{max}}(f_0) = 5 \cdot 10^4$)

z , км	50	60	70	80	100
f_p , МГц	$3.0 \cdot 10^{-2}$	$9.0 \cdot 10^{-2}$	$9.0 \cdot 10^{-2}$	$3.0 \cdot 10^{-1}$	$3.0 \cdot 10^0$
$\sigma(f_0)$, м ²	$2.4 \cdot 10^{-12}$ ($2.0 \cdot 10^{-7}$)	$2.9 \cdot 10^{-10}$ ($2.3 \cdot 10^{-5}$)	$3.9 \cdot 10^{-10}$ ($3.1 \cdot 10^{-5}$)	$6.3 \cdot 10^{-8}$ ($5.0 \cdot 10^{-3}$)	$9.4 \cdot 10^{-4}$ ($7.9 \cdot 10^1$)
$P_{\text{eff}}(f_0)$, Вт	$7.6 \cdot 10^{18}$ ($6.2 \cdot 10^{11}$)	$1.4 \cdot 10^{17}$ ($1.1 \cdot 10^{10}$)	$1.8 \cdot 10^{17}$ ($1.5 \cdot 10^{10}$)	$2.0 \cdot 10^{15}$ ($1.6 \cdot 10^8$)	$3.1 \cdot 10^{11}$ ($5.0 \cdot 10^7$)
P_0 , Вт	$1.5 \cdot 10^{11}$ ($1.2 \cdot 10^8$)	$2.8 \cdot 10^{12}$ ($2.2 \cdot 10^6$)	$3.6 \cdot 10^{12}$ ($3.0 \cdot 10^6$)	$4.0 \cdot 10^{10}$ ($3.2 \cdot 10^4$)	$6.2 \cdot 10^6$ ($1.0 \cdot 10^4$)
W , Дж	$1.5 \cdot 10^5$ ($2.4 \cdot 10^1$)	$2.8 \cdot 10^3$ ($4.4 \cdot 10^{-1}$)	$3.6 \cdot 10^3$ ($6.0 \cdot 10^{-1}$)	$4.0 \cdot 10^1$ ($6.4 \cdot 10^{-3}$)	$6.2 \cdot 10^{-3}$ ($2.0 \cdot 10^{-3}$)
$q_{0\text{max}}(f_0)$	$3.3 \cdot 10^{-5}$ ($2.0 \cdot 10^0$)	$1.8 \cdot 10^{-3}$ ($1.1 \cdot 10^2$)	$1.4 \cdot 10^{-3}$ ($8.3 \cdot 10^1$)	$1.3 \cdot 10^{-1}$ ($7.8 \cdot 10^3$)	$8.2 \cdot 10^2$ ($5.0 \cdot 10^7$)

ными искажениями, связанными с дисперсиями фазовой скорости, поглощения и рассеяния.

Таким образом, использование СШП сигналов при дистанционном радиозондировании нижней ионосферы и атмосферы методом МСТ радиолокации является возможным и перспективным.

4.6. СШП радары частичных отражений

Для зондирования ионосферы часто применяется метод частичных отражений (ЧО). Его суть состоит в следующем.

Метод ЧО основан на измерении и анализе отраженных (рассеянных) неоднородностями нижней ионосферы ($z \approx 50 \div 100$ км) радиосигналов гектометрового и декаметрового диапазонов. Частичные отражения возникают в общем случае в результате совместного отражения радиосигналов от градиентов и их рассеяния на неоднородностях диэлектрической проницаемости, которые имеют как регулярную, так и нерегулярную природу. Поэтому цель в методе ЧО – распределенная, объемная.

Поскольку спектр неоднородностей в ионосфере на высотах $z \leq 100$ км изменяется в широких пределах (от ~ 1 мм до ~ 1 км), в методе ЧО, как и в методе МСТ-радиолокации, целесообразно применять СШП сигналы.

В методе ЧО в грубом приближении ($(\omega + \omega_h)^2 \gg v^2$, где $\omega_h = 2\pi f_h$) ЭПР на средней частоте СШП сигнала имеет вид (24), как и в методе МСТ радиолокации. Однако в этом случае поглощение обыкновенной и необыкновенной радиоволн значительно и должно корректно

учитываться. Параметры сигнала и среды выберем такими: $f_{\text{min}} = 1$ МГц, $f_{\text{max}} = 10$ МГц ($f_0 = 5.5$ МГц). Тогда $\mu = 1.64$, $\tau_{\text{и}} \approx 10^{-7}$ с, $\Delta z \approx 15$ м, $T_{\text{н}}(f_0) = 3 \cdot 10^7$ К, $\gamma = 5/2$, $\beta = -4$ ($F_1 \approx 0.20$, $F_2 \approx 1.17$).

Уравнение ДР в случае исследования нижней ионосферы методом ЧО с использованием СШП сигналов может быть записано в том же виде (25), что и в методе МСТ радиолокации. Приблизительно справедливо в данном случае и выражение (26) для эффективной мощности на средней частоте $P_{\text{eff}}(f_0)$.

Полученные оценки $P_{\text{eff}}(f_0)$, P_0 , $\sigma(f_0)$, $q_{0\text{max}}(f_0)$, и W для рассмотренных выше параметров сигнала и среды при условии, что $G(f_0) = 500$, $S_a \approx 10^5$ м², $P_{0\text{max}}(f_0) = 10$ МВт, $q = 10$, приведены в табл. 6.

Оказывается, что соотношение сигнал/шум явно мало. Поэтому необходимо увеличить его по меньшей мере на полтора порядка. Достичь этого можно, с одной стороны, увеличением τ ($\tau_{\text{и}} \approx 2.5 \cdot 10^{-7}$ с, $\Delta z \approx 40$ м) и уменьшением f_0 (при $f_{\text{min}} = 2$ МГц, $f_{\text{max}} = 6$ МГц имеем $f_0 = 4$ МГц, $\mu = 1.00$). С другой стороны, что гораздо выгоднее, учитывая малость длительности зондирующего импульса, применять вместо одного целую последовательность из n таких импульсов, а при приеме использовать метод простого накопления. В этом случае q возрастает в n раз, а ограничение на n накладывается только за счет ограничения на возрастание времени измерений $T_{\text{из}}$. Для практических целей вполне приемлемо $T_{\text{из}} \approx 10^{-4} \div 10^{-3}$ с, причем при $\tau_{\text{и}} \approx 10^{-7}$ с число импульсов $n \leq 10^3 \div 10^4$. Тогда для достижения $q \approx 100$

Таблица 6. Значения $\sigma(f_0)$, f_p , $P_{eff}(f_0)$, P_0 , W и $q_{0max}(f_0)$ для разных высот z при исследовании нижней ионосферы методом ЧО с использованием СШП сигналов с $f_0 = 5.5$ МГц, $\mu = 1.64$ и с $f_0 = 4.0$ МГц, $\mu = 1.00$ (в скобках) ($P_{0max}(f_0) = 10$ МВт, $G_{max}(f_0) = 500$)

z , км	50	60	70	80	100
f_p , МГц	$3.0 \cdot 10^{-2}$	$9.0 \cdot 10^{-2}$	$9.0 \cdot 10^{-2}$	$3.0 \cdot 10^{-1}$	$3.0 \cdot 10^0$
$\sigma(f_0)$, м ²	$1.7 \cdot 10^{-4}$ ($6.2 \cdot 10^{-4}$)	$2.0 \cdot 10^{-2}$ ($7.3 \cdot 10^{-2}$)	$2.8 \cdot 10^{-2}$ ($9.9 \cdot 10^{-2}$)	$4.4 \cdot 10^0$ ($1.6 \cdot 10^1$)	$7.0 \cdot 10^4$ ($2.5 \cdot 10^5$)
$P_{eff}(f_0)$, Вт	$2.1 \cdot 10^{13}$ ($2.6 \cdot 10^{12}$)	$3.8 \cdot 10^{11}$ ($4.7 \cdot 10^{10}$)	$5.1 \cdot 10^{11}$ ($6.4 \cdot 10^{10}$)	$3.4 \cdot 10^9$ ($6.7 \cdot 10^8$)	$8.5 \cdot 10^5$ ($1.1 \cdot 10^5$)
P_0 , Вт	$4.2 \cdot 10^{10}$ ($5.2 \cdot 10^9$)	$7.6 \cdot 10^8$ ($9.4 \cdot 10^7$)	$1.0 \cdot 10^9$ ($1.3 \cdot 10^8$)	$1.1 \cdot 10^7$ ($1.3 \cdot 10^6$)	$1.7 \cdot 10^3$ ($2.2 \cdot 10^2$)
W , Дж	$4.2 \cdot 10^3$ ($1.3 \cdot 10^3$)	$7.6 \cdot 10^1$ ($2.4 \cdot 10^1$)	$1.0 \cdot 10^2$ ($3.3 \cdot 10^1$)	$1.1 \cdot 10^0$ ($3.3 \cdot 10^{-1}$)	$1.7 \cdot 10^{-4}$ ($5.5 \cdot 10^{-5}$)
$q_{0max}(f_0)$	$2.4 \cdot 10^{-2}$ ($1.9 \cdot 10^{-1}$)	$1.3 \cdot 10^0$ ($1.1 \cdot 10^1$)	$9.7 \cdot 10^{-1}$ ($7.9 \cdot 10^0$)	$9.2 \cdot 10^1$ ($7.4 \cdot 10^2$)	$5.9 \cdot 10^5$ ($4.8 \cdot 10^6$)

при времени измерений $T_{из} \approx 10^{-3}$ с в диапазоне высот $z \approx 50 \div 100$ км необходимо иметь $P_0 G \approx 10^{11} \div 10^8$ Вт, что вполне реально.

Таким образом, нижнюю ионосферу (диапазон высот $z \approx 50 \div 100$ км) целесообразно исследовать при помощи СШП радаров ЧО.

Проведенные расчеты показали, что для зондирующих сигналов в методе ЧО, параметры которых указаны выше, эффекты, связанные с дисперсией фазовой скорости, поглощения и рассеяния, незначительны.

4.7. СШП радары некогерентного рассеяния

Метод некогерентного рассеяния (НР) используется для исследования ионосферы и магнитосферы на высотах от ~ 70 до $\sim 10^4$ км. Обычно измерения ведутся в диапазоне высот $z \approx 10^2 \div 10^3$ км. Метод НР основан на измерении и анализе характеристик радиосигналов дециметрового и метрового диапазонов, рассеянных на тепловых флуктуациях электронной концентрации (см., например, [221]). Для того чтобы метод был более информативным, целесообразно регистрировать сигналы, рассеянные электронами дебаевских образований, когда существенны коллективные свойства плазмы, и, в частности, кулоновское взаимодействие электронов с ионами. Для этого достаточно, чтобы дебаевский радиус электронов $D_e \ll \lambda$. Если же $D_e \gg \lambda$, то рассеяние происходит на свободных электронах, коллективные процессы при этом несущественны.

При использовании СШП сигналов в методе НР выбираем, например, $f_{min} = 50$ МГц, $f_{max} = 10^3$ МГц. Тогда имеем $f_0 = 525$ МГц, $\mu = 1.81$, $\tau_{и} \approx 10^{-9}$ с, $\Delta z \approx 15$ см, $T_n(f_0) = 1500$ К, $\gamma = 5/2$, $\beta = 0$. Заметим, что значения f_{min} и f_{max} выбраны близкими к предельным. Такое значение f_{min} ограничивается выполнением условий $f_{min} \gg f_{pmax}$ и $n \approx 1$. Значение f_{max} сверху ограничивается величиной λ_{min} , которая должна на порядок превосходить параметр $4\pi D_e$.

ЭПР в методе НР на средней частоте СШП сигнала имеет вид [227]:

$$\sigma(f_0) = \frac{\pi^2}{G} \sigma_e N c \tau z^2, \quad (30)$$

где

$$\sigma_e = \frac{8}{3} \pi \left(\frac{e^2}{4\pi \epsilon_0 m c^2} \right)^2 \approx 10^{-28} \text{ м}^2$$

представляет собой сечение рассеяния свободного электрона, e – заряд электрона, m – масса электрона, ϵ_0 – электрическая постоянная.

В уравнении ДР в случае исследования ионосферы с помощью СШП радаров НР с учетом (30) имеем

$$q_0 = \frac{P_0 \sigma_e N c S_a}{16z^2 k T_n(f_0) \mu^2 f_0^2}, \quad (31)$$

$F_1(\mu, 5/2)$ и $F_2(\mu, 0)$ определяются выражениями (22) и (23). Для выбранных параметров сигнала $F_1 \approx 0.08$, $F_2 \approx 1.27$.

Выражение для эффективной мощности на средней частоте в данном случае таково:

$$P_{\text{eff}}(f_0) = \frac{16qz^2 k T_n(f_0) G \mu^2 f_0^2}{S_a \sigma_e N c F_1(\mu, 5/2) F_2(\mu, 0)}. \quad (32)$$

С помощью (30)–(32) для заданных значений N оценим $P_{\text{eff}}(f_0)$, P_0 , $\sigma(f_0)$, $q_{0\text{max}}(f_0)$ и W для приведенных выше параметров сигнала и среды, полагая $q = 10$, $G(f_0) = 10^4$, $S_a \approx 10^4 \text{ м}^2$, $P_{0\text{max}}(f_0) = 10^3 \text{ МВт}$, $G_{\text{max}}(f_0) = 10^4$ (табл. 7).

Можно несколько изменить параметры зондирующего СШП сигнала. Это позволит уменьшить $P_{\text{eff}}(f_0)$, P_0 и W и увеличить $q_{0\text{max}}(f_0)$. Так, для сигнала с $f_{\text{min}} = 100 \text{ МГц}$, $f_{\text{max}} = 300 \text{ МГц}$ ($f_0 = 200 \text{ МГц}$, $\mu = 1.00$, $\tau_n \approx 5 \cdot 10^{-9} \text{ с}$, $\Delta z \approx 75 \text{ см}$) $P_{\text{eff}}(f_0)$ и P_0 уменьшаются примерно в 150 раз, W – в 30 раз, $q_{0\text{max}}(f_0)$ увеличивается в 23 раза. Для сигнала с $f_{\text{min}} = 300 \text{ МГц}$, $f_{\text{max}} = 1000 \text{ МГц}$ ($f_0 = 650 \text{ МГц}$, $\mu = 1.08$, $\tau_n \approx 1.4 \cdot 10^{-9} \text{ с}$, $\Delta z \approx 21 \text{ см}$) $P_{\text{eff}}(f_0)$ и P_0 уменьшаются примерно в 12 раз, W – в 9 раз, $q_{0\text{max}}(f_0)$ увеличивается в 2 раза.

Из приведенных результатов видно, что для обеспечения даже не очень большого соотношения сигнал/шум ($q = 10$) требуются абсолютно нереальные сегодня энергетические затраты. По этой причине использование СШП сигналов в методе НР не рекомендуется.

4.8. Планетные СШП радары

При дистанционном радиозондировании планет Солнечной системы с использованием СШП сигналов ЭПР имеет вид [227]:

$$\sigma(f_0) = \pi R_p^2 \rho, \quad (33)$$

где R_p – радиус планеты, $\rho \approx 0.1$ – коэффициент отражения. Строго говоря, ρ (а значит, и σ) зависит от частоты, но мы при оценках этим будем пренебрегать. Выберем в качестве зондирующего СШП сигнал с $f_{\text{min}} = 50 \text{ МГц}$, $f_{\text{max}} = 10^3 \text{ МГц}$ ($f_0 = 525 \text{ МГц}$, $\mu = 1.81$, $\tau_n \approx 10^{-9} \text{ с}$, $\Delta z \approx 15 \text{ см}$). Параметры среды таковы: $T_n(f_0) = 1500 \text{ К}$, $\gamma = 5/2$, $\beta = 0$.

В уравнении ДР (19) в случае использования СШП сигналов при зондировании планет солнечной системы получаем

$$q_0 = \frac{P G_0(f_0) S_a \rho R_p^2}{16\pi R^4 k T_n(f_0) \mu f_0}, \quad (34)$$

Таблица 7. Значения $\sigma(f_0)$, N , $P_{\text{eff}}(f_0)$, P_0 , W и $q_{0\text{max}}(f_0)$ для разных высот z при исследовании ионосферы методом НР с использованием СШП сигналов с $f_0 = 525 \text{ МГц}$, $\mu = 1.81$ ($P_{0\text{max}}(f_0) = 10^3 \text{ МВт}$, $G_{\text{max}}(f_0) = 10^4$) днем

z , км	100	200	300	400	500	800	1000
N , м ⁻³	$1.0 \cdot 10^{11}$	$5.0 \cdot 10^{11}$	$2.0 \cdot 10^{12}$	$2.0 \cdot 10^{12}$	$1.0 \cdot 10^{12}$	$1.0 \cdot 10^{11}$	$5.0 \cdot 10^{10}$
$\sigma(f_0)$, м ²	$3.0 \cdot 10^{-17}$	$5.9 \cdot 10^{-10}$	$5.4 \cdot 10^{-9}$	$9.5 \cdot 10^{-9}$	$7.4 \cdot 10^{-9}$	$1.9 \cdot 10^{-9}$	$1.5 \cdot 10^{-9}$
$P_{\text{eff}}(f_0)$, Вт	$9.8 \cdot 10^{19}$	$7.5 \cdot 10^{19}$	$4.4 \cdot 10^{19}$	$7.5 \cdot 10^{19}$	$2.4 \cdot 10^{20}$	$6.3 \cdot 10^{21}$	$2.0 \cdot 10^{22}$
P_0 , Вт	$9.8 \cdot 10^{15}$	$7.5 \cdot 10^{15}$	$4.4 \cdot 10^{15}$	$7.5 \cdot 10^{15}$	$2.4 \cdot 10^{16}$	$6.3 \cdot 10^{17}$	$2.0 \cdot 10^{18}$
W , Дж	$9.8 \cdot 10^6$	$7.5 \cdot 10^6$	$4.4 \cdot 10^6$	$7.5 \cdot 10^6$	$2.4 \cdot 10^7$	$6.3 \cdot 10^8$	$2.0 \cdot 10^9$
$q_{0\text{max}}(f_0)$	$1.0 \cdot 10^{-5}$	$1.3 \cdot 10^{-5}$	$2.2 \cdot 10^{-5}$	$1.3 \cdot 10^{-5}$	$4.0 \cdot 10^{-6}$	$1.6 \cdot 10^{-7}$	$5.0 \cdot 10^{-8}$

где R – расстояние до исследуемой планеты, $F_2(\mu, 0)$ и $F_1(\mu, 5/2)$ определяются выражениями (23) и (22). Для выбранных параметров сигнала $F_1 \approx 0.08$, $F_2 \approx 1.27$.

Выражение для эффективной мощности на средней частоте имеет вид:

$$P_{\text{eff}}(f_0) = \frac{16\pi\mu q f_0 R^4 k T_n(f_0)}{S_a \rho R_p^2 F_1(\mu, 5/2) F_2(\mu, 0)}. \quad (35)$$

С помощью (33)–(35) оценим $P_{\text{eff}}(f_0)$, P_0 , $\sigma(f_0)$, $q_{0\text{max}}(f_0)$ и W для зондирования планет Солнечной системы, полагая $q=10$, $G(f_0)=10^5$, $S_a=10^4$ м², $P_{\text{max}}(f_0)=10^9$ Вт, $G_{\text{max}}(f_0)=5 \cdot 10^4$ (табл. 8).

Видно, что энергетические затраты для радиозондирования даже самых ближних планет очень велики. Увеличить q , как и в предыдущих методах, можно за счет использования последовательностей одинаковых СШП сигналов при зондировании и метода простого накопления при приеме.

Искажения формы сигнала, связанные с дисперсией фазовой скорости при его распространении в межпланетной среде, значительны уже при зондировании поверхностей планет Меркурия, Венеры и Марса. Связанное с этим уменьшение q лежит в пределах $\sim 35 \div 83$ раза. Для других планет оно оказывается гораздо большим (табл. 9). Дисперсии поглощения и

рассеяния заметного влияния на параметры сигнала не оказывают.

Снизить влияние дисперсионных эффектов можно, если несколько изменить параметры зондирующего сигнала. Так для СШП сигнала с $f_0 = 650$ МГц и $\mu = 1.1$ уменьшение q для указанных планет лежит в пределах $\sim 9 \div 19$ раз, а для сигнала с $f_0 = 3500$ МГц и $\mu = 1.7 \div 7$ – в пределах $\sim 3 \div 5$ раз. В последнем случае $\tau_s/\tau_{s0} \approx 5 \div 12$.

Указанные оценки справедливы, если соответствующая РТС находится вне земной ионосферы (например, на борту искусственного спутника Земли или на поверхности Луны). При зондировании с поверхности Земли q уменьшится еще в $\sim 10 \div 100$ раз в зависимости от времени суток из-за влияния околоземной среды. Следует также учитывать тот факт, что при расчетах бралось минимальное расстояние между Землей и исследуемой планетой. При увеличении расстояния описанные эффекты возрастут, а q уменьшится.

Таким образом, при использовании СШП сигналов для дистанционного радиозондирования планет Солнечной системы возникают, с одной стороны, трудности, связанные с большими энергетическими затратами, а с другой стороны, со значительными дисперсионными искажениями зондирующих импульсов. И если с энергетической точки зрения зондирование планет от Меркурия до Юпитера с помощью СШП сигналов возможно (например, для обес-

Таблица 8. Значения $\sigma(f_0)$, $P_{\text{eff}}(f_0)$, P_0 , W и $q_{0\text{max}}(f_0)$ при дистанционном радиозондировании планет Солнечной системы с помощью СШП сигналов с $f_0 = 525$ МГц, $\mu = 1.81$ ($P_{0\text{max}}(f_0) = 10^9$ Вт, $G_{\text{max}}(f_0) = 5 \cdot 10^4$)

Планета	R_p , м	R , м	$\sigma(f_0)$, м ²	$P_{\text{eff}}(f_0)$, Вт	P_0 , Вт	W , Дж	$q_{0\text{max}}(f_0)$
Меркурий	$2.42 \cdot 10^6$	$9.20 \cdot 10^{10}$	$1.8 \cdot 10^{12}$	$1.2 \cdot 10^{21}$	$1.2 \cdot 10^{16}$	$1.2 \cdot 10^7$	$8.3 \cdot 10^{-6}$
Венера	$6.05 \cdot 10^6$	$4.16 \cdot 10^{10}$	$1.1 \cdot 10^{13}$	$8.0 \cdot 10^{18}$	$8.0 \cdot 10^{13}$	$8.0 \cdot 10^4$	$1.2 \cdot 10^{-3}$
Марс	$3.38 \cdot 10^6$	$7.86 \cdot 10^{10}$	$3.6 \cdot 10^{12}$	$3.3 \cdot 10^{20}$	$3.3 \cdot 10^{15}$	$3.3 \cdot 10^6$	$3.0 \cdot 10^{-5}$
Юпитер	$7.09 \cdot 10^7$	$6.30 \cdot 10^{11}$	$1.6 \cdot 10^{15}$	$3.0 \cdot 10^{21}$	$3.0 \cdot 10^{16}$	$3.0 \cdot 10^7$	$3.2 \cdot 10^{-6}$
Сатурн	$6.01 \cdot 10^7$	$1.43 \cdot 10^{12}$	$1.1 \cdot 10^5$	$1.1 \cdot 10^{23}$	$1.1 \cdot 10^{18}$	$1.1 \cdot 10^9$	$8.7 \cdot 10^{-8}$
Уран	$2.54 \cdot 10^7$	$2.73 \cdot 10^{12}$	$2.0 \cdot 10^{14}$	$8.4 \cdot 10^{24}$	$8.4 \cdot 10^{19}$	$8.4 \cdot 10^{10}$	$1.2 \cdot 10^{-9}$
Нептун	$2.55 \cdot 10^7$	$4.36 \cdot 10^{12}$	$2.0 \cdot 10^{14}$	$5.4 \cdot 10^{25}$	$5.4 \cdot 10^{20}$	$5.4 \cdot 10^{11}$	$1.8 \cdot 10^{-10}$
Плутон	$1.28 \cdot 10^6$	$5.78 \cdot 10^{12}$	$5.1 \cdot 10^{11}$	$6.6 \cdot 10^{28}$	$6.6 \cdot 10^{23}$	$6.6 \cdot 10^{14}$	$1.5 \cdot 10^{-13}$

Таблица 9. Значения τ/τ_0 , $E_{\max}/E_{\max 0}$ и уменьшения соотношения сигнал/шум q/q_0 в результате искажения сигнала из-за дисперсии фазовой скорости в среде при дистанционном радиозондировании планет Солнечной системы с использованием СШП сигналов с $f_0 = 525$ МГц, $\mu = 1.81$

Планета	τ/τ_0	$E_{\max}/E_{\max 0}$	q/q_0
Меркурий	85	$1.1 \cdot 10^{-1}$	83
Венера	35	$1.7 \cdot 10^{-1}$	35
Марс	75	$1.2 \cdot 10^{-1}$	69
Юпитер	640	$4.0 \cdot 10^{-2}$	625
Сатурн	1400	$2.7 \cdot 10^{-2}$	1370
Уран	2800	$1.9 \cdot 10^{-2}$	2770
Нептун	4400	$1.5 \cdot 10^{-2}$	4400
Плутон	5800	$1.3 \cdot 10^{-2}$	5900

печения $q \sim 10$ при времени измерений $T_{\text{из}} \sim 100$ с, периоде повторения импульсов $T_{\text{п}} = 10^{-6}$ с и числе импульсов $n = 10^8$ необходимо $P_0 G \approx 8 \cdot 10^{10} \div 3 \cdot 10^{13}$ Вт), то наличие дисперсионных искажений ($\tau_s/\tau_{s0} \approx 5 \div 35$) снижает разрешение радара по дальности, а также затрудняет получение некоординатной информации об объекте исследования, поскольку изменяется основной информационный параметр СШП сигнала – его форма.

5. Обсуждение

В настоящее время продолжается стремительное развитие СШП технологий и их активное внедрение в различные области науки и техники. В рамках этого появляются новые виды СШП сигналов (фрактальные, нелинейные, прямохаотические, случайные и т. п.), развиваются традиционные методы их описания и анализа (преобразование Фурье, вейвлет-анализ, преобразования класса Коэна и др.), появляются новые методы (адаптивное преобразование Фурье, системный спектральный анализ, преобразования Кравченко–Вигнера и т. п.), изучаются особенности генерации, излучения, распространения, приема и обработки СШП сигналов, создаются соответствующие технические средства. Наряду с развитием традиционных направлений применения

СШП технологий, таких, как телекоммуникация, локация и дистанционное зондирование, начато изучение новых вопросов, связанных, например, с воздействием СШП сигналов на биообъекты, средства компьютерной техники и т. п. Сокращается промежуток времени между появлением теоретического обоснования возможности и целесообразности использования СШП сигналов при решении той или иной задачи и созданием технической реализации соответствующей системы. Так, например, совсем недавно СШП сигналы стали успешно применяться в массовых системах высокоскоростной беспроводной связи между компьютерами в пределах отдельного здания. На очереди, по всей видимости, системы интерактивного телевидения и т. п. В качестве одной из основных движущих сил этого процесса, наряду со значительным финансированием исследований в области СШП технологий в ведущих странах мира, можно отметить начавшийся во второй половине 1990-х гг. существенный прогресс в создании средств вычислительной техники. Как неоднократно было показано выше, мощность и производительность компьютеров, используемых практически на всех стадиях функционирования любой СШП РТС, играют одну из ключевых ролей при обеспечении как необходимых возможностей и характеристик этой системы, так и самого процесса ее функционирования.

Следует также отметить, что вопреки мнению некоторых специалистов на самом деле не существует специальных методов, которые предназначены исключительно для анализа СШП сигналов. Иное дело, что при решении конкретной задачи одни методы оказываются по тем или иным причинам более эффективными для узкополосных сигналов, а другие – для СШП сигналов. Разумеется, здесь не идет речь о методах, изначально построенных в предположении малости показателя широкополосности μ ($\mu \ll 1$).

Более того, само понятие СШП сигнала или процесса не является результатом исключительно техногенной деятельности человека. Большинство сигналов и процессов в окружающем нас мире, причем не обязательно электромагнитной природы, также оказываются

сверхширокополосными. Их источниками являются, например, землетрясения, взрывы вулканов, мощные метеопроцессы, молниевые разряды, падения космических тел, геокосмические бури, геомагнитные процессы, прохождение солнечного терминатора и многие другие. Сверхшироким спектром обладают, например, такие разные процессы, как океаническая волнаубийца и акустические сигналы, исходящие от человека и животных. Ряд примеров подобного рода может быть продолжен.

Таким образом, можно утверждать, что существование СШП сигналов и процессов является одним из основных свойств окружающего мира, не каким-то редким и уникальным явлением. В определенном смысле, отношение понятий “узкополосный” и “сверхширокополосный” примерно такое же, как и понятий “линейность” и “нелинейность”. Другими словами, узкополосные сигналы и процессы являются лишь частным (предельным) случаем СШП сигналов и процессов, а не наоборот. Человечество за последние сто лет хорошо научилось применять в своих целях первые из них (как более простые), а теперь активно пытается овладеть вторыми.

Выводы

1. Для анализа СШП сигналов успешно применяются как классические методы, основанные на преобразовании Фурье и его разновидностях, на преобразовании Лапласа, так и современные методы, в частности, вейвлет-анализ, нелинейные преобразования класса Коэна, системный спектральный анализ.

2. СШП сигналы успешно используются в различных областях науки и техники. Основными направлениями их использования являются телекоммуникация, локация и дистанционное зондирование различных сред и объектов. Разработаны и успешно применяются как методы генерации, излучения, приема и обработки СШП сигналов, так и соответствующие технические средства. В настоящее время стремительное развитие СШП технологий продолжается.

3. Значительный интерес представляет прохождение СШП сигналов через плазмен-

ные среды. При распространении в них СШП сигналов основным эффектом являются дисперсионные искажения, обусловленные наличием в среде как фазовой дисперсии, так и дисперсий поглощения и рассеяния.

4. При использовании СШП сигналов уравнение дистанционного радиозондирования требует модификации. Предложен наиболее общий вид этого уравнения, который при различных допущениях может быть сведен к ранее существовавшим его разновидностям.

5. Перспективно применение СШП сигналов в ряде методов дистанционного радиозондирования околоземной и космической сред.

Литература

1. Лазоренко О. В., Черногор Л. Ф. Сверхширокополосные сигналы и физические процессы. 1. Основные понятия, модели и методы описания // Радиофизика и радиоастрономия. – 2008. – Т. 13, № 2 – С. 166-194.
2. Малла С. Вэйвлеты в обработке сигналов: Пер. с англ. – М.: Мир, 2005. – 671 с.
3. Holschneider M. Wavelets: An Analysis Tool. – Oxford: Calderon Press, 1995. – 423 p.
4. The transforms and applications handbook / Editor-in-chief Alexander Poularikas. – Boca Raton: CRC Press, 1996. – 1335 p.
5. Жуков А. И. Метод Фурье в вычислительной математике. – М.: Наука, 1992. – 176 с.
6. Толстов Г. П. Ряды Фурье. – М.: Наука, 1980. – 390 с.
7. Лазоренко О. В., Черногор Л. Ф. Фрактальные сверхширокополосные сигналы // Радиофизика и радиоастрономия. – 2005. – Т. 10, №1. – С. 62-84.
8. Лазоренко О. В., Лазоренко С. В., Черногор Л. Ф. Вейвлет-анализ модельных сверхширокополосных сигналов // Успехи современной радиоэлектроники. – 2006. – №8. – С. 47-61.
9. 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.
10. Лазоренко О. В., Черногор Л. Ф. Системный спектральный анализ сигналов: теоретические основы и практические применения // Радиофизика и радиоастрономия. – 2007. – Т. 12, №2. – С. 162-181.
11. Лазоренко О. В., Панасенко С. В., Черногор Л. Ф. Адаптивное преобразование Фурье // Электромагнитные волны и электронные системы. – 2005. – Т. 10, №10. – С. 39-50.

12. Бурмака В. П., Панасенко С. В., Черногор Л. Ф. Современные методы спектрального анализа квазипериодических процессов в геокосмосе // Успехи современной радиоэлектроники. – 2007. – №11. – С. 3-24.
13. Астанин Л. Ю., Костылев А. А. Основы сверхширокополосных радиолокационных измерений. – М.: Радио и связь, 1989. – 192 с.
14. Хармут Х. Ф. Теория секвентного анализа. Основы и применение: Пер. с англ. – М.: Мир, 1980. – 574 с.
15. Короновский А. А., Храмов А. Е. Непрерывный вейвлет-анализ и его приложения. – М.: Физматлит, 2003. – 176 с.
16. Астафьева Н. М. Вейвлет анализ: основы теории и примеры применения // Успехи физических наук. – 1996. – 166, №11. – С. 1115-1180.
17. Воробьев В. И., Грибунин В. Г. Теория и практика вейвлет-преобразования. – С.-Пб.: ВУС, 1999. – 324 с.
18. Дьяконов В. П. Вейвлеты. От теории – к практике. – М.: СОЛОН-Р, 2002. – 448 с.
19. Чуи К. Введение в вейвлеты: Пер. с англ. Я. М. Жилейкина. – М.: Мир, 2001. – 412 с.
20. 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.
21. Chernogor L. F., Lazorenko O. V., Lazorenko S. V. Wavelet Analysis and Ultra-Wideband Signals // Radio Physics and Radio Astronomy. – 2002. – Vol. 7, No. 4. – P. 471-474.
22. Лазоренко О. В., Лазоренко С. В., Черногор Л. Ф. Вейвлет-анализ нелинейных волновых процессов // Успехи современной радиоэлектроники. – 2005. – №10. – С. 3-21.
23. Лазоренко О. В., Лазоренко С. В., Черногор Л. Ф. Вейвлет-анализ в задачах физики геокосмоса // Космична наука і технологія. – 2005. – Т. 11, №5/6. – С. 22-29.
24. 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.
English version: V. F. Kravchenko, O. V. Lazorenko, V. I. Pustovoi, and L. F. Chernogor. Study of the Structure of Solutions to Nonlinear Wave Equations Based on Continuous Wavelet Analysis // Doklady Mathematics. – 2006. – Vol. 74, No. 2. – P. 767-770.
25. Кравченко В. Ф., Лазоренко О. В., Пустовойт В. И., Черногор Л. Ф. Вейвлет анализ поведения солитонов при обгонном и обменном взаимодействиях // ДАН РАН. – 2007. – Т. 412, №2. – С. 179-184.
English version: V. F. Kravchenko, O. V. Lazorenko, V. I. Pustovoi, and L. F. Chernogor. Wavelet Analysis of the Behavior of Solitons in Exchange and Overtaking Interactions // Doklady Physics. – 2007. – Vol. 52, No. 1. – P. 1-6.
26. 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.
27. 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.
28. Лазоренко О. В., Лазоренко С. В., Черногор Л. Ф. Вейвлет-анализ модельных сигналов с особенностями. 2. Аналитическое и дискретное вейвлет-преобразование // Радиофизика и радиоастрономия. – 2007. – Т. 12, № 3. – С. 278-294.
29. 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.
30. Astanin L. Y., Kostylev A. A. Ultrawideband Radar Measurements: Analysis and Processing. – London: The Institute of Electrical Engineers, 1997. – 244 p.
31. Young J. Wavelet decomposition of UWB radar signals // Proc. IEEE Antennas Propag. Soc. Int. Symp. – Chicago (USA). – 1992. – Vol. 2. – P. 1132-1135.
32. Chernogor L. F. and Lazorenko O. V. Application of the Wavelet Analysis for Detecting Ultra-Wideband Signals in Noise // Proc. VIIIth International Conference on Mathematical Methods in Electromagnetic Theory. – Kharkov (Ukraine). – 2000. – Vol. 1. – P. 457-458.
33. Лазоренко О. В., Черногор Л. Ф. Вейвлет-анализ надширокоугловых сигналов в задачах космичної радіофізики та геофізики // Матер. Міжнародної наукової конференції “Каразінські природознавчі студії”. – Харків (Україна). – 2004. – С. 146-148.
34. 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.
35. Лазоренко О. В., Лазоренко С. В., Черногор Л. Ф. Вейвлет-анализ модельных сверхширокополосных сигналов // Распространение радиоволн. Сб. докл. XXI Всеросс. научн. конф. – Йошкар-Ола. – 2005. – Т. 2. – С. 383-387.
36. 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.

37. Chernogor L. F., Kravchenko V. F., Lazorenko O. V., Lazorenko S. V. Application of wavelets and atomic functions for analysis of the ultrawideband signals // In Proc. Ultrawideband and Ultrashort Impulse Signals. – Sevastopol (Ukraine). – 2006. – P. 341-343.
38. Лазоренко О. В., Черногор Л. Ф. Цифровая обработка сверхширокополосных природных 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. 138-142.
39. Гуляев Ю. В., Кравченко В. Ф., Лазоренко О. В., Лазоренко С. В., Смирнов Д. В., Черногор Л. Ф. Атомарные функции и W-системы в цифровой обработке сверхширокополосных сигналов // Труды Российского НТОРЭС им. А. С. Попова, серия “Сверхширокополосные сигналы и сверхкороткие импульсы в радиолокации, связи и акустике” – Выпуск I. – М.: Радиотехника, 2005. – С. 3-6.
40. Дремин И. М., Иванов О. В., Нечитайло В. А. Вейвлеты и их использование // Успехи физических наук. – 2001. – Т. 171, №5. – С. 465-501.
41. Ваврив Д. М., Степанов А. М., Виноградов В. В., Юровский Ю. Ф. 1/f-процессы в радиоизлучении Солнца // Кинематика и физика небесных тел. – 1995. – Т. 11, №6. – С. 34-42.
42. Ryabov V. B., Stepanov A. V., Usik P. V., Vinogradov V. V., Vavriv D. M., Yurovsky Yu. F. From chaotic to 1/f processes in solar msw-bursts // Astron. Astrophys. – 1997. – Vol. 324. – P. 750-762.
43. Виноградов В. В., Литвиненко Г. В. Исследование излучения грозных разрядов методом вейвлетного анализа // Радиофизика и радиоастрономия. – 1998. – Т. 3, №2. – С. 198-203.
44. Litvinenko G. V., Rucker H. O., Vinogradov V. V., Ryabov V. P., Shaposhnikov V. E. Noise nature investigation of sporadic Jovian decameter emission // Radio Sci. – 2000. – Vol. 35, No. 6. – P. 1445-1454.
45. Bezvesilnyi O. O., Vinogradov V. V., Schünemann K. Noise Reduction Algorithm Based on Template Wavelet Coefficients // Радиофизика и радиоастрономия. – 2000. – Т. 5, № 3. – С. 301-310.
46. Bezvesilnyi O. O., Vinogradov V. V., Vavriv D. M., Schuenemann K. Wavelet-based image processing: Edge detection and noise reduction // Proc. 17th International Conference on Applied Electromagnetics and Communications ICECom2003. – Dubrovnik (Croatia). – 2003. – P. 123-126.
47. Коэн Л. Время-частотные распределения: Обзор // ТИИЭР. – 1989. – Т. 77, №16. – С. 72-120.
48. 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.
49. Sachs J., Dvoracek J., Schneider A., Friedrich J., Zetik R. Ultra-Wideband Methods applied for Moisture and Liquid Sensing // In Proc. of Fourth International Conference on “Electromagnetic Wave Interaction with Water and Moist Substances”. – Weimar (Germany). – 2001. – P. 30-33.
50. Кравченко В. Ф., Лазоренко О. В., Пустовойт В. И. Преобразование Кравченко-Вигнера в нелинейной цифровой обработке сигналов // ДАН РАН. – 2007. – Т. 416, № 6. – С. 754-758.
English version: Kravchenko V. F., Lazorenko O. V., Pustovoit V. I. Kravchenko-Wigner Transformation in Nonlinear Digital Signal Processing // Doklady Physics. – 2007. – Vol. 52, No. 10. – P. 544-548.
51. Chernogor L. F., Kravchenko V. F., Lazorenko O. V. Ultra wideband signals: theory, simulation and digital processing // In Proc. Ultrawideband and Ultrashort Impulse Signals. – Sevastopol (Ukraine). – 2006. – P. 32-37.
52. Chernogor L. F., Lazorenko O. V., Vishnivezky O. V. Ultrawideband signals and Wigner transform // In Proc. Ultrawideband and Ultrashort Impulse Signals. – Sevastopol (Ukraine). – 2006. – P. 297-299.
53. 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: V. F. Kravchenko, O. V. Lazorenko, V. I. Pustovoit, and L. F. Chernogor. Wigner transformation in digital processing of signals // Doklady Physics. – 2006. – Vol. 51, No. 9. – P. 461-464.
54. Auger F., Flandrin P., Goncalves P., Lemoine O. Time-Frequency Toolbox Reference Guide. – Hewston: Rice University, 2005. – 180 p.
55. Choi H.-J., Williams W. J. Improved Time-Frequency Representation of Multicomponent Signals Using Exponential Kernels // IEEE Transactions on Acoustics, Speech and Signal Processing. – 1989. – Vol. 37, No. 6. – P. 862-871.
56. Кравченко В. Ф., Лазоренко О. В., Пустовойт В. И., Черногор Л. Ф. Преобразование Чои-Вильямса и атомарные функции в цифровой обработке сигналов // ДАН РАН. – 2007. – Т. 413, №6. – С. 750-753.
English version: Kravchenko V. F., Lazorenko O. V., Pustovoit V. I., Chernogor L. F. Choi-Williams Transform and Atomic Functions in Digital Signal Processing // Doklady Physics. – 2007. – Vol. 52, No. 4. – P. 207-210.
57. Вишневский О. В., Лазоренко О. В., Черногор Л. Ф. Чои-вильямс-анализ сигналов // Радиофизика и радиоастрономия. – 2007. – Т. 12, №4. – С. 410-432.
58. Lazorenko O. V. Ultrawideband signals and Choi-Williams transform // In Proc. Ultrawideband and Ultrashort Impulse Signals. – Sevastopol (Ukraine). – 2006. – P. 300-302.
59. Вишневский О. В., Лазоренко О. В., Черногор Л. Ф. Вигнер-анализ и Чои-Вильямс-анализ в задачах фи-

- зики геокосмоса // Сборник тезисов Седьмой украинской конференции по космическим исследованиям, 3-8 сентября 2007 г., Крым, Евпатория, НЦУВКЗ. – Киев: ИКИ НАНУ-НКАУ, 2007. – С. 114.
60. Вишневский 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.
61. Хармут Х. Ф. Несинусоидальные волны в радиолокации и радиосвязи: Пер. с англ. – М.: Радио и связь, 1985. – 376 с.
62. Астанин Л. Ю., Костылев А. А. Методы теоретического и экспериментального исследования нестационарного рассеяния и излучения электромагнитных волн // Зарубежная радиоэлектроника. – 1981. – №9. – С. 3-27.
63. Астанин Л. Ю., Костылев А. А. Сверхширокополосные радиолокационные измерители. – М.: Воениздат, 1983. – 221 с.
64. Линников О. Н., Сосулин Ю. Г., Суворов В. И., Трусов В. Н., Юфряков Б. А.. Особенности сверхширокополосной ближней радиолокации // Материалы Второй Всероссийской научной конференции-семинара “Сверхширокополосные сигналы в радиолокации, связи и акустике”, 4-7 июля 2006 г., Муром, Россия. – Муром: МИ ВлГУ, 2006. – С. 420-424.
65. Chaudhuri S. K., Chow V. L. A baseband radar with logoperiodic antennas and part-reception processing scheme // AFY. – 1981. – Vol. 35, No. 10. – P. 394-396.
66. Кельнер С. Р., Соколов А. А. Нестационарный процесс в коническом вибраторе. – В кн.: Исследование нестационарных электромагнитных полей. – М.: Атомиздат, 1977. – С. 5-16.
67. Золотарев В. П. Электрическое моделирование передачи широкополосного импульсного сигнала через вибраторные системы / В кн.: Теория и техника радиолокации, радионавигации и радиосвязи в гражданской авиации. – Рига: РКИИГА, 1977. – С. 31-37.
68. Золотарев В. П. О выборе условий импульсного возбуждения вибраторных антенн / В кн.: Теория и техника радиолокации, радионавигации и радиосвязи в гражданской авиации. – Рига: РКИИГА, 1977. – С. 37-39.
69. Рамзей В. Частотно независимые антенны. – М.: Мир, 1968. – 512 с.
70. Аничкин А. М. Экспериментальное исследование метода получения моноимпульса наносекундной длительности при воздействии скачка напряжения на конусную антенну / В кн.: Теория и техника радиолокации, радионавигации и радиосвязи в гражданской авиации. – Рига: РКИИГА, 1977. – С. 39-41.
71. King R. W. R., Smith G. S. Antennas in matter. – N.Y.: Mit. Press, 1981. – 312 p.
72. Стрюков Б. А. Короткоимпульсные локационные системы // Зарубежная радиоэлектроника. – 1989. – №8. – С. 42-59.
73. Dubrovka F. F., Vasilenko D. O. Neural–Genetic Optimization Applied to the Design of UWB Planar Antennas // In Proc. 4th Ultrawideband and Ultrashort Impulse Signals. – Sevastopol (Ukraine). – 2008. – P. 39-41.
74. Бахрах Л. Д., Кременецкий С. Д. Синтез излучающих систем. – М.: Сов. Радио, 1974. – 229 с.
75. Pochanin G. P. Large Current Radiators // In Proc. Ultrawideband and Ultrashort Impulse Signals. – Sevastopol (Ukraine). – 2006. – P. 77-81.
76. Dubrovka F. F., Vasilenko D. O. A Bell-Shaped Planar Dipole Antenna // In Proc. Ultrawideband and Ultrashort Impulse Signals. – Sevastopol (Ukraine). – 2006. – P. 82-84.
77. Chavka G. G., Garbaruk M. M. Radiation of Ultrawideband Signals by Pulse Antenna // In Proc. Ultrawideband and Ultrashort Impulse Signals. – Sevastopol (Ukraine). – 2006. – P. 226-228.
78. Sostanovsky D. L., Boryssenko A. O. Active Tongue Pulsed Transmitting Antenna // In Proc. Ultrawideband and Ultrashort Impulse Signals. – Sevastopol (Ukraine). – 2006. – P. 242-244.
79. Krupenin S. V., Kolesov V. V., Potapov A. A., Petrova N. G. The Irregular-Shaped Fractal Antenna for Ultra Wideband Radio Systems // In Proc. Ultrawideband and Ultrashort Impulse Signals. – Sevastopol (Ukraine). – 2006. – P. 323-325.
80. Анцев Г. В., Французов А. Д., Сарычев В. А., Кардо-Сысоев А. Ф., Флеров А. Н., Головачев М. В., Кочетов В. А., Калугин Н. Ю., Селезнев А. И., Левченко В. Н. Антенна эллиптической поляризации для излучения и приема сверхкоротких импульсов // Труды Российского НТОРЭС им. А. С. Попова, серия “Сверхширокополосные сигналы и сверхкороткие импульсы в радиолокации, связи и акустике”, Выпуск I. – М.: Радиотехника, 2005. – С. 113-116.
81. Артюшкин А. В. Сверхширокополосная фрактальная антенна для систем беспроводной передачи данных // Материалы Второй Всероссийской научной конференции-семинара “Сверхширокополосные сигналы в радиолокации, связи и акустике”, 4-7 июля 2006 г., г. Муром, Россия. – Муром: МИ ВлГУ, 2006. – С. 81-84.
82. Лисицын В. П. Параболическая антенна для излучения мощных СШП импульсов // Материалы Второй Всероссийской научной конференции-семинара “Сверхширокополосные сигналы в радиолокации, связи и акустике”, 4-7 июля 2006 г., Муром, Россия. – Муром: МИ ВлГУ, 2006. – С. 93-96.
83. Копылов Ю. А., Орленко А. А., Почанин Г. П. Антенная система моноимпульсного типа для георадара // Материалы Второй Всероссийской научной конференции-семинара “Сверхширокополос-

- ные сигналы в радиолокации, связи и акустике”, 4-7 июля 2006 г., Муром, Россия. – Муром: МИ ВлГУ, 2006. – С. 102-106.
84. Крылов К. С., Федоров Д. В. Сверхширокополосная компактная рупорно-микрополосковая антенна с высокой направленностью // *Материалы Второй Всероссийской научной конференции-семинара “Сверхширокополосные сигналы в радиолокации, связи и акустике”*, 4-7 июля 2006 г., Муром, Россия. – Муром: МИ ВлГУ, 2006. – С. 107-109.
85. Levitas V. N. Time Domain Antenna Measurement Systems // *In Proc. Ultrawideband and Ultrashort Impulse Signals. – Sevastopol (Ukraine).* – 2006. – P. 90-95.
86. Астайкин А. И., Астайкина Ю. А., Вертей С. В., Мигачев М. И., Осипова Е. А., Пашко И. В., Фильчагина Е. Г. Экспериментальные результаты по получению и приему сверхкоротких импульсов в антенном зале // *Материалы Второй Всероссийской научной конференции-семинара “Сверхширокополосные сигналы в радиолокации, связи и акустике”*, 4-7 июля 2006 г., Муром, Россия. – Муром: МИ ВлГУ, 2006. – С. 231-235.
87. Gorobets N. N., Shishkova A. V. Near-Field Distribution of Linear and Aperture Antennas // *In Proc. Ultrawideband and Ultrashort Impulse Signals. – Sevastopol (Ukraine).* – 2006. – P. 38-43.
88. Kohlberg I., Chappell I. Mathematical Structure and Analysis of the Inductive and Electrostatic Fields of an Impulse Radiating Antenna // *In Proc. Ultrawideband and Ultrashort Impulse Signals. – Sevastopol (Ukraine).* – 2006. – P. 15-19.
89. Sirenko Y. K. Modelling and Analysis of Transient Processes in Open Resonant Structures // *In Proc. Ultrawideband and Ultrashort Impulse Signals. – Sevastopol (Ukraine).* – 2006. – P. 72-73.
90. Boryszenko A. O., Schaubert D. H. Antenna-Circuit-Signal Co-Design for UWB Systems // *In Proc. Ultrawideband and Ultrashort Impulse Signals. – Sevastopol (Ukraine).* – 2006. – P. 97-102.
91. Bakhrakh L. D., Los’ V. F., Shamanov A. N. Method of Ultrawideband Linear Antenna Array Matching // *In Proc. Ultrawideband and Ultrashort Impulse Signals. – Sevastopol (Ukraine).* – 2006. – P. 179-181.
92. Tokarsky P. L. Coupling Effects in Resistive UWB Antenna Arrays // *In Proc. Ultrawideband and Ultrashort Impulse Signals. – Sevastopol (Ukraine).* – 2006. – P. 188-190.
93. Астанин Л. Ю., Белоусов Н. А., Николаев В. А. Элементы теории дискретного анализа излучателей несинусоидальных сигналов // *Труды Российского НТОРЭС им. А. С. Попова, серия “Сверхширокополосные сигналы и сверхкороткие импульсы в радиолокации, связи и акустике”*. Выпуск I. – М.: Радиотехника, 2005. – С. 62-66.
94. Замятин В. И., Ермаков Г. В. Определение пространственно-временных и энергетических характеристик сверхширокополосных антенных систем // *Прикладная радиоэлектроника.* – 2002. – Т. 1, №2. – С. 164-170.
95. Дмитриев А. С., Ефремова Е. В., Клецов А. А., Кузьмин Л. В., Лактюшкин А. М. Генерация хаотических радиоимпульсов в неавтономной динамической системе // *Труды Российского НТОРЭС им. А. С. Попова, серия “Сверхширокополосные сигналы и сверхкороткие импульсы в радиолокации, связи и акустике”*. Выпуск I. – М.: Радиотехника, 2005. – С. 130-133.
96. Дмитриев А. С., Клецов А. В., Лактюшкин А. М., Панас А. И., Синякин В. Ю. Сверхширокополосный малогабаритный приемо-передатчик на основе хаотических сигналов // *Материалы Второй Всероссийской научной конференции-семинара “Сверхширокополосные сигналы в радиолокации, связи и акустике”*, 4-7 июля 2006 г., Муром, Россия. – Муром: МИ ВлГУ, 2006. – С. 158-163.
97. Дмитриев А. С., Клецов А. В., Лактюшкин А. М., Панас А. И., Старков С. О. Сверхширокополосная беспроводная связь на основе динамического хаоса // *Радиотехника и электроника.* – 2006. – Т. 51, №10. – С. 1193-1209.
98. Кардо-Сысоев А. Ф., Флеров А. Н. Суммирование мощностей в источниках СШП сигналов // *Материалы Второй Всероссийской научной конференции-семинара “Сверхширокополосные сигналы в радиолокации, связи и акустике”*, 4-7 июля 2006 г., Муром, Россия. – Муром: МИ ВлГУ, 2006. – С. 176-177.
99. Авдеев В. Б., Бердышев А. В., Панычев С. Н. Применение сверхкоротких сверхширокополосных импульсов в нелинейной радиолокации // *Материалы Второй Всероссийской научной конференции-семинара “Сверхширокополосные сигналы в радиолокации, связи и акустике”*, 4-7 июля 2006 г., Муром, Россия. – Муром: МИ ВлГУ, 2006. – С. 425-429.
100. Радзиевский В. Г., Трифонов П. А. Эффективность обнаружения и измерения параметров сверхширокополосных сигналов // *Труды Российского НТОРЭС им. А. С. Попова, серия “Сверхширокополосные сигналы и сверхкороткие импульсы в радиолокации, связи и акустике”*. Выпуск I. – М.: Радиотехника, 2005. – С. 150-153.
101. Зиганшин Э. Г. Методы обнаружения сверхширокополосных сигналов // *Труды Российского НТОРЭС им. А. С. Попова, серия “Сверхширокополосные сигналы и сверхкороткие импульсы в радиолокации, связи и акустике”*. Выпуск I. – М.: Радиотехника, 2005. – С. 44-47.
102. Самков С. В. Система обработки принимаемых СШП сигналов сверхширокополосного радара // *Труды Российского НТОРЭС им. А. С. Попова, серия “Сверхширокополосные сигналы и сверхкорот-*

- кие импульсы в радиолокации, связи и акустике”. Выпуск I. – М.: Радиотехника, 2005. – С. 38-40.
103. Кошелев В. И., Сарычев В. Т., Шипилов С. Э. Обнаружение сверхширокополосных импульсных сигналов на фоне шумов и помех // Материалы Второй Всероссийской научной конференции-семинара “Сверхширокополосные сигналы в радиолокации, связи и акустике”, 4-7 июля 2006 г., Муром, Россия. – Муром: МИ ВлГУ, 2006. – С. 332-336.
104. Yanovsky F. J., Sinitsyn B. B. Ultrawideband Signal Processing Algorithms for Radars and Sonars // In Proc. Ultrawideband and Ultrashort Impulse Signals. – Sevastopol (Ukraine). – 2006. – P. 66-71.
105. Astanin L. Yu. Some Aspects of UWB Signal Interference // In Proc. Ultrawideband and Ultrashort Impulse Signals. – Sevastopol (Ukraine). – 2006. – P. 20-25.
106. Wu T. T. Electromagnetic missiles // J. Appl. Phys. – 1985. – Vol. 57, No. 7. – P. 2370-2373.
107. Содин Л. Г. Импульсное излучение антенны (Электромагнитный снаряд) // Радиотехника и электроника. – 1991. – №5. – С. 1014-1022.
108. Waters W. E. Electrical Induction from Distant Current Surges. – N. Y.: Prentice-Hall, 1983. – 160 p.
109. Seaux J. P., Reineix A., Jecko B., Hamelin J. H. Transient Analysis of a Space-Born Microstrip Patch Antenna Illuminated by an Electromagnetic Pulse // IEEE Trans. Electromagn. Compat. – 1991. – Vol. 33, No. 3. – P. 224-233.
110. Зернов Н. В., Меркулов Г. В., Пустовой Я. И. Анализ устойчивости антенных систем при воздействии на них мощных коротких СВЧ импульсов // Тез. докл. Международного семинара по проблемам боевой устойчивости и живучести. – Калининград (Моск. обл.): ЦНИИ МАШ МОМ. – 1989. – С. 78-79.
111. Средства и способы защиты элементов и технических устройств БР, РН и КА от направленных потоков энергии: Руководящий технический материал / Под ред. А. Р. Баркова – М.: Воениздат, 1989. – 65 с.
112. Зернов Н. В., Меркулов Г. В., Пустовой Я. И. Электромагнитная совместимость антенных систем при работе со сверхширокополосными сигналами // Матер. Всесоюзн. совещания по приземному распространению радиоволн и электромагнитной совместимости. – Улан-Удэ. – 1990. – С. 143.
113. Дейвис Дж. Р., Бейкер Д. Дж. Физические ограничения, препятствующие использованию колебаний “без несущей” в системах передачи радиоволн // ТИИЭР. – 1979. – Т. 67, №6. – С. 5-12.
114. 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.
115. Levine E., Shtrikman S., Treves D. Double-Sided Printed Arrays with Large Bandwidth // IEE Proc. – 1988. – Pt. A. – Vol. 135, No. 1. – P. 54-59.
116. Harmuth H. F., Ding-Rong S. Antennas for Nonsinusoidal Waves // IEEE Trans. Electromagn. Compat. – 1983. – Vol. 25, No. 1. – P. 13-24.
117. Mayhan J. T., Simmons A. J., Cummings W. S. Wideband Adaptive Antenna Nulling Used Tapped Delay-Lines // IEEE Trans. Antennas Propag. – 1981. – Vol. 29, No. 6. – P. 923-936.
118. Compton R. T. The Bandwidth Performance of an Element Adaptive Array with Tapped Delay-Line // IEEE Trans. Antennas and Propag. – 1988. – Vol. 36, No. 1. – P. 5-14.
119. Hussain M. G. M. Antenna Patterns of Non-Sinusoidal Waves with the Time-Variation of Gaussian Pulse // IEEE Trans. Electromagn. Compat. – 1988. – Vol. 30, No. 4. – P. 504-522.
120. Zhan Jun, Qin Qi-Ling Analytic Solutions of Traveling-Wave Antennas // IEEE Trans. Electromagn. Compat. – 1989. Vol. 31, No. 3. – P. 328-330.
121. Hoorfar A. A Closed-Form SEM Solution to the Transient Far-Field Responce of a Thin-Wire Antenna // IEEE Trans. Antennas Propag. – 1994. – Vol. 42, No. 5. – P. 760-763.
122. Hanson G. W. An SEM Analysis of the Voltage Induced upon a Printed Strip Antenna by a Transient Plane-Wave // IEEE Trans. Antennas Propag. – 1993. – Vol. 41, No. 12. – P. 1742-1746.
123. Carin L., Agi K. Ultra-Wide-Band Transient Microwave-Scattering Measurements Using Optoelectronically Switched Antennas // IEEE Trans. Microwave Theory Tech. – 1993. – Vol. 41, No. 2. – P. 250-254.
124. Rothwell E. J., Cloud M. J., Havarasan P. Transient Field Producted by a Traveling-Wave Antenna. // IEEE Trans. Electromagn. Compat. – 1991. – Vol. 23, No. 3. – P. 172-178.
125. Robertson W. M., Arjavalingham G., Kopcsay G. V. Microwave Diffraction and Interference in Reflection Using Transient Radiation from Optoelectronically Pulsed Antennas // Appl. Phys. Lett. – 1990. – Vol. 57, No. 19. – P. 1958-1960.
126. Heralut J., Moini R., Reineix A., Jescko B. A New Approach to Microstrip Antennas Using a Mixed Analysis-Transient-Frequency // IEEE Trans. Antennas Propag. – 1990. – Vol. 38, No. 8. – P. 1166-1175.
127. Chen L. Q. Theoretical Solutions of Transient Radiation from Traveling-Wave Linear Antennas // IEEE Trans. Electromagn. Compat. – 1988. – Vol. 30, No. 1. – P. 80-83.
128. Defonso A. P., Jarwala M., Lutz C. Transient-Response of Planar Integrated Optoelectronis Antennas // Appl. Phys. Lett. – 1987. – Vol. 50, No. 17. – P. 1155-1157.
129. Иммореев И. Я. Широкополосность фазированных антенных решеток / В кн.: Проблемы антенной техники/ Под ред. Л. Д. Бахраха, Д. И. Воскресенского – М.: Радио и связь, 1989. – С. 66-87.

130. Майо Б. Р. Переходные процессы в апертурных антеннах // ТИИЭР. – 1961. – Т. 49, №4. – С. 902-905.
131. Андреев В. А. Временные характеристики кабельных линий связи. – М.: Радио и связь, 1986. – 104 с.
132. Ищенко А. И. Анализ прохождения сигнала через ЛБВ и фильтр сжатия // Изв. вузов. Радиоэлектроника. – 1980. – Т. 23, №10. – С. 64-68.
133. Карпова В. А., Третьяков О. А. Амплитудные, фазовые и спектральные характеристики сигналов в волноводе // Вестник Харьковского университета. – 1983. – №278. – С. 34-36.
134. Сухоробров В. Г. Оценка дисперсионных искажений радиоимпульс-сигналов // Изв. вузов. Радиоэлектроника. – 1980. – Т. 23, №11. – С. 24-27.
135. G. F. Ross, "Transmission and reception system for generating and receiving base-band duration pulse signal without distortion for short base-band pulse communication system", U. S. Patent 3728632, April, 1973.
136. Ghvami M., Michael L. B., Kohno R. Ultra Wideband Signals and Systems in Communication Engineering. – Chichester: Wiley, 2004. – 247 p.
137. UWB. Theory and Applications / Edited by I. Oppermann, M. Hamalainen and J. Iinatti – Chichester: Wiley, 2004. – 223 p.
138. Иммореев И. Я. Возможности и особенности сверхширокополосных радиосистем // Прикладная радиоэлектроника. – 2002. – Т. 1, №2. – С. 122-139.
139. Anderson F., Christensen W., Fullerton L., Kortegaard B. Ultra-wideband Beam Forming in Sparse Arrays. // IEE Proc. H. – 1991. – Vol. 138. – P. 342-346.
140. Kolenchery S. S., Townsend J. K., Freebersyser J. K., Bilbro G. Performance of local power controle in peer-to-peer impulse networks with bursty traffic // Proc. Telecommunication Conference IEEE (GLOBECOM'97). – Phoenix, AZ (USA). – 1997. – P. 910-916.
141. Time Domain Corporation. Comments of time domain corporation // Docket 98 - 154, 1998, In the Master of Revision of Part 15 of the FCC's Rules Regarding Ultra-Wideband Transmission Systems.
142. Астайкин А. И., Астайкина Ю. А., Вертей С. В., Пашко И. В., Рылкин А. И.. Частотно-временные характеристики приземного канала связи на сверхкоротких импульсах // Материалы Второй Всероссийской научной конференции-семинара "Сверхширокополосные сигналы в радиолокации, связи и акустике", 4-7 июля 2006 г., Муром, Россия. – Муром: МИ ВлГУ, 2006. – С. 227-230.
143. Bunin S. G., Valikov D. P. Widening UWB Systems Coverage Zone by Repeaters-Regenerators // In Proc. Ultrawideband and Ultrashort Impulse Signals. – Sevastopol (Ukraine). – 2006. – P. 251-252.
144. Косичкина Т. П., Сперанский В. С. Сравнительный анализ сверхширокополосных многочастотных систем связи и систем связи со сверхкороткими импульсами // Труды Российского НТОРЭС им. А. С. Попова, серия "Сверхширокополосные сигналы и сверхкороткие импульсы в радиолокации, связи и акустике". Выпуск I. – М.: Радиотехника, 2005. – С. 146-147.
145. Калинин В. В. Сверхширокополосная передача цифровой информации на основе шумовых сигналов // Труды Российского НТОРЭС им. А. С. Попова, серия "Сверхширокополосные сигналы и сверхкороткие импульсы в радиолокации, связи и акустике". Выпуск I. – М.: Радиотехника, 2005. – С. 29-32.
146. Андреев Ю. В., Дмитриев А. С., Клецов А. В., Коротеев М. В., Лактюшкин А. М.. Эффект многолучевого усиления в сверхширокополосной беспроводной системе связи // Труды Российского НТОРЭС им. А. С. Попова, серия "Сверхширокополосные сигналы и сверхкороткие импульсы в радиолокации, связи и акустике", Выпуск I. – М.: Радиотехника, 2005. – С. 147-150.
147. Магда И. И., Пашенко А. В., Шаповал И. Н. Метод адаптивного тестирования как средство диагностики состояний нелинейных систем реального времени и основа хаотической связи // Вопросы атомной науки и техники. Плазменная электроника и новые методы ускорения (3). – 2003. – № 4. – С. 162-166.
148. Лях М. Ю., Семенов О. Б. Использование сверхширокополосных сигналов для персональных беспроводных компьютерных сетей // Technology@Intel, 2005. <www.intel.com/technology/magazine>.
149. Moffatt D. L., Puskar R. J. Subsurface Electromagnetic Pulse Radars // Geophysics. – 1976. – Vol. 41, No. 3. – P. 506-518.
150. Кенно Е., Моффатт Д. Аппроксимации переходных и импульсных переходных характеристик // ТИИЭР. – 1965. – Т. 53, №8. – С. 1025-1034.
151. Nicolson A. M. Applications of the time-domain metrology to the ocutomation of broadband microwave measurements // IEEE Trans. Microwave Theory Tech. – 1972. – Vol. 20. – P. 3-9.
152. Исследование объектов с помощью пикосекундных импульсов / Под. ред. Г. В. Глебовича. – М.: Радио и связь, 1980. – 256 с.
153. Костылев А. А. Идентификация радиолокационных целей при использовании сверхширокополосных сигналов: Методы и приложения // Зарубежная радиоэлектроника. – 1984. – №4. – С. 75-104.
154. Небабин В. Г., Сергеев В. В. Методы и техника радиолокационного распознавания. – М.: Радио и связь, 1984. – 152 с.
155. Радиолокационные характеристики летательных аппаратов / Под. ред. Л. Т. Тучкова. – М.: Радио и связь, 1985. – 296 с.

156. Финкельштейн М. И. Радиолокационное подповерхностное зондирование морского льда и земных покровов на ультракоротких волнах // Вестник АН СССР. – 1984. – №9. – С. 20-28.
157. Финкельштейн М. И. Радиолокация слоистых земных покровов. – М.: Сов. Радио, 1977. – 174 с.
158. Moffatt D. L., Young J. D. Transient response characteristics in identification and imaging // IEEE Trans. – 1981. – Vol. 29, No. 2. – Pt.1. – P. 192-205.
159. Skolnik M. Status of ultrawideband (UWB) radar and its technology // Proc. IEEE Antennas Propag. Soc. Int. Symp. – Chicago (USA). – 1992. – Vol. 3. – P. 1224-1227.
160. Daniels D. J. Surface – Penetrating Radar. – London: The Inst. of Electronical Engineers, 1996. – 300 p.
161. Harmuth H. F. Low-angle tracking by carrier-free radar // IEEE Trans. Electromagn. Compat. – 1978. – Vol. 20. – P. 419-425.
162. Astanin L. Y., Kostylev A. A. Ultra wide band signals - a new step in radar development // IEEE Aerosp. Electron. Syst. Mag. – 1992. – Vol. 7, –No. 3. – Pt.1. – P. 12-15.
163. Wang Baoyi, Xu Runming. Application of transient electromagnetic pulse in detecting subsurface targets // J. Electron. (China). – 1992. – Vol. 9. – No. 3. – P. 283-288.
164. Bennett C. L., De Lorenzo J. P. Short pulse response of radar targets // Proc. G-AP Internat. Symp. – N.Y. (USA). – 1969. – P. 124-130.
165. Liang G. S., Pierson W. A., Clay R. A. A study of short pulse coupling // Proc. G-AP Internat. Symp. – N.Y. (USA). – 1969. – P. 131-136.
166. Черниковская Г. Л. Характеристики обнаружения гидролокационных объектов, погруженных в осадки, при использовании сверхширокополосных сигналов // Материалы Второй Всероссийской научной конференции-семинара “Сверхширокополосные сигналы в радиолокации, связи и акустике”, 4-7 июля 2006 г., Муром, Россия. – Муром: МИ ВлГУ, 2006. – С. 265-271.
167. Wentai L., Yi S. A UWB Impulse Subsurface Imaging Radar // Труды Российского НТОРЭС им. А. С. Попова, серия “Сверхширокополосные сигналы и сверхкороткие импульсы в радиолокации, связи и акустике”. Выпуск I. – М.: Радиотехника, 2005. – С. 98-101.
168. Sukharevsky O. I., Zalevsky G. S., Sazonov A. Z. Ultrawideband Signal Scattering from a Wireless Buried Ground // In Proc. Ultrawideband and Ultrashort Impulse Signals. – Sevastopol (Ukraine). – 2006. – P. 119-121.
169. Yarovoy A. G., Lighthart L. P. UWB Radars for Challenging Applications // In Proc. Ultrawideband and Ultrashort Impulse Signals. – Sevastopol (Ukraine). – 2006. – P. 50-55.
170. Varyanitzha-Roshchupkina L. A. Software for Image Simulation in Ground Penetrating Radar Problems // In Proc. Ultrawideband and Ultrashort Impulse Signals. – Sevastopol (Ukraine). – 2006. – P. 112-115.
171. Вопросы подповерхностной радиолокации. Коллективная монография / Под ред. А. Ю. Гринева. – М.: Радиотехника, 2005. – 416 с.
172. Арманд Н. А., Власюк А. Л., Марчук В. Н., Морозов В. А., Морозов А. А., Смирнов В. М. Подповерхностное зондирование грунта Марса. Первые результаты // Материалы Второй Всероссийской научной конференции-семинара “Сверхширокополосные сигналы в радиолокации, связи и акустике”, 4-7 июля 2006 г., Муром, Россия. – Муром: МИ ВлГУ, 2006. – С. 27-30.
173. Harmuth H. F. Synthetic aperture radar based on nonsinusoidal functions // IEEE Trans. Electromagn. Compat. – 1978. – Vol. 20. – P. 426-435.
174. Anderson S. J., Lees M. L. High-resolution synoptic scale measurement of ionospheric motion with the Jindalee sky wave radar // Radio Sci. – 1988. – Vol. 23, No. 3. – P. 265-272.
175. Nicolson A. M., Ross G. F. Measurement of the intrinsic properties of materials by time domain techniques // IEEE Trans. Instrum. Meas. – 1970. – Vol. 19. – P. 377-383.
176. Pollock M. A., Pusateri V. P., Tice T. E., Dinger R. J. Selected sea clutter and target measurements with a 0,2-1,0 GHz ultra-wideband radar // Proc. IEEE Antennas Propag. Soc. Int. Symp. – Chicago (USA). – 1992. – Vol. 3. – P. 1237-1240.
177. Ziolkovski R. W. Ultra-wide bandwidth multi-decivative radar systems // Proc. IEEE Antennas Propag. Soc. Int. Symp. – Chicago (USA). – 1992. – Vol. 3. – P. 1241-1244.
178. Chan B., Young J. VHF/UHF ultrawideband SAR imaging of scattering targets in foliage // Proc. IEEE Antennas Propag. Soc. Int. Symp. – Chicago (USA). – 1992. – Vol. 3. – P. 1131.
179. Young J., Poirier M., Ferrell B. VHF/UHF ultrawideband measurements scattering targets in foliage // Proc. IEEE Antennas Propag. Soc. Int. Symp. – Chicago (USA). – 1992. – Vol. 1. – P. 68.
180. Якубов В. П., Тельпуховский Е. Д., Цепелев Г. М., Клонов А. В., Моисеенко Н. А., Новик С. Н., Якубка О. В. Сверхширокополосная радиотомография леса // Материалы Второй Всероссийской научной конференции-семинара “Сверхширокополосные сигналы в радиолокации, связи и акустике”, 4-7 июля 2006 г., Муром, Россия. – Муром: МИ ВлГУ, 2006. – С. 215-219.
181. Baum C. E. Combining Polarimetry with SEM in Radar Backscattering for Target Identification // In Proc. Ultrawideband and Ultrashort Impulse Signals. – Sevastopol (Ukraine). – 2006. – P. 11-14.
182. Chen Kum-Mu, Nyquist D. P. Transient radar for target identification and detection // Proc. IEEE An-

- tennas Propag. Soc. Int. Symp. – Chicago (USA). – 1992. – Vol. 3. – P. 1245.
183. Blejer D. J., Scarborough S. M., Frost C. E. Ultrawideband polarimetric imaging of corner reflectors in foliage // Proc. IEEE Antennas Propag. Soc. Int. Symp. – Chicago (USA). – 1992. – Vol. 1. – P. 587-595.
184. Бугаев А. С., Васильев И. А., Ивашов С. И., Парашин В. Б., Разевиг В. В., Чапурский В. В., Шейко А. П. Диагностика функционального состояния человека с помощью РЛС // Материалы Второй Всероссийской научной конференции-семинара “Сверхширокополосные сигналы в радиолокации, связи и акустике”, 4-7 июля 2006 г., Муром, Россия. – Муром: МИ ВлГУ, 2006. – С. 466-470.
185. Immoreev I. Y. Practical Application of Ultra-Wideband Radars // In Proc. Ultrawideband and Ultrashort Impulse Signals. – Sevastopol (Ukraine). – 2006. – P. 44-49.
186. Андриянов А. В., Домбек М. Г., Курамшев С. В., Писарев Б. В., Насеткин А. М., Рябинин А. А., Икрамов Г. СШП радар для наблюдения движений живых объектов // Труды Российского НТОРЭС им. А. С. Попова, серия “Сверхширокополосные сигналы и сверхкороткие импульсы в радиолокации, связи и акустике”. Выпуск I. – М.: Радиотехника, 2005. – С. 137-139.
187. Вербя В. С., Дод В. Н., Трофимов А. А., Чернышев М. И. Применение сверхкоротких импульсов в радиолокационных системах авиационных комплексов дозора // Труды Российского НТОРЭС им. А. С. Попова, серия “Сверхширокополосные сигналы и сверхкороткие импульсы в радиолокации, связи и акустике”. Выпуск I. – М.: Радиотехника, 2005. – С. 143-146.
188. Vavriv D. M. et al. Development of Surveillance and Tracking Radar // In Proc. Ultrawideband and Ultrashort Impulse Signals. – Sevastopol (Ukraine). – 2006. – P. 26-31.
189. Khan H. A., Tarique Z., Edwards D. J., Stevens C. Experimental Results of Spatial and Waveform Diversity in Ultra Wideband Radars // Труды Российского НТОРЭС им. А. С. Попова, серия “Сверхширокополосные сигналы и сверхкороткие импульсы в радиолокации, связи и акустике”. Выпуск I. – М.: Радиотехника, 2005. – С. 112-113.
190. De Lorenzo J. D. A range for measuring the impulse response of scattering objects // NEREM Rec. – 1967. – Vol. 9. – P. 80-81.
191. Chernenko A., Ziganshin E. Pulse Doppler UWB Radar // In Proc. Ultrawideband and Ultrashort Impulse Signals. – Sevastopol (Ukraine). – 2006. – P. 145-147.
192. Соколов И. В. Сплит-способ ультразвуковой дефектоскопии // Материалы Второй Всероссийской научной конференции-семинара “Сверхширокополосные сигналы в радиолокации, связи и акустике”, 4-7 июля 2006 г., Муром, Россия. – Муром: МИ ВлГУ, 2006. – С. 399-403.
193. Скосырев В. Н., Нуждин В. М., Коновальцев А. В., Ананенков А. Е. Технология сверхкороткоимпульсной радиолокации. Состояние и тенденции развития // Материалы Второй Всероссийской научной конференции-семинара “Сверхширокополосные сигналы в радиолокации, связи и акустике”, 4-7 июля 2006 г., Муром, Россия. – Муром: МИ ВлГУ, 2006. – С. 13-26.
194. Heijnen S. H., Baar M., De Rol M. J. Van de Hugenhaltz C. A. J. Measurements with a high resolution pulsed radar reflectometer // Rijnhuizen rept. FOM Inst. Plasmaphys. – 1993. – No. 215. – P. 13-16.
195. Watt T. M. Results of single-pulse sounding experiment // Radio Sci. – 1970. – Vol. 5, No. 4. – P. 673-677.
196. Левицкий С. М. Про можливість вивчення тонкої структури іонізованих метеорних слідів радіолокаційними методами // Вісник Київського університету імені Тараса Шевченка. Сер. Астрономія. – 1999. – №37. – С. 84-87.
197. Bondar E. Ya., Nesterenko G. V. The Using of Ultrawideband Chanal in Problem of Time Scale Comparison // In Proc. Ultrawideband and Ultrashort Impulse Signals. – Sevastopol (Ukraine). – 2006. – P. 376-378.
198. Drobakhin O. O., Kondrat'ev Ye. V., Filinsky L. A. Foam Absorbing Material Properties in Range of 8-12 GHz // Proc. of 4-th Intern. Conf. on Antenna Theory and Techniques. – Sevastopol (Ukraine). – 2003. – Vol. 2. – P. 684-686.
199. Alekseev V. V., Drobakhin O. O., Filinsky L. A. Foam Absorbing Material Properties in Range of 32-52 GHz // In Proc. Ultrawideband and Ultrashort Impulse Signals. – Sevastopol (Ukraine). – 2006. – P. 253-255.
200. Shckorbatov Yu., Pasiuga V., Shakina L., Grabina V., Kolchigin N., Ivanchenko D., Kazansky O. Drosophila Melanogaster Viability and Mutability under the Influence of Low Energy Microwave Monochromatic and Ultra Wideband Impulse Field // In Proc. of the 2007 6-th International Conference on Antenna Theory and Techniques (ICATT'07). – Sevastopol (Ukraine). – 2007. – P. 289-291.
201. Gadetski N. P., Magda I. I., Kravtsov K. A., Prokopenko Yu. V., Chumakov V. I., Novikov V. A., Tkach Yu. V. Studies of Electromagnetic Radiation of Ultra-Short Duration Pulse Interference on UHF Electronics Devices // AMEREM'96 Conference Book of Abstracts. – Albuquerque (USA). – 1996. – P. 79.
202. Лапин А. В., Чубинский Н. П. Закономерности распространения широкополосных радиоимпульсов в прозрачных диспергирующих средах // Изв. вузов. Радиофизика. – 1993. – №7. – С. 943-951.

203. Арсеньева Е. М., Соболевская М. К., Чубинский Н. П. Амплитудная и фазовая дисперсия при распространении сверхширокополосных сигналов в средах и линиях // *Материалы Второй Всероссийской научной конференции-семинара “Сверхширокополосные сигналы в радиолокации, связи и акустике”*, 4-7 июля 2006 г., Муром, Россия. – Муром: МИ ВлГУ. – 2006. – С. 205-209.
204. Ito M. Dispersion of very short microwave pulses in waveguide // *IEEE Trans.* – 1965. – MTT-13, No. 3. – P. 357-364.
205. Лазоренко О. В., Черногор Л. Ф. Особенности распространения сверхширокополосных сигналов в атмосфере и ионосфере Земли // *Матер. 4 Крым. конф. и выст. “СВЧ-техн. и спутников. прием”*. Том 1. – Севастополь (Украина). – 1994. – С. 123-124.
206. 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.
207. Chernogor L. F., Lazorenko O. V. Dispersive distortion of high-frequency ultra wideband signals propagating in near-to-earth space // *Proc. 1996 AP-S International Symposium & URSI Radio Meeting*. – Baltimore, Maryland (USA). – 1996. – Vol. 3. – P. 2248-2251.
208. Лазоренко О. В., Черногор Л. Ф. Дисперсионные искажения высокочастотных сверхширокополосных радиосигналов в ионосфере // *Геоматизм и аэрономия*. – 1997. – Т. 37, №6. – С. 80-90.
209. Лазоренко О. В., Черногор Л. Ф. Математичне моделювання дисперсійних спотворень надширокополосних радіосигналів у плазмових середовищах // *Вістник ЖІТІ. Технічні науки*. – 1997. – №6. – С. 81-85.
210. Lazorenko O. V. and Chernogor L. F. Dispersive Distortions of High-Frequency, Super Wide-Band Radio Signals in the Interplanetary Plasma // *Telecommunications and Radio Engineering*. – 1997. – Vol. 51, No. 5. – P. 19-21.
211. Chernogor L. F., Lazorenko O. V. Reflection of the Ultra-Wideband Signals from Plasma Layers // *Radio Physics and Radio Astronomy*. – 2002. – Vol. 7, No. 4. – P. 431-434.
212. Гуляев Ю. В., Стрелков Г. М. Распространение сверхширокополосного радиоимпульса в холодной плазме // *Доклады РАН*. – 2006. – Т. 408, №6. – С. 300-303.
213. Стадник А. М., Ермаков Г. В. Искажения сверхширокополосных электромагнитных импульсов в атмосфере Земли // *Радиотехника и электроника*. – 1995. – Т. 40, №7. – С. 1009-1016.
214. Арманд Н. А. Распространение широкополосных сигналов в дисперсионных средах // *Радиотехника и электроника*. – 2003. – Т. 48, №9. – С. 1045-1057.
215. Gutman A. L. Propagation of Short Pulses in Dielectric Media // *In Proc. Ultrawideband and Ultrashort Impulse Signals*. – Sevastopol (Ukraine). – 2006. – P. 56-59.
216. Илюшин Я. А. Распространение импульсных радиосигналов в слоистых средах: Модель нестационарного переноса частично-когерентного излучения // *Материалы Второй Всероссийской научной конференции-семинара “Сверхширокополосные сигналы в радиолокации, связи и акустике”*, 4-7 июля 2006 г., Муром, Россия. – Муром: МИ ВлГУ. – 2006. – С. 241-243.
217. Альперт Я. Л. Распространение электромагнитных волн в ионосфере. – М.: Наука, 1972. – 476 с.
218. Рытов С. М. Введение в статистическую радиопфизику. – М.: Наука, 1976. – 546 с.
219. Дергач О. Г. Особенности искажений сверхширокополосного радиоимпульса на ионосферной трассе // *Материалы Региональной XII конференции по распространению радиоволн*. – Санкт-Петербург (Россия). – 2006. – С. 25-27.
220. Гинзбург В. Л. Распространение электромагнитных волн в плазме. – М.: Наука, 1967. – 684 с.
221. Черногор Л. Ф. Дистанционное радиозондирование атмосферы и космоса: Учебное пособие. – Харьков: ХНУ имени В. Н. Каразина, 2008. – 347 с.
222. Радиотехнические системы: Учеб. для вузов по спец. “Радиотехника” / Ю. П. Гришин, В. П. Ипатов, Ю. М. Казаринов и др. / Под ред. Ю. М. Казаринова – М.: Высшая школа, 1990. – 496 с.
223. Месяц Г. А., Яландин М. И. Пикосекундная электроника больших мощностей // *Успехи физических наук*. – 2005. – Т. 175, №3. – С. 225-246.
224. Лазоренко О. В., Черногор Л. Ф. Особенности уравнения радиолокации распределенных целей при использовании сверхширокополосных сигналов // *Радиотехника. Всеукр. межвед. науч.-техн. сб.* – 1997. – №103. – С. 31-34.
225. Авдеев В. Б. Уравнение дальности сверхширокополосной и сверхкороткоимпульсной радиолокации // *Физика волновых процессов и радиотехнические системы*. – 2002. – Т. 5, №3. – С. 50-56.
226. Иммореев И. Я. Сверхширокополосные радары: новые возможности, необычные проблемы, системные особенности // *Вестник Московского государственного технического университета им. Н. Э. Баумана. Сер. Приборостроение*. – 1998. – №4. – С. 25-56.
227. Черногор Л. Ф. Основы радиотехнических систем для исследования околоземного космического пространства. – Харьков: ХГУ, 1984. – 210 с.
228. Казаринов Ю. Н. Радиотехнические системы. – М.: Сов. Радио, 1990. – 412 с.
229. Бугаев А. С., Васильев И. А., Ивашов С. И., Чапурский В. В. Радиолокационные методы выделения сигналов дыхания и сердцебиения // *Радиотехника и электроника*. – 2006. – Т. 51, №10. – С. 1224-1239.

Надширококумугові сигнали та фізичні процеси. 2. Методи аналізу та застосування

О. В. Лазоренко, Л. Ф. Черногор

Розглядаються методи аналізу надширококумугових (НШС) сигналів та процесів. Обговорюються основні особливості генерації, випромінювання, приймання, поширення, відбивання та розсіювання НШС сигналів, а також їх основні застосування. Демонструються особливості поширення НШС сигналів у плазмових середовищах, зокрема, в навікоземному та космічному просторах. Пропонується уточнений вигляд рівняння дистанційного радіозондування у разі використання НШС сигналів. Оцінюється можливість і перспективність застосування НШС сигналів для дистанційного зондування різноманітних середовищ і об'єктів.

The Ultrawideband Signals and Physical Processes. 2. Analysis Methods and Application

O. V. Lazorenko and L. F. Chernogor

Analysis methods for the UWB signals and processes are considered. Basic peculiarities of the generation, radiation, receiving, propagation, reflection and scattering of the UWB signals and their basic applications are discussed. Peculiarities of UWB signal propagation in plasma media, more particularly in the near-earth space are shown. Specified form of the radar equation with the UWB signal application is proposed. Possibility and prospect of the UWB signal application to radar different media and objects are estimated.