

Том 69, Номер 4

ISSN 0033-8494
Апрель 2024



РАДИОТЕХНИКА И ЭЛЕКТРОНИКА



НАУКА
— 1727 —

СОДЕРЖАНИЕ

Том 69, номер 4, 2024

ЭЛЕКТРОДИНАМИКА И РАСПРОСТРАНЕНИЕ РАДИОВОЛН

Предполагаемый механизм свечения мезосферных облаков
Г. С. Бордонский, А. А. Гурулев, А. О. Орлов, В. А. Казанцев 307

Дисперсия диэлектрической проницаемости композиционного материала
на основе резистивных диполей
В. И. Пономаренко, И. М. Лагунов 316

СТАТИСТИЧЕСКАЯ РАДИОФИЗИКА

Статистический анализ матричного метода измерений
радиолокационных характеристик объектов
В. А. Понькин, О. Е. Кирьянов, Н. С. Корда 322

ТЕОРИЯ И МЕТОДЫ ОБРАБОТКИ СИГНАЛОВ

Потенциальные характеристики пеленгатора с компенсатором помех
и пеленгатора с адаптивной антенной решеткой с ограничениями
при помехе в основном лепестке диаграммы направленности антенны
Е. Н. Калёнов 328

Метод корректировки коэффициентов линейного предсказания для систем цифровой обработки
речи со сжатием данных на основе авторегрессионной модели голосового сигнала
В. В. Савченко, Л. В. Савченко 339

Применение зондирующих сигналов с нулевой зоной автокорреляции для подавления
рекуррентных помех по дальности в радиолокаторах с синтезированной апертурой
Р. Н. Ипанов, А. А. Комаров, К. Ю. Кожевников, С. В. Пермяков 348

Исследование эффективности алгоритма оценки углов прихода сигналов на основе
экспериментальных данных и численного моделирования для системы распределенных
некогерентных автомобильных радаров
И. В. Артюхин, А. Г. Флакман, А. Е. Рубцов 357

Оценка требуемой энергетике для канала высокоточного фазового пеленгования
низкоорбитальных космических объектов на базе элементов антенного поля
А. И. Баскаков, А. А. Комаров, П. Е. Шимкин 364

Формирование каскадированных последовательностей Гордона–Миллса–Велча
для систем передачи цифровой информации
В. Г. Стародубцев 369

ДИНАМИЧЕСКИЙ ХАОС В РАДИОФИЗИКЕ И ЭЛЕКТРОНИКЕ

Модель пространственно-временного когерентного сложения сверхширокополосных хаотических
радиоимпульсов, формируемых независимыми излучателями
А. С. Зубков, Л. В. Кузьмин, Е. В. Ефремова 375

ПРИМЕНЕНИЕ РАДИОТЕХНИКИ И ЭЛЕКТРОНИКИ В БИОЛОГИИ И МЕДИЦИНЕ

Скольльзящий анализ аналитического сигнала неконтактной фотоплетизмографии
для оценки частоты сердечных сокращений

Л. В. Лабунец, Д. С. Лукин, М. Ю. Ряхина

385

ФИЗИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ В ЭЛЕКТРОННЫХ ПРИБОРАХ

Электроакустические сдвиговые волны в щелевой структуре двух пьезоэлектриков

М. С. Афанасьев, Е. А. Вилков, О. А. Бышевский-Конопко, Г. В. Чучева

394

ЭЛЕКТРОДИНАМИКА И РАСПРОСТРАНЕНИЕ РАДИОВОЛН

УДК 538.956

ПРЕДПОЛАГАЕМЫЙ МЕХАНИЗМ СВЕЧЕНИЯ МЕЗОСФЕРНЫХ ОБЛАКОВ

© 2024 г. Г. С. Бордонский*, А. А. Гурулев, А. О. Орлов, В. А. Казанцев

*Институт природных ресурсов, экологии и криологии Сибирского отделения РАН,
ул. Недорезова, 16А, Чита, 672014 Российская Федерация*

**E-mail: lgc255@mail.ru*

Поступила в редакцию 27.03.2023 г.

После доработки 02.11.2023 г.

Принята к публикации 25.11.2023 г.

Рассмотрен вопрос о физическом механизме рассеяния электромагнитного излучения мезосферными (серебристыми) облаками. Высказана гипотеза об особых электромагнитных характеристиках ледяных частиц нанометровых размеров, составляющих мезосферные облака. Ледяные частицы состоят из недавно открытой кристаллической модификации воды — льда 0, образованного при конденсации паров на пылевых частицах при температурах $-140\dots-23^\circ\text{C}$. Лед 0 является сегнетоэлектриком, и при контакте его с диэлектриком образуется слой с высокой электропроводностью. Из-за плазмонного резонанса в наноразмерных слоях возникает сильное рассеяние электромагнитного излучения в широком интервале частот. Этот механизм обуславливает свечение серебристых облаков при подсветке их излучением Солнца.

Ключевые слова: серебристые облака, лед 0, плазмоны, рассеяние электромагнитного излучения

DOI: 10.31857/S0033849424040013, **EDN:** JSHGWK

ВВЕДЕНИЕ

В последние десятилетия в полярных районах в мезосфере на высотах 80...90 км все чаще образуются облака, называемые серебристыми облаками [1–3]. Они очень тусклые и разряженные, их можно наблюдать только в сумерках, перед восходом или закатом, когда облака нижней атмосферы находятся в тени, а серебристые облака освещены Солнцем [4]. Лучше всего их видно, когда Солнце находится между 6° и 16° ниже горизонта. Образование серебристых облаков связано с конденсацией льда на частицах вулканической и метеорной пыли, а также кристалликах морской соли при температурах ниже -100°C . Эти частицы рассеивают солнечную радиацию и создают свечение в видимом участке спектра. Возможно, серебристые облака образуются в атмосфере Марса и создают рассеяние излучения вплоть до ультрафиолетового диапазона (<https://www.space.com/2812-mars-clouds-higher-earth.html>, <https://www.nasa.gov/press-release/goddard/2020/mars-nightglow>). Считается, что эти облака являются предвестниками изменения климата, вызванного антропогенными и естественными факторами [5, 6].

Обращают на себя внимание необычные характеристики серебристых облаков. Размер слагающих их частиц довольно мал и составляет величину порядка десятков нанометров, их плотность

в единице объема крайне незначительна (10 нг/м^3), однако было обнаружено отражение излучения низкочастотных радаров от мезосферных облаков на частотах от единиц мегагерц до одного гигагерца [7, 8]. Несмотря на относительно высокую мощность радаров (порядка десятков киловатт), регистрируемое отражение радиолокационных сигналов от серебристых облаков возможно представить только в том случае, если частицы и состоящие из них слои имеют металлические свойства. Высказывалось мнение, что частицы льда могут быть покрыты тонкой металлической пленкой из натрия или железа [8]. Однако это объяснение является спорным [9]. Отметим отсутствие аналогичного рассеяния сигналов облаками стратосферы.

Пока нет ответа на вопрос о появлении воды в мезосфере на высотах 80...90 км, где атмосферное давление падает до значения 10^{-2} мм рт. ст. Предполагается, что образование воды связано с ростом концентрации метана в атмосфере [1, 10]. Разрабатывалась гипотеза о влиянии солнечной радиации (ядер атома водорода) на химические реакции с образованием воды. Этот эффект исследовался в январе 2005 г., когда наблюдалось увеличение потока протонов, однако было обнаружено не увеличение, а уменьшение частоты появления серебристых облаков [11]. В результате был сделан вывод, что исчезновение серебристых облаков было связано с повышением их температуры. Другая

гипотеза объясняет образование воды ее хемосинтезом в порах силикатных материалов при охлаждении до -45°C и взаимодействии их поверхности с водородом [12]. Водород может либо выделяться из глубин Земли, либо иметь антропогенное происхождение [13, 14].

Новая гипотеза. Для объяснения аномалий радиочастотных и оптических характеристик серебристых облаков нами было высказано предположение [15], что на поверхности диэлектрических частиц нанометровых размеров конденсируется особая кристаллическая модификация воды — лед 0, обладающая сегнетоэлектрическими свойствами [16–18]. Такие частицы приобретают металлическую проводимость. В случае анизотропии формы они создают сильное рассеяние падающего излучения в широком диапазоне частот, включая микроволновую область спектра [19].

Цель данной работы — уточнить теоретическое обоснование и экспериментально подтвердить высказанную гипотезу. Для этого требуется:

- 1) обобщить имеющиеся экспериментальные данные и выполнить новые лабораторные измерения электромагнитных характеристик тонких слоев льда 0 в ИК-диапазоне, конденсированного на поверхность диэлектрических материалов, в том числе из гексагонального льда, Ih;
- 2) уточнить методику использования микроволновой радиометрической техники для обнаружения серебристых облаков;
- 3) выполнить натурные измерения отраженного от серебристых облаков радиотеплового излучения Солнца в коротковолновом участке микроволнового диапазона.

1. ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ОБОСНОВАНИЕ ГИПОТЕЗЫ

В работах [16–18] сообщалось об открытии новой кристаллической модификации воды — льда 0, который образуются из глубоко переохлажденной воды при температурах ниже -23°C и низких давлениях. В [18] удалось экспериментально показать, что этот лед может образовываться при конденсации водяного пара (возможно, при переходе пар–жидкая пленка воды–лед 0). Интересным свойством льда 0 является то, что он оказался сегнетоэлектриком, это позволило предложить метод его поиска по электромагнитным характеристикам [18]. Из работ [20, 21] было известно, что на границе раздела диэлектрика и сегнетоэлектрика образуется тонкий слой толщиной ~ 1 нм с электропроводностью приблизительно на шесть порядков выше, чем для контактирующих сред. Это особенность была использована для детектирования образования льда 0. Кроме того, было известно, что малые проводящие частицы нанометровых размеров

могут весьма сильно рассеивать и поглощать электромагнитные волны [19]. Эффект связан с возникновением поверхностных электромагнитных мод, для которых экстремум поглощения и рассеяния достигается для значения комплексной относительной диэлектрической проницаемости материала частицы $\epsilon = -2\epsilon_m$ (ϵ_m — диэлектрическая проницаемость окружающей среды). Это следует из формул для факторов эффективности поглощения и рассеяния сферических частиц в электростатическом приближении [19]. Например, для фактора поглощения в воздушной среде, для которой $\epsilon_m = 1$, имеем

$$Q_{\text{полг}} = 12x\epsilon'' / [(\epsilon' + 2)^2 + \epsilon''^2],$$

где x — дифракционный параметр, равный Ka (K — модуль волнового числа, a — радиус частицы). Частота излучения, для которой $\epsilon' = -2$ называется частотой Фрелиха. Те же особенности поглощения и рассеяния имеют место для частицы с проводящей оболочкой. Для такого случая происходит некоторый сдвиг частоты Фрелиха. С увеличением размера частиц эта частота сдвигается в сторону более длинных волн. Важным является то, что анизотропные частицы могут намного сильнее рассеивать излучение, чем сферические частицы, особенно в низкочастотном участке спектра, вплоть до нулевых частот.

Особенность льда 0 заключается в том, что он образуется только при температурах ниже -23°C . Такие условия для конденсации паров воды и образования льда 0 возникают в мезосфере. Сами пары воды образуются при химических превращениях и имеют достаточно низкую температуру, необходимую для возникновения льда 0.

Таким образом, анизотропные диэлектрические частицы, покрытые сегнетоэлектрическим льдом и образующиеся при температурах $-23\text{...}-140^{\circ}\text{C}$, могут создавать свечение облаков в мезосфере как в видимом, так и в более низкочастотных диапазонах. Сильное рассеяние возникает ниже плазменной частоты проводящих слоев ледяных частиц, так как для них значение действительной части относительной диэлектрической проницаемости имеет отрицательное значение. Эти факторы определяют величину эффекта. Например, если плазменная частота сдвигается в длинноволновую ИК-область спектра, то рассеяние не будет наблюдаться в видимом диапазоне, а только в радиоволновом диапазоне, что наблюдали в [7].

2. МЕТОДИКА ЛАБОРАТОРНЫХ ИЗМЕРЕНИЙ И НЕКОТОРЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

2.1. Видимый диапазон

В [23] были выполнены прямые измерения прохождения излучения в видимом диапазоне через пленку льда 0 нанометровой толщины, конденсированной на прозрачную подложку из диэлектрика. Для получения сверхтонкой пленки в данной работе был использован специальный прием конденсации водяного пара на охлажденную подложку. Для этого камеру, ограниченную стенками из полиэтиленовой пленки, заполняли холодными парами азота с последующим прекращением подачи охлаждающего газа и нагреванием камеры при температуре лабораторного помещения окружающим воздухом. При таком процессе вода, захваченная периферийными деталями камеры и ее стенками, переходила при нагревании в газообразную фазу и диффундировала в центральную область установки. В этой области установки давление паров воды было ниже, чем на периферии камеры, и происходила конденсация на более холодной подложке. Один из полученных результатов измерений для излучения на длине волны 0.52 мкм представлен на рис. 1.

Как следует из рис. 1 наблюдается сильное уменьшение проходящей мощности излучения в области температур $-70...-20^{\circ}\text{C}$ при прекращении подачи газообразного азота и нагревании образца. Близкие результаты были получены для других материалов подложки, однако, например, для монокристалла NaCl интервал уменьшения проходящей мощности был заметно больше и составлял $-120...-20^{\circ}\text{C}$. Выполненные в [22] эксперименты показали хорошее совпадение с ожидаемыми теоретическими оценками.

Представляет большой интерес установить возможность образования льда 0 на поверхности

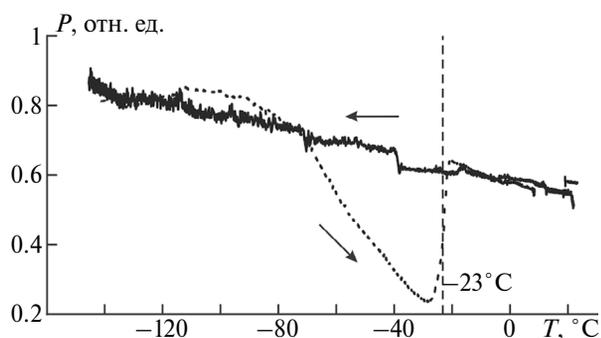


Рис. 1. Зависимость проходящей мощности лазерного излучения через пластинку из кварцевого стекла от ее температуры в цикле охлаждение–нагревание [22]: штриховая вертикальная линия — температура фазового перехода переохлажденной воды и льда 0, стрелки — направление процесса изменения температуры во времени.

образцов изо льда Ih. Для этой цели в новых измерениях в качестве подложки использовали образец из ледяной пластинки толщиной порядка единиц миллиметра. В выполненном эксперименте было также обнаружено ослабление проходящего излучения, аналогичное приведенному на рис. 1. Этот эксперимент интересен тем, что недавно был обнаружен “стековый” лед (или штабелированный лед) [23], который состоит из чередующихся слоев гексагонального льда Ih и кубического Ic. Поэтому естественно ожидать, что лед 0 будет при определенных условиях появляться и в чисто ледяных структурах при чередовании со слоями изо льдов Ih и Ic.

2.2. Измерения в ИК-диапазоне

Данные эксперименты важны для подтверждения теоретических представлений о широком интервале экстинкции анизотропных проводящих наночастиц [19]. Измерения в тепловом ИК-диапазоне были выполнены по методике, аналогичной измерениям в [22] для видимого диапазона. В качестве излучателя использовали галогеновую лампу, а в качестве приемника — чувствительный модуляционный радиометр на пироэлектрическом детекторе в диапазоне 7...14 мкм. Чувствительный детектор был необходим для снижения мощности излучения лампы, чтобы исключить нагревание поверхности образца. Исследовали образцы с подложками из хлорида натрия и других диэлектрических материалов. Во всех случаях наблюдали температурные зависимости пропускания, аналогичные графикам рис. 1. Один из результатов приведен на рис. 2.

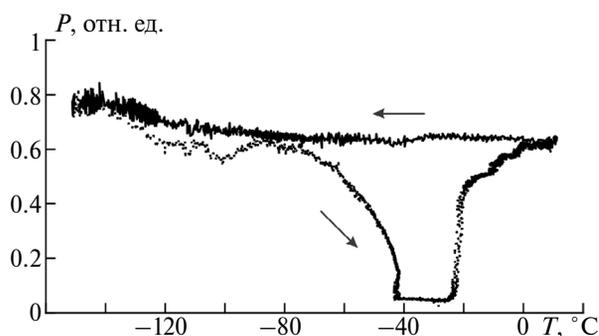


Рис. 2. Мощность инфракрасного излучения, прошедшего через образец из слюды, в цикле охлаждение–нагревание.

2.3. Исследование в микроволновом диапазоне

Исследования в микроволновом диапазоне выполнены по другой методике, представленной в [18]. Измерения были проведены при заполнении увлажненным силикатным сорбентом SBA-15 прямоугольного волновода. В эксперименте жидкая вода находилась в порах среды нанометровых

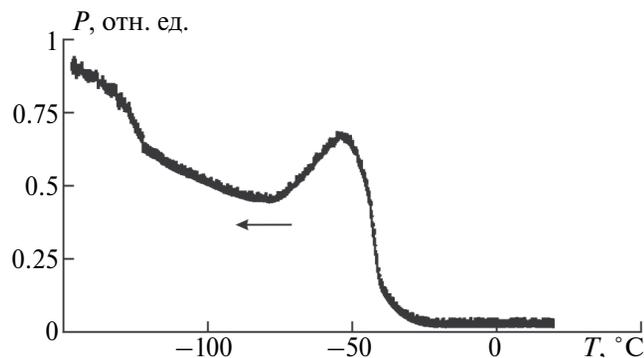


Рис. 3. Зависимость проходящей мощности излучения через увлажненный SBA-15 на частоте 94 ГГц в процессе охлаждения среды; весовая влажность сорбента 120%.

размеров, что позволило достичь ее глубокого переохлаждения [24]. Измеряли прошедшую через образец мощность излучения на частоте 94 ГГц (рис. 3).

Как следует из рис. 3, вымерзание воды в порах сорбента началось при температуре ниже -30°C . При этом обнаружено отклонение от монотонности изменения графика проходящей мощности при температурах от -30 до -120°C , что указывает на возникновение дополнительного затухания, вместо его монотонного понижения при непрерывном замерзании воды. Эти результаты можно объяснить образованием льда 0 в пористых средах и его влиянием на экстинкцию в рамках рассмотренного выше представления о рассеянии (поглощении) анизотропными наноразмерными структурами с высокой электропроводностью.

3. МЕТОДИКА МИКРОВОЛНОВЫХ ИЗМЕРЕНИЙ СЕРЕБРИСТЫХ ОБЛАКОВ

Лабораторные измерения отражения и затухания электромагнитного излучения при образовании тонкого слоя льда 0 на подложке или в поровом пространстве силикатных сорбентов в определенной степени подтверждают гипотезу о механизме рассеяния излучения серебристыми облаками. Эффект роста затухания наблюдали в видимом, инфракрасном и миллиметровом диапазонах.

Для определения величины эффекта в природных условиях, при образовании серебристых облаков, начаты его радиометрические измерения в коротковолновом участке микроволнового диапазона на частотах 20...125 ГГц. Основная помеха при измерениях связывается с вариациями пропускания более низких слоев атмосферы и, прежде всего, тропосферы. Поэтому использовалась методика измерения приращения радиояркостной температуры при визуальном отсутствии облачности, а также в промежутке времени, когда происходит наибольшая подсветка мезосферных облаков

после заката, через 50 мин и в интервале ± 15 мин. При этом слабые облачные образования в тропосфере и стратосфере не подсвечиваются, т.е. не рассеивают излучение Солнца. Очевидно, что наблюдения приращений радиояркостной температуры $\Delta T_{\text{я}}$, связанных с серебристыми облаками, будут успешными, если изменение собственного излучения слоев безоблачной атмосферы не будет превосходить значения этого приращения.

Точное значение спектральной интенсивности рассеянного излучения электропроводящих анизотропных наночастиц требует специальных расчетов в конкретных случаях. В настоящее время электрические и геометрические характеристики мезосферных ледяных частиц точно не известны. Однако можно ожидать, что спектральное отношение интенсивности рассеянного излучения на проводящих анизотропных наночастицах имеет значение порядка единицы (в соответствии с данными [19] для использованных в эксперименте частот). Следовательно, важным критерием обнаружения серебристых облаков и подтверждения выдвинутой гипотезы о влиянии льда 0 на рассеяние анизотропными диэлектрическими частицами являются близкие значения одновременных приращений радиояркостной температуры на различных длинах волн микроволнового диапазона, отличающихся друг от друга в 3–5 раз.

Отмеченные особенности позволяют применить выделение искомого сигнала путем усреднения приращений $\Delta T_{\text{я}}$ различных частотных каналов. При этом отношение полезного сигнала к помехам возрастает. Возможен также случай возникновения приращения отраженного сигнала в микроволновом диапазоне и его отсутствие в видимом диапазоне при понижении плазменной частоты в проводящих слоях рассеивающих частиц.

4. НАТУРНЫЕ РАДИОМЕТРИЧЕСКИЕ ИЗМЕРЕНИЯ

Поиски отраженного радиотеплового излучения проводились с 2019 по 2022 гг. в летние месяцы. Наблюдения осуществляли с аппаратурой, установленной на отрогах Яблонового хребта на высоте 940 м от уровня моря в 30 км от г. Чита (52° с.ш., $113^{\circ}30'$ з.д., Россия, Забайкальский край), при ориентации антенн на северо-запад. В различные годы использовали длины волн 2.3, 1.5, 0.88, 0.3 и 0.24 см; ширина диаграмм направленности антенн $\sim 1...3^{\circ}$; направления осей антенн радиометров совпадали в пределах 2 град. Флуктуационный порог чувствительности радиометров для длин волн 0.3...2.4 см не хуже 0.2 К, а для длины волны 0.24 см — 0.5 К при времени интегрирования 4 с. Точность абсолютных измерений приращения радиояркостной температуры 1 К.

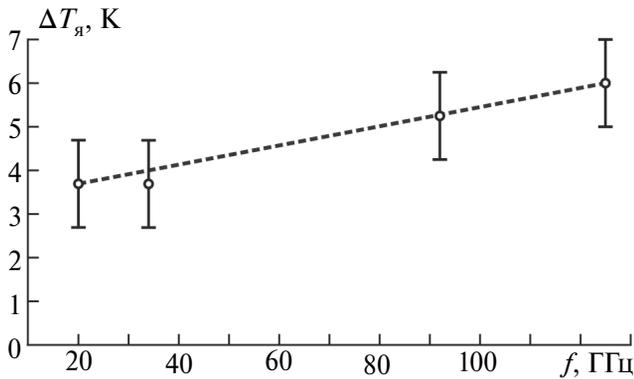


Рис. 4. Зависимость приращения радиояркой температуры от частоты через 50 мин после захода Солнца, 27.08.2019 г.

Наблюдения проводили в дни с незначительной облачностью. Отличить появление серебристых облаков от облачных образований в тропосфере и стратосфере, как отмечено выше, можно по приблизительно одинаковым приращениям радиояркой температуры на различных длинах волн. Для облачных образований в тропосфере приращение радиояркой температуры для коротковолнового участка спектра по сравнению с длинноволновым значительно больше. Такие случаи исключали из рассмотрения.

В один из дней 2019 г. удалось зафиксировать возрастание радиояркой температуры на близкие значения во всех четырех каналах. Приблизительно через 50 мин после захода Солнца радиояркая температура на всех частотах возросла примерно на 4...6 К (рис. 4).

Для более четкого выделения сигнала от серебристых облаков был использован способ суммирования сигналов в четырех каналах, представленных на рис. 4. Среднее значение было найдено по формуле

$$\langle \Delta T_{я} \rangle = \sum (\Delta T_{я})_i / 4, \text{ при } i = 1...4.$$

График $\langle \Delta T_{я} \rangle$ приведен на рис. 5, он позволяет более точно установить время появления и длительность эффекта. Начало возрастания $T_{я}$ наблюдали через 20 мин после захода Солнца, а прекращение — приблизительно через 1 ч. Максимум приращения наблюдали через 50 мин после захода Солнца. В это время подсветка тропосферы и стратосферы отсутствовала. Видеокамерой зарегистрировать выраженное проявление серебристых облаков не удалось, возможно, из-за их низкой яркости в конце августа.

При измерениях в 2021 г. 3 июня удалось при безоблачной тропосфере и стратосфере наблюдать структурированные серебристые облака с резкой границей, отделяющей темную область от светлой (рис. 6).

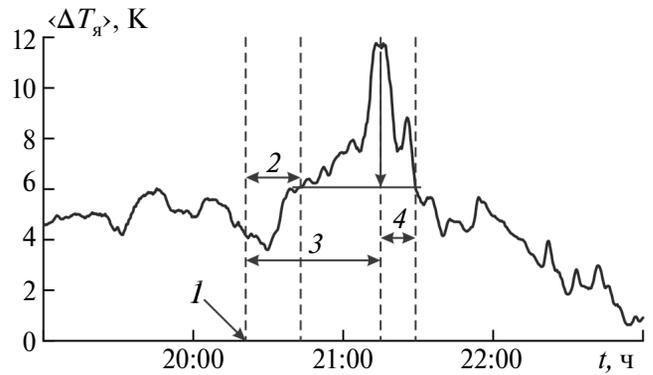


Рис. 5. Усредненное значение приращения радиояркой температуры от времени по четырем длинам волн, от 1.5 до 0.24 см; 1 — 20:11 время захода; временные промежутки: 2 — 22 мин от захода до начала эффекта; 3 — 54 мин от захода Солнца до максимального приращения $T_{я}$; 4 — 14 мин от максимума до восстановления значения $T_{я}$.



Рис. 6. Фотография серебристых облаков, 03.06.2021 г.

При этом были выполнены удачные микроволновые измерения серебристых облаков. Особенность этих облаков состояла в том, что с западной стороны облака имели ровную границу — фронт, и этот фронт, двигаясь на северо-запад, медленно прошел через диаграмму направленности антенн радиометров. Такое движение облаков позволило зафиксировать наибольшее приращение радиотеплового излучения на использованных длинах волн. В силу технических причин измерения проводили только в каналах 1.5 и 0.88 см и, дополнительно, на 2.3 см, для которых эффект проявлялся несколько слабее, чем для миллиметровых волн (см. рис. 4). Тем не менее приращения радиояркой температуры, вызванные отражением солнечного излучения от серебристых облаков, достигали ~25 К в канале 0.88 см (рис. 7). На рис. 7а приведены графики приращений $\Delta T_{я}$ для всех трех длин волн, а на рис. 7б — среднее значение приращения, нормированных на единицу приращений.

Серебристые облака на широте г. Читы в 2019–2022 гг. наблюдали в основном в июне, в редких случаях они появлялись во второй половине августа, например, 18 августа 2022 г. Серебристые

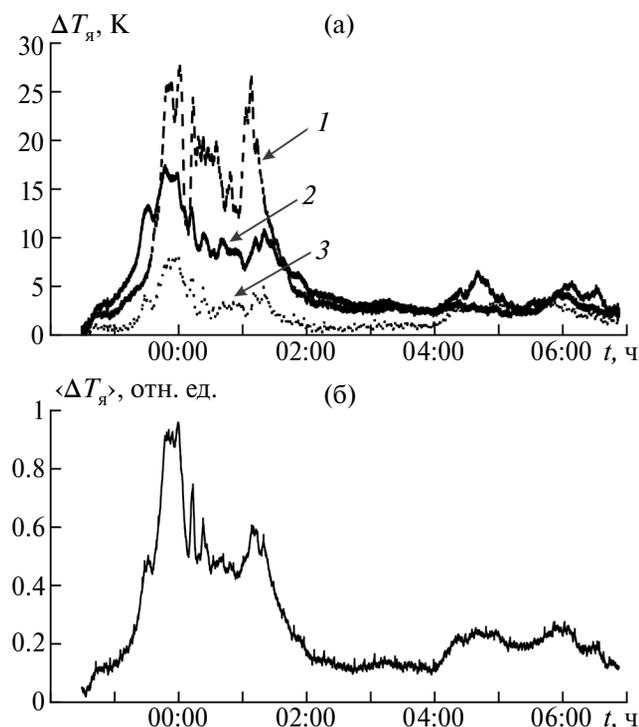


Рис. 7. Зависимости приращений $\Delta T_{я}$ на трех длинах волн, 0.88 (1), 1.5 (2) и 2.3 см (3), от времени в ночное время (3–4 июня 2021 г.), вызванных отражением излучения Солнца от серебристых облаков (а) и среднее значение нормированных к единице приращений $\Delta T_{я}$ (б).

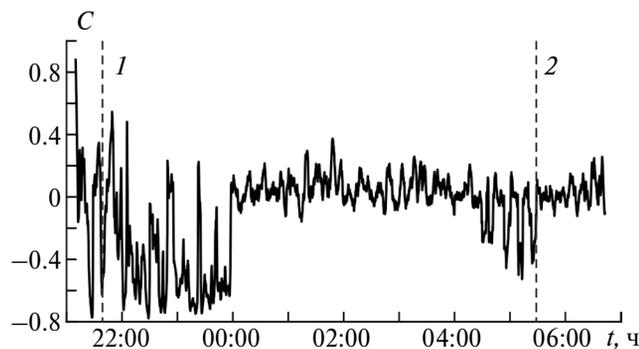


Рис. 8. Коэффициент корреляции для сигналов на длине волн 0.88 и 1.5 см (18–19 июля 2022 г.), расчеты каждого значения по 1000 точкам (за время ~5 мин): заход (1) и восход Солнца (2).

облака наблюдали в видимом диапазоне. При этом в микроволновом диапазоне явное приращение $\Delta T_{я}$ не регистрировали. Поэтому для определения возникновения отражения был вычислен коэффициент корреляции сигналов в двух каналах (рис. 8).

Из данных рис. 8 следует, что корреляция отраженных сигналов возникала приблизительно в течение двух часов после захода Солнца и в течение одного часа перед восходом, т.е. в те интервалы времени, когда должны наблюдаться серебристые облака. Он достигал значения -0.7 после

захода и -0.4 перед восходом Солнца. Отрицательное значение коэффициента корреляции обусловлено, возможно, анизотропией частиц и различием индикатрис рассеяния, что требует дальнейшего исследования.

5. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Эффект возрастания рассеяния электромагнитного излучения в мезосферных облаках в широком интервале длин волн можно объяснить в рамках предложенной гипотезы о возникновении поверхностных плазмонов в проводящих ледяных наночастицах [19, 25]. Их колебания и резонансы приводят к сильному рассеянию падающих излучений в широком интервале длин волн, в том числе к заметному эффекту при радарных измерениях в мегагерцовом диапазоне.

Однако требуется объяснить появление высоких значений плотности свободных зарядов для достижения плазменной частоты выше частоты, на которой выполнены эксперименты. Как вначале предположили авторы, используя идею работ [20, 21] и оценку плазменной частоты для материалов наночастиц, появление повышенной концентрации зарядов на границе двух диэлектриков, один из которых сегнетоэлектрик, может объяснить наблюдаемый эффект только для микроволнового излучения (необходимо, чтобы плазменная частота свободных носителей заряда превышала частоты наблюдений). Поэтому возникают вопросы о механизмах появления высоких концентраций свободных носителей заряда.

Одним из объяснений обнаруженного эффекта для оптического диапазона может быть поведение островковых пленок металлов, в которых наблюдали фотопроводимость [26]. В этих структурах, кроме того, была обнаружена гигантская диэлектрическая проницаемость, достигающая $10^7 \dots 10^8$, и ряд других эффектов [27, 28]. Как следует из [20, 21], проводимость слоя на границе диэлектрик–сегнетоэлектрик определяется разностью статических диэлектрических проницаемостей. Если эта величина возрастает на 4–5 порядков, то существенно возрастает и значение плазменной частоты. Фотопроводимость ранее не наблюдали в металлах. Оказалось, что диэлектрическая проницаемость островковых пленок имела положительное значение, характерное для диэлектриков. Однако происходило изменение ее знака с положительного на отрицательный при наложении электрического поля. Такие же пленки по измерениям поверхностной проводимости образовывались в наших экспериментах.

Таким образом, островковые пленки изменяют свои свойства от металлических до диэлектрических при внешних воздействиях. При этом было установлено, что значительную роль в поведении

островковых пленок играет геометрический фактор. Можно предположить, что и в случае пленок льда 0 появление высоких концентраций свободных электронов может происходить за счет внутреннего фотоэффекта в сегнетоэлектрическом льде 0 при воздействии на пленки солнечного излучения. Другой механизм рассеяния и поглощения в тонких слоях связан с суперпозицией плазмон-поляритона, локализованного на границе металла и диэлектрика [29], который расширяет класс возможных решений.

Имеются вопросы и по поводу взаимодействия льда 0 с частицами из других материалов (соединений углерода, ионогидратов, жидких веществ и т.д.). Также этот вид льда может появляться в тропосфере и стратосфере при соответствующих условиях как при гомогенном, так и при гетерогенном образовании его зародышей кристаллов. Поскольку лед 0 является метастабильным, то через некоторое время ледяные кластеры будут содержать смесь льдов различных видов. Все это должно проявляться в электромагнитных свойствах облачных образований. Например, аномалии рассеяния светового излучения в холодных облаках ранее наблюдали в самолетных экспериментах, выполненных в Центральной аэрологической обсерватории (ЦАО) [30]. Необычность аномалий была такова, что автор статьи объяснял их существованием особой модификации воды высокой плотности (А-вода). Однако эта идея другими исследователями не была поддержана, хотя не было и возражений по поводу выполненных в ЦАО экспериментов. За последние десятилетия были достигнуты значительные успехи в компьютерном моделировании структуры холодной воды. В многочисленных опубликованных работах по моделированию структуры переохлажденной воды А-вода не была обнаружена. Возможно, что использование нашей гипотезы может объяснить наблюдаемые в работе [30] аномалии оптических характеристик переохлажденных облаков.

Можно сделать предварительный вывод, что полученные в наших экспериментах данные подтвердили гипотезу о значительном усилении рассеяния электромагнитных излучений при конденсации на диэлектрические пылевые наночастицы недавно открытого сегнетоэлектрического льда 0. Если это явление будет детально исследовано с использованием усовершенствованных методик, то появится дополнительный метод изучения физических характеристик холодных облаков в атмосфере. Представляется интересным использование микроволновых радаров для определения слоев со льдом 0. Ранее считалось, что области атмосферы с низкой концентрацией ледяных частиц прозрачны для микроволнового излучения, однако в случае образования льда 0 на наночастицах из диэлектриков

ситуация с переносом излучения существенно меняется.

Как известно, имеется ряд вопросов, требующих дальнейшего исследования физики холодных облаков [31]. К ним также добавляется то, что в настоящее время не известно давление насыщенных паров льда 0. Однако оно должно быть ниже, чем для льда Ih, из-за большей энергии связи дипольных молекул воды с поверхностью сегнетоэлектрического льда. Поэтому возможно наблюдение рассеивающих свойств облаков в ИК- и микроволновом диапазонах, расположенных на высотах, выше обычного появления серебристых облаков, т.е. до 100...110 км. Кроме того, надо учитывать, что конденсация с образованием льда 0 происходит по гетерогенному механизму (на твердых или жидких частицах другого вещества), что также может понизить порог конденсации по давлению паров воды. Так, в [7] отмечено, что отражение излучения низкочастотных радаров наблюдали от слоев на высотах до 100 км. При этом отражение сигналов лидара от этих слоев в некоторых случаях отсутствовало. В рамках высказанной гипотезы о механизме свечения мезосферных облаков это возможно, если плазменная частота свободных зарядов ледяных частиц оказывается ниже частоты излучения лидара.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. Предложена гипотеза о новом эффективном механизме рассеяния излучения Солнца серебристыми облаками. Рассеяние определяется свойствами ледяных частиц в видимом, ИК- и микроволновом диапазонах. Эффект связан с образованием на поверхности пылевых частиц земного и космического происхождения, а также нанокристаллов льда Ih и Ic сегнетоэлектрического льда 0 при температурах ниже -23°C . В таких частицах возникает слой с высокой электропроводностью толщиной порядка 1 нм на контакте льда 0 и диэлектрика. Электропроводность слоя определяется разницей значений статической диэлектрической проницаемости двух материалов, что приводит к росту концентрации носителей заряда в двойном электрическом слое. Металлические свойства частиц в наибольшей степени проявляются при температурах $-23...-140^{\circ}\text{C}$. Такие условия имеют место в мезосфере.

2. Рассеяние излучений наноразмерными проводящими структурами объясняется образованием плазмонов, их колебаниями и резонансными явлениями. Наиболее сильное рассеяние возникает на частоте Фрелиха при отрицательном значении диэлектрической проницаемости -2 . Эта частота находится ниже плазменной частоты и определяется плотностью носителей заряда и их эффективной массой. Кроме роста электропроводности в контактном слое между диэлектриком

и сегнетоэлектриком, возможны и другие механизмы появления плазмонов. Такой эффект может быть связан с внутренним фотоэффектом в анизотропных проводящих частицах с сегнетоэлектрическим льдом. Не исключены и другие механизмы возникновения плазменных колебаний, которые определяются формой, структурой дисперсных частиц и их химическими особенностями.

3. Теоретическое рассмотрение, лабораторные исследования и натурный эксперимент позволяют сделать предварительный вывод о возможности регистрации серебристых облаков с использованием микроволновой радиометрии при подсветке солнечным излучением. Если, однако, эффективный коэффициент отражения окажется недостаточным для регулярных радиометрических измерений, представляет интерес изучить использование радарных методов определения характеристик отражающих слоев на частотах 10...100 ГГц. Насколько нам известно, такие частоты еще не использовались для исследований серебристых облаков. Интересно рассмотреть и возможности микроволновых радиометрических, радарных и лидарных измерений мезосферных облаков из космоса.

4. Таким образом, эффективность рассеяния электромагнитного излучения в широком диапазоне частот диэлектрическими частицами нанометровых размеров, покрытых льдом θ , определяется проводимостью контактного слоя, геометрическими факторами, условиями формирования пленок льда. Проводимость, в свою очередь, определяется характеристиками пленок, их температурой, островковой структурой и ее особенностями (например, возникновением и исчезновением перколяции [32]). В результате спектральные характеристики рассеяния и поглощения таких облачных сред будут иметь разнообразные особенности, определяемые не только концентрацией, но и сложной зависимостью диэлектрических характеристик, в том числе плазменной частоты и частоты Фрелиха. Для анизотропных частиц частотная область рассеяния и поглощения может достигать нулевых частот. Многообразие факторов, влияющих на образование льда θ , требует совершенствования методик измерения характеристик сред, его содержащих. Однако особенности электромагнитных свойств льда θ в природной среде открывают возможности для исследования атмосферных процессов и облачных образований на других высотах в тропосфере и стратосфере, где температура опускается ниже -23°C .

Авторы данной работы заявляют об отсутствии конфликтов интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Russell J.* // *Global Change and the Solar-Terrestrial Environment*. 12–17 Jun. 2010, Aspen. P. 1.

2. *Romejko V.A., Dalin P.A., Pertsev N.N.* // *J. Geophys. Res. Atmos.* 2003. V. 108. № D8. P. 8443. <https://doi.org/10.1029/2002JD002364>
3. *Dalin P., Pertsev N., Perminov V. et al.* // *Ann. Geophys.* 2020. V. 38. № 1. P. 61. <https://doi.org/10.5194/angeo-38-61-2020>
4. *Бронштэн В.А., Гришин Н.И.* *Серебристые облака*. М.: Наука, 1970.
5. *Thomas G.E.* // *Adv. Space Res.* 2003. V. 32. № 9. P. 1737. [https://doi.org/10.1016/S0273-1177\(03\)90470-4](https://doi.org/10.1016/S0273-1177(03)90470-4)
6. *DeLand M.T., Shettle E.P., Thomas G.E., Olivero J.J.* // *J. Atmos. Sol.-Terr. Phys.* 2006. V. 68. № 1. P. 9. <https://doi.org/10.1016/j.jastp.2005.08.003>
7. *Ролдугин В.К., Черняков С.М., Ролдугин А.В., Оглоблина О.Ф.* // *Геомагнетизм и аэронавигация*. 2018. Т. 58. № 3. С. 343. <https://doi.org/10.7868/S0016794018030045>
8. *Rapp M., Lübken F.J.* // *J. Geophys. Res. Atmos.* 2009. V. 114. № D11. P. D11204. <https://doi.org/10.1029/2008JD011323>
9. *Murray B.J., Plane J.M.C.* // *Phys. Chem. Chem. Phys.* 2005. V. 7. № 23. P. 3970. <https://doi.org/10.1039/B508846A>
10. *Thomas G.E., Olivero J.J., Jensen E.J. et al.* // *Nature*. 1989. V. 338. № 6215. P. 490. <https://doi.org/10.1038/338490a0>
11. *von Savigny C., Sinnhuber M., Bovensmann H. et al.* // *Geophys. Res. Lett.* 2007. V. 34. № 2. P. L02805. <https://doi.org/10.1029/2006GL028106>
12. *Бордонский Г.С., Гурулев А.А.* // *Письма в ЖТФ*. 2017. Т. 43. № 8. С. 34. <https://doi.org/10.21883/PJTF.2017.08.44532.16338>
13. *Tromp T.K., Shia R.L., Allen M. et al.* // *Sci.* 2003. V. 300. № 5626. P. 1740. <https://doi.org/10.1126/science.1085169>
14. *Сывороткин В.Л.* *Экологические аспекты дегазации Земли*. М.: Геоинформмарк, 1998.
15. *Bordonskiy G.S., Gurulev A.A., Orlov A.O.* // *Proc. SPIE. 25th Intern. Symp. on Atmospheric and Ocean Optics: Atmospheric Physics*. 01–05 July 2019, Novosibirsk, Russia. Washington: SPIE, 2019. V. 11208. P. 1120818. <https://doi.org/10.1117/12.2539769>
16. *Russo J., Romano F., Tanaka H.* // *Nature Mater.* 2014. V. 13. № 7. P. 733. <https://doi.org/10.1038/NMAT3977>
17. *Quigley D., Alfè D., Slater B.* // *J. Chem. Phys.* 2014. V. 141. № 16. P. 161102. <https://doi.org/10.1063/1.4900772>
18. *Бордонский Г.С., Орлов А.О.* // *Письма в ЖЭТФ*. 2017. Т. 105. № 7–8. С. 483. <https://doi.org/10.7868/S0370274X17080045>
19. *Борен К., Хафмен Д.* *Поглощение и рассеяние света малыми частицами*. М.: Мир, 1986.

20. Korobeynikov S.M., Drozhzhin A.P., Furin V.P. et al. // Proc. of 2002 IEEE14th ICDL. 12 July 2002, Graz, Austria. N.Y.: IEEE, 2002. P. 270.
<https://doi.org/10.1109/ICDL.2002.1022681>
21. Korobeynikov S.M., Melekhov A.V., Soloveitchik Yu.G. et al. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2005. V. 38. № 6. P. 915.
<https://doi.org/10.1088/0022-3727/38/6/021>
22. Бордонский Г.С., Гурулев А.А., Орлов А.О. // Письма в ЖЭТФ. 2020. Т. 111. № 5. С. 311.
<https://doi.org/10.31857/S0370274X20050070>
23. Leoni F., Russo J. // Phys. Rev. X. 2021. V. 11. № 3. P. 031006.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevX.11.031006>
24. Solveyra E.G., Llave E., Scherlis D.A., Molinero V. // J. Phys. Chem. B. 2011. V. 115. Iss. 48. P. 14196.
<https://doi.org/10.1021/jp205008w>
25. Климов В. В. Наноплазмоника. М.: Физматлит, 2009.
26. Болтаев А.П., Пенин Н.А., Погосов А.О., Пудонин Ф.А. // ЖЭТФ. 2003. Т. 123. № 5. С. 1067.
27. Болтаев А.П., Пудонин Ф.А. // Краткие сообщ. по физике ФИАН. 2011. № 7. С. 3.
28. Муравьев В.М., Кукушкин И.В. // Успехи физ. наук. 2020. Т. 190. № 10. С. 1041.
<https://doi.org/10.3367/UFN.2019.07.038637>
29. Альшиц В.И., Любимов В.Н. // Письма в ЖЭТФ. 2020. Т. 112. № 2. С. 127.
<https://doi.org/10.31857/S1234567820140128>
30. Невзоров А.Н. // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 2006. Т. 42. № 6. С. 830.
31. Кутуза Б.Г., Данилычев М.В., Яковлев О.И. Спутниковый мониторинг Земли: Микроволновая радиометрия атмосферы и поверхности. М.: Ленанд, 2016.
32. Томилина О.А., Бержанский В.Н., Томилин С.В. // ФТТ. 2020. Т. 62. № 4. С. 614.
<https://doi.org/10.21883/FTT.2020.04.49129.610>

THE PROPOSED MECHANISM OF GLOW OF MESOSPHERE CLOUDS

G. S. Bordonskiy*, A. A. Gurulev, A. O. Orlov, V. A. Kazantsev

*Institute of Natural Resources, Ecology and Cryology of the Siberian Branch of the RAS,
Chita, 672002 Russian Federation*

**E-mail: lgc255@mail.ru*

Received March 27, 2023; revised November 2, 2023; accepted November 25, 2023

The question of the physical mechanism of electromagnetic radiation scattering by mesospheric (noctilucent) clouds is considered. A hypothesis has been expressed about the special electromagnetic characteristics of nanometer-sized ice particles that make up mesospheric clouds. Particle ice consists of a recently discovered crystalline modification of water — ice 0, formed by the condensation of vapor on dust particles at temperatures of $-140\dots-23^{\circ}\text{C}$. Ice 0 is a ferroelectric, and upon contact with a dielectric, a layer with high electrical conductivity is formed. Due to plasmon resonance in nanosized layers, strong scattering of electromagnetic radiation occurs over a wide frequency range. This mechanism causes the glow of noctilucent clouds when illuminated by the radiation of the Sun.

Keywords: noctilucent clouds, ice 0, plasmons, scattering of electromagnetic radiation

ЭЛЕКТРОДИНАМИКА И РАСПРОСТРАНЕНИЕ РАДИОВОЛН

УДК 537.874

ДИСПЕРСИЯ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПРОНИЦАЕМОСТИ КОМПОЗИЦИОННОГО МАТЕРИАЛА НА ОСНОВЕ РЕЗИСТИВНЫХ ДИПОЛЕЙ

© 2024 г. В. И. Пономаренко, И. М. Лагунов*

Крымский федеральный университет им. В.И. Вернадского,
просп. Акад. Вернадского, 4, Симферополь, 295007 Российская Федерация

*E-mail: lagunov.igor@gmail.com

Поступила в редакцию 04.06.2023 г.

После доработки 01.07.2023 г.

Принята к публикации 22.07.2023 г.

Установлено соответствие между электродинамическими характеристиками тонкого проводящего цилиндрического диполя и иглообразного эллипсоида. Теоретически обоснован известный экспериментальный результат, по которому диполю соответствует вписанный в него эллипсоид из того же материала. Показано, что в зависимости от величины скин-эффекта дисперсионная зависимость эффективной диэлектрической проницаемости композита на основе диполей может соответствовать как модели диэлектрика Лоренца, так и модели Дебая. Проведено сравнение результатов расчета диэлектрической проницаемости композита по различным формулам смешения с экспериментальными данными.

Ключевые слова: композиционные материалы, дисперсионная зависимость, эффективная диэлектрическая проницаемость

DOI: 10.31857/S0033849424040023, EDN: JSFHPM

ВВЕДЕНИЕ

Поглотители электромагнитных волн (ПЭВ) применяются для оборудования безэховых камер, радиолокационной маскировки объектов, улучшения работы антенн и в других целях [1, 2]. Одним из перспективных материалов для ПЭВ являются композиты с наполнителями в виде отрезков углеродного волокна [3, 4]. Дисперсию их эффективной диэлектрической проницаемости (ЭДП) можно варьировать в широких пределах путем изменения концентрации включений, их проводимости и размеров с целью оптимизации характеристик ПЭВ на их основе.

Проектирование таких материалов основывается на расчетных оценках частотной зависимости ЭДП. Практически точный расчет ЭДП может быть проведен на основе решения задачи дифракции для модельных композитов с упорядоченной структурой [5, 6]. Однако в реальных композитах включения расположены в матрице хаотически, в связи с чем расчет ЭДП в них проводится с использованием различных формул смешения для включений эллипсоидальной формы [3, 4, 7, 8].

Применение последних к композиту с цилиндрическими диполями основано на сопоставлении диполю вытянутого эллипсоида вращения

из того же материала. Как показано в [9] на основе анализа экспериментальных значений ЭДП композита с тонкими проводящими цилиндрическими диполями, наилучшее соответствие имеет место, если сопоставляемый диполю эллипсоид “вписан” в него, т.е. его большая полуось равна половине длины диполя, а малая полуось равна радиусу диполя. Однако теоретическое обоснование такой замены в литературе отсутствует. Кроме того, при таком подходе, основанном на использовании формул статики для эллипсоидов, не учитывается влияние скин-эффекта.

В [10] получено интегральное уравнение для тока в тонком цилиндрическом диполе. По току можно вычислить поляризуемость диполя с учетом скин-эффекта. Однако это уравнение не позволяет вычислить соответствующий диполю коэффициент деполаризации (КД).

Целью данной работы является теоретическое обоснование электродинамического соответствия между тонкими цилиндрическими проводящими диполями и иглообразными эллипсоидами, получение аналитических формул для вычисления поляризуемости и КД диполя и их применение к расчету дисперсии ЭДП в композитах на основе таких диполей.

1. ПОЛЯРИЗУЕМОСТЬ ТОНКОГО ПРОВОДЯЩЕГО ЦИЛИНДРИЧЕСКОГО ДИПОЛЯ

Для диполя радиуса r длиной $2h$ из материала с проводимостью σ , находящегося в среде с диэлектрической проницаемостью ε_1 в продольном переменном электрическом поле с напряженностью E_0 и циклической частотой ω . в [10] получено следующее выражение для проекции электрического поля на ось x диполя в точке с координатой x_0 на его поверхности:

$$E_x(x_0) = \frac{1}{4\pi i \omega \varepsilon_1} \int_{-h}^h I(x) dF(x), \quad (1)$$

$$F(x) = \frac{(x - x_0)}{\left[(x_0 - x)^2 + r^2 \right]^{3/2}}, \quad (2)$$

где $I(x)$ — ток. В (2) опущен введенный в [10] множитель, учитывающий временное запаздывание взаимодействия между элементами диполя, поскольку, как показали численные расчеты, вклад этого множителя незначителен. Учитывая, что

$$E_x(x_0) + E_0 = I(x_0) Z,$$

где Z — комплексное погонное сопротивление, получим, подставляя (2) в (1), интегральное уравнение относительно тока. Заменой переменных

$$\theta = \frac{x_0}{h}, \quad S = \frac{x}{h}, \quad I(\theta) = \frac{I(h\theta)Z}{E_0} \quad (3)$$

уравнение приводится к виду

$$\begin{cases} I(\theta) = 1 + \lambda \int_{-1}^1 \frac{k^2 - 2(S - \theta)^2}{\left[(S - \theta)^2 + k^2 \right]^{5/2}} I(S) dS, \\ \lambda = \frac{1}{4\pi i \omega \varepsilon_1 Z h^2}, \quad k = \frac{r}{h} \ll 1. \end{cases} \quad (4)$$

С учетом (3), полученная в [10] формула для поляризуемости диполя примет вид

$$\alpha = \gamma \int_0^1 I(x) dx, \quad \gamma = \frac{2ih}{\omega Z}, \quad (5)$$

где α — поляризуемость диполя.

Приближенное решение уравнения (4) можно получить, сделав предположение о распределении тока по длине диполя. Обычно это распределение полагается синусоидальным [11] —

$$I(S) = G \cos \frac{\pi}{2} S. \quad (6)$$

Однако вычисление интеграла в (4) с такой функцией затруднительно и, кроме того,

распределение тока не является строго синусоидальным [10]. В связи с этим примем

$$I(S) = G(1 - S^2). \quad (7)$$

На краях и в середине интервала $(-1, 1)$ функции (6) и (7) имеют равные значения, а при $S = \pm 1/2$ близки и имеют значения $0.71G$ и $0.75G$. Подставляя (7) в (4) и используя известные неопределенные интегралы от функций вида $(x^2 + a^2)^{-m/2}$, $m = 1, 3, 5$ [12], пренебрегая малыми величинами k^{2m} , $m \geq 2$, получим

$$G = \frac{1}{1 - 4\lambda \ln(2/(ek))}, \quad (8)$$

где $e = 2,71828\dots$ — число Непера. Из (5), (7), (8) находим

$$\alpha = \frac{\gamma}{3/2 - 6\lambda \ln(2/(ek))}. \quad (9)$$

Для диполя из немагнитного материала импеданс Z выражается через функции Бесселя [13]:

$$Z = \frac{\xi}{2\pi r \sigma} \frac{I_0(\xi r)}{I_1(\xi r)}, \quad \xi = \sqrt{i\omega \sigma \mu_0}, \quad i = \sqrt{-1}, \quad (10)$$

где μ_0 — магнитная проницаемость вакуума. При слабом скин-эффекте, $|\xi r| \ll 1$, используя разложение функций Бесселя в ряды [12], получим с точностью до $(\xi r)^4$

$$Z = R - i\omega \rho, \quad R = (\pi r^2 \sigma)^{-1}, \quad \rho = \mu_0 / (8\pi), \quad (11)$$

где R — статическое погонное сопротивление. С учетом (10), (11) получим из (9)

$$\begin{cases} \alpha(\omega) = \frac{A}{\omega_0^2 - ig\omega - \omega^2}, \quad A = \frac{4h}{3\rho}, \quad g = \frac{R}{\rho}, \\ \omega_0^2 = \frac{n}{\pi \varepsilon_1 \rho r^2}, \quad n = \frac{r^2}{h^2} \ln\left(\frac{2}{ek}\right). \end{cases} \quad (12)$$

Зависимость (12) $\alpha(\omega)$ совпадает с частотной зависимостью поляризуемости молекул-осцилляторов в модели диэлектрика Лоренца [8].

Если пренебречь скин-эффектом, который в реальных композитах на основе углеродных волокон мал, то, полагая $\rho \rightarrow 0$, получим, обозначив поляризуемость через $\tilde{\alpha}$:

$$\tilde{\alpha} = \frac{B\tilde{\omega}_0}{\tilde{\omega}_0 - i\omega}, \quad B = \frac{2\varepsilon_1 \nu}{3n}, \quad \tilde{\omega}_0 = \frac{\sigma n}{\varepsilon_1}, \quad (13)$$

где $\nu = 2\pi r^2 h$ — объем диполя.

Зависимость (13) поляризуемости диполя от частоты совпадает с частотной зависимостью поляризуемости молекул в релаксационной модели диэлектрика Дебая [8].

2. СООТНОШЕНИЯ МЕЖДУ ПОЛЯРИЗУЕМОСТЯМИ И КОЭФФИЦИЕНТАМИ ДЕПОЛЯРИЗАЦИИ ТОНКИХ ЦИЛИНДРИЧЕСКИХ ДИПОЛЕЙ И ИГЛООБРАЗНЫХ ЭЛЛИПСОИДОВ

Формула для статической поляризуемости эллипсоида вращения α_3 с полуосями a , b , и диэлектрической проницаемостью ε_2 , находящегося в среде с диэлектрической проницаемостью ε_1 , имеет вид

$$\alpha_3 = v_3 \frac{\varepsilon_2 - \varepsilon_1}{1 + n_3 (\varepsilon_2 / \varepsilon_1 - 1)}, \quad (14)$$

где $v_3 = \frac{4}{3} \pi a^2 b$ — объем эллипсоида, n_3 — коэффициент деполяризации, который в случае иглообразного эллипсоида имеет

$$n_3 = \frac{a^2}{b^2} \ln \left(\frac{2b}{ea} \right), \quad \frac{a}{b} \ll 1. \quad (15)$$

Полагая $\varepsilon_2 = i \frac{\sigma}{\omega}$ и считая, что $|\varepsilon_2| \gg |\varepsilon_1|$, что имеет место в реальных композитах на основе проводящих волокон, получим

$$\alpha_3 = \frac{\omega_{03} B_3}{\omega_{03} - i\omega}, \quad B_3 = \frac{v_3 \varepsilon_1}{n_3}, \quad \omega_{03} = \frac{\sigma n_3}{\varepsilon_1}. \quad (16)$$

Сравнивая $\tilde{\alpha}$ и α_3 , находим, что поляризуемость тонкого цилиндрического диполя при несущественном скин-эффекте такая же, как у иглообразного эллипсоида, малая полуось которого равна радиусу диполя $a = r$, а большая полуось равна половине длины диполя $b = h$. При этом величина n равна n_3 и имеет смысл коэффициента деполяризации диполя.

3. ДИСПЕРСИЯ ЭФФЕКТИВНОЙ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПРОНИЦАЕМОСТИ КОМПОЗИТА

Установленная аналогия между диполями и эллипсоидами позволяет обоснованно применять для вычисления ЭДП композита на основе диполей формулы смешения для композита с эллипсоидальными включениями.

В приближении Максвелла–Гарнетта (МГ), предполагающем, что поляризуемость включения в композите такая же, как если бы оно находилось в матричной среде, формула для ЭДП имеет вид [4]

$$\varepsilon = \varepsilon_1 \left(1 + \frac{N \bar{\alpha}}{\varepsilon_1 - n \bar{\alpha} N} \right). \quad (17)$$

Здесь N — число включений в единице объема, $\bar{\alpha} \equiv \alpha \eta$ при пренебрежимо малом скин-эффекте и $\bar{\alpha} = \alpha \eta$ при слабом скин-эффекте, η — коэффициент, учитывающий ориентацию диполей по отношению к среднему электрическому полю

в композите, $\eta = 1/3$ при хаотической ориентации в пространстве и $\eta = 1/2$ при хаотической ориентации в плоскости, параллельной полю [3]. Если КД настолько мал, что величиной $n \bar{\alpha} N$ в (17) можно пренебречь, по сравнению с ε_1 , то получим

$$\varepsilon = \varepsilon_1 + N \bar{\alpha}. \quad (18)$$

При $\bar{\alpha} = \eta \alpha$ получим

$$\varepsilon = \varepsilon_1 + \frac{\omega_p^2}{\omega_0^2 - \omega^2 - ig\omega}, \quad \omega_p^2 = \eta N B. \quad (19)$$

что соответствует дисперсии в осцилляторной модели диэлектрика Лоренца. При $\bar{\alpha} = \eta \alpha$ получим

$$\varepsilon = \varepsilon_1 + \frac{\tilde{\omega}_0 D}{\tilde{\omega}_0 - i\omega}, \quad D = \eta N B. \quad (20)$$

что соответствует релаксационной модели диэлектрика Дебая.

На рис. 1 приведены экспериментальные значения (в зависимости от частоты f) компонент ЭДП для композита на основе отрезков углеродных волокон длиной 1.5 мм с радиусом 4 мкм и проводимостью 10000 См/м, распределенных с объемной концентрацией 0.001 в матрице с относительной диэлектрической проницаемостью 1.8 [3]. На этих же рисунках приведены расчетные зависимости компонент ЭДП. Расчет проводился как с применением формулы (19), так и формулы (20), а также с применением формулы (17). Значения ЭДП, вычисленные с применением указанных формул, совпадают с графической точностью, что объясняется малостью второго слагаемого в знаменателе равенства (17), а также слабостью скин-эффекта в углеродных волокнах.

Из сравнения расчетных и экспериментальных значений ЭДП видно, что полученные формулы для поляризуемости диполя адекватно описывают тип дисперсии в композите как релаксационный, однако имеет место значительное различие между расчетными и экспериментальными значениями мнимой части ЭДП в низкочастотной области.

На рис. 2 приведены экспериментальные значения компонент ЭДП для композита на основе отрезков углеродных волокон длиной 10 мм с радиусом 4 мкм и проводимостью 71000 См/м, распределенных с объемной концентрацией 0.0005 в матрице с относительной диэлектрической проницаемостью 1.8 [3]. На этих же рисунках приведены расчетные значения компонент ЭДП в приближении МГ. Из сравнения видно, что имеет место существенное различие между экспериментальными и расчетными значениями, наиболее выраженное на низких частотах для мнимой части ЭДП.

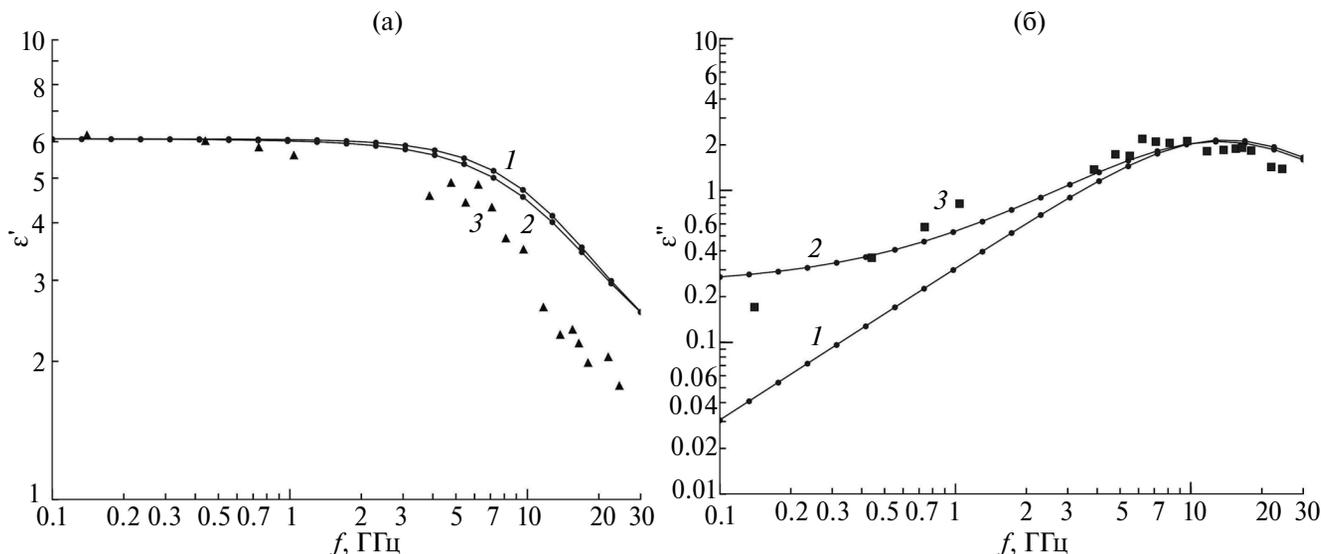


Рис. 1. Частотная зависимость вещественной (а) и мнимой (б) компонент ЭДП композиционного материала на основе отрезков углеродных волокон длиной 1.5 мм: 1 — расчет в приближении МГ; 2 — расчет по обобщенной формуле; 3 — экспериментальные данные.

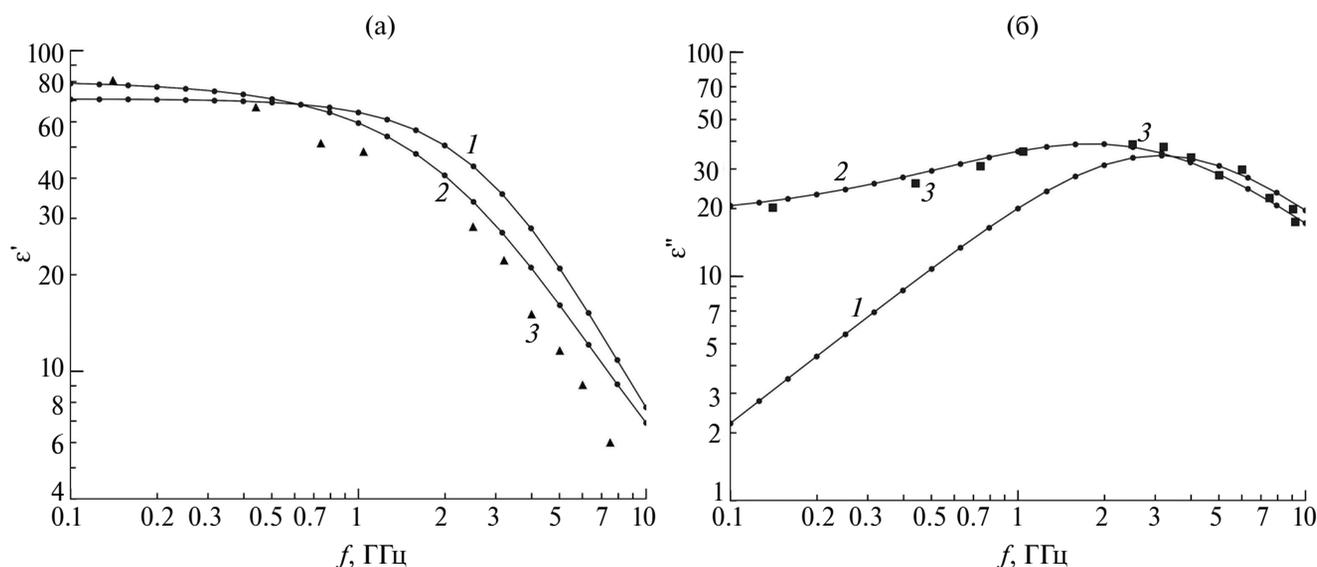


Рис. 2. Частотная зависимость вещественной (а) и мнимой (б) компонент ЭДП композиционного материала на основе отрезков углеродных волокон длиной 10 мм: 1 — расчет в приближении МГ; 2 — расчет по обобщенной формуле; 3 — экспериментальные данные.

Приближение Бруггемана предполагает, что поляризуемость включений в композите такая же, как если бы они находились в среде с диэлектрической проницаемостью, равной эффективной проницаемостью композита [8]. Расчеты ЭДП в приближении Бруггемана проводились с учетом соответствия между цилиндрическими диполями и эллипсоидами по формулам, полученным в [7]. Для диполей длиной 1.5 мм частотные зависимости компонент ЭДП практически не отличаются от приведенных на рис. 1 зависимостей, соответствующих приближению МГ. Для диполей длиной 10 мм расчетные значения ЭДП в приближении

Бруггемана расходятся с экспериментальными значениями больше, чем расчетные значения, полученные в приближении МГ.

Обобщенная формула для ЭДП композита на основе эллипсоидов соответствует предположению, что и включения, и частицы матрицы поляризуются так, как если бы они находились в среде с некоторой действующей проницаемостью $\tilde{\epsilon}$ [7],

$$\epsilon = \tilde{\epsilon} \left(1 + \frac{S_1 + N\alpha}{\tilde{\epsilon} - S_2 - N\bar{\alpha}n} \right),$$

$$S_1 = \frac{3(1-p)(\epsilon_1 - \tilde{\epsilon})\tilde{\epsilon}}{2\tilde{\epsilon} + \epsilon_1}, \quad S_2 = \frac{1}{3}S_1, \quad (21)$$

где p — объемная концентрация включений, α — поляризуемость эллипсоида в среде с диэлектрической проницаемостью $\tilde{\epsilon}$. Результаты расчета ЭДП по обобщенной формуле приведены на рис. 1 и 2. При их проведении в формулы (9), (12), (13), дающие практически одинаковый результат, на место диэлектрической проницаемости матрицы ϵ_1 подставлялась действующая проницаемость $\tilde{\epsilon}$. Эта величина использовалась как подгоночный параметр и оказалась равной $1.8 + 0.15i$ и $2.5 + 0.6i$ для композитов с диполями длиной 1.5 и 10 мм соответственно. Достаточно очевидно, что действующая диэлектрическая проницаемость различна на разных частотах. Однако сравнительное соответствие между экспериментальными и расчетными значениями, полученное при не зависящей от частоты действующей проницаемости, указывает на слабую зависимость последней от частоты, что упрощает ее использование как подгоночного параметра.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Теоретически обосновано известное экспериментально установленное электродинамическое соответствие между тонким проводящим цилиндрическим диполем и вписанным в него эллипсоидом из того же материала. Получены формулы для расчета поляризуемости и коэффициента деполаризации диполя. Показано, что в приближении МГ дисперсионная зависимость эффективной диэлектрической проницаемости композита на основе диполей такая же, что и в модели диэлектрика Лоренца. Показано, что при слабом скин-эффекте дисперсия имеет релаксационный характер, соответствующий модели диэлектрика Дебая. Для композитов на основе отрезков углеродных волокон проведено сравнение результатов расчета ЭДП с экспериментальными данными и показано, что при соответствующем выборе значения действующей диэлектрической проницаемости расчеты по обобщенной формуле для ЭДП композита на основе эллипсоидальных включений лучше согласуются с экспериментом, чем расчеты по формулам, соответствующим приближению МГ и приближению Бруггемана, что указывает на целесообразность теоретического обоснования зависимости действующей диэлектрической проницаемости от структуры композита и частоты, которая без такого обоснования применима лишь как подгоночный параметр.

Результаты работы могут быть использованы для моделирования дисперсии диэлектрической

проницаемости в композиционных материалах при их проектировании.

Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы выражают благодарность К. Н. Розанову за любезно предоставленные экспериментальные данные, использованные в данной работе для сравнения с ними численных расчетов ЭДП композита.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Тартаковский А.Б.* // Радиоэлектроника за рубежом. М.: изд-во НИИ Экономики и информации по радиоэлектронике. 1990. Вып. 7(47). С. 40.
2. *Беляев А.А., Беспалова Е.Е., Романов А.М.* // Авиационные материалы и технологии. 2013. № 1. С. 53.
3. *Розанов К.Н.* Частотно-зависимые магнитные и диэлектрические свойства композитных материалов для широкополосных СВЧ применений. Дис... докт. физ.-мат. наук. М.: ИТПЭ РАН, 2018. 326 с.
4. *Пономаренко В.И., Лагунов И.М.* Поглотители электромагнитных волн. Радиофизическая теория. Методы расчета. Симферополь: Полипринт, 2021.
5. *Пономаренко В.И., Лагунов И.М.* Композиционные материалы: разработка и применение. Новосибирск: Изд. АНС "СибАК", 2017. С. 112.
6. *Лагунов И.М., Пономаренко В.И.* // РЭ. 2020. Т. 65. № 3. С. 245.
7. *Пономаренко В.И., Лагунов И.М.* // РЭ. 2021. Т. 66. № 4. С. 345.
8. *Борен К., Хафмен Д.* Поглощение и рассеяние света малыми частицами. М.: Мир, 1986.
9. *Lagarkov A.N., Matytsin S.N., Rozanov K.N., Sarychev A.K.* // J. Appl. Phys. 1998. V. 84. № 7. P. 3806.
10. *Пономаренко В.И., Лагунов И. М.* // РЭ. 2021. Т. 66. № 5. С. 419.
11. *Хижняк Н.А.* Интегральные уравнения макроскопической электродинамики. Киев: Наукова думка, 1986.
12. *Градштейн И.С., Рыжик И.М.* Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений. М.: Наука, 1971.
13. *Бессонов Л.А.* Теоретические основы электротехники: Электромагнитное поле. М.: Высш. школа, 1978.

DISPERSION OF DIELECTRIC PERMITTIVITY FOR COMPOSITE MATERIAL BASED ON RESISTIVE DIPOLES

V. I. Ponomarenko, I. M. Lagunov*

Vernadsky Crimean Federal University, Vernadsky prospekt 4, Simferopol, 295007 Russian Federation

**E-mail: lagunov.igor@gmail.com*

Received June 4, 2023; revised July 1, 2023; accepted July 22, 2023

A correspondence has been established between the electrodynamic characteristics of a thin conductive cylindrical dipole and a needle-shaped ellipsoid. A well-known experimental result is theoretically justified, according to which an ellipsoid of the same material inscribed in it corresponds to a dipole. It is shown that, depending on the magnitude of the skin effect, the dispersion dependence of the effective dielectric constant of a dipole-based composite can correspond to both the Lorentz dielectric model and the Debye model. The results of calculating the dielectric constant of the composite according to various mixing formulas are compared with experimental data.

Keywords: composite materials, dispersion dependence, effective permittivity

СТАТИСТИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ МАТРИЧНОГО МЕТОДА ИЗМЕРЕНИЙ РАДИОЛОКАЦИОННЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ОБЪЕКТОВ

© 2024 г. В. А. Понькин, О. Е. Кирьянов*, Н. С. Корда

Военный учебно-научный центр Военно-воздушных сил «Военно-воздушная академия имени профессора Н. Е. Жуковского и Ю. А. Гагарина»,

ул. Старых Большевиков, 54а, Воронеж, 394064 Российская Федерация

*E-mail: olegkir@inbox.ru

Поступила в редакцию 26.06.2023 г.

После доработки 26.06.2023 г.

Принята к публикации 06.10. 2023 г.

Рассмотрен матричный метод измерений радиолокационных характеристик объектов, заключающийся в облучении объекта системой независимых тестирующих полей, приеме совокупности рассеянных полей и проведении апостериорной обработки полученных результатов на основе принципа суперпозиции для определения требуемых радиолокационных характеристик объекта. Проведен анализ информационных возможностей матричного метода измерения линейных и нелинейных радиолокационных характеристик объектов при наличии случайных погрешностей регистрации амплитуды и фазы сигналов тестирующего зондирования. Определены дисперсии искомым линейных и нелинейных радиолокационных характеристик объектов в предположении большого отношения сигнал/шум в каждом канале приема тестирующих сигналов и оценки амплитуды и фазы тестирующих сигналов методом максимального правдоподобия. Установлено, что матричный метод измерения радиолокационных характеристик объектов работоспособен в реальных условиях наличия шумов и мешающих факторов.

Ключевые слова: радиолокационный измерительный комплекс, радиолокационная характеристика, эффективная площадь рассеяния, принцип суперпозиции

DOI: 10.31857/S0033849424040038, **EDN:** JSDYKN

ВВЕДЕНИЕ

Важнейшие достижения современного этапа развития измерительной радиолокационной техники (РЛТ) различных типов и назначения связаны с внедрением цифровых технологий, обеспечивающих упрощение радиотехнической части РЛТ и дальнейшее повышение ее информационных возможностей.

Наиболее значительные результаты на этом пути связывают с разработкой так называемого матричного метода измерений радиолокационных характеристик (РЛХ) объектов. В соответствии с матричным методом проводятся облучение объекта системой независимых тестирующих полей, прием совокупности рассеянных полей и апостериорная обработка полученных результатов на основе принципа суперпозиции для определения требуемых радиолокационных характеристик объекта [1–3]. Применимость принципа суперпозиции обусловлена линейностью процессов распространения и рассеяния электромагнитных волн на объекте в процессе проведения измерений [4], при этом не накладывается каких-либо ограничений на использование тестирующих зондирующих сигналов. Измерительная РЛТ может быть не только

сверхширокополосной, но и многодиапазонной, а также многоканальной, в ней могут быть использованы зондирующие сигналы большой когерентной длительности с синтезированием (при обработке результатов тестирующего зондирования) сверхкороткого пространственно-временного импульса, а также облучающие исследуемый объект и принимаемые рассеянные им поля с требуемой пространственной структурой и т.д.

Вместе с тем уникальные свойства РЛТ, достигаемые на основе принципа суперпозиции, в ранее опубликованных работах рассмотрены в предположении отсутствия влияния помех и мешающих факторов. В действительности в радиолокационных измерительных комплексах (РИК) принцип суперпозиции используется для обработки результатов тестирующего зондирования, сигналы которого регистрируются в условиях влияния мешающих факторов и шумов.

Цель данной работы — рассмотреть матричный метод измерения РЛХ объектов при наличии влияния помех и мешающих факторов.

1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Рассмотрим радиолокационный измерительный комплекс, в котором используются N облучающих полей $S_i^r(\vec{r})$ ($i = 1, \dots, N$) и M приемных полей $S_j^s(\vec{\rho})$ ($j = 1, \dots, M$), \vec{r} , $\vec{\rho}$ — радиус-векторы точек в рабочей зоне комплекса полей облучения и приема соответственно. Требуемые поля облучения $S_\Sigma^r(\vec{r})$ и приема $S_\Sigma^s(\vec{\rho})$ в рабочей зоне измерительного комплекса формируются математически на основе принципа суперпозиции следующим образом:

$$S_\Sigma^r(\vec{r}) = \sum_{i=1}^N \alpha_i S_i^r(\vec{r}); \tag{1a}$$

$$S_\Sigma^s(\vec{\rho}) = \sum_{j=1}^M \beta_j S_j^s(\vec{\rho}), \tag{1б}$$

где α_i, β_j — комплексные весовые коэффициенты, выбираемые таким образом, чтобы требуемые поля облучения и приема были сформированы во всех точках \vec{r} , $\vec{\rho}$ рабочей зоны измерительного комплекса. Совместное действие полей $S_i^r(\vec{r})$ и $S_j^s(\vec{\rho})$ является тестирующим сигналом S_{ij} , учитывающим условия облучения и приема при выполнении единичного излучения.

Полученные результаты единичного тестирующего зондирования объекта в рабочей зоне комплекса Y_{ij} ($i = 1, \dots, N; j = 1, \dots, M$) апостериори совместно обрабатываются. При этом вначале вычисляются линейные РЛХ Y_Σ , являющиеся линейной реакцией исследуемого объекта на сложный приемопередающий сигнал [4]

$$S_\Sigma(\vec{r}, \vec{\rho}) = S_\Sigma^r(\vec{r}) S_\Sigma^s(\vec{\rho}) = \sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^M \alpha_i \beta_j S_i^r(\vec{r}) S_j^s(\vec{\rho}) \tag{2}$$

с требуемыми полями облучения (1a) и приема (1б).

Причем в соответствии с принципом суперпозиции, реакция исследуемого объекта Y_Σ в полях облучения $S_\Sigma^r(\vec{r})$ и приема $S_\Sigma^s(\vec{\rho})$ без проведения дополнительного эксперимента определяется численно с помощью следующего выражения:

$$Y_\Sigma = \sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^M \alpha_i \beta_j Y_{ij}, \tag{3}$$

где α_i, β_j — те же коэффициенты, которые используются при составлении сложного сигнала (2).

На практике результаты тестирующего зондирования Y_{ij} регистрируются в условиях помех и влияния случайных мешающих факторов, поэтому они являются случайными.

Таким образом, возникает задача оценки эффективности применения принципа суперпозиции для решения задачи измерения РЛХ объектов при учете случайного характера результатов тестирующего зондирования Y_{ij} .

2. ДОПУЩЕНИЯ И ОГРАНИЧЕНИЯ

Для упрощения решения задачи примем ряд допущений и ограничений.

Во-первых, будем считать, что в качестве тестирующих используются гармонические сигналы, являющиеся собственными функциями линейных систем. В этом случае регистрация результатов тестирования сводится к измерению амплитуды и фазы излучаемых и принимаемых сигналов.

Далее предположим, что амплитуда и фаза излучаемых сигналов являются известными и измеряются лишь амплитуда и фаза принимаемых сигналов.

В качестве модели случайного результата тестирующего зондирования \tilde{Y}_{ij} исследуемого объекта сигналом S_{ij} принимается выражение

$$\tilde{Y}_{ij} = (A_{ij} + \Delta A_{ij}) \exp(j(\psi_{ij} + \phi_{ij})), \tag{4}$$

где A_{ij}, ψ_{ij} — амплитуда и фаза Y_{ij} результата тестирующего зондирования при отсутствии погрешностей измерений, $\Delta A_{ij}, \phi_{ij}$ — случайные составляющие амплитуды и фазы результата тестирующего зондирования исследуемого объекта сигналом S_{ij}, j — мнимая единица.

Во-вторых, по условиям функционирования радиолокационного РИК матричного типа погрешности измерения амплитуды и фазы должны быть небольшими, т.е.

$$\sigma_{\phi_{ij}} \ll 1, \quad \sigma_{\Delta A_{ij}} \ll A_{ij}, \tag{5}$$

и независимыми.

Кроме того, полагаем, что ΔA_{ij} и ϕ_{ij} распределены по нормальному закону

$$N_{\Delta A} \{ A_{ij}, \sigma_{A_{ij}}^2 \} \text{ и } N_{\phi} \{ 0, \sigma_{\phi_{ij}}^2 \},$$

где σ_A^2 и σ_ϕ^2 — дисперсии амплитуды и фазы случайных погрешностей измерения.

Для упрощения вычислений также предположим, что результаты тестирующих измерений являются равноточными, т.е.

$$\sigma_{A_{ij}}^2 = \sigma_A^2, \quad \sigma_{\phi_{ij}}^2 = \sigma_\phi^2. \tag{6}$$

3. МОДЕЛЬ СЛУЧАЙНЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ ТЕСТИРУЮЩЕГО ЗОНДИРОВАНИЯ

С учетом принятых допущений и ограничений модель случайного результата \tilde{Y}_{ij} тестирующего зондирования при наличии случайных погрешностей амплитуды и фазы представляется в виде

$$\tilde{Y}_{ij} = \eta_{ij} \exp(j \psi_{ij}), \tag{7}$$

где η_{ij} — случайный мультипликативный множитель равный

$$\eta_{ij} = (A_{ij} + \Delta A_{ij}) \exp(j \phi_{ij}). \quad (8)$$

Причем η_{ij} имеет следующие статистические характеристики:

1) среднее значение –

$$\langle \eta_{ij} \rangle = \langle (A_{ij} + \Delta A_{ij}) \rangle \langle \exp(j \phi_{ij}) \rangle = A_{ij} \exp\left(-\frac{\sigma_\phi^2}{2}\right), \quad (9)$$

2) дисперсия при независимых погрешностях измерения амплитуды и фазы вычисляется по формуле [5]

$$\begin{aligned} D[\xi_1 \xi_2] &= \\ &= D[\xi_1] D[\xi_2] + \langle \xi_1 \rangle^2 D[\xi_2] + \langle \xi_2 \rangle^2 D[\xi_1], \end{aligned} \quad (10)$$

где ξ_1, ξ_2 — независимые случайные величины.

С учетом статистических характеристик составляющих случайной функции η_{ij}

$$\langle A_{ij} + \Delta A_{ij} \rangle = A_{ij}, \quad D[A_{ij} + \Delta A_{ij}] = D[\Delta A] = \sigma_A^2, \quad (11a)$$

$$\begin{aligned} \langle \exp(j \phi_{ij}) \rangle &= \exp\left(-\frac{\sigma_\phi^2}{2}\right), \quad D[\exp(-j \phi_{ij})] = \\ &= 1 - \exp(-\sigma_\phi^2), \end{aligned} \quad (11b)$$

получаем

$$D[\eta_{ij}] = \sigma_A^2 + A_{ij}^2 (1 - \exp(-\sigma_\phi^2)). \quad (12)$$

4. ПОКАЗАТЕЛИ ЭФФЕКТИВНОСТИ

При наличии случайных погрешностей результатов тестирующего зондирования измеряемые радиолокационные характеристики становятся случайными. Поэтому показателями эффективности матричного метода измерения РЛХ, прежде всего, должны опираться на статистические характеристики измеряемых РЛХ.

При этом обобщенным показателем качества измерения РЛХ матричным методом становится аналог показателя отношения “сигнал/шум” $\langle \tilde{Y}_\Sigma \rangle \{D[\tilde{Y}_\Sigma]\}^{1/2}$, т.е.

$$K_{MT}[\tilde{Y}_\Sigma] = \langle \tilde{Y}_\Sigma \rangle / \{D[\tilde{Y}_\Sigma]\}^{1/2}, \quad (13a)$$

или показатель отношения “сигнал/шум” измерения РЛХ матричным методом (по мощности)

$$K_{MT}^2[\tilde{Y}_\Sigma] = \langle \tilde{Y}_\Sigma \rangle^2 / D[\tilde{Y}_\Sigma]. \quad (13b)$$

Поскольку матричным методом непосредственно вычисляются линейные РЛХ \tilde{Y}_Σ , которые являются исходными данными для вычисления нелинейных РЛХ

$$F = F\{\tilde{Y}_\Sigma\}, \quad (14)$$

где F — нелинейная функция, то далее можно получить расчетные соотношения для вычисления среднего значения и дисперсии линейной РЛХ

$$\tilde{Y}_\Sigma = \sum_i^N \sum_j^M \alpha_i \beta_j \exp(j \psi_{ij}) \eta_{ij} \quad (15)$$

и нелинейной РЛХ, в качестве которой рассматривается эффективная площадь рассеяния (ЭПР) объектов, определяемая с точностью до постоянного множителя как

$$\Theta = |\tilde{Y}_\Sigma|^2. \quad (16)$$

На практике неопределенный постоянный множитель определяется путем проведения калибровочных измерений [6].

5. ВЫЧИСЛЕНИЕ СРЕДНИХ ЗНАЧЕНИЙ И ДИСПЕРСИЙ ЛИНЕЙНОЙ РЛХ И ЭПР

Сначала вычислим среднее значение линейной РЛХ:

$$\langle \tilde{Y}_\Sigma \rangle = \sum_i^N \sum_j^M \alpha_i \beta_j \langle \tilde{Y}_{ij} \rangle. \quad (17)$$

С учетом (4), (7), (8) получим

$$\begin{aligned} \langle \tilde{Y}_\Sigma \rangle &= \exp\left(-\frac{\sigma_\phi^2}{2}\right) \sum_i^N \sum_j^M \alpha_i \beta_j A_{ij} \exp(j \psi_{ij}) = \\ &= \exp\left(-\frac{\sigma_\phi^2}{2}\right) Y_\Sigma. \end{aligned} \quad (18)$$

Далее вычислим дисперсию линейной РЛХ:

$$D[\tilde{Y}_\Sigma] = D\left[\sum_i^N \sum_j^M \alpha_i \beta_j \exp(j \psi_{ij}) \eta_{ij}\right]. \quad (19)$$

Поскольку слагаемые в (18) являются независимыми случайными величинами, то с учетом (12) получим

$$\begin{aligned} D[\tilde{Y}_\Sigma] &= \sum_i^N \sum_j^M |\alpha_i|^2 |\beta_j|^2 D[\eta_{ij}] = \\ &= \sum_i^N \sum_j^M |\alpha_i|^2 |\beta_j|^2 \left[\sigma_A^2 + A_{ij}^2 (1 - \exp(-\sigma_\phi^2)) \right] = \\ &= \sigma_A^2 P_{\alpha\beta} + (1 - \exp(-\sigma_\phi^2)) P_\Sigma, \end{aligned} \quad (20)$$

где

$$P_\Sigma = \sum_i^N \sum_j^M |\alpha_i|^2 |\beta_j|^2 |A_{ij}|^2 \quad (21)$$

— суммарная мощность тестирующих сигналов,

$$P_{\alpha\beta} = \sum_i^N \sum_j^M |\alpha_i|^2 |\beta_j|^2 \quad (22)$$

– коэффициент шумов, обусловленных случайными погрешностями регистрации амплитуды тестирующих сигналов.

Для вычисления статистических характеристик нелинейных РЛХ используются результаты теории переноса ошибок [7], в соответствии с которыми среднее значение нелинейной РЛХ (14) равно

$$\langle F \rangle = F \left\{ \tilde{Y}_\Sigma \langle \langle \eta_{ij} \rangle \rangle \right\}, \quad (23)$$

а дисперсия приближенно вычисляется по формуле

$$D[F] = \sum_i^N \sum_j^M \left| \frac{\partial F}{\partial \eta_{ij}} \right|_{\langle \eta \rangle}^2 D[\eta_{ij}], \quad (24)$$

где $\eta = \{ \eta_{ij} \} (i = 1, \dots, N; j = 1, \dots, M)$.

С использованием выражений (23), (24), среднее значение (16) с учетом (4), (9) и (15) равно

$$\langle \text{ЭПР} \rangle = \left| \sum_i \sum_j \alpha_i \beta_j \exp(j \psi_{ij}) \langle \eta_{ij} \rangle \right|^2 = \left| \sum_i \sum_j \alpha_i \beta_j A_{ij} e^{j \psi_{ij}} \right|^2 \exp(-\sigma_\phi^2),$$

т.е.

$$\langle \text{ЭПР} \rangle = \exp(-\sigma_\phi^2) \Theta_0, \quad (25)$$

где Θ_0 — значение ЭПР объекта при отсутствии влияния амплитудных и фазовых погрешностей результатов тестирующего зондирования. При этом, отсутствие случайных амплитудных и фазовых погрешностей результатов тестирующего зондирования не гарантирует получение точных значений РЛХ, которые определяются многими

другими факторами (геометрические параметры антенных систем РИК, форма и размеры объекта и т.д. [8]).

Оценка дисперсии ЭПР по формуле (24), с учетом производной от модуля функции

$$|f(x)|' = \frac{f(x)}{|f(x)|} f'(x),$$

приводит к следующему результату:

$$D[\text{ЭПР}] = \sum_i^N \sum_j^M \left| 2 |Y_\Sigma| \frac{Y_\Sigma \alpha_i \beta_j \exp(j \psi_{ij})}{|Y_\Sigma|} \right|^2 D[\eta_{ij}] =$$

$$= 4 |Y_\Sigma|^2 \exp(-\sigma_\phi^2) \left\{ \begin{array}{l} \sigma_A^2 \sum_i^N \sum_j^M |\alpha_i|^2 |\beta_j|^2 + \\ + (1 - \exp(-\sigma_\phi^2)) \sum_i^N \sum_j^M |\alpha_i|^2 |\beta_j|^2 |A_{ij}|^2 \end{array} \right\}. \quad (26)$$

6. АНАЛИЗ ПОЛУЧЕННЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ

6.1. Анализ средних значений линейных РЛХ и нелинейных РЛХ (ЭПР)

При наличии случайных погрешностей регистрации амплитуды и фазы сигналов тестирующего зондирования при измерении матричным методом линейных и нелинейных РЛХ (ЭПР) объектов они становятся случайными величинами.

Оценки среднего значения и дисперсии линейных РЛХ определяются формулами (18), (20), а нелинейных РЛХ (ЭПР) — (25) и (26).

Из анализа (18) и (25) следует, что центрированные погрешности регистрации амплитуды результатов тестирующих измерений не оказывают влияния на величину среднего значения линейных и нелинейных РЛХ. При этом центрированные

фазовые погрешности с дисперсией σ_ϕ^2 приводят к снижению оцениваемого значения РЛХ пропорционально величине $\exp(-\sigma_\phi^2)$.

Это означает, что при $\sigma_\phi^2 \approx 0.1$ относительная величина оцениваемого среднего значения линейной РЛХ $\langle \tilde{Y}_\Sigma \rangle / Y_\Sigma$ и значения нелинейной РЛХ (ЭПР) Θ / Θ_0 снижаются примерно на 10%.

6.2. Анализ дисперсии линейных РЛХ и нелинейных РЛХ (ЭПР)

Для наглядного представления полученных результатов рассмотрены максимальные значения дисперсии линейных РЛХ и нелинейных РЛХ (ЭПР). Для этого в формулы (20) и (26) подставлены максимальные значения варьируемых (при измерении различных РЛХ) параметров

$$\alpha_{ij} = 1 \text{ и } \beta_{ij} = 1$$

и максимальное значение мощности единичных тестирующих сигналов $A_{ij}^2 = P_1$.

В этом случае максимальные значения дисперсии оцениваемых РЛХ для линейной РЛХ и нелинейной РЛХ (ЭПР) равны соответственно:

$$D[\tilde{Y}_\Sigma]_{\max} = NM \left[\sigma_A^2 + (1 - \exp(-\sigma_\phi^2)) P_1 \right], \quad (27)$$

$$D[\text{ЭПР}]_{\max} = 4\mathcal{E}_0 NM \exp(-\sigma_\phi^2) \left[\sigma_A^2 + (1 - \exp(-\sigma_\phi^2)) P_1 \right]. \quad (28)$$

Как следует из выражений (27) и (28), дисперсия оценки линейной РЛХ $D[\tilde{Y}_\Sigma]$ и нелинейной РЛХ (ЭПР) $D[\text{ЭПР}]$ при прочих равных условиях линейно возрастают с увеличением общего числа NM тестирующих сигналов. То есть при создании РИК матричного типа актуальной является задача выбора технического облика РИК, обеспечивающего использование минимального числа тестирующих сигналов.

Однако из (1) следует, что увеличение N и M позволяет более точно описать требуемый для измерения виртуальный сигнал S_Σ , что безусловно повышает точность измерения РЛХ. Поэтому в процессе эксплуатации РИК необходимо для каждой измеряемой РЛХ \tilde{Y}_Σ оптимизировать состав S_{ij} и общее число NM тестирующих сигналов.

При выполнении принятых допущений (5) выражения (27), (28) можно представить в виде

$$D[\tilde{Y}_\Sigma]_{\max} \approx NM \left[\sigma_A^2 + \sigma_\phi^2 P_1 \right], \quad (29)$$

$$D[\text{ЭПР}]_{\max} \approx 4\mathcal{E}_0 NM \left[\sigma_A^2 + \sigma_\phi^2 P_1 \right], \quad (30)$$

из которых видно эквивалентное действие погрешностей измерения амплитуды σ_A^2 и фазы σ_ϕ^2 , умноженной на мощность единичного тестирующего сигнала P_1 .

Для пояснения физического смысла выражений (29), (30) рассмотрено влияние всегда присутствующих на практике внутренних шумов измерительных приемников.

В предположении, что оценка параметров (амплитуды и фазы) тестирующих сигналов осуществляется методом максимального правдоподобия [9], дисперсия оценки начальной фазы, при большом отношении сигнал/шум q^2 в каждом канале приема тестирующих сигналов ($q^2 = P_1 / P_{\text{ш}}$), приближенно равна

$$\sigma_\phi^2 \approx 1 / q^2. \quad (31)$$

При этом дисперсия оценки амплитуды равна

$$\sigma_A^2 = P_1 / q^2. \quad (32)$$

С учетом (31), (32) формулы (29), (30), принимают вид

$$D[\tilde{Y}_\Sigma]_{\max} \approx 2NMP_{\text{ш}}, \quad (33)$$

$$D[\text{ЭПР}]_{\max} \approx (8\mathcal{E}_0)2NMP_{\text{ш}}, \quad (34)$$

из которых видно, что основные факторы, ограничивающие информационные возможности матричного метода измерения РЛХ объектов, связаны с общим количеством используемых тестирующих сигналов (NM) и мощностью внутренних шумов измерительной аппаратуры $P_{\text{ш}}$.

6.3. Обобщенный показатель качества измерения РЛХ матричным методом

По результатам проведенных вычислений обобщенный показатель (13), в целом характеризующий возможность измерения линейных и нелинейных РЛХ, можно представить в следующем виде:

при измерении линейной РЛХ –

$$K_{\text{МТ}}[\tilde{Y}_\Sigma] \approx \exp\left(-\frac{\sigma_\phi^2}{2}\right) Y_\Sigma / \left[(\sigma_A^2 + \sigma_\phi^2 P_1) NM \right]^{1/2}, \quad (35)$$

и нелинейной РЛХ (ЭПР) –

$$K_{\text{МТ}}[\text{ЭПР}] \approx \exp(-\sigma_\phi^2) \sqrt{\mathcal{E}_0} / 2 \left[(\sigma_A^2 + \sigma_\phi^2 P_1) NM \right]^{1/2}. \quad (36)$$

Из (35), (36) следует, что при наличии малых случайных погрешностей регистрации амплитуды и фазы сигналов тестирующего зондирования матричный метод обеспечивает измерение линейных и нелинейных РЛХ.

При оценке амплитуды и фазы тестирующих сигналов методом максимального правдоподобия обобщенный показатель качества измерения РЛХ матричным методом качественно характеризуется при измерении линейных РЛХ и нелинейных РЛХ (ЭПР) соответственно, как:

$$K_{\text{МТ}}[\tilde{Y}_\Sigma] \approx Y_\Sigma / \sqrt{2NMP_{\text{ш}}}, \quad (37)$$

$$K_{\text{МТ}}[\text{ЭПР}] \approx \sqrt{\mathcal{E}_0} / 2\sqrt{2NMP_{\text{ш}}}. \quad (38)$$

Учитывая, что значения величин Y_Σ и $\sqrt{\mathcal{E}_0}$ пропорциональны $NM\sqrt{P_1}$, в целом возможность измерения РЛХ пропорциональна величине $\sqrt{NM P_1 / P_{\text{ш}}}$, т.е.

$$K_{\text{МТ}}[\tilde{Y}_\Sigma] \propto K_{\text{МТ}}[\text{ЭПР}] \propto \sqrt{NMP_1 / P_{\text{ш}}}. \quad (39)$$

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

При наличии случайных погрешностей амплитуды и фазы результатов тестирующего зондирования информационные возможности РИК матричного типа ограничены возникающими при этом погрешностями измерения линейных и нелинейных РЛХ объектов, которые прямо пропорциональны общему числу (NM) используемых тестирующих сигналов и мощности внутренних шумов $P_{ш}$.

При создании РИК матричного типа необходимо не только применять высокочувствительные приемные устройства с малым уровнем собственных шумов, но и выбирать конструкции передающей и приемной антенн, состав и типы тестирующих сигналов, обеспечивающие измерение РЛХ с использованием минимального общего количества (NM) тестирующих сигналов.

Матричный метод измерения, основанный на совместной апостериорной обработке (NM) результатов тестирующего зондирования, приводит при наличии случайных погрешностей регистрации амплитуды и фазы тестирующих сигналов не только к возрастанию в (NM) раз дисперсии шумов обработки сигналов, но и к увеличению в (NM) раз энергии выходного эффекта системы обработки, что в итоге приводит к увеличению в \sqrt{NM} эквивалентного отношения сигнал/шум. Это означает,

что матричный метод измерения РЛХ вполне работоспособен в реальных условиях наличия шумов и мешающих факторов.

Авторы данной работы заявляют об отсутствии конфликта интересов

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Понькин В.А., Мартынов Н.А., Кирьянов О.Е. // Антенны. 2005. № 7/8 (98). С. 99.
2. Емельянов Е.С. // РЭ. 2021. Т. 66. № 6. С. 523.
3. Понькин В.А., Радзиевский В.Г. // РЭ. 1984. Т. 29. № 2. С. 275.
4. Емельянов Е.С., Понькин В.А. // Радиотехника. 2016. № 11. С. 36.
5. Левин Б.Р. Теоретические основы статистической радиотехники. Кн. 1. М.: Сов. радио, 1969.
6. Майзельс Е.Н., Торгованов В.А. Измерение характеристик рассеяния радиолокационных целей. М.: Сов. радио, 1972.
7. Худсон Д. Статистика для физиков. М.: Мир, 1970.
8. Емельянов Е.С., Понькин В.А. // Физика волновых процессов и радиотехнические системы. 2009. Т. 123. № 1. С. 7.
9. Куликов Е.И., Трифонов А.П. Оценка параметров сигналов на фоне помех. М.: Сов. радио, 1978.

STATISTICAL ANALYSIS OF THE MATRIX METHOD FOR MEASURING THE RADAR CHARACTERISTICS OF OBJECTS

V. A. Ponkin, O. E. Kiryanov*, N. S. Korda

Air Force Military Educational and Scientific Center "Air Force Academy named after Professor N.E. Zhukovsky and Yu. A. Gagarin", Starykh Bolshevikov Street, 54a, Voronezh, 394064 Russian Federation

**E-mail: olegkir@inbox.ru*

Received 26 June, 2023; revised 26 June, 2023; accepted 6 October, 2023

The matrix method for measuring the radar characteristics of objects is examined. The method involves irradiating the object with a system of independent test fields, receiving the set of scattered fields, and performing posterior processing of the obtained results based on the superposition principle to determine the required radar characteristics of the object. An analysis of the information capabilities of the matrix method for measuring linear and nonlinear radar characteristics of objects is conducted, considering random errors in the registration of the amplitude and phase of the test signals. The variances of the desired linear and nonlinear radar characteristics of objects are determined, assuming a high signal-to-noise ratio in each test signal reception channel and maximum likelihood estimation of the amplitude and phase of the test signals. It is established that the matrix method for measuring radar characteristics of objects is functional under real conditions involving noise and interference.

Keywords: radar measurement complex, radar characteristic, radar cross-section, superposition principle

УДК 621.396.13

ПОТЕНЦИАЛЬНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ПЕЛЕНГАТОРА С КОМПЕНСАТОРОМ ПОМЕХ И ПЕЛЕНГАТОРА С АДАПТИВНОЙ АНТЕННОЙ РЕШЕТКОЙ С ОГРАНИЧЕНИЯМИ ПРИ ПОМЕХЕ В ОСНОВНОМ ЛЕПЕСТКЕ ДИАГРАММЫ НАПРАВЛЕННОСТИ АНТЕННЫ

© 2024 г. Е. Н. Калёнов*

АО «Акустический институт им. акад. Н.А. Андреева»
ул. Шверника, 4, Москва, 117449 Российская Федерация

*E-mail: kalenov@kgfi.ru

Поступила в редакцию 25.04.2023 г.

После доработки 07.12.2023 г.

Принята к публикации 27.12.2023 г.

Исследованы смещение оценки пеленга в пеленгаторе с адаптивным компенсатором помех, его чувствительность и чувствительность пеленгатора с адаптивной антенной решеткой с ограничениями в зависимости от диаграммы направленности антенны, углового положения сигнала и локальных помех, коррелированности распределенного шума и спектральных плотностей мощности сигнала, шума и помех. Для линейной эквидистантной решетки осуществлен сопоставительный анализ точности и чувствительности этих пеленгаторов в случае помехи в основном лепестке диаграммы направленности антенны.

Ключевые слова: пеленгатор, пеленгационная характеристика, активный компенсатор помех, адаптивная антенная решетка, диаграмма направленности, главный лепесток, среднеквадратичное отклонение

DOI: 10.31857/S0033849424040045, EDN: JSDICI

ВВЕДЕНИЕ

Для пеленгования и сопровождения слабого сигнала вблизи мощной локальной помехи используются пеленгаторы с адаптивным компенсатором помехи (АКП) без сохранения коэффициента усиления антенны в заданном направлении [1, 2] и пеленгаторы с адаптивной антенной решеткой (ААР) с ограничением для сохранения коэффициента усиления антенны в заданном направлении [3–5]. Методы нелинейного спектрального анализа эту задачу не решают, так как их разрешающая способность зависит от отношения сигнал/шум (ОСШ) разрешаемых сигналов на выходе антенны и при ОСШ ≤ 1 разрешающая способность этих методов ограничена релейским пределом. В этом случае пространственные спектры входных сигналов (пеленгационные рельефы) при стандартной обработке (без обращения корреляционной матрицы входных сигналов) и при использовании, например, алгоритма сверхразрешения Кейпона [6] практически совпадают между собой.

При нахождении локальных помех вне основного лепестка диаграммы направленности (ДН) антенны “проколы” в ДН в направлении на помехи мало влияют на ее основной лепесток. В этом случае потенциальные точность и чувствительность пеленгаторов с АКП и ААР с ограничением практически совпадают между собой и с их характеристиками в шумовом поле. При попадании помехи в основной лепесток ДН в пеленгаторе с АКП возникает значительное смещение оценки пеленга из-за больших искажений основного лепестка ДН антенны, а в пеленгаторе с ААР с ограничением, формирующим несмещенную оценку пеленга, существенно снижается чувствительность пеленгатора (крутизна его пеленгационной характеристики в направлении на источник сигнала) относительно его чувствительности в шумовом поле. Точность и чувствительность рассматриваемых пеленгаторов для этого случая существенно различаются между собой и от их характеристик в шумовом поле. Поэтому для выбора пеленгатора, обеспечивающего заданные угловое разрешение и точность,

требуется сопоставить характеристики пеленгаторов с АКП и с ААР с ограничением при помехе в основном лепестке ДН антенны.

Цель данной работы – проанализировать сначала в общем виде смещение оценки пеленга в пеленгаторе с компенсатором помех (КП), его чувствительность и чувствительность пеленгатора с ААР с ограничением и исследовать их зависимость от ДН антенны, углового положения сигнала и локальных помех, коррелированности распределенного шума и спектральных плотностей мощности сигнала, шума и помех, а затем для линейной эквидистантной антенной решетки (АР) провести сопоставительный анализ точности и чувствительности этих пеленгаторов относительно их характеристик при работе в поле распределенного шума.

1. ВЫВОД ОСНОВНЫХ РАСЧЕТНЫХ ВЫРАЖЕНИЙ

Анализ потенциальных характеристик пеленгаторов с АКП и с ААР с ограничением осуществляется с использованием характеристик оптимального пеленгатора. Синтезированный на основе теории статистических решений оптимальный пеленгатор (по критерию минимума среднеквадратической ошибки (СКО) оценки пеленга) измеряет производную по угловой координате функции правдоподобия пространственно-временной выборки акустического поля на элементах АР. Для гауссовой статистики сигнала, шума и помех алгоритм обработки в оптимальном пеленгаторе входных сигналов в пространственно-частотной области имеет следующий вид [7, 8]:

$$y_{0Li} = \frac{1}{T_0} \sum_{k=1}^{f_{\max} T_0} h_{0Lk}^2 \left[\begin{array}{c} \mathbf{Z}_{ik}^T \mathbf{Q}_{NLk}^{-1} \frac{\partial}{\partial \alpha} (\mathbf{V}_{\alpha k}^* \mathbf{V}_{\alpha k}^T) \Big|_{\alpha=\alpha_0} \mathbf{Q}_{NLk}^{-1} \mathbf{Z}_{ik}^* - \\ - h_{0Lk}^2 \mathbf{Z}_{ik}^T \mathbf{Q}_{NLk}^{-1} \mathbf{V}_{0k}^* \mathbf{V}_{0k}^T \mathbf{Q}_{NLk}^{-1} \mathbf{Z}_{ik}^* \frac{\partial}{\partial \alpha} (\mathbf{V}_{\alpha k}^T \mathbf{Q}_{NLk}^{-1} \mathbf{V}_{\alpha k}^*) \Big|_{\alpha=\alpha_0} - \\ - T_0 \frac{\partial}{\partial \alpha} (\mathbf{V}_{\alpha k}^T \mathbf{Q}_{NLk}^{-1} \mathbf{V}_{\alpha k}^*) \Big|_{\alpha=\alpha_0} \end{array} \right], \quad (1)$$

где y_{0Li} – производная по углу α (измеряемому параметру) от натурального логарифма функции правдоподобия при значении $\alpha = \alpha_0$ (α_0 – истинное значение угла в направлении на источник сигнала) для i -й реализации многомерного входного сигнала длительностью T_0 (выходной сигнал пеленгатора), \mathbf{Z}_{ik} – вектор размерностью M комплексных амплитуд k частотной составляющей при разложении в ряд Фурье i -й реализации многомерного входного сигнала длительностью T_0 (M – число элементов АР), \mathbf{V}_{0k} – вектор размерностью M , характеризующий на k частотной составляющей амплитудно-фазовое распределение по элементам антенны полезного сигнала, приходящего с α_0 направления, $\mathbf{V}_{\alpha k}^*$ – фазирующий вектор размерностью M для текущего направления наблюдения α на k частотной составляющей, \mathbf{Q}_{NLk} – матрица размерностью $M \times M$ взаимных спектральных плотностей мощности (ВСПМ) распределенного шума и L локальных помех на элементах АР, частотная характеристика h_{0Lk} скалярного фильтра равняется

$$h_{0Lk} = \frac{S_{0k}^{1/2}}{(1 + S_{0k} \mathbf{V}_{0k}^T \mathbf{Q}_{NLk}^{-1} \mathbf{V}_{0k}^*)^{1/2}}, \quad (2)$$

S_{0k} – спектральная плотность мощности полезного сигнала на элементах АР; f_{\max} – максимальная рабочая частота пеленгатора; $-1, *, T$ – знаки обращения матрицы, комплексного сопряжения и транспонирования соответственно.

Для общего случая работы в поле распределенного шума и L локальных помех матрица ВСПМ входного сигнала имеет вид

$$\begin{aligned} M \{ \mathbf{Z}_i^* (f) \mathbf{Z}_i^T (f) \} &= \\ &= T_0 \left[\mathbf{Q}_{NL} (f) + S_0 (f) \mathbf{V}_0^* (f) \mathbf{V}_0^T (f) \right] = \\ &= T_0 \left[N (f) \mathbf{Q} (f) + \sum_{l=0}^L S_l (f) \mathbf{V}_l^* (f) \mathbf{V}_l^T (f) \right], \end{aligned} \quad (3)$$

где $M\{\cdot\}$ – математическое ожидание; $N(f)$ и $S_l(f)$, $l = \overline{1, L}$ – спектральные плотности мощности распределенного шума и l -й локальной помехи на элементах АР соответственно; $\mathbf{V}_l(f)$ – вектор размерностью M , характеризующий на частоте f амплитудно-фазовое распределение по элементам антенны l -й локальной помехи, прихо-

датель с направления α_i ; $\mathbf{Q}(f)$ – нормированная матрица размерностью $M \times M$ ВСПМ шума на частоте f .

Пеленгационная характеристика (ПХ) $F_{0L}(\alpha_\delta)$ оптимального пеленгатора с учетом формул (1)–(3) рассчитывается из следующего выражения:

$$\begin{aligned}
 F_{0L}(\alpha_\delta) &= M\{y_{0Li}(\alpha_\delta)\} = T_0 \int_0^{f_{\max}} \frac{S_0(f)}{1 + S_0(f) \mathbf{V}_0^T(f) \mathbf{Q}_{NL}^{-1}(f) \mathbf{V}_\delta^*(f)} \left\{ \text{tr} \left\{ \left[\mathbf{Q}_{NL}^{-1}(f) \right]^2 \times \right. \right. \\
 &\quad \times \left. \left. \left. \frac{\partial}{\partial \alpha} \left[\mathbf{V}_\alpha^*(f) \mathbf{V}_\alpha^T(f) \right] \right|_{\alpha=\alpha_\delta} \right\} \left[\mathbf{Q}_{NL}(f) + S_0(f) \mathbf{V}_0^*(f) \mathbf{V}_0^T(f) \right] - \right. \\
 &\quad \left. - \frac{S_0(f)}{1 + S_0(f) \mathbf{V}_0^T(f) \mathbf{Q}_{NL}^{-1}(f) \mathbf{V}_\delta^*(f)} \right. \\
 &\quad \left. \text{tr} \left\{ \left[\mathbf{Q}_{NL}^{-1}(f) \right]^2 \mathbf{V}_\delta^*(f) \mathbf{V}_\delta^T(f) \left[\mathbf{Q}_{NL}(f) + S_0(f) \mathbf{V}_0^*(f) \mathbf{V}_0^T(f) \right] \right\} \times \right. \\
 &\quad \left. \times \frac{\partial}{\partial \alpha} \left[\mathbf{V}_\alpha^T(f) \mathbf{Q}_{NL}^{-1}(f) \mathbf{V}_\alpha^*(f) \right] \right|_{\alpha=\alpha_\delta} - \frac{\partial}{\partial \alpha} \left[\mathbf{V}_\alpha^T(f) \mathbf{Q}_{NL}^{-1}(f) \mathbf{V}_\alpha^*(f) \right] \right|_{\alpha=\alpha_\delta} \left. \right\} df = \\
 &= T_0 \int_0^{f_{\max}} \left[F_{0L}^0(f, \alpha_\delta) - Y_{0L}^1(f, \alpha_\delta) - Y_{0L}^{II}(f, \alpha_\delta) \right] df,
 \end{aligned} \tag{4}$$

где $\mathbf{V}^*(f)$ – фазирующий вектор размерностью M , компенсирующий антенну для угла рассогласования $\Delta\alpha$ в направлении $\alpha_\delta = \arcsin(\sin\alpha_0 + \sin\Delta\alpha)$; $\text{tr}[\cdot]$ – след матрицы; $F_{0L}^0(f, \alpha_\delta)$ – ПХ при оптимальной пространственной фильтрации; $Y_{0L}^1(f, \alpha_\delta)$ и $Y_{0L}^{II}(f, \alpha_\delta)$ – составляющие ПХ, обеспечивающие формирование несмещенной

оценки пеленга и компенсирующие смещение оценки пеленга, которое возникает при оптимальной пространственной фильтрации и определяется из уравнения

$$F_{0L}^0(f, \alpha_\delta) = 0.$$

Пеленгационная характеристика $F_{0L}^0(f, \alpha_\delta)$ с учетом ДН АР преобразуется к виду

$$\begin{aligned}
 F_{0L}^0(f, \alpha_\delta) &= \left[\frac{S_0(f)}{1 + S_0(f) \mathbf{V}_0^T(f) \mathbf{Q}_{NL}^{-1}(f) \mathbf{V}_\delta^*(f)} \right] \left\{ \frac{\partial}{\partial \alpha} \left[\mathbf{V}_\alpha^T(f) \mathbf{Q}_{NL}^{-1}(f) \mathbf{V}_\alpha^*(f) \right] \right|_{\alpha=\alpha_\delta} + \\
 &\quad + S_0(f) \frac{\partial}{\partial \alpha} \mathbf{V}_0^T(f) \mathbf{Q}_{NL}^{-1}(f) \mathbf{V}_\alpha^*(f) \mathbf{V}_\alpha^T(f) \mathbf{Q}_{NL}^{-1}(f) \mathbf{V}_0^*(f) \left. \right|_{\alpha=\alpha_\delta} \left. \right\} = \\
 &= \frac{S_0(f)}{N(f) + S_0(f) \mathfrak{R}_{\delta L}(f, \alpha_0)} \left[\frac{\partial}{\partial \alpha} G_{\alpha L \text{опт}}(f) \right]_{\alpha=\alpha_\delta} + \frac{S_0(f)}{N(f)} \frac{\partial}{\partial \alpha} \mathfrak{R}_{\alpha L}^2(f, \alpha_0) \left. \right|_{\alpha=\alpha_\delta},
 \end{aligned} \tag{5}$$

где $\mathfrak{R}_{\delta L}(f, \alpha_0)$ – значение в направлении α_0 ДН АР, компенсированной в направлении α_δ и оптимизированной к работе в поле распределенного шума и L локальных помех:

$$\begin{aligned}
 \mathfrak{R}_{\delta L}(f, \alpha_0) &= N(f) \mathbf{V}_0^T(f) \mathbf{Q}_{NL}^{-1}(f) \mathbf{V}_\delta^*(f) = \\
 &= \mathfrak{R}_\delta(f, \alpha_0) - \sum_{l=1}^L W_l(f, \alpha_\delta) \mathfrak{R}_l(f, \alpha_0),
 \end{aligned} \tag{6}$$

$\mathfrak{R}_\delta(f, \alpha_0) = \mathbf{V}_0^T(f) \mathbf{Q}^{-1}(f) \mathbf{V}_\delta^*(f)$ и $\mathfrak{R}_l(f, \alpha_0) = \mathbf{V}_0^T(f) \mathbf{Q}^{-1}(f) \mathbf{V}_l^*(f)$ – значения в направлении α_0 ДН АР, оптимизированных к работе в поле распределенного шума и компенсированных в направлениях α_δ и α_l соответственно; $W_l(f, \alpha_\delta)$, $l = \overline{1, L}$ – комплексные частотные характеристики фильтров в каналах компенсации локальных помех для направления наблюдения α_δ , которые рассчитываются из следующего матричного уравнения при значении $\alpha = \alpha_\delta$ [9]:

$$\mathbf{W}(f, \alpha) = \begin{bmatrix} N(f) + S_1(f)G_{1\text{опт}}(f) & S_1(f)\Re_{12}^*(f) & S_1(f)\Re_{13}^*(f) & \dots & S_1(f)\Re_{1L}^*(f) \\ S_2(f)\Re_{12}(f) & N(f) + S_2(f)G_{2\text{опт}}(f) & S_2(f)\Re_{23}^*(f) & \dots & S_2(f)\Re_{2L}^*(f) \\ S_3(f)\Re_{13}(f) & S_3(f)\Re_{23}(f) & N(f) + S_3(f)G_{3\text{опт}}(f) & \dots & S_3(f)\Re_{3L}^*(f) \\ \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \\ \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \\ S_L(f)\Re_{1L}(f) & S_L(f)\Re_{2L}(f) & S_L(f)\Re_{3L}(f) & \dots & N(f) + S_L(f)G_{L\text{опт}}(f) \end{bmatrix}^{-1} \times \begin{bmatrix} S_1(f)\Re_{\alpha 1}(f) \\ S_2(f)\Re_{\alpha 2}(f) \\ S_3(f)\Re_{\alpha 3}(f) \\ \dots \\ \dots \\ S_L(f)\Re_{\alpha L}(f) \end{bmatrix}, \quad (7)$$

где $\Re_{ij}(f) = \Re_i(f, \alpha_j)$, $i, j = \overline{1, L}$ – значение в направлении α_j ДН АР, оптимизированной к работе в поле распределенного шума и компенсированной в направлении α_i ; $G_{l\text{опт}}(f) = \mathbf{V}_l^T(f)\mathbf{Q}^{-1}(f)\mathbf{V}_l^*(f)$, $l = \overline{1, L}$ – коэффициент усиления антенны, оптимизированной к работе в шумовом поле для направления наблюдения α_l на l -ю локальную помеху; $G_{\alpha L\text{опт}}(f)$ – коэффициент усиления антенны для текущего направления наблюдения α , равный

$$G_{\alpha L\text{опт}}(f) = N(f)\mathbf{V}_\alpha^T(f)\mathbf{Q}_{NL}^{-1}(f)\mathbf{V}_\alpha^*(f) = G_{\alpha\text{опт}}(f) - \sum_{l=1}^L W_l(f, \alpha)\Re_l(f, \alpha), \quad (8)$$

где $G_{\alpha\text{опт}}(f) = \mathbf{V}_\alpha^T(f)\mathbf{Q}^{-1}(f)\mathbf{V}_\alpha^*(f)$ – коэффициент усиления антенны, оптимизированной к работе в шумовом поле для текущего направления наблюдения α ; $W_l(f, \alpha)$, $l = \overline{1, L}$ – комплексные частотные характеристики фильтров в каналах компенсации локальных помех, рассчитываемые из матричного уравнения (7) для текущего направления наблюдения α ; $\Re_{\alpha l}(f, \alpha_0)$ – значение в направлении α_0 ДН АР, компенсированной в текущем направлении α и оптимизированной к работе в поле распределенного шума и L локальных помех (рассчитывается по формуле (6)).

Составляющая ПХ $Y_{0L}^I(f, \alpha_\delta)$ с учетом ДН АР преобразуется к виду

$$Y_{0L}^I(f, \alpha_\delta) = \left[\frac{S_0(f)}{1 + S_0(f)\mathbf{V}_0^T(f)\mathbf{Q}_{NL}^{-1}(f)\mathbf{V}_0^*(f)} \right]^2 \left[\mathbf{V}_\delta^T(f)\mathbf{Q}_{NL}^{-1}(f)\mathbf{V}_\delta^*(f) + S_0(f)\left| \mathbf{V}_0^T(f)\mathbf{Q}_{NL}^{-1}(f)\mathbf{V}_\delta^*(f) \right|^2 \right] \frac{\partial}{\partial \alpha} \left[\mathbf{V}_\alpha^T(f)\mathbf{Q}_{NL}^{-1}(f)\mathbf{V}_\alpha^*(f) \right] \Big|_{\alpha=\alpha_\delta} = \left[\frac{S_0(f)}{N(f) + S_0(f)\Re_{\delta L}(f, \alpha_0)} \right]^2 \left[G_{\delta L\text{опт}}(f) + \frac{S_0(f)}{N(f)}\Re_{\delta L}^2(f, \alpha_0) \right] \frac{\partial}{\partial \alpha} G_{\alpha L\text{опт}}(f) \Big|_{\alpha=\alpha_\delta}, \quad (9)$$

где $G_{\delta L\text{опт}}(f)$ – коэффициент усиления антенны для направления наблюдения α_δ (рассчитывается по формуле (8)).

Составляющая ПХ $Y_{0L}^{II}(f, \alpha_\delta)$ с учетом ДН АР имеет вид

$$Y_{0L}^{II}(f, \alpha_\delta) = \frac{S_0(f)}{N(f) + S_0(f)\Re_{\delta L}(f, \alpha_0)} \frac{\partial}{\partial \alpha} G_{\alpha L\text{опт}}(f) \Big|_{\alpha=\alpha_\delta}. \quad (10)$$

При $\alpha_\delta = \alpha_0$ справедливо тождество (оценка пеленга несмещенная)

$$F_{0L}^0(f, \alpha_0) - Y_{0L}^I(f, \alpha_0) - Y_{0L}^{II}(f, \alpha_0) \equiv 0.$$

При работе на фоне одного мешающего источника ПХ $F_{01}^0(f, \alpha_\delta)$ в соответствии с формулой (5) имеет следующий вид:

$$F_{01}^0(f, \alpha_\delta) = \frac{S_0(f)}{N(f) + S_0(f) \left[\Re_\delta(f, \alpha_0) - \frac{S_1(f) \Re_1^*(f, \alpha_\delta)}{N(f) + S_1(f) G_{\text{опт}}(f)} \Re_1(f, \alpha_0) \right]} \times$$

$$\times \left[\frac{\partial}{\partial \alpha} \left[G_{\text{опт}}(f) - \frac{S_1(f) \Re_1^2(f, \alpha)}{N(f) + S_1(f) G_{\text{опт}}(f)} \right] \right]_{\alpha=\alpha_\delta} + \frac{S_0(f)}{N(f)} \times$$

$$\times \left[\frac{\partial}{\partial \alpha} \left| \Re_\alpha^*(f, \alpha_0) - \frac{S_1(f) \Re_1^*(f, \alpha)}{N(f) + S_1(f) G_{\text{опт}}(f)} \Re_1(f, \alpha_0) \right|^2 \right]_{\alpha=\alpha_\delta} \quad (11)$$

Соответственно, смещение $\Delta\alpha_0$ максимума ДН АР относительно истинного направления α_0 равняется $\Delta\alpha_0 = \arcsin(\sin\alpha_{\delta 0} - \sin\alpha_0)$, где $\alpha_{\delta 0}$ является решением уравнения $F_{01}^0(f, \alpha_\delta) = 0$.

Составляющая ПХ $Y_{01}^1(f, \alpha_\delta)$ при работе пеленгатора на фоне мешающего источника в соответствии с уравнением (9) определяется по формуле

$$Y_{01}^1(f, \alpha_\delta) = \left\{ \frac{S_0(f)}{N(f) + S_0(f) \left[\Re_\delta(f, \alpha_0) - \frac{S_1(f) \Re_1^*(f, \alpha_\delta)}{N(f) + S_1(f) G_{\text{опт}}(f)} \Re_1(f, \alpha_0) \right]} \right\}^2 \times$$

$$\times \left[G_{\delta \text{опт}}(f) - \frac{S_1(f) \Re_1^2(f, \alpha_\delta)}{N(f) + S_1(f) G_{\text{опт}}(f)} + \right.$$

$$\left. + \frac{S_0(f)}{N(f)} \left| \Re_\delta(f, \alpha_0) - \frac{S_1(f) \Re_1^*(f, \alpha_\delta)}{N(f) + S_1(f) G_{\text{опт}}(f)} \Re_1(f, \alpha_0) \right|^2 \right] \times$$

$$\times \left[\frac{\partial}{\partial \alpha} \left[G_{\text{опт}}(f) - \frac{S_1(f) \Re_1^2(f, \alpha)}{N(f) + S_1(f) G_{\text{опт}}(f)} \right] \right]_{\alpha=\alpha_\delta} \quad (12)$$

Составляющая ПХ $Y_{01}^{\text{II}}(f, \alpha_\delta)$ при работе на фоне мешающего источника в соответствии с уравнением (10) имеет вид

$$Y_{01}^{\text{II}}(f, \alpha_\delta) = \frac{S_0(f)}{N(f) + S_0(f) \left[\Re_\delta(f, \alpha_0) - \frac{S_1(f) \Re_1^*(f, \alpha_\delta)}{N(f) + S_1(f) G_{\text{опт}}(f)} \Re_1(f, \alpha_0) \right]} \times$$

$$\times \left[\frac{\partial}{\partial \alpha} \left[G_{\text{опт}}(f) - \frac{S_1(f) \Re_1^2(f, \alpha)}{N(f) + S_1(f) G_{\text{опт}}(f)} \right] \right]_{\alpha=\alpha_\delta} \quad (13)$$

Пеленгатор, использующий ААР с ограничениями, формирует несмещенную оценку пеленга, и при работе в поле мешающего источника

пеленгационная характеристика этого пеленгатора $F_{01\text{ААР}}(f, \alpha)$ с учетом проведенного анализа имеет вид

$$F_{01AAP}(f, \alpha) = F_{01}^0(f, \alpha) - Y_{01}^I(f, \alpha) - Y_{01}^{II}(f, \alpha). \quad (14)$$

$$R_l(f, \alpha) = \mathbf{V}_\alpha^T(f) \mathbf{V}_l^*(f)$$

и коэффициентов усиления

$$G_l(f) = \frac{M^2}{\mathbf{V}_l^T(f) \mathbf{Q}(f) \mathbf{V}_l^*(f)}, \quad l = \overline{1, L}.$$

Пеленгатор, использующий компенсатор помех без ограничения, формирует смещенную оценку пеленга и не оптимизирован к работе в поле коррелированного шума. Его пеленгационная характеристика рассчитывается по формулам (5)–(8) для характеристик направленности

При работе в поле мешающего источника пеленгационная характеристика этого пеленгатора $F_{01КП}(f, \alpha)$ с учетом уравнения (11) имеет вид

$$F_{01КП}(f, \alpha_\delta) = \frac{S_0(f)}{N(f) + S_0(f) \left[R_\delta(f, \alpha_0) - \frac{S_1(f) R_1^*(f, \alpha_\delta)}{N(f) + S_1(f) G_1(f)} R_1(f, \alpha_0) \right]} \times \left[\frac{\partial}{\partial \alpha} \left[G_\alpha(f) - \frac{S_1(f) R_1^2(f, \alpha)}{N(f) + S_1(f) G_1(f)} \right] \right]_{\alpha=\alpha_\delta} + \frac{S_0(f)}{N(f)} \times \left[\frac{\partial}{\partial \alpha} \left[R_\alpha^*(f, \alpha_0) - \frac{S_1(f) R_1^*(f, \alpha)}{N(f) + S_1(f) G_1(f)} R_1(f, \alpha_0) \right] \right]_{\alpha=\alpha_\delta}^2, \quad (15)$$

где $R_1(f, \alpha_0) = \mathbf{V}_0^T(f) \mathbf{V}_1^*(f)$,

$$R_1(f, \alpha_\delta) = \mathbf{V}_\delta^T(f) \mathbf{V}_1^*(f),$$

$$R_1(f, \alpha) = \mathbf{V}_\alpha^T(f) \mathbf{V}_1^*(f),$$

$$R_\delta(f, \alpha_0) = \mathbf{V}_0^T(f) \mathbf{V}_\delta^*(f),$$

$$R_\alpha(f, \alpha_0) = \mathbf{V}_0^T(f) \mathbf{V}_\alpha^*(f),$$

$$G_1(f) = \frac{M^2}{\mathbf{V}_1^T(f) \mathbf{Q}(f) \mathbf{V}_1^*(f)},$$

$$G_\alpha(f) = \frac{M^2}{\mathbf{V}_\alpha^T(f) \mathbf{Q}(f) \mathbf{V}_\alpha^*(f)}.$$

Смещение $\Delta\alpha_{0КП}$ оценки пеленга в пеленгаторе с компенсатором помехи вычисляется по

формуле $\Delta\alpha_{0КП} = \arcsin(\sin\alpha_{\delta 0} - \sin\alpha_0)$, где $\alpha_{\delta 0}$ является решением уравнения $F_{01КП}(f, \alpha_\delta) = 0$.

2. ЧИСЛЕННЫЕ РАСЧЕТЫ ДЛЯ ЛИНЕЙНОЙ ЭКВИДИСТАНТНОЙ АНТЕННОЙ РЕШЕТКИ

Потенциальная точность пеленгования при работе в поле распределенного шума и использовании линейной эквидистантной АР была рассмотрена в работе [10]. При наличии мешающего источника и $T_0 \Delta f = 1$ (T_0 – длительность входной реализации, Δf – рабочая полоса частот) дисперсия оценки пеленга в пеленгаторе с ААР $\sigma_{1AAP}^2(f, \hat{\alpha}_0)$ с учетом [11] рассчитывается по формуле

$$\sigma_{1AAP}^2(f, \hat{\alpha}_0) = \left\{ \frac{S_0^2(f) M^2}{N^2(f)} \left(\pi f \frac{d}{c} \cos\alpha_0 \right)^2 \frac{2(M^2 - 1)}{3} \times \left[\frac{N^2(f)}{\left[N(f) + S_0(f) G_{01опт}(f) \right]^2} + \frac{N^2(f)}{\left[N(f) + S_1(f) G_{1опт}(f) \right]^2} \right]^{-1} \right\}, \quad (16)$$

где

$$G_{01опт}(f) = G_{0опт}(f) - \frac{S_1(f) \Re_1^2(f, \alpha_0)}{N(f) + S_1(f) G_{1опт}(f)},$$

$$G_{lопт}(f) = \mathbf{V}_l^T(f) \mathbf{Q}^{-1}(f) \mathbf{V}_l^*(f), \quad l = 0, 1$$

d – расстояние между соседними элементами антенны, c – скорость распространения сигнала.

Дисперсия $\sigma_{\text{ИКП}}^2(f, \hat{\alpha}_0)$ флуктуационной составляющей ошибки пеленгования в пеленга-

торе с АКП при наличии мешающего источника с учетом (16) для линейной эквидистантной АР вычисляется по формуле

$$\sigma_{\text{ИКП}}^2(f, \hat{\alpha}_0) = \left\{ \frac{S_0^2(f) M^2}{N^2(f)} \left(\pi f \frac{d}{c} \cos \alpha_0 \right)^2 \frac{2(M^2 - 1)}{3} \times \right. \\ \left. \times \left\{ \frac{N^2(f)}{[N(f) + S_0(f) G_{01}(f)]^2} + \frac{N^2(f)}{[N(f) + S_1(f) G_1]^2} \right\} \right\}^{-1}, \quad (17)$$

где $G_{01}(f) = G_0(f) - \frac{S_1(f) R_1^2(f, \alpha_0)}{N(f) + S_1(f) G_1(f)}$ и

$$v_{\alpha m}(f) = \exp\left(j 2\pi f m \frac{d}{c} \sin \alpha\right), \quad m = \overline{0, M-1}, \quad (20)$$

$$G_l(f) = \frac{M^2}{\mathbf{V}_l^T(f) \mathbf{Q}(f) \mathbf{V}_l^*(f)}, \quad l = 0, 1.$$

d – расстояние между соседними элементами АР, c – скорость звука в воде (пример рассматривается для гидроакустического поля).

Соответственно, СКО оценки пеленга в пеленгаторе с компенсатором помех с учетом смещения оценки имеет вид

Семейство ПХ для пеленгатора с АКП представлено на рис. 1 (используется формула (15)), семейство ПХ для пеленгатора с ААР с ограничениями – на рис. 2 (используются формулы (11)–(14)).

$$\sigma_{\Sigma \text{ИКП}}(f, \hat{\alpha}_0) = \left[\sigma_{\text{ИКП}}^2(f, \hat{\alpha}_0) + \Delta \alpha_{0 \text{КП}}^2(f) \right]^{\frac{1}{2}}. \quad (18)$$

Рассмотрим линейную эквидистантную АР для случая ее работы в некоррелированном по пространству шуме. Для этих условий получим

Пеленгационные характеристики построены для линейной эквидистантной АР при $M = 16$, $d = \lambda_0/2 = c/2f_0 = 0.25$ м (λ_0 – длина волны, f_0 – рабочая частота), угол прихода сигнала $\alpha_0 = 0^\circ$, спектральные плотности мощности на рабочей частоте сигнала $S_0(f_0) = N(f_0)/M$ и локальная помеха $S_1(f_0) = N(f_0)$, где $N(f_0)$ – спектральная плотность мощности шума. Угловые расстояния между сигналом и помехой $\Delta\beta = 0.05\Delta_R(f_0)$, $0.25\Delta_R(f_0)$, $0.45\Delta_R(f_0)$, $0.7\Delta_R(f_0)$ и $1.0\Delta_R(f_0)$, где $\Delta_R(f_0)$ – релейевская разрешающая способность по угловой координате (равняется половине ширины основного лепестка ДН и для линейной эквидистантной АР $\Delta_R(f_0) = \arcsin(\lambda_0/(M-1)d)$). При построении ПХ угловое рассогласование $\Delta\alpha$ нормируется на угол $\Delta_R(f_0)$, а сигнал рассогласования пеленгатора – на максимум пеленгационной характеристики $F_{00}(f, \alpha_\delta)$ при работе пеленгатора в шумовом поле

$$\mathbf{Q}(f) = \mathbf{E}, \quad G_{0\text{опт}}(f) = G_0(f) = G_{1\text{опт}}(f) = \\ = G_1(f) = M, \quad \mathfrak{R}_i(f, \alpha) = R_i(f, \alpha), \quad i = 0, 1,$$

где \mathbf{E} – единичная матрица.

Диаграмма направленности линейной эквидистантной АР при равновесном суммировании ее элементов определяется по формуле

$$R_0(f, \alpha) = \mathbf{V}_\alpha^T(f) \mathbf{V}_0^*(f) = \\ = \frac{\sin\left[M\pi df(\sin\alpha - \sin\alpha_0)/c\right]}{\sin\left[\pi fd(\sin\alpha - \sin\alpha_0)/c\right]} \times \\ \times \exp\left[-jM\pi fd(\sin\alpha - \sin\alpha_0)/c\right], \quad (19)$$

где элементы $v_{\alpha m}(f)$ вектора $\mathbf{V}_\alpha(f)$ имеют вид

$$F_{00}(f, \alpha_\delta) = \frac{S_0^2(f)}{N(f)[N(f) + S_0(f)R_\delta(f, \alpha_0)]} \left. \frac{\partial}{\partial \alpha} R_0^2(f, \alpha) \right|_{\alpha=\alpha_\delta}, \quad (21)$$

где

$$\frac{\partial}{\partial \alpha} R_0^2(f, \alpha) = \frac{\partial}{\partial \alpha} \left| \mathbf{V}_\alpha^T(f) \mathbf{V}_0^*(f) \right|^2 = -2 \frac{2\pi fd}{c} \cos \alpha \sum_{m=1}^{M-1} m(M-m) \sin \left[m \frac{2\pi fd}{c} (\sin \alpha - \sin \alpha_0) \right]. \quad (22)$$

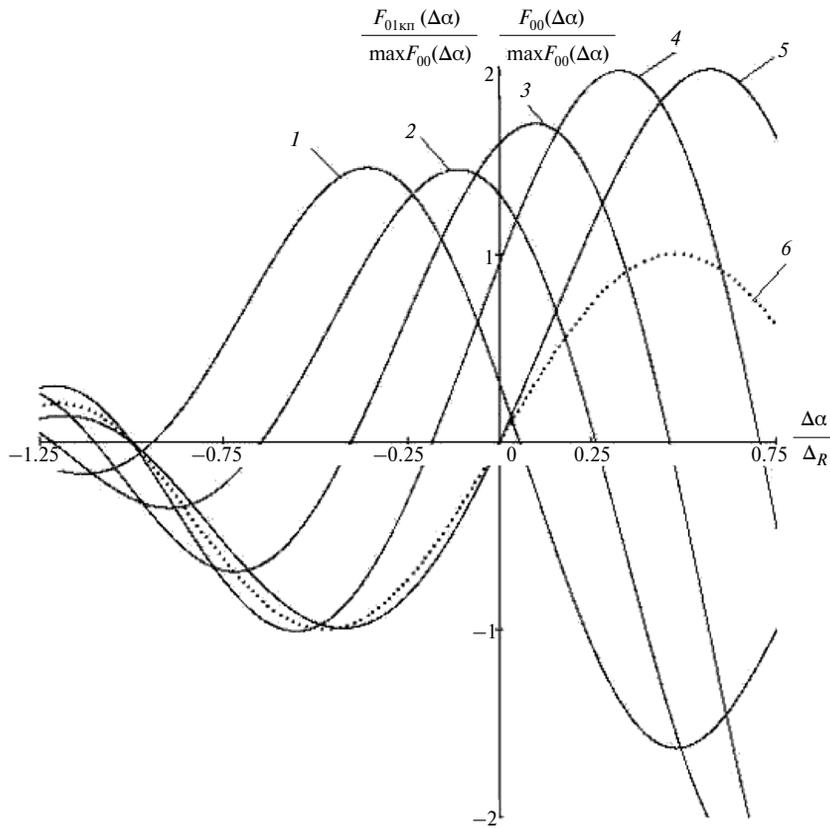


Рис. 1. Семейство пеленгационных характеристик пеленгатора с АКП для угловых расстояний между сигналом и помехой при $\Delta\beta = 0.05\Delta_R$ (1), $0.25\Delta_R$ (2), $0.45\Delta_R$ (3), $0.7\Delta_R$ (4) и $1.0\Delta_R$ (5); кривая 6 – ПХ в шумовом поле.

Из рис. 1 следует, что при нахождении помехи внутри основного лепестка ДН АР пеленгатор с АКП характеризуется смещением пеленга, и при сближении сигнала и помехи смещение оценки пеленга в этом пеленгаторе стремится к половине ширины главного лепестка ДН антенны.

Из рис. 2 следует, что при нахождении помехи внутри основного лепестка ДН АР в пеленгаторе с ААР с ограничениями при сближении сигнала и локальной помехи происходит значительное снижение крутизны пеленгационной характеристики относительно ее крутизны в шумовом поле. Минимальное угловое расстояние между сигналом и помехой, при котором возможно измерение угловых координат источника сигнала для заданной помехосигнальной обстановки (при снижении крутизны ПХ, например, на порядок относительно ее крутизны в шумовом поле), определяет разрешающую способность по угловой координате пеленгатора с ААР с ограничением.

На рис. 3 представлены зависимости смещения оценки пеленга $\Delta\alpha_{0КП}$ в пеленгаторе с АКП от углового расстояния $\Delta\beta$ между сигналом и помехой для $S_0(f_0) = N(f_0)/M$ и $S_1(f_0) = N(f_0)$ и $S_1(f_0) = N(f_0)/M$

(смещение $\Delta\alpha_{0КП} = \arcsin(\sin\alpha_{\delta 0} - \sin\alpha_0)$, где $\alpha_{\delta 0}$ является решением уравнения $F_{01КП}(f, \alpha_{\delta}) = 0$ (формула (15)). Из рис. 3 следует, что в пеленгаторе с АКП смещение оценки пеленга в основном зависит от углового расстояния между сигналом и помехой и незначительно зависит от мощности помехи.

На рис. 4 изображены зависимости потенциальной чувствительности соответственно пеленгатора с ААР с ограничениями и пеленгатора с АКП

$$S_{01КП}(f_0, \Delta\beta) = \left. \frac{\partial F_{01КП}(f_0, \Delta\beta, \alpha)}{\partial \alpha} \right|_{\alpha=\alpha_{\delta 0}},$$

$$S_{01ААР}(f_0, \Delta\beta) = \left. \frac{\partial F_{01ААР}(f_0, \Delta\beta, \alpha)}{\partial \alpha} \right|_{\alpha=\alpha_0}$$

от углового расстояния $\Delta\beta$ до мешающего источника для $S_0(f_0) = N(f_0)/M$ и $S_1(f_0) = N(f_0)$. Там же представлена потенциальная чувствительность пеленгатора в шумовом поле

$$S_{00}(f_0) = \left. \frac{\partial F_{00}(f_0, \alpha)}{\partial \alpha} \right|_{\alpha=\alpha_0}.$$

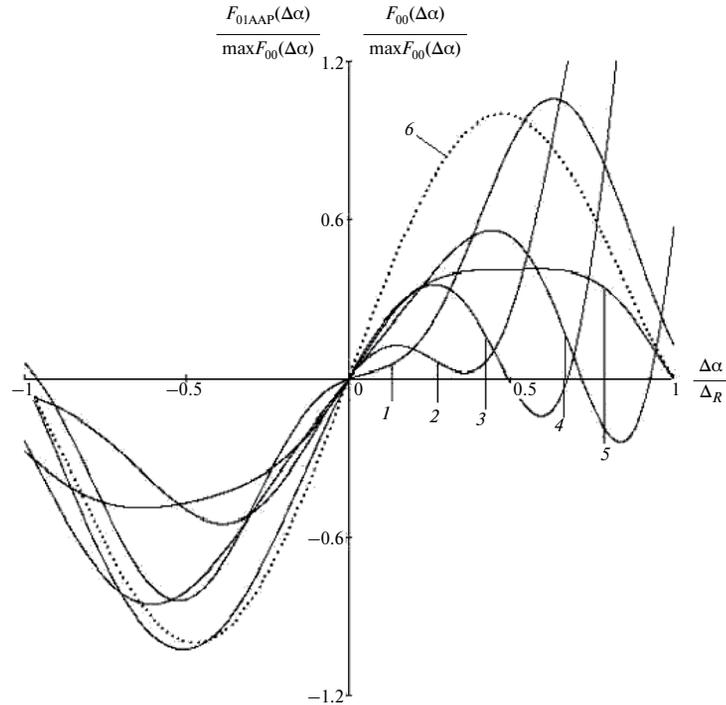


Рис. 2. Семейство пеленгационных характеристик пеленгатора с ААР с ограничением для угловых расстояний между сигналом и помехой при $\Delta\beta = 0.05\Delta_R$ (1), $0.25\Delta_R$ (2), $0.45\Delta_R$ (3), $0.7\Delta_R$ (4) и $1.0\Delta_R$ (5) для $S_0(f_0) = N(f_0)/M$, $S_1(f_0) = N(f_0)$; кривая 6 – ПХ в шумовом поле.

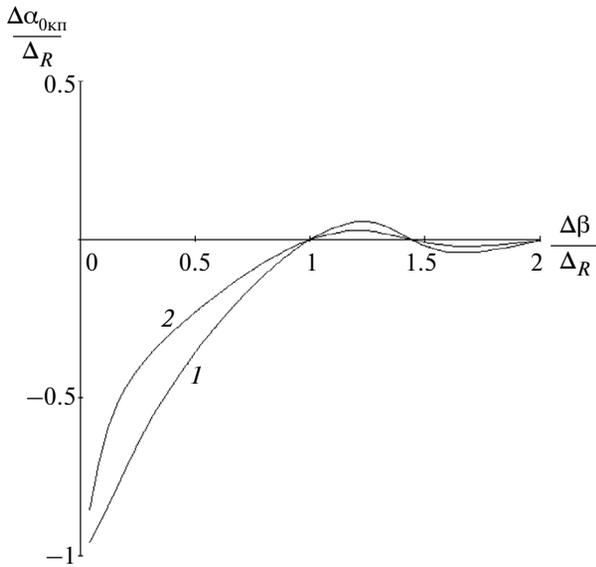


Рис. 3. Зависимости смещения оценки пеленга в пеленгаторе с АКП от углового расстояния $\Delta\beta$ между сигналом и помехой для $S_0(f_0) = N(f_0)/M$ и $S_1(f_0) = N(f_0)$ (кривая 1) и $S_1(f_0) = N(f_0)/M$ (кривая 2).

Из рис. 4 следует, что при увеличении в основной лепестке ДН АР углового расстояния между сигналом и помехой чувствительность пеленгаторов приближается к их чувствительности в шумовом поле, при этом чувствительность пеленгатора с ААР с ограничениями приближается к чувствительности в шумовом поле асимптотически, а приближение чувствительности пеленгатора с ком-

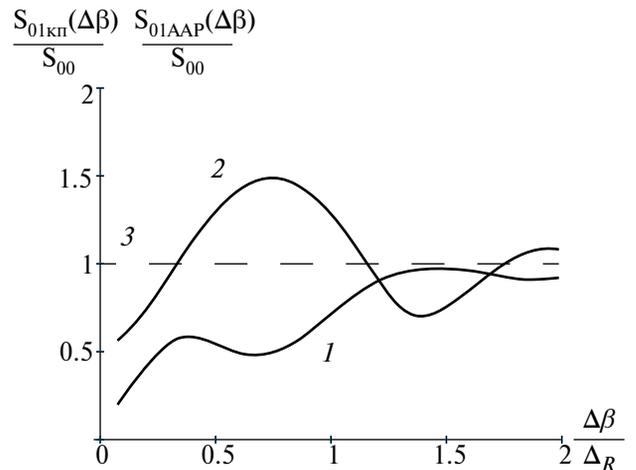


Рис. 4. Зависимость чувствительности пеленгатора с ААР с ограничением (1) и пеленгатора с АКП (2) от углового расстояния $\Delta\beta$ между сигналом и помехой для $S_0(f_0) = N(f_0)/M$, $S_1(f_0) = N(f_0)$, линия 3 – потенциальная чувствительность пеленгатора в шумовом поле.

пенсатором помех к чувствительности пеленгатора в шумовом поле носит колебательный характер.

На рис. 5 представлены зависимости потенциальной точности пеленгатора с ААР с ограничениями $\frac{\sigma_{AAR}(f_0, \Delta\beta)}{\sigma_0(f_0)}$ и потенциальной точности пеленгатора с АКП $\frac{\sigma_{\Sigma КП}(f_0, \Delta\beta)}{\sigma_0(f_0)}$ от углового расстояния $\Delta\beta$ между сигналом и помехой

для $S_0(f_0) = N(f_0)/M$ и $S_1(f_0) = N(f_0)$ при $T_0\Delta f = 1$. Зависимости рассчитаны по уравнениям (16)–(18) и нормированы на потенциальную точность

пеленгования в шумовом поле $\sigma_0(f_0)$ для случая $N(f_0) \gg S_0(f_0)M$, определяемого из уравнения

$$\sigma_{0S}(f_0) = \left\{ \frac{S_0^2(f_0)M^2 \left(\pi f_0 \frac{d}{c} \cos \alpha_0 \right)^2}{N^2(f_0)} \times \frac{2(M^2 - 1)}{3} \left[\frac{N^2(f_0)}{[N(f_0) + S_0(f_0)G_0(f_0)]^2} \right] \right\}^{-\frac{1}{2}} = \left\{ \sigma_0^{-2}(f_0) \left\{ \frac{N^2(f_0)}{[N(f_0) + S_0(f_0)G_0(f_0)]^2} \right\} \right\}^{-\frac{1}{2}}, \quad (23)$$

где $\sigma_{0S}(f_0)$ – потенциальную точность пеленгования в шумовом поле в общем случае ($\sigma_0(f_0)$ – общий множитель для уравнений (17), (18) и (23)).

Зависимости на рис. 5 рассчитаны по формулам

ААР с ограничениями при нахождении помехи внутри основного лепестка ДН АР превышает точность пеленгатора с АКП, формирующего смещенную оценку пеленга.

$$\frac{\sigma_{\text{ААР}}(f, \Delta\beta)}{\sigma_0(f)} = \left\{ \frac{N^2(f)}{[N(f) + S_0(f)G_{01}(f)]^2} + \frac{N^2(f)}{[N(f) + S_1(f)M]^2} \right\}^{-\frac{1}{2}}, \quad (24)$$

$$\frac{\sigma_{\Sigma\text{КП}}(f, \Delta\beta)}{\sigma_0(f)} = \left[\frac{\sigma_{\text{КП}}^2(f, \Delta\beta) + \Delta\alpha_{0\text{КП}}^2(f, \Delta\beta)}{\sigma_0^2(f)} \right]^{\frac{1}{2}}, \quad (25)$$

где

$$G_{01}(f) = M - \frac{S_1(f)R_1^2(f, \Delta\beta)}{N(f) + S_1(f)M}.$$

Для некоррелированного шума флуктуационная составляющая ошибки пеленгования КП равняется ошибке пеленгования ААР ($\sigma_{\text{КП}}(f, \Delta\beta) = \sigma_{\text{ААР}}(f, \Delta\beta)$). Смещение $\Delta\alpha_{0\text{КП}}$ пеленга в КП равняется $\Delta\alpha_{0\text{КП}} = \arcsin(\sin\alpha_{\delta_0} - \sin\alpha_0)$, где α_{δ_0} является решением уравнения $F_{01\text{КП}}(f, \alpha_{\delta}) = 0$.

Также на рис. 5 представлена нормированная точность пеленгования в шумовом поле для случая $N(f_0) \gg S_0(f_0)M$.

Из рис. 5 следует, что при сближении сигнала и помехи дисперсия оценки пеленга в пеленгаторе с ААР с ограничениями приближается к дисперсии оценки пеленга в шумовом поле для случая $N(f_0) \gg S_0(f_0)M$. Точность пеленгатора с

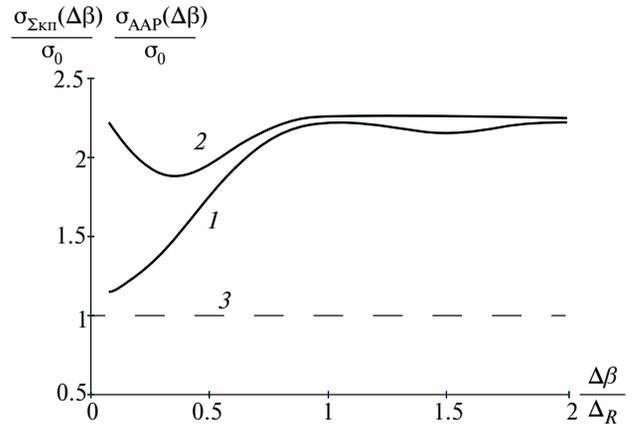


Рис. 5. Зависимость точности пеленгатора с ААР с ограничением (1) и пеленгатора с АКП (2) от углового расстояния $\Delta\beta$ между сигналом и помехой, нормированные на потенциальную точность пеленгатора в шумовом поле для случая $N(f_0) \gg S_0(f_0)M$; линия 3 – нормированная точность пеленгования в шумовом поле для случая $N(f_0) \gg S_0(f_0)M$.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, получены следующие основные результаты.

Исследованы смещение оценки пеленга в пеленгаторе с АКП, его чувствительность и чувствительность пеленгатора с ААР с ограничением в зависимости от диаграммы направленности антенны, углового положения сигнала и локальных помех, коррелированности распределенного шума и спектральных плотностей мощности сигнала, шума и помех.

Осуществлен для линейной эквидистантной антенной решетки анализ зависимости точности пеленгаторов с АКП и с ААР с ограничением от параметров антенны и помехосигнальной обстанов-

ки. Полученные выражения для расчета точности и чувствительности этих пеленгаторов определяют пеленгатор, обеспечивающий пеленгование слабого сигнала вблизи сильной помехи с заданными угловым разрешением и точностью.

Осуществлен для линейной эквидистантной антенной решетки сопоставительный анализ точности и чувствительности пеленгатора с АКП и пеленгатора с ААР с ограничением при помехе в основном лепестке диаграммы направленности антенны. Показано, что чувствительность пеленгатора с АКП превышает в основном лепестке ДН антенны чувствительность пеленгатора с ААР с ограничением независимо от углового расстояния между сигналом и помехой. При сближении сигнала и помехи чувствительность пеленгатора с ААР с ограничением стремится к нулю и его разрешающая способность по угловой координате ограничена. Чувствительность пеленгатора с АКП независимо от углового расстояния между сигналом и помехой отлична от нуля и его разрешающая способность по угловой координате теоретически неограниченна. При увеличении углового расстояния между сигналом и помехой чувствительность пеленгатора с ААР с ограничением приближается к его чувствительности в шумовом поле асимптотически, а изменение чувствительности пеленгатора с АКП носит колебательный характер относительно его чувствительности в шумовом поле.

Показано, что смещение оценки пеленга в пеленгаторе с АКП в основном определяется угловым расстоянием между сигналом и помехой и незначительно зависит от мощности помехи.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Anderson V.C.* // J. Acoust. Soc. Am. 1969. V. 45. № 2. P. 398.
2. Адаптивная компенсация помех в каналах связи / Под ред. Ю.И. Лосева. М.: Радио и связь, 1988.
3. *Frost O.L.* // Proc. IEEE. 1972. V. 60. № 8. P. 926.
4. *Monzingo R.A., Miller T.W.* Introduction to Adaptive Arrays. Chichester: John Wiley, 1980.
5. *Гриб В.Н., Козлов С.В.* // Радиотехника. 2015. № 12. С. 80.
6. *Capon J.* // Proc. IEEE. 1969. V. 57. № 8. P. 1408.
7. *Bangs W.J., Schultheiss P.M.* Signal Processing/Eds. by J.W.R. Griffiths, P.L. Stocklin, C. Van Schooneveld. L.: Academic Press, 1973. P. 577.
8. *Мальшикин Г.С.* Оптимальные и адаптивные методы обработки гидроакустических сигналов. СПб.: ЦНИИ “Электроприбор”, 2011. Т. 1.
9. *Калёнов Е.Н.* // Акуст. журн. 2018. Т. 64. № 3. С. 379.
10. *Гусев В.Г.* Системы пространственно-временной обработки гидроакустической информации. Л.: Судостроение, 1988.
11. *Калёнов Е.Н.* // Акуст. журн. 2015. Т. 61. № 2. С. 225.

POTENTIAL CHARACTERISTICS OF DIRECTION FINDER WITH INTERFERENCE COMPENSATOR AND A DIRECTION FINDER WITH AN ADAPTIVE ANTENNA ARRAY WITH LIMITATIONS IN THE EVENT OF INTERFERENCE IN THE MAIN LOBE OF THE ANTENNA PATTERN

E. N. Kalenov*

Joint-Stock Company Andreev Acoustics Institute, Shvernik Str., 4, Moscow, 117449 Russian Federation

**E-mail: kalenov@kgfi.ru*

Received April 25, 2023; revised December 7, 2023; accepted December 27, 2023

The displacement of the bearing estimate in a direction finder with an adaptive noise compensator, its sensitivity and the sensitivity of a direction finder with an adaptive antenna array with restrictions have been studied depending on the antenna radiation pattern, the angular position of the signal and local interference, the correlation of distributed noise and spectral densities of signal power, noise and interference. A comparative analysis of the accuracy and sensitivity of these direction finders in the event of interference in the main lobe of the antenna pattern was carried out for a linear equidistant antenna array.

Keywords: direction finder, direction finding characteristic, active interference canceller, adaptive antenna array, radiation pattern, main lobe, standard deviation

МЕТОД КОРРЕКТИРОВКИ КОЭФФИЦИЕНТОВ ЛИНЕЙНОГО ПРЕДСКАЗАНИЯ ДЛЯ СИСТЕМ ЦИФРОВОЙ ОБРАБОТКИ РЕЧИ СО СЖАТИЕМ ДАННЫХ НА ОСНОВЕ АВТОРЕГРЕССИОННОЙ МОДЕЛИ ГОЛОСОВОГО СИГНАЛА

© 2024 г. В. В. Савченко^а, *, Л. В. Савченко^б

^аРедакция журнала “Радиотехника и электроника”,
ул. Моховая, 11, корп. 7, Москва, 125009 Российская Федерация

^бНациональный исследовательский университет “Высшая школа экономики”,
ул. Б. Печерская, 25, Нижний Новгород, 603155 Российская Федерация

*E-mail: vvsavchenko@yandex.ru

Поступила в редакцию 18.09.2023 г.

После доработки 18.12.2023 г.

Принята к публикации 16.01.2024 г.

Рассмотрена проблема искажений авторегрессионной модели голосового сигнала под действием аддитивного фонового шума в системах цифровой обработки речи со сжатием данных на основе линейного предсказания. В частотной области указанные искажения проявляются в ослаблении основных формант, отвечающих за разборчивость речи диктора. Для компенсации формантного ослабления предложено корректировать основные параметры авторегрессионной модели — коэффициенты линейного предсказания. Разработан регулярный метод их корректировки с использованием импульсной характеристики рекурсивного формирующего фильтра. При применении данного метода наряду с амплитудным усилением формант их частоты сохраняются неизменными как фактор узнаваемости голоса диктора. Эффективность метода исследована экспериментально с использованием авторского программного обеспечения. По результатам проведенного эксперимента сделаны выводы о существенном повышении относительного уровня формант в спектре мощности откорректированного голосового сигнала.

Ключевые слова: теория сигналов, голосовой сигнал, цифровая обработка речи, цифровая передача речи, спектральный анализ, спектральная плотность мощности, дискретное спектральное моделирование, авторегрессионная модель, all-pole model

DOI: 10.31857/S0033849424040056, EDN: JSCORK

ВВЕДЕНИЕ

На протяжении нескольких десятков лет авторегрессионная модель (АР-модель) находит широкое распространение в системах цифровой обработки речи (ЦОР) со сжатием данных [1–3]. Данная модель положена в основу целого семейства современных алгоритмов кодирования с линейным предсказанием¹, объединенных общей аббревиатурой LPC (linear predictive coding) и широко представленных в серии рекомендаций G Международного союза электросвязи (International telecommunication union,

ITU), таких как G.728, G.729 и др.² От качества используемой в них АР-модели зависит разборчивость речи диктора и узнаваемость тембра его голоса [4–6]. А это два основных требования действующего государственного стандарта к системам речевой связи³.

Качество АР-модели определяется, в свою очередь, точностью задания ее параметров. Ими служат коэффициенты линейного предсказания (КЛП). В процессе обработки речи их статистически оценивают по конечной выборке (фрейму) голосового сигнала [7, 8]. Для этого разработан эффективный математический аппарат в области цифрового спектрального анализа [9]. Предпочтение при этом отдают параметрическим методам спектрального анализа, таким, например, как методы Берга и Юла–Уолкера [10], которые обладают повышенной разрешающей способностью по частоте в условиях ограниченной длительности $\tau = 10...20$ мс стандартного речевого фрейма. АР-модель служит их теоретическим обоснованием и одновременно средством

¹ ГОСТ Р 53556.3–2009. Звуковое вещание цифровое. Кодирование сигналов звукового вещания с сокращением избыточности для передачи по цифровым каналам связи. Часть III (MPEG-4 audio). Кодирование речевых сигналов с использованием линейного предсказания.

² <https://www.itu.int/rec/T-REC-G/en>

³ ГОСТ Р 50840–95. Передача речи по трактам связи. Методы оценки качества, разборчивости и узнаваемости.

эффективного сжатия данных в системах цифровой передачи речи по низкоскоростным каналам связи⁴. В условиях не слишком напряженной помеховой обстановки такая модель обеспечивает достаточно высокую эффективность ЦОР [4, 7].

Однако при действии интенсивного акустического (фонового) шума на входе точность формируемой АР-модели неизбежно ухудшается, ее параметры искажаются [11]. Чем больше интенсивность шума, тем больше искажаются оценки КЛП. В частотной области указанная проблема проявляется в пропорциональном ослаблении амплитуды формант голосового сигнала, что негативно сказывается на разборчивости речи диктора, переданной по цифровому каналу связи [12, 13]. Поэтому в рассматриваемых условиях параметры АР-модели нуждаются в определенной корректировке [11, 14].

К сожалению, данная задача не имеет оптимального решения. Препятствием принципиального характера в ней служит априорная неопределенность очередного (наблюдаемого в режиме скользящего окна) звука речи диктора [3, 15]. В рамках проведенного в статье исследования данное препятствие преодолевается с использованием авторской методики формантного анализа голосового сигнала во временной области.

Цель исследования — разработка регулярно метода корректировки КЛП для систем ЦОР с кодированием голосового сигнала на основе АР-модели.

1. АР-МОДЕЛЬ ГОЛОСОВОГО СИГНАЛА

В соответствии с акустической теорией речеобразования [1, 4] форманты голосового сигнала определяют через распределение по частоте областей локальных максимумов в спектре мощности анализируемого звука речи (фонемы) от конкретного диктора. Применительно к гласным фонемам каждая форманта характеризуется своей амплитудой и частотой [16]. Их связывают с резонансами голосового тракта диктора [2]. За частоту форманты в таком случае принимают частоту гармоники основного тона с максимальной амплитудой в пределах области соответствующего локального максимума. При этом количество формант зависит от полосы анализируемых частот. Так, в полосе частот стандартного телефонного канала связи обычно насчитывают четыре-пять разных формант. Из них ключевое значение с точки зрения разборчивости речи и узнаваемости голоса диктора имеют две первые форманты, пронумерованные в порядке возрастания своих частот [12]. В отсутствие фонового

шума и явных отклонений в функционале голосового тракта их уровень на 20...30 дБ превышает средний уровень спектра мощности голосового сигнала. Считается [17], что этого вполне достаточно для безошибочного восприятия речи диктора условным слушателем. Ситуация в корне меняется при действии аддитивного фонового шума.

В этом случае на входе системы ЦОР суммируются (накладываются друг на друга) два разных сигнала: звук речи $s(t)$ условного диктора и акустический шум $\eta(t)$. Обозначим суммарный сигнал через

$$x(t) = s(t) + \eta(t). \quad (1)$$

АР-модель речевого сигнала (1) в дискретном времени t определяется линейным разностным уравнением

$$y(t) = \sum_{i=1}^p a_i y(t-i) + \xi(t), \quad t = 0, 1, \dots, \quad (2)$$

динамики рекурсивного фильтра p -го порядка с порождающим белым шумом $\xi(t)$ на входе. Параметрами этого фильтра служат статистические оценки КЛП $\{a_i\}$. Будем называть этот фильтр формирующим [15]. Если связать его сигнал возбуждения с погрешностью моделирования

$$z(t) = x(t) - \sum_{i=1}^p a_i x(t-i), \quad t = 0, 1, \dots,$$

то выражение (2) можно рассматривать в роли внутрипериодного (внутри периода основного тона) предиктора речи [3, 18]. Это ключевое звено системы ЦОР с линейным предсказанием [4]. Его оценивают по выборке наблюдений $\{x(t)\}$ конечного объема $n = \tau/T = \tau F$, где T — период взятия отсчетов при частоте дискретизации голосового сигнала $F = 1/T$. Для стандартного телефонного канала выполняется равенство $F = 8$ кГц.

Под действием аддитивного фонового шума $\eta(t)$ используемые в (2) оценки КЛП неизбежно искажаются. Как результат, искажается и оценка спектра мощности голосового сигнала. Причем характер указанных искажений в значительной мере зависит от спектральных характеристик фонового шума $\eta(t)$. Первостепенный интерес в этом смысле представляет белый шум $\eta(t)$ как случайный процесс с максимальной энтропией [9]. Под его воздействием существенно меняется тонкая структура голосового сигнала. Форманты “размываются” по частоте, их амплитуды уменьшаются, и это отрицательно сказывается на качестве речевой связи [19].

Наглядное представление о существовании рассматриваемой проблемы дает рис. 1, на котором показано семейство графиков АР-оценки внутрипериодного спектра мощности сигнала гласной фонемы “а”, произнесенной контрольным диктором, для трех разных значений отношения сигнал-шум (ОСШ) q^2 по средней мощности. Они получены экспериментально, согласно выражению [10]

⁴ ГОСТ Р 51061–97. Системы низкоскоростной передачи речи по цифровым каналам связи. Параметры качества речи и методы измерений.

$$G_p(f) = T \left| 1 - \sum_{i=1}^p a_i \exp(-j2\pi i f T) \right|^{-2} = T |K_p(jf)|^2, \quad |f| \leq 0.5F, \quad (3)$$

нормированной (по дисперсии порождающего шума $\xi(t)$) оценки огибающей спектральной плотности мощности (СПМ) голосового сигнала фиксированного порядка⁵ $p = 10$. Здесь символом j обозначена мнимая единица. Введем обозначение [14]

$$K_p(jf) = \left(1 + \sum_{i=1}^p [-a_i \exp(-j2\pi i f T)] \right)^{-1} = \left(1 + \sum_{i=1}^{\infty} b_i \exp(-j2\pi i f T) \right)^{-1} = \frac{T}{\text{DFT}\{\mathbf{b}_p\}} \quad (4)$$

комплексного коэффициента передачи формирующего фильтра через инверсию $1/\text{DFT}(\mathbf{b}_p)$ дискретного фурье-преобразования (ДФП) расширенного вектора коэффициентов $\mathbf{b}_p = \{b_i\} = (1, -a_1, -a_2, \dots, -a_p, 0, 0, \dots) = (1, -\mathbf{a}_p, 0, 0, \dots)$, где $\mathbf{a}_p = (a_1, a_2, \dots, a_p)$ – p -вектор КЛП.

Для вычислений в рамках проведенного эксперимента было использовано авторское программное обеспечение Phoneme Training⁶ при установленной в нем частоте дискретизации $F = 8$ кГц голосового сигнала $x(t)$ и объеме $n = \tau F = 128$ выборок наблюдений ($\tau = 16$ мс). Источником аддитивной помехи $\eta(t)$ служил стандартный генератор (Excel) белого гауссова шума с математическим ожиданием 0 и дисперсией 1. Значение ОСШ q^2 регулировалось переменным усилением сигнала звука речи $s(t)$ на входе сумматора (1).

Как видно из рис. 1, во всех трех вариантах спектральной оценки (3) явно выражены по четыре форманты, из них доминируют по амплитуде первые две [16]. Их относительный уровень зависит от ОСШ. По мере уменьшения ОСШ форманты “размываются” вдоль оси частот. Частоты формант под действием фоновых шума также подвержены искажениям [14]. Однако для первых двух формант, как наиболее интенсивных составляющих спектра мощности голосового сигнала, частотные искажения минимальны [6, 12].

В подтверждение сказанного на рис. 2 представлены три соответствующие диаграммы КЛП. Они имеют схожую структуру при разной амплитуде флуктуаций. В варианте $q^2 = 20$ дБ амплитуда максимальна. Для сравнения здесь же показана диаграмма КЛП в отсутствие фонового шума

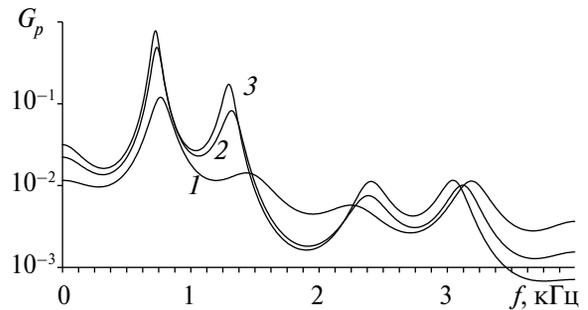


Рис. 1. Оценка огибающей СПМ (3) сигнала гласной фонемы “а” при ОСШ q^2 , равном 0 (1), 10 (2) и 20 дБ (3).

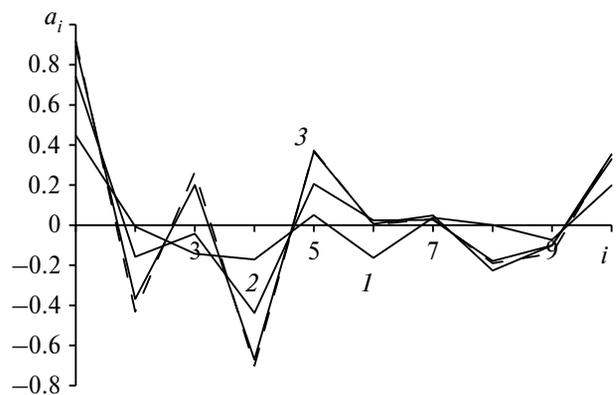


Рис. 2. Оценки КЛП сигнала фонемы “а” при ОСШ q^2 , равном 0 (1), 10 (2) и 20 дБ (3) в сопоставлении с вектором КЛП в отсутствие шума (пунктирная линия).

(пунктир). Она практически не отличается от диаграммы третьего варианта, отвечающего равенству $q^2 = 20$ дБ. По-видимому, именно этот уровень ОСШ можно считать пороговым применительно к конкретному звуку речи и конкретному диктору.

При $q^2 < 20$ дБ формируемый вектор КЛП (см. рис. 2) нуждается в корректировке. Она должна быть нацелена на избирательную по частоте регулировку усиления голосового сигнала в области его основных формант [20, 21]. Нетрудно понять, что в условиях априорной неопределенности это нетривиальная задача. Ее решение подсказывает рис. 3.

На рис. 3 представлено семейство графиков импульсной характеристики

$$h(t) = \sum_{i=1}^p a_i h(t-i) + \delta(t), \quad t = 0, 1, \dots, \quad (5)$$

формирующего фильтра (4), где символом $\delta(t)$ обозначен единичный импульс (δ -импульс) на входе. Графики построены по данным рис. 2 для трех разных значений ОСШ. Как видим, они сильно разнятся по длительности импульсных характеристик при том, что закон свободных колебаний в них слабо зависит от ОСШ. Отметим, что данное наблюдение точно отвечает свойствам аддитивного белого шума $\eta(t)$: его “формирующий фильтр”

⁵ Порядок $p = 10$ является стандартным для алгоритмов семейства CELP [5].

⁶ Программа Phoneme Training размещена в режиме открытого доступа на сайте <https://sites.google.com/site/frompldcreators/produkty-1/phonemetraining>.

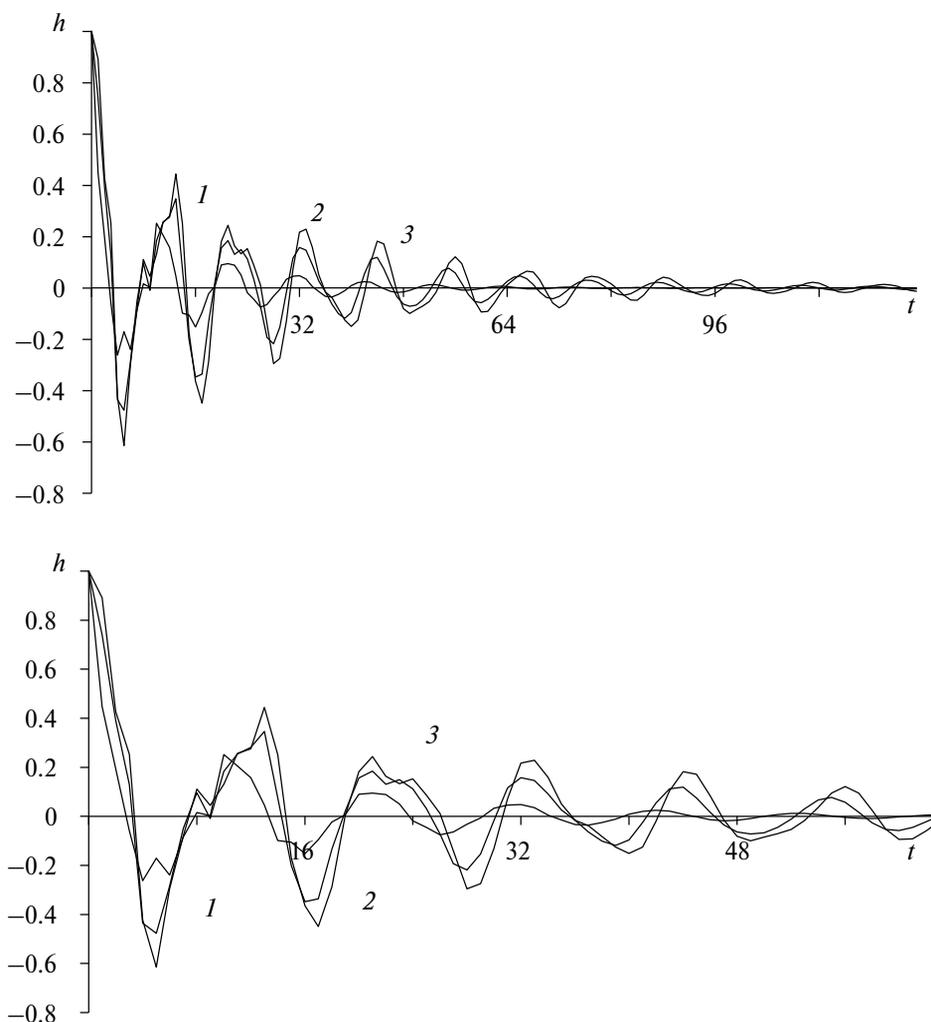


Рис. 3. Импульсная характеристика (5) формирующего фильтра (4) при ОСШ q^2 , равном 0 (1), 10 (2) и 20 дБ (3).

теоретически безынерционен и вырождается в “прямой провод” [11]. Вместе с тем следует учитывать [17, 19], что колебания импульсной характеристики формирующего фильтра — это отображение формант голосового сигнала во временной области. Чем более ярко (по амплитуде) выражены его форманты, тем медленнее затухают эти колебания. Отсюда можно заключить, что корректировка АР-модели (2) в общем случае может быть сведена к увеличению инерционности формирующего фильтра (4) путем корректировки его импульсной характеристики (5).

2. КОРРЕКТИРОВКА ИМПУЛЬСНОЙ ХАРАКТЕРИСТИКИ

Умножим импульсную характеристику (5) на монотонно возрастающую величину $g(t; c) \geq 1$:

$$h(t; c) = g(t; c)h(t), \quad t = 0, 1, \dots, \quad (6)$$

где c — регулируемый параметр, зависящий от ОСШ q^2 и целей корректировки. Например, это может быть экспоненциальная зависимость вида

$$g(t; c) = \exp(ct) \quad \text{при } c > 0$$

как бесконечно гладкая (дифференцируемая) функция своего аргумента t .

На рис. 4 представлены графики откорректированной импульсной характеристики (6) при равенстве ОСШ $q^2 = 0$ дБ для трех разных значений параметра c : 0.01, 0.03 и 0.05, а также в отсутствие корректировки при $c = 0$ (пунктир, который повторяет собой кривую 1 на рис. 3). Эффект в данном случае очевиден: во всех вариантах откорректированной импульсной характеристики (6) пропорционально параметру $c > 0$ увеличилась длительность свободных колебаний, а следовательно, увеличилась инерционность формирующего фильтра (4) в его откорректированном варианте.

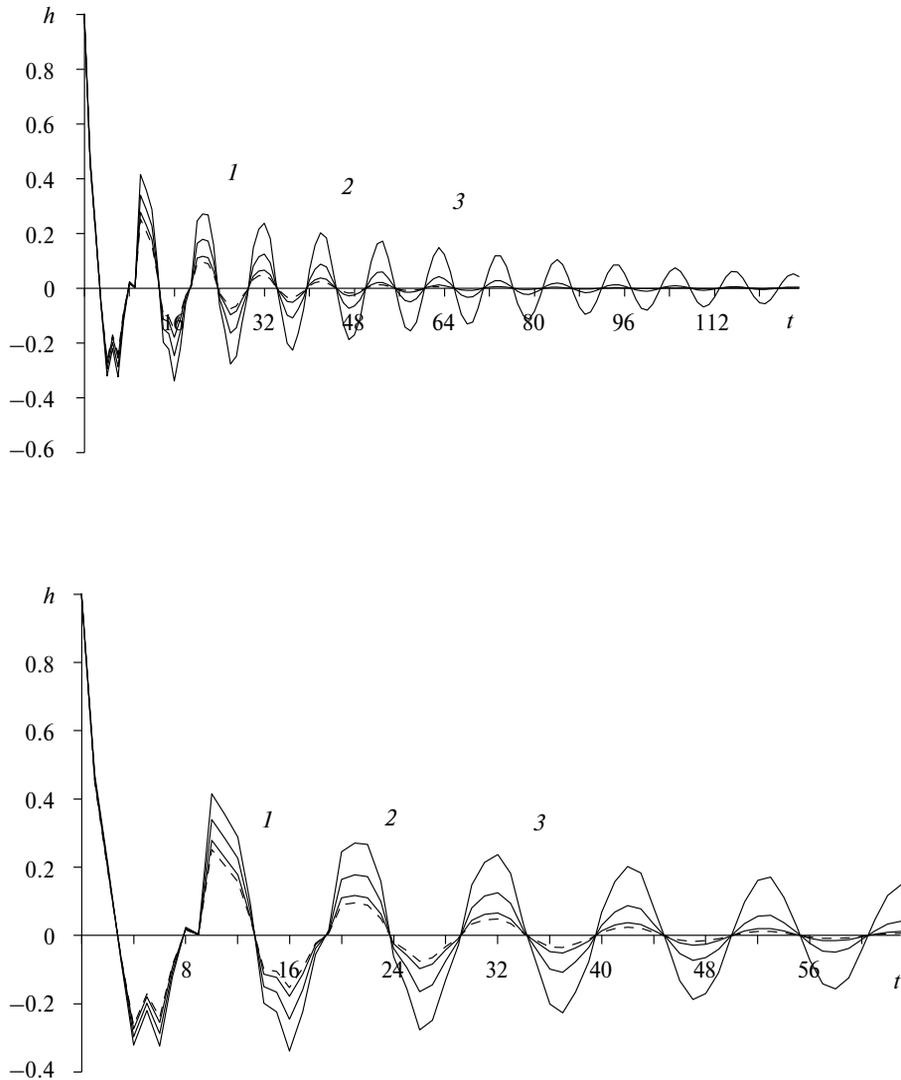


Рис. 4. Откорректированная импульсная характеристика (6) при $c = 0.01$ (1), 0.03 (2) и 0.05 (3) для случая равенства ОСШ $q^2 = 0$ дБ в сопоставлении с импульсной характеристикой (5) в отсутствие корректировки (пунктирная линия).

Указанный эффект подтверждает рис. 5, на котором графики огибающей СПМ откорректированного голосового сигнала построены по данным рис. 4, согласно выражению (3) и выражению комплексного коэффициента передачи откорректированного формирующего фильтра

$$K_p(jf; c) = \text{DFT}\{h(t; c)\}. \quad (7)$$

При этом для вычислений (7) использовался алгоритм быстрого преобразования Фурье (БПФ) размерностью $m = 2^{10} \gg n$. Для сравнения здесь же показана соответствующая оценка СПМ в отсутствие корректировки импульсной характеристики формирующего фильтра (4). Как видим, форманты в спектрах мощности откорректированных сигналов увеличились по амплитуде при сохранении практически неизменными своих частот. При этом первая форманта увеличилась более чем на 10 дБ. А как известно [16, 20], такой эффект служит

существенному улучшению разборчивости речи диктора.

Задача состоит теперь в пересчете откорректированной импульсной характеристики $h(t; c)$ в

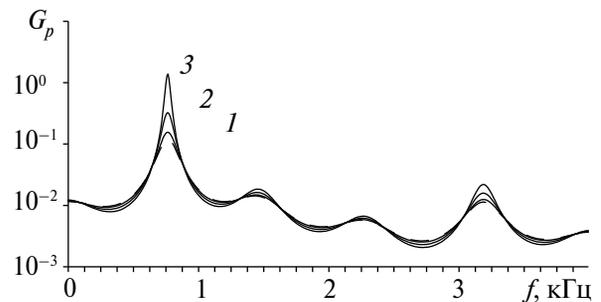


Рис. 5. Огибающая СПМ (3) синтезированного голосового сигнала при $c = 0.01$ (1), 0.03 (2) и 0.05 (3) для случая равенства ОСШ $q^2 = 0$ дБ и в отсутствие корректировки (пунктирная линия).

откорректированный вектор КЛП $\mathbf{a}_p(c)$ AP-модели голосового сигнала (2).

3. КОРРЕКТИРОВКА ВЕКТОРА КЛП

В соответствии с выражением (4) запишем равенство

$$b_i = \text{DFT}_i^{-1} \{TK_p^{-1}(jf)\} = \\ = T \int_{-0.5F}^{+0.5F} K_p^{-1}(jf) \exp\{+j2\pi ifT\} df, \quad i = 0, 1, \dots, p,$$

где $\text{DFT}^{-1}\{\cdot\}$ — оператор обратного ДФП. По аналогии с этим равенством для вектора коэффициентов откорректированного формирующего фильтра (8) будем иметь

$$\forall i \leq p: b_i(c) = \text{DFT}_i^{-1} \{TK_p^{-1}(jf; c)\}. \quad (8)$$

Соответствующий p -вектор $\mathbf{a}_p(c) = [a_1(c), a_2(c), \dots, a_p(c)]$ откорректированных КЛП определим согласно системе равенств

$$\forall i = \overline{1, p}: a_i(c) = -b_{i+1}(c). \quad (9)$$

Выражения (5)–(9) в совокупности определяют регулярный метод коррективки AP-модели (2) аддитивной смеси (1) голосового сигнала с фоновым шумом.

Для иллюстрации возможностей разработанного метода в табл. 1 представлены результаты его применения в условиях рассмотренного выше эксперимента (см. рис. 1–3) для случая равенства ОСШ $q^2 = 0$ дБ. Ее верхняя строка (соответствует равенству $c = 0$) составлена из первоначальных значений КЛП (см. рис. 3, кривая 1).

Отметим, что согласно рис. 4, во всех представленных в таблице вариантах коррективки КЛП обеспечен затухающий характер импульсной характеристики формирующего фильтра (4) и этим гарантирована устойчивость AP-модели (2) в смысле цифровой фильтрации [15, 22].

В подтверждение сказанного на рис. 6 представлено семейство сигналов фонемы “а”, синтезированных по данным табл. 1 согласно уравнению (2) с использованием в качестве сигнала возбуждения $\xi(t)$ последовательности δ -импульсов с частотой

повторения 100 Гц. При этом вне зависимости от значения параметра $c > 0$ синтезированный сигнал сохраняет свою тонкую структуру. Меняется лишь скорость затухания его внутривысокочастотных колебаний — в сторону большей или меньшей степени вокализации. Во многих случаях этот эффект имеет самостоятельное значение, например, с точки зрения мелодики речи диктора [2].

4. ОБСУЖДЕНИЕ ПОЛУЧЕННЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ

Результаты проведенного исследования имеют непосредственное отношение к проблеме помехоустойчивости системы ЦОР. Однако она далеко не исчерпывает собой множества острых проблем в области речевых коммуникаций [23, 24]. Примером могут служить проблемы устойчивости AP-модели и улучшения акустического качества синтезированного голосового сигнала [22, 25]. Амплитуда формант в этом случае может меняться в обоих направлениях: как в сторону увеличения, так и уменьшения — в зависимости от целей предпринимаемой коррективки. С указанной точки зрения представляют интерес два варианта вектора КЛП (9): исходного $\mathbf{a}_p(0) = (0.917124236; -0.430847898; 0.265832062; -0.701148961; 0.372491825; 0.002903572; 0.031471774; -0.189665721; -0.140846521; 0.356422549)$ и откорректированного $\mathbf{a}_p(-0.06) = (0.863715078; -0.382127806; 0.222041603; -0.551543307; 0.275948731; 0.002025753; 0.020678429; -0.117361998; -0.082078064; 0.195608842)$ в задаче синтеза сигнала гласной “а” в отсутствие фонового шума $\eta(t)$. Различия между ними относятся исключительно к тембру голоса диктора: во втором варианте он заметно приглушен. Это явно следует из сравнения двух графиков периодограммы Шустера [9]

$$G_N(f; c) = N^{-1} T |\text{DFT}\{y(t; c)\}|^2 \quad (10)$$

в качестве оценок СПМ двух синтезированных сигналов с параметрами $c = 0$ и $c = -0.06$ (рис. 7).

Обе оценки получены по последовательности из $N = 2^{10}$ отсчетов сигнала на выходе соответствующего (установленному значению параметра c) формирующего фильтра (7). При этом на вход фильтра в качестве сигнала возбуждения $\xi(t)$ подавалась последовательность δ -импульсов с частотой 100 Гц.

Таблица 1. Откорректированные значения КЛП $\{a_i(c)\}$

c	i									
	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
0	0.448039	-0.007	-0.14238	-0.17098	0.050631	-0.16325	0.037343	0.001193	-0.07275	0.198174
0.01	0.452542	-0.00714	-0.14671	-0.17796	0.053227	-0.17334	0.040051	0.001292	-0.0796	0.219016
0.03	0.461684	-0.00743	-0.15578	-0.19278	0.058825	-0.19544	0.046069	0.001516	-0.0953	0.267507
0.05	0.471011	-0.00773	-0.16542	-0.20883	0.065011	-0.22036	0.052992	0.001779	-0.1141	0.326733

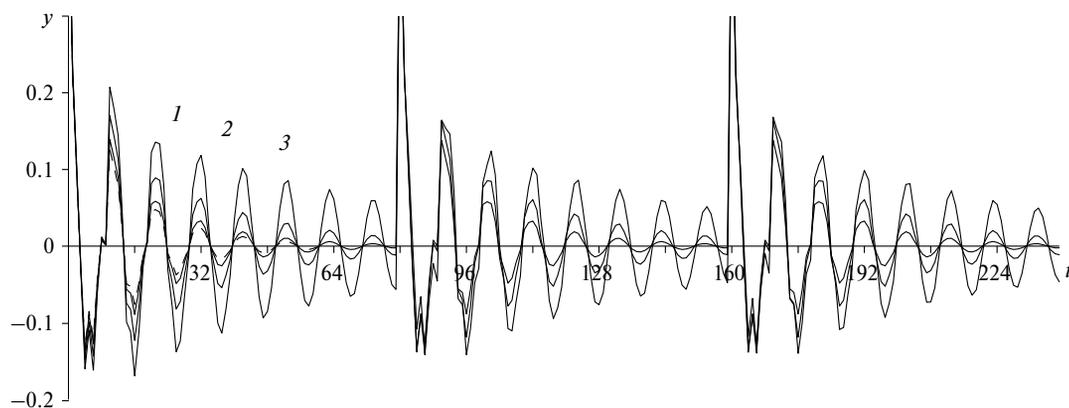


Рис. 6. Фрагменты синтезированного сигнала гласной фонемы “а” при $c = 0.01$ (1), 0.03 (2) и 0.05 (3) для случая равенства ОСШ $q^2 = 0$ дБ и в отсутствие корректировки (пунктирная линия).

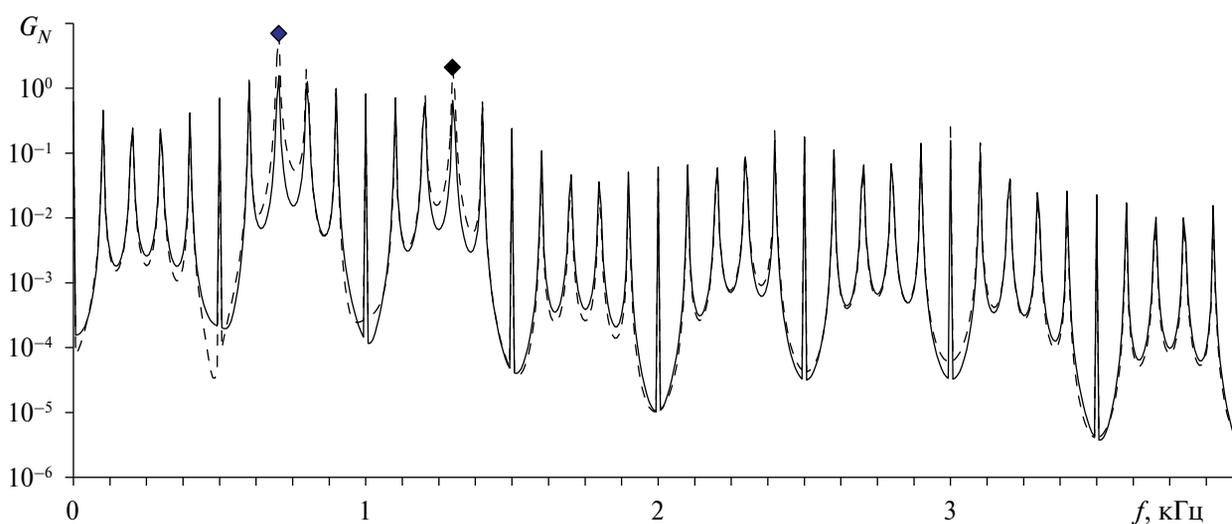


Рис. 7. Периодограмма Шустера (10) синтезированного согласно АР-модели (2) сигнала гласной фонемы “а” при $c = -0.06$ (сплошная кривая) и $c = 0$ (пунктирная линия).

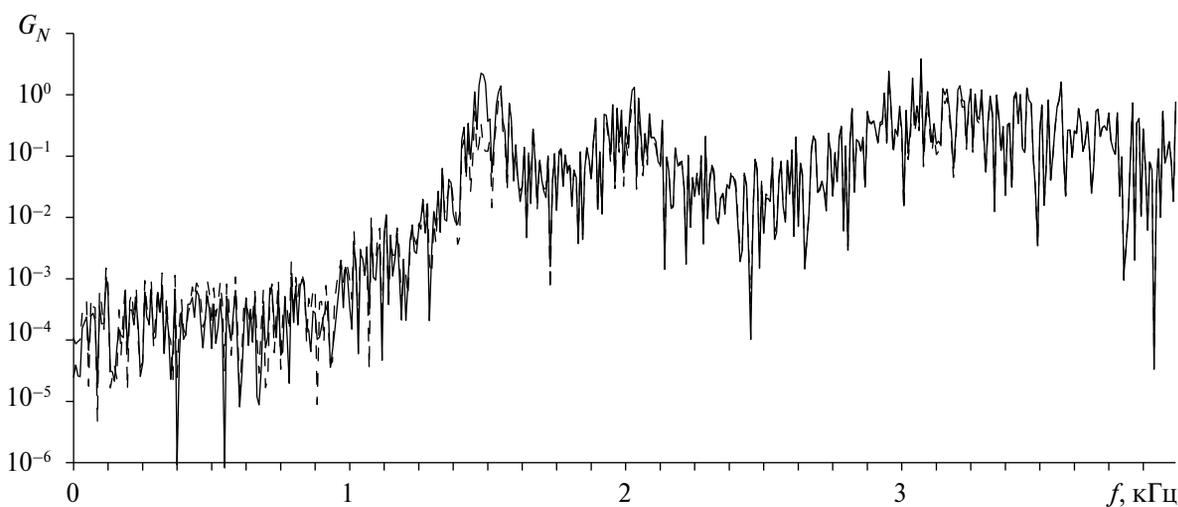


Рис. 8. Периодограмма Шустера (10) сигнала фрикативного звука речи “ш”, синтезированного согласно АР-модели (2) при $c = 0.06$ (сплошная кривая) и $c = 0$ (пунктирная линия).

Для вычислений ДФП использовался алгоритм БПФ размерностью $m = N = 2^{10}$. Как видим, в откорректированном варианте обе основные форманты ослаблены по амплитуде по сравнению с их исходными вариантами (отмечены знаком “ромб”). Это следствие знака “минус” перед значением параметра c в выражении (10).

Особо отметим, что область применения предложенного метода распространяется не только на гласные, но и на фрикативные звуки речи, где под формантами понимают не отдельные спектральные составляющие голосового сигнала, а целые области спектра мощности, в которых концентрируется большая часть его энергии [26]. Это подтверждает, в частности, проведенный автором статьи эксперимент с фонемой “ш” от контрольного диктора (рис. 8).

На рис. 8 представлены графики оценки СПМ (10) двух голосовых сигналов $y(t) = y(t, c)$ с параметрами $c = 0$ и 0.06 . Оба сигнала синтезированы согласно АР-модели (2) с использованием белого гауссова шума $\xi(t)$ в качестве возбуждения. Для вычислений периодограммы Шустера здесь, как и в предыдущем случае, применялся алгоритм БПФ размерностью $m = 2^{10}$. Как видим, в откорректированном варианте оценки спектра мощности амплитуда формант в данном случае ($c > 0$) возросла.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Благодаря проведенному исследованию разработан регулярный метод корректировки АР-модели голосового сигнала для систем ЦОР со сжатием данных на основе линейного предсказания. В его основу положена оригинальная методика формантного анализа звука речи диктора через анализ колебаний импульсной характеристики формирующего фильтра.

К числу перспективных направлений исследований с применением разработанного метода относится область корректировки голосового сигнала при учете технических характеристик канала речевой связи, просодики речи диктора, а также селективных особенностей его голосового тракта.

Авторы данной работы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Rabiner L.R., Schafer R.W.* // Foundations and Trends in Signal Processing. 2007. V. 1. № 1–2. P. 1. <https://doi.org/10.1561/2000000001>
2. *O'Shaughnessy D.* // J. Audio. Speech. Music Processing. 2023. V. 8. <https://doi.org/10.1186/s13636-023-00274-x>
3. *Savchenko V.V.* // Radioelectron. Commun. Systems. 2021. V. 64. № 11. P. 592. <https://doi.org/10.3103/S0735272721110030>
4. *Gibson J.* // Information. 2019. V. 10. № 5. 179. <https://doi.org/10.3390/info10050179>
5. *Chaouch H., Merazka F., Marthon Ph.* // Speech Commun. 2019. V. 108. P. 33. <https://doi.org/10.1016/j.specom.2019.02.002>
6. *Савченко В.В., Савченко Л.В.* // Измерит. техника. 2019. № 9. С. 59. <https://doi.org/10.32446/0368-1025it.2019-9-59-64>
7. *Candan Ç.* // Signal Processing. 2020. V. 166. № 10. P. 107256. <https://doi.org/10.1016/j.sigpro.2019.107256>
8. *Semenov V.Yu.* // J. Automation and Inform. Sci. 2019. V. 51. № 2. P. 30. <https://doi.org/10.1615/JAutomatInfScien.v51.i2.40>
9. *Marple S.L.* Digital Spectral Analysis with Applications. 2-nd ed. Mineola: Dover Publ., 2019.
10. *Burg J.P.* Maximum entropy spectral analysis. PhD Thesis. Stanford Univ., 1975.
11. *Magi C., Pohjalainen J., Bäckström T., Alku P.* // Speech Commun. 2009. V. 51. № 5. P. 401. <https://doi.org/10.1016/j.specom.2008.12.005>
12. *Rout J.K., Pradhan G.* // Speech Commun. 2022. V. 144. P. 101. <https://doi.org/10.1016/j.specom.2022.09.004>
13. *Deng F., Bao Ch.* // Speech Commun. 2016. V. 79. P. 30. <https://doi.org/10.1016/j.specom.2016.02.006>
14. *Савченко В.В., Савченко А. В.* // Измерит. техника. 2020. № 11. С. 65. <https://doi.org/10.32446/0368-1025it.2020-11-65-72>
15. *Савченко В.В.* // ПЭ. 2023. Т. 68. № 2. С. 138. <https://doi.org/10.31857/S0033849423020122>
16. *Kathiresan Th., Maurer D., Suter H., Dellwo V.* // J. Acoust. Soc. Amer. 2018. V. 143. № 3. P. 1919. <https://doi.org/10.1121/1.5036258>
17. *Ngo Th., Kubo R., Akagi M.* // Speech Commun. 2021. V. 135. P. 11. <https://doi.org/10.1016/j.specom.2021.09.004>
18. *Palaparthi A., Titze I. R.* // Speech Commun. 2020. V. 123. P. 98. <https://doi.org/10.1016/j.specom.2020.07.003>
19. *Sadasivan J., Seelamantula Ch.S., Muraka N.R.* // Speech Commun. 2020. V. 116. P. 12. <https://doi.org/10.1016/j.specom.2019.11.001>
20. *Gustafsson Ph.U., Laukka P., Lindholm T.* // Speech Commun. 2023. V. 146. P. 82. <https://doi.org/10.1016/j.specom.2022.12.001>
21. *Ito M., Ohara K., Ito A., Yano M.* // Proc. Interspeech. 2010. V. 2490. <https://doi.org/10.21437/Interspeech.2010-669>
22. *Arun-Sankar M.S., Sathidevi P. S.* // Heliyon. 2019. V. 5. № 5. P. e01820. <https://doi.org/10.1016/j.heliyon.2019.e01820>
23. *Narendra N.P., Alku P.* // Speech Commun. 2019. V. 110. P. 47. <https://doi.org/10.1016/j.specom.2019.04.003>

24. Alku P., Kadiri S.R., Gowda D. // Computer Speech & Language. 2023. V. 81. № 10. P. 101515.
<https://doi.org/10.1016/j.csl.2023.101515>
25. Sadok S., Leglaive S., Girin L. et al. // Speech Commun. 2023. V. 148. P. 53.
<https://doi.org/10.1016/j.specom.2023.02.005>
26. Nguyen D.D., Chacon A., Payten Ch.L. et al. // Int. J. Language & Commun. Disorders. 2022. V. 57. № 2. P. 366.
<https://doi.org/10.1111/1460-6984.12705>

LINEAR PREDICTION COEFFICIENTS CORRECTION METHOD FOR DIGITAL SPEECH PROCESSING SYSTEMS WITH DATA COMPRESSION BASED ON THE AUTOREGRESSIVE MODEL OF A VOICE SIGNAL

V. V. Savchenko^{a, *}, L. V. Savchenko^b

^aEditorial office of the journal "Radio Engineering and Electronics", Mokhovaya St., 11, bldg. 7, Moscow, 125009 Russian Federation

^bNational Research University Higher School of Economics, B. Pecherskaya St., 25, Nizhny Novgorod, 603155 Russian Federation

*E-mail: vvsavchenko@yandex.ru

Received September 18, 2023; revised December 18, 2023; accepted January 16, 2024

The problem of distortion of the autoregressive model of the voice signal under the influence of additive background noise in digital speech processing systems with data compression based on linear prediction is considered. In the frequency domain, these distortions are observed in the weakening of the main formants responsible for the intelligibility of the speaker's speech. To compensate for formant attenuation, it is proposed to modify the parameters of the autoregressive model (linear prediction coefficients) using the impulse response of a recursive shaping filter. Along with the amplitude amplification of the formants, their frequencies remain unchanged to make the speaker's voice recognizable. The effectiveness of the method was studied experimentally using specially developed software. Based on the experimental results, conclusions were drawn about a significant increase in the relative level of formants in the power spectrum of the corrected voice signal.

Keywords: signal theory, voice signal, digital speech processing, digital speech transmission, spectral analysis, power spectral density, discrete spectral modeling, autoregressive model, all-pole model

ПРИМЕНЕНИЕ ЗОНДИРУЮЩИХ СИГНАЛОВ С НУЛЕВОЙ ЗОНОЙ АВТОКОРРЕЛЯЦИИ ДЛЯ ПОДАВЛЕНИЯ РЕКУРРЕНТНЫХ ПОМЕХ ПО ДАЛЬНОСТИ В РАДИОЛОКАТОРАХ С СИНТЕЗИРОВАННОЙ АПЕРТУРОЙ¹

© 2024 г. Р. Н. Ипанов*, А. А. Комаров, К. Ю. Кожевников, С. В. Пермяков

Национальный исследовательский университет “МЭИ”,
ул. Красноказарменная, 14, стр.1, Москва, 111250 Российская Федерация

*E-mail: iproman@ya.ru

Поступила в редакцию 20.11.2023 г.

После доработки 20.11.2023 г.

Принята к публикации 15.01.2024 г.

Рассмотрена проблема наложения эхо-сигналов соседних тактов зондирования в радиолокаторах с синтезированной апертурой (РСА), называемых помехами неоднозначности по дальности, или рекуррентными помехами, которую обычно решают путем использования в соседних тактах зондирования РСА ортогональных линейно-частотно модулированных (ЛЧМ) и фазокодоманипулированных (ФКМ) сигналов, что позволяет успешно подавлять ложные сигналы ярких точечных целей из соседних периодов повторения. Для РСА рассмотрены различные типы зондирующих ФКМ-сигналов с нулевой зоной автокорреляции, позволяющие успешно решать задачу подавления рекуррентных помех как от точечных целей, так и от протяженных объектов. Проведен сравнительный анализ корреляционных характеристик ортогональных ЛЧМ- и ФКМ-сигналов с различными типами ФКМ-сигналов с нулевой зоной автокорреляции.

Ключевые слова: автокорреляционная функция, взаимнокорреляционная функция, когерентный дополнительный сигнал, M-последовательность, нулевая зона автокорреляции, ортогональный сигнал, пачка импульсов, рекуррентная помеха

DOI: 10.31857/S0033849424040063, **EDN:** JRYNXU

ВВЕДЕНИЕ

Из разнообразных классов сложных сигналов практическое применение в радиолокаторах с синтезированной апертурой (РСА) пока нашли два основных: сигналы с линейной частотной модуляцией (ЛЧМ) и сигналы с фазокодовой манипуляцией (ФКМ). В космических РСА дистанционного зондирования Земли до настоящего времени используются ЛЧМ-сигналы [1, 2]. Периодическая 127-элементная M-последовательность (МП) успешно применялась в РСА на космических аппаратах Венера-15 и –16 для картографирования поверхности Венеры, а также высотомерах для измерения рельефа ее поверхности [1–3]. В американском эксперименте Магеллан по картографированию Венеры для бортового РСА была использована специально сконструированная 64-элементная апериодическая псевдослучайная последовательность [4]. Апериодическая МП применяется учеными США для

детального радиолокационного картографирования с Земли поверхности Луны и планет [5].

Вместе с тем следует отметить усиливающийся интерес специалистов к ФКМ-сигналам, связанный с тем, что использование дискретного кодирования когерентного ансамбля зондирующих импульсов в РСА открывает перспективу существенного улучшения качества радиолокационного изображения (РЛИ) по показателям суммарных корреляционных функций когерентного ансамбля сигналов [1, 2, 6–8].

Основной временной характеристикой радиолокационной съемки в РСА является период повторения зондирующих импульсов. С одной стороны, частота повторения импульсов должна быть не меньше полосы доплеровских частот отраженного сигнала, а с другой — не должна быть слишком высокой, чтобы избежать рекуррентных помех в виде наложения эхо-сигналов соседних зондирующих импульсов при съемке полосы поверхности в широкозахватном режиме.

Одним из способов решения проблемы подавления рекуррентных помех при сравнительно высокой частоте повторения зондирующих импульсов

¹ Работа доложена на X Международной конференции “Инжиниринг и Телекоммуникации — En&T-2023”.

является использование в соседних тактах зондирования РСА ортогональных ЛЧМ- и ФКМ-сигналов [1, 2, 9, 10]. Смежные ортогональные ЛЧМ-импульсы когерентной пачки имеют противоположные знаки производной изменения частоты, а смежные ортогональные ФКМ-сигналы кодированы МП с различными порождающими полиномами и циклическими сдвигами.

Для оценки уровня подавления рекуррентных помех используется взаимнокорреляционная функция (ВКФ), которая рассчитывается только для смежных пар когерентной пачки сигналов, обрабатываемых совместно на интервале синтеза апертуры РСА, поскольку помехи из последующих тактов зондирования могут быть исключены диаграммой направленности антенны РСА.

Степень подавления рекуррентных помех от точечных и протяженных целей характеризуют относительный уровень максимального лепестка ВКФ и интегральный относительный уровень мощности лепестков ВКФ на длительности сигнала (относительный уровень одностороннего интегрального корреляционного шума) [1], которые для ФКМ-сигнала определяются соответственно:

$$R_{ij \text{ макс}} = \max_{|m| \leq L-1} \{ |R_{\xi, \xi+1}(mT_0)| \}; \quad (1)$$

$$R_{ij \text{ инт}} = \frac{1}{2} \sum_{m=-L+1}^{L-1} R_{\xi, \xi+1}^2(mT_0),$$

где $R_{\xi, \xi+1}(\tau)$ — нормированная ВКФ комплексных огибающих (КО) смежных ортогональных ξ -го и $\xi+1$ -го, $\xi=1, 2, \dots, M-1$, ФКМ-импульсов когерентной пачки (M — число импульсов в пачке); T_0 — длительность дискрета; L — число дискрет в импульсе.

На интервале когерентного накопления эхо-сигналов, соответствующего времени синтеза апертуры РСА, анализируются суммарные корреляционные характеристики ансамбля сигналов. Автокорреляционная функция (АКФ) пачки из M зондирующих сигналов при $\tau_c(Q_n - 1) \leq |\tau| < \tau_c(Q_n + 1)$, где τ_c и Q_n — длительность сигнала и скважность пачки, есть суммарная ВКФ смежных сигналов ансамбля, которая равна сумме всех $(M-1)$ ВКФ пар смежных сигналов, входящих в пачку:

$$R_{ij}^{\Sigma}(mT_0) = \frac{1}{M} \sum_{\xi=1}^{M-1} R_{\xi, \xi+1}(mT_0). \quad (2)$$

На интервале синтеза апертуры РСА степень подавления рекуррентных помех от точечных и протяженных целей характеризуют соответственно относительный уровень максимального лепестка $R_{ij \text{ макс}}^{\Sigma}$ и относительный уровень одностороннего интегрального корреляционного шума $R_{ij \text{ инт}}^{\Sigma}$ суммарной ВКФ, которые рассчитываются по формуле (1) для суммарной ВКФ (2).

Ортогональные ЛЧМ- и ФКМ-сигналы позволяют подавлять ложные сигналы ярких точечных целей из соседних тактов зондирования. Однако высокий уровень одностороннего интегрального корреляционного шума ВКФ ортогональных сигналов искажает радиолокационные изображения слабо отражающих поверхностей, расположенных рядом с яркими протяженными объектами [1, 9]. Например, для когерентной пачки ортогональных ЛЧМ-сигналов при $M \gg 1$ $R_{ij}^{\Sigma} = (1 - 1/M) R_{\xi, \xi+1}(\tau) \cong R_{\xi, \xi+1}(\tau)$ откуда следует, что $R_{ij \text{ инт}}^{\Sigma} \cong R_{ij \text{ инт}} = -(6 \div 9)$ дБ и практически не зависит от величины базы сигнала.

В данной работе в качестве зондирующих сигналов для РСА рассмотрены два типа ФКМ-сигналов с нулевой зоной автокорреляции (НЗАК) [11–16], позволяющих решать задачу подавления рекуррентных помех как от точечных целей, так и от протяженных объектов. Когерентная пачка НЗАК-сигналов при отсутствии рассогласования по частоте Доплера имеет $R_{ij \text{ макс}}^{\Sigma}, R_{ij \text{ инт}}^{\Sigma} < -300$ дБ. Проведен сравнительный анализ суммарных ВКФ НЗАК-сигналов с ЛЧМ [11, 12] и частотной манипуляцией [13–16] дискрет с суммарными ВКФ ортогональных ЛЧМ и ФКМ-сигналов когерентной пачки.

1. КОРРЕЛЯЦИОННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ НЗАК-СИГНАЛОВ

В работах [11–16] проведен сравнительный анализ АКФ одиночных НЗАК-сигналов и суммарных АКФ ансамбля НЗАК-сигналов с модуляцией дискрет, названных когерентными дополнительными сигналами (КДС), с соответствующими корреляционными характеристиками ортогональных ЛЧМ- и ФКМ-сигналов когерентной пачки.

Для формирования НЗАК-сигнала с КО

$$\dot{u}(t) = \sum_{i=1}^M \sum_{n=1}^N a_{i,n} \dot{S}_n(t - (n-1)T_0 - (i-1)T), \quad (3)$$

где $\dot{S}_n(t - (n-1)T_0)$ при $(n-1)T_0 \leq t < nT_0$ — КО n -го дискрета импульса; $T = QT_n = QNT_0$ (T_n — длительность импульса, $Q \geq 2$ — скважность, N — число дискрет в импульсе) — период повторения импульсов, имеющий нулевую зону автокорреляции при $T_0 \leq |\tau| < T_n$, строки кодирующей матрицы

$$\mathbf{A}_{M,N} = \|a_{i,n}\|_{i,n=1}^{M,N} \quad (4)$$

должны состоять из комплементарных последовательностей либо столбцы — из ортогональных последовательностей [17, 18].

Для уменьшения уровня боковых лепестков (БЛ) вне НЗАК, а также подавления БЛ в НЗАК при рассогласовании по частоте Доплера кодирующая матрица (4) должна иметь вид блочной

матрицы, состоящей из набора взаимноортогональных матриц.

Полифазный (p -фазный, в частности, при $p = 2$ бинарный) ФКМ-сигнал с КО (3), кодированный строками блочной матрицы (4) при $M = p$, состоящей из подматриц со смежными p -парами дополнительных последовательностей (ДП), называется КДС [17, 18].

У каждого из p своих импульсов КДС имеет равные между собой КО дискрет $\hat{S}_n(t)$ при $n = (\eta - 1)N/p + 1, \dots, \eta N/p$, $\eta = 1, 2, \dots, p$, что позволяет уменьшить уровень БЛ АКФ при $|\tau| \geq T_{\text{и}}$ и $|\tau| < T_0$, а также подавить БЛ в НЗАК при рас- согласовании по частоте Доплера, используя

$$\mathbf{A}_{p,N}^{\xi'} = \left(\mathbf{A}_{p,N/p}^{(1)} W^{(\xi-1)(1-1)} \quad \dots \quad \mathbf{A}_{p,N/p}^{(\eta)} W^{(\xi-1)(\eta-1)} \quad \dots \quad \mathbf{A}_{p,N/p}^{(p)} W^{(\xi-1)(p-1)} \right); \quad (5)$$

$$\xi' = \langle \xi - 1 \rangle_p + 1; \quad \xi = 1, 2, \dots, M,$$

где $\mathbf{A}_{p,N/p}^{(\eta)}$ при $\eta = 1, 2, \dots, p$ — подматрицы со смежными p -парами ДП [17, 18]; $W = \exp(j2\pi/p)$; $\langle z \rangle_M$ — число z по модулю M .

Из (4) и (5) следует, что

$$\mathbf{A}_{p,N}^{\xi'} = \left\| a_{i,n}^{\xi'} \right\|_{i,n=1}^{p,N}, \quad N = p^{q+1},$$

где $a_{i,n}^{\xi'} = a_{i,n} W^{(\xi-1)(\eta-1)}$, $\xi' = 1, 2, \dots, p$,

$$\text{а } \mathbf{A}_{p,N}^1 = \mathbf{A}_{p,N} = \left\| a_{i,n}^1 \right\|_{i,n=1}^{p,N} = \left\| a_{i,n} \right\|_{i,n=1}^{p,N}.$$

Автокорреляционная функция пачки из M КДС при $|\tau| < \tau_c$, где $\tau_c = T_0 N ((p-1)Q + 1)$, $N = p^{q+1}$, — длительность КДС, есть суммарная АКФ ансамбля КДС, которая равна сумме из M АКФ КДС, входящих в пачку. Так как при $T_0 \leq |\tau| < T_{\text{и}}$ АКФ КДС, входящих в пачку, равна $R_{\xi}(\tau) = 0$, $\xi = 1, 2, \dots, M$, то суммарная АКФ $R^{\Sigma}(\tau)$ ансамбля КДС при $T_0 \leq |\tau| < T_{\text{и}}$ также равна нулю.

Автокорреляционная функция пачки из M КДС при $\tau_c (Q_{\text{п}} - 1) \leq |\tau| < \tau_c (Q_{\text{п}} + 1)$ есть суммарная ВКФ смежных КДС ансамбля, которая равна сумме всех $(M - 1)$ ВКФ пар смежных КДС, входящих в пачку (2). Согласно рекурсивному правилу построения, описанному в [19], в соответствующих строках матриц $\mathbf{A}_{p,N}^{\xi'}$, $\xi' = 1, 2, \dots, p$, располагаются p -парные ДП. Поэтому ВКФ КО смежных КДС когерентной пачки при $T_0 \leq |\tau| < T_{\text{и}}$ $R_{\xi, \xi+1}(\tau) = 0$, $\xi = 1, 2, \dots, M - 1$ [20, 21], откуда следует, что суммарная ВКФ (2) смежных КДС ансамбля при $T_0 \leq |\tau| < T_{\text{и}}$ имеет вид

$$R_{ij}^{\Sigma}(\tau) = 0. \quad (6)$$

дополнительную ортогональную модуляцию дискрет импульсов по фазе или частоте [17, 18].

Для улучшения параметров суммарных корреляционных характеристик когерентной пачки КДС на интервале синтеза апертуры РСА для кодирования смежных КДС пачки необходимо использовать смежные p -пары ДП. Матрица (4) с подматрицами из смежных p -пар ДП формирует только один (первый) КДС пачки. Для формирования смежных КДС пачки необходимо построить матрицы, образующие наборы p -парных ДП к матрице (4), для чего воспользуемся рекурсивным правилом построения, описанным в [19]. В этом случае блочная матрица (4), кодирующая ξ -й КДС когерентной пачки, будет иметь вид

Рассмотрим теперь ВКФ КО смежных КДС когерентной пачки при $|\tau| < T_0$. Выражение для суммарной ВКФ смежных КДС ансамбля при $|\tau| < T_0$ согласно (5) имеет вид [17, 18]

$$R_{ij}^{\Sigma}(\tau) = \frac{1}{pNM} \left[\sum_{\xi=1}^{M-1} \sum_{k=1}^N a_{1,k}^{(\xi+1)'} a_{1,k}^{\xi'*} R_{S_k^{\xi+1}, S_k^{\xi}}(\tau) + \right. \\ \left. + \sum_{\xi=1}^{M-1} \sum_{k=1}^N a_{2,k}^{(\xi+1)'} a_{2,k}^{\xi'*} R_{S_k^{\xi+1}, S_k^{\xi}}(\tau) + \dots + \sum_{\xi=1}^{M-1} \sum_{k=1}^N a_{p,k}^{(\xi+1)'} a_{p,k}^{\xi'*} R_{S_k^{\xi+1}, S_k^{\xi}}(\tau) \right] = \\ = \frac{1}{pNM} \left[\sum_{\xi=1}^{M-1} \sum_{k=1}^N a_{1,k} W^{\xi(\eta-1)} a_{1,k}^* W^{-(\xi-1)(\eta-1)} R_{S_k^{\xi+1}, S_k^{\xi}}(\tau) + \right. \\ \left. + \sum_{\xi=1}^{M-1} \sum_{k=1}^N a_{2,k} W^{\xi(\eta-1)} a_{2,k}^* W^{-(\xi-1)(\eta-1)} R_{S_k^{\xi+1}, S_k^{\xi}}(\tau) + \dots + \sum_{\xi=1}^{M-1} \sum_{k=1}^N a_{p,k} W^{\xi(\eta-1)} a_{p,k}^* W^{-(\xi-1)(\eta-1)} R_{S_k^{\xi+1}, S_k^{\xi}}(\tau) \right] = \\ = \frac{1}{NM} \sum_{\xi=1}^{M-1} \sum_{k=1}^N W^{\eta-1} R_{S_k^{\xi+1}, S_k^{\xi}}(\tau) = \\ = \frac{1}{NM} \sum_{\xi=1}^{M-1} \sum_{k=1}^N W^{\lfloor k-1 \rfloor_{N/p}} R_{S_k^{\xi+1}, S_k^{\xi}}(\tau) = \\ = \frac{1}{NM} \sum_{\xi=1}^{M-1} \left[\sum_{k=1}^{\lfloor N/p \rfloor} W^0 R_{S_0^{\xi+1}, S_0^{\xi}}(\tau) + \sum_{k=N/p+1}^{2N/p} W^1 R_{S_1^{\xi+1}, S_1^{\xi}}(\tau) + \dots \right]$$

$$+ \dots + \left. \sum_{k=(p-1)N/p+1}^N W^{p-1} R_{S_{p-1}^{\xi+1}, S_{p-1}^{\xi}}(\tau) \right] =$$

$$= \frac{1}{pM} \sum_{\xi=1}^{M-1} \left[W^0 R_{S_0^{\xi+1}, S_0^{\xi}}(\tau) + W^1 R_{S_1^{\xi+1}, S_1^{\xi}}(\tau) + \dots + \right.$$

$$\left. + W^{p-1} R_{S_{p-1}^{\xi+1}, S_{p-1}^{\xi}}(\tau) \right],$$

где $a_{i,k}^{(\xi+1)'} = a_{i,k} W^{\xi(\eta-1)}$, $a_{i,k}^{\xi'*} = a_{i,k}^* W^{-(\xi-1)(\eta-1)}$;

$\lfloor z \rfloor_M = \lfloor z/M \rfloor$ — целая часть числа z/M .

Таким образом, суммарная ВКФ смежных КДС ансамбля при $|\tau| < T_0$ имеет вид

$$R_{ij}^{\Sigma}(\tau) = \frac{1}{pM} \sum_{\xi=1}^{M-1} \sum_{\eta=1}^p W^{\eta-1} R_{S_{\eta-1}^{\xi+1}, S_{\eta-1}^{\xi}}(\tau), \quad (7)$$

где $R_{S_{\eta-1}^{\xi+1}, S_{\eta-1}^{\xi}}(\tau)$ — нормированная ВКФ соответствующих КО дискрет η -й, $\eta = 1, 2, \dots, p$, части импульса ξ -го и $\xi + 1$ -го смежных КДС когерентной пачки.

Для оценки уровня подавления рекуррентных помех от точечных целей используются следующие показатели суммарных ВКФ смежных КДС ансамбля:

$$R_{ij}^{\Sigma} \text{ макс} = \max_{Z \leq |m| \leq L-1} \left\{ R_{ij}^{\Sigma}(mT_0) \right\},$$

$$R_{ij}^{\Sigma} \text{ макс} \text{ Z} = \max_{1 \leq |m| \leq Z-1} \left\{ R_{ij}^{\Sigma}(mT_0) \right\} -$$

относительные уровни максимальных БЛ вне и в нулевой зоне ВКФ соответственно, где $L = N((p-1)Q+1)$ — число дискрет в КДС; $Z = N(Q-1)$ — ширина нулевой зоны ВКФ (АКФ);

$$R_{ij}^{\Sigma} \text{ макс} \text{ C} = \max_{|m| < 1} \left\{ R_{ij}^{\Sigma}(mT_0) \right\} -$$

относительный уровень центрального лепестка ВКФ.

Для оценки уровня подавления рекуррентных помех от протяженных отражающих поверхностей используются следующие показатели:

$$\dot{u}_{\xi}(t) = (-1)^{\lfloor \xi-1 \rfloor_2} \sum_{l=1}^p \sum_{n=1}^N S_{\lfloor n-1 \rfloor_{N/p}}(t - (n-1)T_0 - (l-1)NQ T_0) \times$$

$$\times \exp \left\{ j \left[2\pi \left\langle \lfloor n-1 \rfloor_{N/p} \right\rangle_2 B \frac{t}{T_0} + \pi (-1)^{\lfloor n-1 \rfloor_{N/p}} B \left(\frac{t}{T_0} \right)^2 + \frac{2\pi}{p} \tilde{a}_{i,n}^{\xi'} \right] \right\}. \quad (10)$$

Здесь

$$S_n(t) = S_{\eta-1}(t) = \begin{cases} 1, & (n-1)T_0 \leq t \leq nT_0; \\ 0, & t < (n-1)T_0, t > nT_0, \end{cases}$$

$$R_{ij}^{\Sigma} \text{ инт} = \frac{1}{2} \sum_{m=Z}^{L-1} \left(R_{ij}^{\Sigma^2}(-mT_0) + R_{ij}^{\Sigma^2}(mT_0) \right);$$

$$R_{ij}^{\Sigma} \text{ инт} \text{ Z} = \frac{1}{2} \sum_{m=1}^{Z-1} \left(R_{ij}^{\Sigma^2}(-mT_0) + R_{ij}^{\Sigma^2}(mT_0) \right) -$$

относительные уровни одностороннего интегрального корреляционного шума вне и в нулевой зоне ВКФ соответственно.

2. КОГЕРЕНТНЫЕ ДОПОЛНИТЕЛЬНЫЕ СИГНАЛЫ С ЛИНЕЙНОЙ ЧАСТОТНОЙ МОДУЛЯЦИЕЙ ДИСКРЕТА

Закон изменения фазы в пределах n -го дискрета импульса ξ -го КДС с линейной частотной модуляцией дискрета (КДС-ЛЧМ) пачки [11, 12] определяем по формуле

$$\varphi_n(t) = 2\pi \left\langle \lfloor n-1 \rfloor_{N/p} \right\rangle_2 B \frac{t}{T_0} +$$

$$+ \pi (-1)^{\lfloor n-1 \rfloor_{N/p}} B \left(\frac{t}{T_0} \right)^2 + \frac{2\pi}{p} \tilde{a}_{i,n}^{\xi'} + \pi \lfloor \xi-1 \rfloor_2, \quad (8)$$

где $\tilde{A}_{p,N}^{\xi'} = \left\| \tilde{a}_{i,n}^{\xi'} \right\|_{i,n=1}^{p,N}$, а $a_{i,n}^{\xi'} = \exp \left(j \frac{2\pi}{p} \tilde{a}_{i,n}^{\xi'} \right)$ — элемент матрицы (5); $B = T_0 \Delta f$ — база ЛЧМ-дискрета (Δf — девиация частоты).

Фаза π в выражении (8) добавляется для каждой четной смежной пары КДС пачки для подавления центрального лепестка суммарной ВКФ смежных КДС-ЛЧМ ансамбля.

Таким образом, КО пачки из M КДС-ЛЧМ длительностью $\tau_n = \tau_c [Q_n(M-1)+1]$ имеет вид

$$\dot{u}_n(t) = \sum_{\xi=1}^M \dot{u}_{\xi}(t - (\xi-1)Q_n \tau_c), \quad (9)$$

где КО (3) ξ -го КДС-ЛЧМ будет иметь вид

$n = (\eta-1)N/p + 1, \dots, \eta N/p$, $\eta = 1, 2, \dots, p$, — прямоугольная огибающая n -го дискрета импульсов КДС-ЛЧМ.

Суммарная ВКФ смежных КДС-ЛЧМ когерентной пачки при $|\tau| < T_0$ определяется с помощью выражения (7), где

$$R_{S_{\eta-1}^{\xi+1}, S_{\eta-1}^{\xi}}(\tau) = (-1)^{\xi-1} (1 - |\tau|/T_0) \operatorname{sinc} [B\tau/T_0 (1 - |\tau|/T_0)] -$$

$$R_{ij}^{\Sigma}(\tau) = \frac{1}{pM} (1 - |\tau|/T_0) \operatorname{sinc} [B\tau/T_0 (1 - |\tau|/T_0)] \sum_{\eta=1}^p W^{\eta-1} \sum_{\xi=1}^{M-1} (-1)^{\xi-1}. \quad (11)$$

Из (11) следует, что при четном M суммарная ВКФ равна $R_{ij}^{\Sigma}(\tau) = 0$, так как сумма в (11) представляет собой сумму p членов геометрической прогрессии. Однако при отсутствии рас- согласования по частоте Доплера относительный уровень центрального лепестка ВКФ будет $R_{ij}^{\Sigma} Z_{\max} < R_{ij}^{\Sigma} C_{\max} < -100$ дБ, что связано с наличием так называемой погрешности дискретизации. При численном моделировании ВКФ по теореме Котельникова задается интервал дискретизации. Чем он меньше, тем меньше уровень центрального лепестка суммарной ВКФ смежных КДС ансамбля $R_{ij}^{\Sigma} C_{\max}$. Например, для бинарного КДС при $M = 2$ выражение (11) будет иметь вид

$$R_{ij}^{\Sigma}(\tau) = \frac{1}{4} (R_{S_0^{\xi+1}, S_0^{\xi}}(\tau) - R_{S_1^{\xi+1}, S_1^{\xi}}(\tau)),$$

из которого следует, что при уменьшении интервала дискретизации разность ВКФ КО ЛЧМ-дискрет первой $R_{S_0^{\xi+1}, S_0^{\xi}}(\tau)$ и второй $R_{S_1^{\xi+1}, S_1^{\xi}}(\tau)$ частей импульсов смежных КДС пачки будет стремиться к нулю. При нечетном M суммарная ВКФ равна $R_{ij}^{\Sigma}(\tau) = 0$ еще и по причине наличия фазы π в выражении (8).

При $T_0 \leq |\tau| < T_{\text{и}}$ согласно (6) суммарная ВКФ смежных КДС-ЛЧМ ансамбля $R_{ij}^{\Sigma}(\tau) = 0$.

3. КОГЕРЕНТНЫЕ ДОПОЛНИТЕЛЬНЫЕ СИГНАЛЫ С ЧАСТОТНОЙ МАНИПУЛЯЦИЕЙ ДИСКРЕТА

В КДС с частотной манипуляцией сигнала (КДС-ЧМн) дискреты импульсов дополнительно

согласно (10) нормированная ВКФ соответствующих КО ЛЧМ-дискрет η -й части импульсов ξ -го и $\xi + 1$ -го смежных КДС пачки.

Так как ВКФ $R_{S_{\eta-1}^{\xi+1}, S_{\eta-1}^{\xi}}(\tau)$ в разных частях $\eta = 1, 2, \dots, p$ импульсов смежных КДС пачки не отличаются (совпадают с АКФ), то из (7) получим, что

манипулированы по частоте частотно-кодowymi последовательностями (ЧКП) длиной b , т.е. каждый дискрет имеет b значений частоты и состоит из b бит длительностью $T_6 = T_0/b$ [13–16]. Система из p ЧКП задается матрицей

$$\mathbf{K}_{p,b} = \|\kappa_{\eta,r}\|_{\eta,r=1}^{p,b}, \quad \kappa_{\eta,r} = 0, 1, \dots, b-1,$$

где при $p = 2$ и $p > 2$ соответственно имеем

$$\mathbf{K}_{2,b} = \left\| (-1)^{\eta-1} \left[r - b^{\eta-1} \right] \right\|_{\eta,r=1}^{2,b},$$

$$\mathbf{K}_{p,b} = \begin{pmatrix} \mathbf{K}_{p-1,b}^{(1)} \\ \mathbf{K}_{1,b}^{(2)} \end{pmatrix}; \quad \mathbf{K}_{p-1,b}^{(1)} =$$

$$= \left\| (-1)^{\eta-1} \left[r - b^{(\eta-1)_2} \right] \right\|_{\eta,r=1}^{p-1,b}; \quad \mathbf{K}_{1,b}^{(2)} = \left\| \kappa_r^{(2)} \right\|_{r=1}^b,$$

где $\mathbf{K}_{1,b}^{(2)}$ — ЧКП, ортогональная линейным ЧКП из первых $p-1$ частей импульсов КДС-ЧМн.

Закон изменения фазы в пределах r -го бита импульса ξ -го КДС-ЧМн пачки определяется по формуле

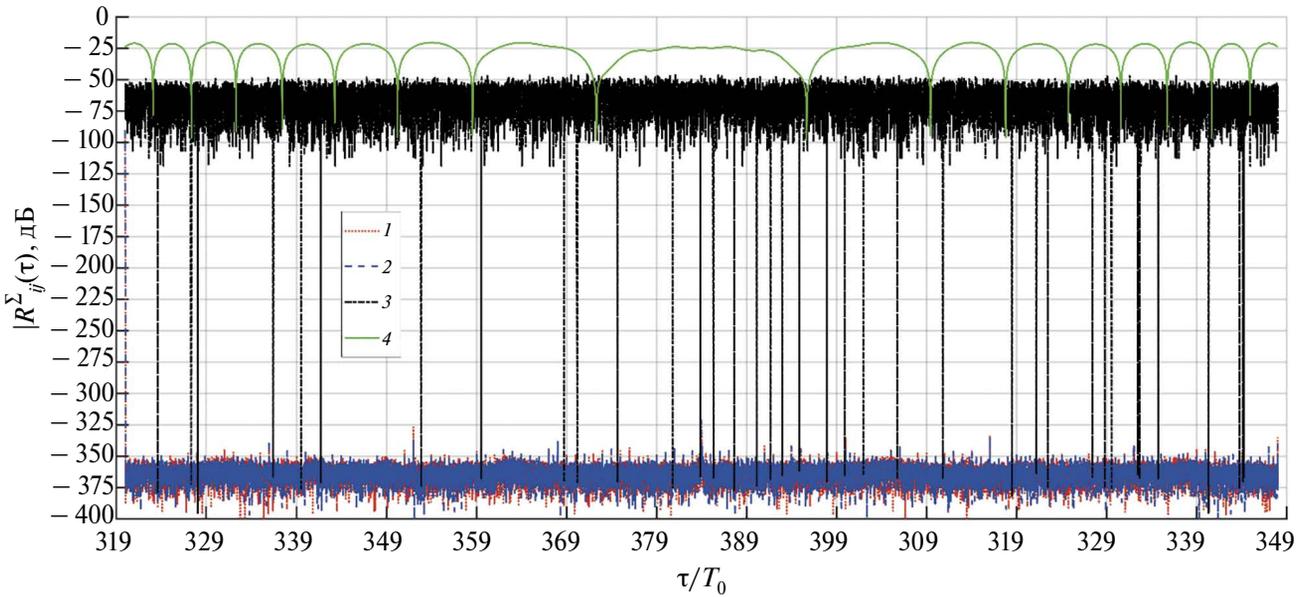
$$\varphi_r(t) = 2\pi \left(\kappa_{[r-1]_{bN/p} + 1, \langle r-1 \rangle_b + 1} + 1 \right) \frac{t}{T_b} + \frac{2\pi}{p} \tilde{a}_{i, [r-1]_b + 1}^{\xi'} + \pi \{ \xi - 1 \}_2, \quad (12)$$

где $r = 1, 2, \dots, bN = bp^{q+1}$ — номер бита в импульсе КДС-ЧМн ($n = [r-1]_b + 1$ — номер дискрета), $F_c = b/T_6 = b^2/T_0$ — ширина спектра КДС-ЧМн.

Таким образом, КО (3) ξ -го КДС-ЧМн имеет вид

$$\begin{aligned} \dot{u}_{\xi}(t) = & (-1)^{|\xi-1|_2} \sum_{l=1}^p \sum_{r=1}^{bN} S_{[r-1]_{bN/p}} (t - (r-1)T_6 - (l-1)bNQ T_6) \times \\ & \times \exp \left\{ j \left[2\pi \left(\kappa_{[r-1]_{bN/p} + 1, \langle r-1 \rangle_b + 1} + 1 \right) \frac{t}{T_6} + \frac{2\pi}{p} \tilde{a}_{i, [r-1]_b + 1}^{\xi'} \right] \right\}, \end{aligned} \quad (13)$$

(а)



(б)

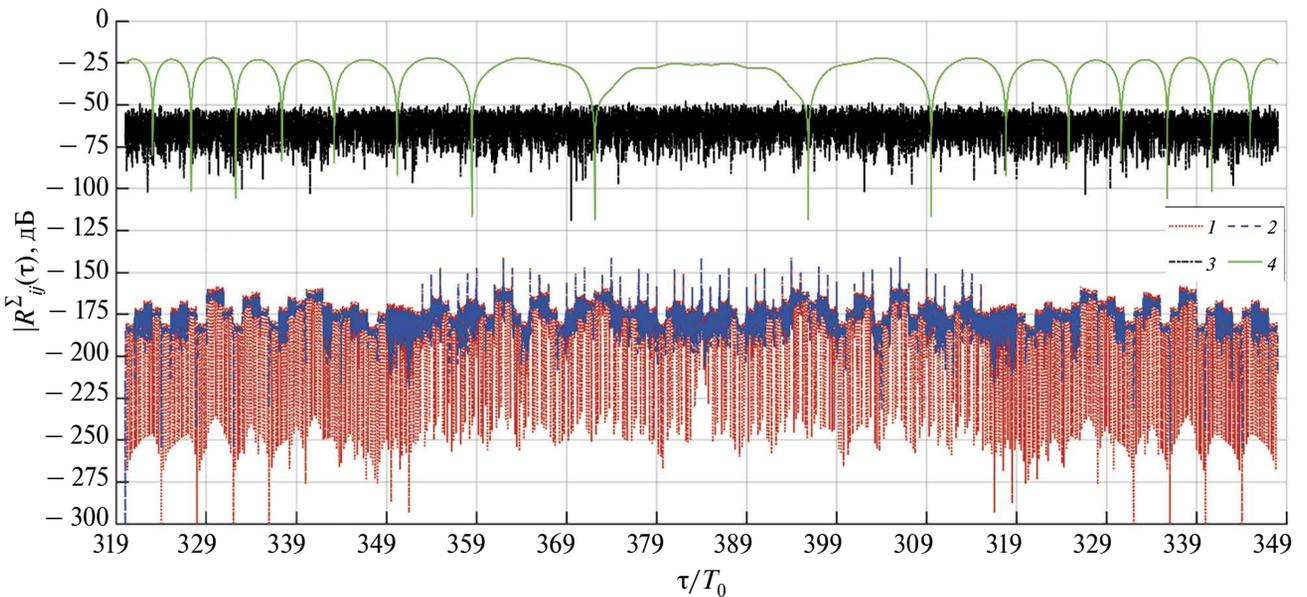


Рис. 1. Суммарные ВКФ сигналов при $F = 0$ (а) и $FpT = 0.5$ (б): КДС-ЧМн (1), КДС-ЛЧМ (2), ФКМ-сигнала (3) и ЛЧМ-сигнала (4).

а КО пачки из M КДС-ЧМн длительностью $\tau_{\Pi} = \tau_c [Q_{\Pi}(M-1)+1]$ имеет вид (9).

Суммарная ВКФ смежных КДС-ЧМн когерентной пачки при $|\tau| < T_0$ определяется с помощью выражения (7), где согласно (13) нормированная ВКФ соответствующих КО дискрет η -й части импульсов ξ -го и $\xi+1$ -го смежных КДС пачки при $\tau = mT_0$ и $|m|=0,1,\dots,b-1$ имеет вид [13–16]

$$R_{S_{\eta-1}^{\xi+1}, S_{\eta-1}^{\xi}}(\tau) = (-1)^{\xi-1} \frac{1}{b} \sum_{v=1}^{b-m} \text{sinc}(\kappa_{\eta,v} - \kappa_{\eta,v+m}).$$

Так как ВКФ $R_{S_{\eta-1}^{\xi+1}, S_{\eta-1}^{\xi}}(\tau)$ не зависят от номера пары ξ КДС-ЧМн в пачке (совпадают с АКФ, отличаются только знаком), то из (7) получим

$$R_{ij}^{\Sigma}(\tau) = \frac{1}{pbM} \sum_{\eta=1}^p W^{\eta-1} \sum_{v=1}^{b-m} \sin c(\kappa_{\eta,v} - \kappa_{\eta,v+m}) \sum_{\xi=1}^{M-1} (-1)^{\xi-1}. \quad (14)$$

Для КДС- ЧМн $\kappa_{2,v} - \kappa_{2,v+m} = -(\kappa_{1,v} - \kappa_{1,v+m})$ [13–16], откуда $R_{S_0^{\xi+1}, S_0^{\xi}}(mT_0) = R_{S_1^{\xi+1}, S_1^{\xi}}(mT_0)$. Тогда для бинарного КДС- ЧМн при четном M из (14) получим выражение

$$R_{ij}^{\Sigma}(\tau) = \frac{1}{2bM} \left[\sum_{v=1}^{b-m} \sin c(\kappa_{1,v} - \kappa_{1,v+m}) - \sum_{v=1}^{b-m} \sin c(\kappa_{2,v} - \kappa_{2,v+m}) \right] = 0,$$

которое выполняется также при $\tau = \pm(mT_0 + \delta)$, $m = 0, 1, \dots, b-1$ и $0 < \delta < T_0$. Однако из-за наличия погрешности дискретизации при отсутствии рас- согласования по частоте Доплера относительный уровень центрального лепестка ВКФ будет

$$R_{ij}^{\Sigma} Z_{\max} < R_{ij}^{\Sigma} C_{\max} < -100 \text{ дБ.}$$

Для полифазных КДС- ЧМн при четном M сум- марная ВКФ (14) смежных КДС-ЧМн ансамбля тож- дественно не равна нулю по причине нелинейного распределения частот в p -й части импульсов КДС.

При нечетном M получаем суммарную ВКФ (14) смежных КДС-ЧМн ансамбля, равную $R_{ij}^{\Sigma}(\tau) = 0$, по причине наличия фазы π в выражении (12) в ка- ждой четной смежной паре КДС- ЧМн пачки.

При $T_0 \leq |\tau| < T_{\text{и}}$ согласно (6) получаем суммар- ную ВКФ смежных КДС- ЧМн ансамбля, равную $R_{ij}^{\Sigma}(\tau) = 0$.

4. СРАВНИТЕЛЬНЫЙ АНАЛИЗ СУММАРНЫХ ВКФ КДС И ОРТОГОНАЛЬНЫХ ЛЧМ- И ФКМ-СИГНАЛОВ

Для сравнительного анализа корреляционных характеристик различных типов зондирующих сигналов необходимо обеспечить равенство их импульсных мощностей (длительностей импуль- сов $T_{\text{и}}$) для равенства основных лепестков АКФ и равенство полос их спектров $F_{\text{с}}$. Для КДС-ЛЧМ и КДС-ЧМн запишем условия равенства их $T_{\text{и}}$ и $F_{\text{с}}$:

$$\begin{cases} T_{\text{и}} = NT_0 = NbT_0 \\ F_{\text{с}} = B/T_0 = b^2/T_0 \end{cases} \Rightarrow \begin{cases} T_0 = bT_0 \\ B = b^2 \end{cases}. \quad (15)$$

Условия равенства $T_{\text{и}}$ и $F_{\text{с}}$ для КДС-ЛЧМ и ФКМ-сигнала, кодированного МП, имеют вид

$$\begin{cases} pT_{\text{и}} = T_{\text{иМП}} \\ F_{\text{с}} = F_{\text{сМП}} \end{cases} \Rightarrow \begin{cases} pNT_0 = (N_{\text{М}} + 1)T_{0\text{МП}} \\ B/T_0 = 1/T_{0\text{МП}} \end{cases} \Rightarrow \begin{cases} T_0 = BT_{0\text{МП}} \\ N_{\text{М}} = pNB - 1 \end{cases}, \quad (16)$$

где $T_{\text{иМП}}$, $T_{0\text{МП}}$, $F_{\text{сМП}}$, $N_{\text{М}} = p^r - 1$ — длительности импульса, дискрета, ширина спектра ФКМ-сигна- ла, кодированного усеченной МП, и период МП соответственно.

Для КДС-ЛЧМ и ЛЧМ-сигнала условия равен- ства $T_{\text{и}}$ и $F_{\text{с}}$ имеют вид

$$\begin{cases} pNT_0 = T_{\text{иЛЧМ}} \\ B/T_0 = \Delta f_{\text{ЛЧМ}} \end{cases} \Rightarrow B_{\text{ЛЧМ}} = T_{\text{иЛЧМ}} \Delta f_{\text{ЛЧМ}} = pBN = N_{\text{М}} + 1, \quad (17)$$

где $T_{\text{иЛЧМ}}$, $\Delta f_{\text{ЛЧМ}}$, $B_{\text{ЛЧМ}}$ — длительность импульса, девиация частоты и база ЛЧМ-сигнала.

Кроме выполнения условий (15)–(17) необ- ходимо определить связь между скважностями

когерентных пачек КДС и ФКМ-, ЛЧМ-сигналов, так как они имеют одинаковые периоды повторе- ния ($T_{\text{КДС}}$, $T_{\text{МП}}$ и $T_{\text{ЛЧМ}}$ соответственно), но раз- ные длительности:

$$T_{\text{КДС}} = Q_{\text{п}} \tau_{\text{с}} = Q_{\text{п}} T_{\text{и}} ((p-1)Q + 1) = T_{\text{МП}} = T_{\text{ЛЧМ}} = Q'_{\text{п}} p T_{\text{и}} \Rightarrow Q'_{\text{п}} = Q_{\text{п}} ((p-1)Q + 1) / p,$$

где $Q_{\text{п}}$, $Q'_{\text{п}}$ — скважности пачек КДС и ФКМ, ЛЧМ-сигналов соответственно (Q — скважность КДС).

На рис. 1а и 1б представлены суммарные ВКФ смежных бинарных КДС- ЛЧМ, КДС-ЧМн, ФКМ- и ЛЧМ-сигналов когерентных пачек ($M = 53$) без рассогласования и с относительным рассогласованием по частоте Доплера на величину $FpT = 0.5$ ($T = QT_{\text{и}}$) соответственно.

Сигналы имеют следующие параметры:

$$N = 64, B = 64, b = 8, N_{\text{М}} + 1 = B_{\text{ЛЧМ}} = 8192, T_0 = 6.4 \text{ мкс}, T_{\text{с}} = 0.8 \text{ мкс},$$

$$T_{0_{\text{МП}}} = 0.1 \text{ мкс}, T_{\text{и,ЛЧМ}} = 819.2 \text{ мкс}, Q = 2, Q_{\text{т}} = 2, Q'_{\text{т}} = 3.$$

Суммарные ВКФ смежных сигналов когерентной пачки имеют следующие показатели при отсутствии рассогласования по частоте Доплера:

для КДС-ЛЧМ —

$$R_{ij \text{ C макс}}^{\Sigma} = -321.4 \text{ дБ}, R_{ij \text{ Z макс}}^{\Sigma} = -335.1 \text{ дБ},$$

$$R_{ij \text{ макс}}^{\Sigma} = -34.6 \text{ дБ}, R_{ij \text{ Z инт}}^{\Sigma} = -320.9 \text{ дБ},$$

$$R_{ij \text{ инт}}^{\Sigma} = -10.2 \text{ дБ};$$

для КДС-ЧМн —

$$R_{ij \text{ C макс}}^{\Sigma} = -321.8 \text{ дБ}, R_{ij \text{ Z макс}}^{\Sigma} = -327.3 \text{ дБ},$$

$$R_{ij \text{ макс}}^{\Sigma} = -32.8 \text{ дБ}, R_{ij \text{ Z инт}}^{\Sigma} = -320.5 \text{ дБ},$$

$$R_{ij \text{ инт}}^{\Sigma} = -10.4 \text{ дБ};$$

для ФКМ-сигнала —

$$R_{ij \text{ макс}}^{\Sigma} = -46.1 \text{ дБ}, R_{ij \text{ инт}}^{\Sigma} = -21.2 \text{ дБ};$$

для ЛЧМ-сигнала —

$$R_{ij \text{ макс}}^{\Sigma} = -18.7 \text{ дБ}, R_{ij \text{ инт}}^{\Sigma} = -6.2 \text{ дБ}.$$

При рассогласовании по частоте Доплера на величину $FpT = 0.5$ имеем: для КДС- ЛЧМ —

$$R_{ij \text{ C макс}}^{\Sigma} = -141.2 \text{ дБ}, R_{ij \text{ Z макс}}^{\Sigma} = -141.2 \text{ дБ},$$

$$R_{ij \text{ макс}}^{\Sigma} = -138.2 \text{ дБ}, R_{ij \text{ Z инт}}^{\Sigma} = -132.2 \text{ дБ},$$

$$R_{ij \text{ инт}}^{\Sigma} = -129.0 \text{ дБ};$$

для КДС-ЧМн —

$$R_{ij \text{ C макс}}^{\Sigma} = -141.2 \text{ дБ}, R_{ij \text{ Z макс}}^{\Sigma} = -141.6 \text{ дБ},$$

$$R_{ij \text{ макс}}^{\Sigma} = -138.1 \text{ дБ}, R_{ij \text{ Z инт}}^{\Sigma} = -132.3 \text{ дБ},$$

$$R_{ij \text{ инт}}^{\Sigma} = -129.0 \text{ дБ};$$

для ФКМ-сигнала —

$$R_{ij \text{ макс}}^{\Sigma} = -47.1 \text{ дБ}, R_{ij \text{ инт}}^{\Sigma} = -20.9 \text{ дБ};$$

для ЛЧМ-сигнала —

$$R_{ij \text{ макс}}^{\Sigma} = -20.1 \text{ дБ}, R_{ij \text{ инт}}^{\Sigma} = -7.6 \text{ дБ}.$$

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, в работе определено, что показатели суммарных ВКФ смежных КДС когерентной пачки превосходят соответствующие показатели суммарных ВКФ смежных ортогональных ФКМ- и ЛЧМ-сигналов как без рассогласования, так и с рассогласованием по частоте Доплера. При этом в нулевой зоне взаимной корреляции КДС-ЛЧМ и КДС-ЧМн имеют приблизительно одинаковые показатели и при отсутствии рассогласования составляют $R_{ij \text{ Z макс}}^{\Sigma}, R_{ij \text{ Z инт}}^{\Sigma} < 300$ дБ, а при относительном рассогласовании по частоте Доплера на величину $FpT = 0.5$ составляют $R_{ij \text{ Z макс}}^{\Sigma}, R_{ij \text{ Z инт}}^{\Sigma} < 100$ дБ, что позволяет решать задачу подавления рекуррентных помех как от точечных целей, так и от протяженных объектов.

Авторы данной работы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (проект № 23-19-00485).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Груздов В.В., Колковский Ю.В., Криштопов А.В., Кудря А.И. Новые технологии дистанционного зондирования Земли из космоса. М.: Техносфера, 2018.
2. Кудря А.И., Толстов Е.Ф., Четверик В.Н. // Тр. 5-й Всерос. научн. конф. “Радиофизические методы в дистанционном зондировании сред”. Муром. 26–28 июня 2012. Муром: МиВЛГУ, 2012. С. 518.
3. Alexandrov Yu.N., Basilevski A.T., Kotelnikov V.A. et al. // Astrophysics and Space Phys. Rev. 1988. V. 6. № 1. P. 61.
4. Johnson W.T.K. // Proc. IEEE. 1991. V. 79. № 6. P. 777.
5. Campbell B.A., Carter L.M., Campbell D.B. et al. // Icarus. 2010. V. 208. № 2. P. 565.
6. Alfonzo G.C., Jirousek M., Peichl M. // Proc. 9th Europ. Conf. Synthetic Aperture Radar. Nuremberg, 23–26 April 2012. Frankfurt: VDE, 2012.

7. Galati G., Pavan G., Franco A. // Proc. 9th Europ. Radar Conf. Amsterdam, 31 October — 2 November 2012. N.Y.: IEEE, 2013. P. 310.
8. Garren D.A., Pace P.E., Romero R.A. // Proc. 2014 IEEE Radar Conf. Cincinnati, 19–23 May 2014. N.Y.: IEEE, 2014. P. 0765.
9. Захаров А.И. // Тр. 7-й Всерос. научн. конф. “Радиофизические методы в дистанционном зондировании сред”. Муром, 31 мая — 2 июня 2016. Муром: МиВЛГУ, 2016. С. 377.
10. Mittermayer J., Martinez J.M. // Proc. 2003 IEEE Int. Geoscience and Remote Sensing Symp. Toulouse. 21–25 July 2003. N.Y.: IEEE, 2004. P. 4077.
11. Ипанов Р.Н. // РЭ. 2020. Т. 65. № 9. С. 894.
12. Ipanov R.N. // Infocommunications J. 2020. V. 12. № 1. P. 45.
13. Ипанов Р.Н. // Журн. радиоэлектроники. 2019. № 8. <http://jre.cplire.ru/jre/aug19/7/text.pdf>
14. Ipanov R.N. // IET Electron. Lett. 2019. V. 55. № 19. P. 1063.
15. Ипанов Р.Н. // Журн. радиоэлектроники. 2020. № 6. <http://jre.cplire.ru/jre/jun20/11/text.pdf>
16. Ipanov R.N., Komarov A.A. // J. Appl. Remote Sensing. 2020. V. 14. № 4. P. 040501.
17. Ипанов Р.Н. // Журн. радиоэлектроники. 2022. № 7. <https://doi.org/10.30898/1684-1719.2022.7.5>
18. Ipanov R.N. // Sensing and Imaging. 2023. V. 24. № 1. P. 18.
19. Ипанов Р.Н. // Журн. радиоэлектроники. 2017. № 1. <http://jre.cplire.ru/jre/jan17/14/text.pdf>
20. Ипанов Р.Н. // РЭ. 2018. Т. 63. № 8. С. 823.
21. Ипанов Р.Н. // РЭ. 2020. Т. 65. № 6. С. 578.

APPLICATION OF PROBING SIGNALS WITH ZERO AUTOCORRELATION ZONE FOR SUPPRESSION OF RECURRENT RANGE INTERFERENCE IN SYNTHETIC APERTURE RADARS

R. N. Ipanov*, A. A. Komarov, K. Yu. Kozhevnikov, S. V. Permyakov

*National Research University “Moscow Power Engineering Institute”,
14, Krasnokazarmennaya str., Moscow, 111250 Russian Federation*

**E-mail: iproman@ya.ru*

Received November 20, 2023; revised November 20, 2023; accepted January 15, 2024

The problem of overlap of echo signals of adjacent probing cycles in synthetic aperture radars (SARs), called range ambiguity interference, or recurrent interference, is considered, which is usually solved by using orthogonal linear frequency modulated (chirp) and phase-code shift keyed (PCSK) in adjacent SAR probing cycles, which allows you to successfully suppress false signals from bright point targets from adjacent repetition periods. For SAR, various types of probing PCSK signals with a zero autocorrelation zone are considered, which make it possible to successfully solve the problem of suppressing recurrent interference from both point targets and extended objects. A comparative analysis of the correlation characteristics of orthogonal chirp and PCSK signals with various types of PCSK signals with a zero autocorrelation zone has been carried out.

Keywords: autocorrelation function, cross-correlation function, coherent complementary signal, M-sequence, zero autocorrelation zone, orthogonal signal, pulse train, recurrent interference

ИССЛЕДОВАНИЕ ЭФФЕКТИВНОСТИ АЛГОРИТМА ОЦЕНКИ УГЛОВ ПРИХОДА СИГНАЛОВ НА ОСНОВЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ И ЧИСЛЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ ДЛЯ СИСТЕМЫ РАСПРЕДЕЛЕННЫХ НЕКОГЕРЕНТНЫХ АВТОМОБИЛЬНЫХ РАДАРОВ¹

© 2024 г. И. В. Артюхин*, А. Г. Флакман, А. Е. Рубцов

Национальный исследовательский Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, просп. Гагарина, 23, Нижний Новгород, 603950 Российская Федерация

*E-mail: artjukhin@rf.unn.ru

Поступила в редакцию 11.12.2023 г.

После доработки 11.12.2023 г.

Принята к публикации 15.05.2024 г.

На основе экспериментальных данных и численного моделирования проведено исследование эффективности разработанного ранее авторами алгоритма оценки углов прихода сигналов для системы распределенных некогерентных автомобильных радаров. Показано, что предложенный алгоритм корректно распознает положение целей в рассматриваемых сценариях эксперимента. Сравнительное численное моделирование показало эффективность работы предложенного алгоритма по сравнению с характеристиками одиночного радара.

Ключевые слова: система распределенных некогерентных автомобильных радаров, система помощи водителю, алгоритм сверхразрешения близких целей; метод Кейпона, автокомпенсатор

DOI: 10.31857/S0033849424040079, EDN: JROBUF

ВВЕДЕНИЕ

Современное направление развития системы безопасности и системы помощи водителю (Advanced Driver Assistance Systems, ADAS) заключается в объединении разнесенных радаров, расположенных на автомобиле, в единый комплекс с совместной обработкой сигналов для получения лучших характеристик в задачах обнаружения, позиционирования и распознавания целей [1–6].

Традиционно при объединении измерений с разных радаров выделяют два подхода: когерентную и некогерентную обработку сигналов. При этом одной из актуальных задач является разработка вычислительно-эффективных алгоритмов оценки углов прихода в таких системах.

Когерентная обработка предполагает построение совместной виртуальной антенной решетки нескольких радаров, работающих в бистатичном режиме, при этом необходима синхронизация сигналов между радарными [1, 2].

Некогерентная обработка подразумевает объединение сигналов отдельных радаров, работающих в моностатичном режиме [7–11]. В работе [7] предложена система радаров, состоящих из 15

некогерентных близко расположенных радаров, синхронизированных по частоте. Такая система позволила сформировать антенную решетку с разрешением в 0.1° без применения классических алгоритмов сверхразрешения. В работе [8] отдельные радары оценивают дальность, эффект Доплера (радиальную скорость), углы прихода сигналов независимо друг от друга, а совместная обработка сигналов осуществляется при помощи фильтра Калмана. В [9–11] предложены алгоритмы оценки углов на основе объединения измерений двух радаров. Алгоритм оценки углов прихода для системы некогерентных автомобильных радаров с малой вычислительной сложностью в случае короткой выборки входного процесса (Low-Complexity Auto-Compensator Method, LC ACM) был предложен нами ранее [10, 11].

Цель статьи — исследование эффективности алгоритма оценки углов прихода сигналов [10] на основе экспериментальных данных и численного моделирования.

1. ОПИСАНИЕ АЛГОРИТМА

Рассматриваемый алгоритм состоит из трех шагов: 1) процедура сканирования для отдельных радаров, 2) преобразование отсчетов и их объединение, 3) метод сверхразрешения двух близких целей

¹ Работа доложена на X Международной конференции “Инжиниринг и Телекоммуникации — En&T-2023”.

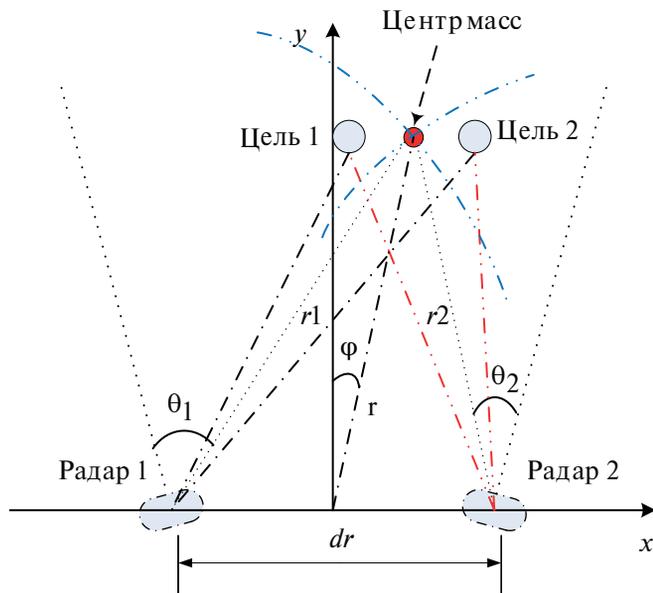


Рис. 1. Система координат, расположение радаров и целей.

с использованием двухканального автокомпенсатора [10, 12].

Система координат, расположение радаров в ней и целей представлено на рис. 1, общая схема алгоритма — на рис. 2.

Шаг 1 (сканирование) заключается в формировании сканирующего вектора для каждого радара в локальной системе координат, связанной с центром “своей” антенной решетки (АР). Пусть θ_k — угол прихода сигнала в азимутальной плоскости для k -го радара ($k = 1, 2$). Тогда p -ю компоненту сканирующего вектора $\mathbf{a}(\theta_k)$ АР этого радара в направлении θ_k можно представить в виде

$$\mathbf{a}_p(\theta_k) = \exp(2\pi j d_\lambda (p - 0.5(N + 1)\sin(\theta_k))), \quad (1)$$

где d_λ — расстояние между элементами АР, выраженное в длинах волн λ , N — число элементов в АР. Фазовый центр АР расположен в центре апертуры радара.

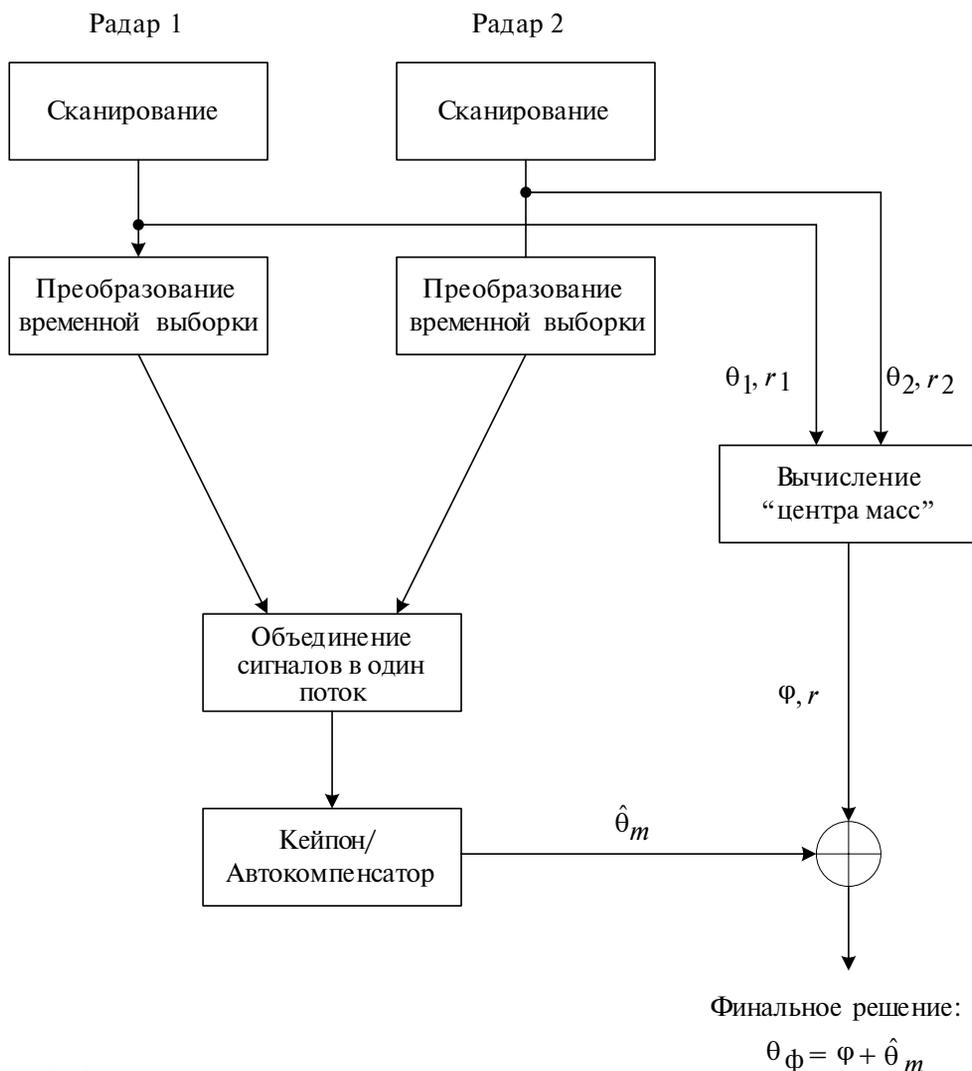


Рис. 2. Схема обработки сигналов для оценки углов прихода.

Шаг 2 — преобразование векторов входных сигналов. Вектор принятых сигналов в АР для k -го радара может быть записан в виде

$$\mathbf{y}^k = \sum_{m=0}^{J-1} \mathbf{a}(\theta_m^k) s_m^k + \xi^k, \quad (2)$$

где s_m^k — комплексная амплитуда m -й цели с угловой координатой θ_m^k , J — число целей, ξ^k — гауссов шум приемника k -го радара.

Преобразованные векторы будут иметь вид

$$\mathbf{z}(\theta_k) = \mathbf{G}_{\theta_k} \mathbf{y}^k, \quad \mathbf{G}_{\theta_k} = \text{diag}\{\mathbf{a}(-\theta_k)\}, \quad (3)$$

$\text{diag}\{\mathbf{x}\}$ — диагональная матрица, содержащая элементы вектора \mathbf{x} на главной диагонали.

Преобразованные сигналы (3) отдельных радаров объединяются в общий поток данных

$$\mathbf{Z} = [\mathbf{z}(\theta_1), \mathbf{z}(\theta_2)],$$

где матрица \mathbf{Z} будет иметь размерность $[N, 2L]$, L — число временных отсчетов в отдельном радаре.

Преобразование (3) сбрасывает на ноль “центр масс” двух близких целей. В конечном решении для углов прихода сигнала необходимо учесть результаты процедуры сканирования отдельных радаров. Координаты “центра масс” двух близких целей можно найти через решение системы уравнений двух окружностей [10]. Центры окружностей $C_1(-0.5d_r, 0)$; $C_2(+0.5d_r, 0)$ определяют положение радаров в общей системе координат, а радиусы: r_k ($k = 1, 2$) — оценки дальностей для каждого радара. Тогда можно записать систему уравнений, состоящую из уравнений этих окружностей

$$\begin{aligned} (x + 0.5d_r)^2 + y^2 &= r_1^2, \\ (x - 0.5d_r)^2 + y^2 &= r_2^2. \end{aligned} \quad (4)$$

Точка пересечения двух окружностей будет являться “центром масс” целей и угол θ_ϕ определяющий направление на данную точку, будет учтен при конечном решении для углов прихода. Решение системы (4) может быть записано в аналитическом виде

$$x = \frac{r_1^2 - r_2^2}{2d_r}, \quad y = \sqrt{r_1^2 - \left(\frac{r_1^2 - r_2^2}{2d_r} + \frac{d_r}{2}\right)^2}. \quad (5)$$

Координата y в выражении (5) берется со знаком плюс, поскольку цели лежат в верхней полуплоскости.

Шаг 3 — определение направлений углов прихода сигнала основано на практической реализации метода Кейпона с помощью двухканального автокомпенсатора (рис. 3).

Отметим, что для корректной работы методов оценки углов прихода сигналов в случае коррелированных сигналов и короткой выборки входного

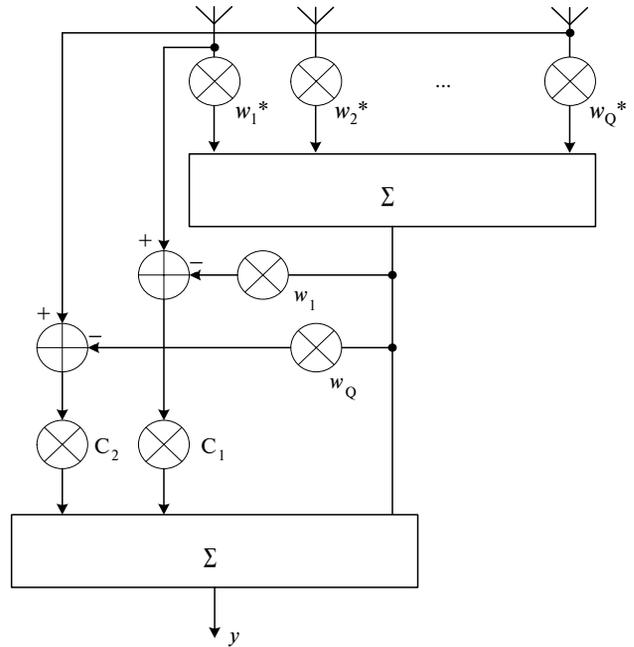


Рис. 3. Схема двухканального компенсатора.

процесса необходимо применять известную процедуру пространственного сглаживания для входных данных [13]. Для реализации этой процедуры в основной АР выделяются отдельные подрешетки, оптимальный размер которых составляет $Q \approx 0.7N$. Например, при $N = 12$, $Q = 8$.

Оценка углов прихода сигналов определяется через решение задачи максимизации

$$\hat{\theta}_m = \text{argmax}_\theta |y(\theta)|, \quad (6)$$

где $|y(\theta)|$ — сигнал автокомпенсатора y на выходе как функция угла θ . Максимумы функции (соответствующие им углы) являются углами прихода сигналов $\hat{\theta}_m$.

Выход компенсатора можно представить в виде

$$y = x_0 + \sum_{p=1}^K c_p x_p, \quad (7)$$

где x_0 и x_p — выходные сигналы основного и p -го вспомогательного каналов соответственно, K — число каналов,

$$c_1 = \frac{\langle x_0 x_2^* \rangle \langle x_2 x_1^* \rangle - \langle x_0 x_1^* \rangle \langle x_2 x_2^* \rangle}{\langle |x_1|^2 \rangle \langle |x_2|^2 \rangle - |\langle x_2 x_1^* \rangle|^2}, \quad (8)$$

$$c_2 = \frac{\langle x_0 x_2^* \rangle \langle x_1 x_2^* \rangle - \langle x_0 x_1^* \rangle \langle x_2 x_2^* \rangle}{\langle |x_1|^2 \rangle \langle |x_2|^2 \rangle - |\langle x_1 x_2^* \rangle|^2}. \quad (9)$$

Конечное решение для углов прихода необходимо сдвинуть на угол ϕ , полученный при решении системы уравнений (4):

$$\theta_\phi = \phi + \hat{\theta}_m. \quad (10)$$

2. ОБРАБОТКА ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ

Для исследования эффективности предложенного алгоритма были использованы измерения, полученные в ходе экспериментов прототипа распределенной системы автомобильных Multiple-Input-Multiple-Output радаров миллиметрового диапазона длин волн [14].

Два радара установлены на бампере автомобиля на расстоянии 1.46 м друг от друга и под углом 45° . Антенная решетка одиночного радара имеет конфигурацию 3T4R (три передающих и четыре приемных антенны). В результате полученная виртуальная AP является линейной эквидистантной, состоящей из 12 элементов с расстоянием между соседними элементами в 0.5λ . Основные параметры радара представлены в табл. 1.

Таблица 1. Основные параметры радара

Параметры	Значения
Зондирующий сигнал	Набор ЛЧМ-импульсов
Полоса, МГц	750
Количество импульсов в пачке	128
Количество отсчетов внутри одного импульса	512
Разрешение по дальности, м	0.2
Разрешение по скорости, м/с	1.1
Максимальная дальность, м	30

Условная схема эксперимента представлена на рис. 4. Две цели (автомобили) находятся в общем секторе обзора двух радаров и медленно двигаются по отношению к автомобилю с радаром.

Данные радаров с выхода аналого-цифрового преобразователя записываются в память внешнего устройства, и дальнейшая обработка сигналов происходит на компьютере. Обнаружение сигналов, определение дальности и радиальной скорости производится для каждого радара в отдельности и является стандартной процедурой, описанной в известной литературе, например, в [15].

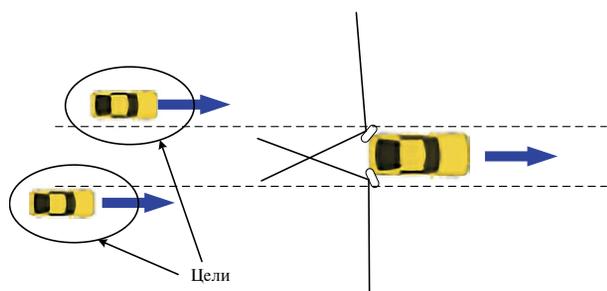


Рис. 4. Условная схема эксперимента.

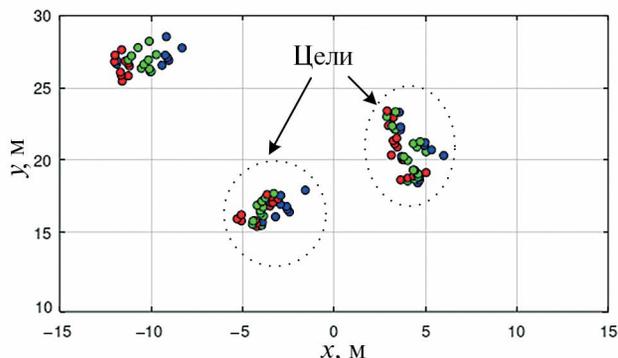


Рис. 5. Пример обработки экспериментальных данных: красные/синие точки — решения, полученные с помощью процедуры сканирования для одиночных радаров SRR_1 и SRR_2 соответственно, зеленые точки — оценки целей предложенного алгоритма для распределенной системы.

Пример обработки экспериментальных данных для одиночного радара и с учетом предложенного алгоритма оценки углов прихода сигналов для системы радаров, представлен на рис. 5. При этом для оценки углов прихода используется только один временной отсчет с каждого радара.

Из полученных результатов обработки экспериментальных данных видно, что каждый автомобиль представлен набором точечных целей (облаком “блестящих” точек). При этом цели разнесены в пространстве и легко идентифицируются (разделяются).

Отсчеты с отдельных радаров для алгоритма оценки углов прихода сигналов в распределенной системе группируются попарно исходя из предположения близости точек на плоскости XU и с дополнительным ограничением на одинаковость знаков углов прихода, полученного из метода сканирования.

Экспериментальные данные были представлены для случая динамического сценария движущихся целей, что затрудняет получение статистических характеристик для точности оценки углов прихода. Поэтому для сравнения эффективности алгоритмов использовалось дополнительное численное моделирование.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ

В рассматриваемом сценарии отдельные цели разделяются в пространстве без дополнительного применения алгоритмов сверхразрешения. Принимая во внимание особенности эксперимента, без ограничения общности, сравнение эффективности алгоритмов оценки углов прихода выполнено для случая одной пары “блестящих” точек от правого и левого радаров (что эквивалентно одиночной точечной цели в общем секторе обзора).

В качестве примера рассмотрена система, состоящая из двух распределенных в пространстве радаров ближнего действия (Short Range Radar, SRR) миллиметрового диапазона длин волн, расстояние между радаром 1.46 м. Каждый радар имеет эквидистантную АР, состоящую из 12 изотропных элементов с периодом 0.5λ. Для оценки углов прихода используется только один временной отсчет с каждого радара. Сигнал, отраженный от цели, моделируется в виде комплексного гауссова процесса, учитывается только прямой луч. Для исследования эффективности алгоритмов был использован метод Монте-Карло.

Три основные метрики используются для сравнения.

1. Вероятность правильного определения числа целей p :

$$p = m / n, \tag{11}$$

где m — число экспериментов с правильным числом целей, n — общее число экспериментов.

2. Среднеквадратичная ошибка (СКО) вычисляется по формуле

$$\begin{aligned} \text{СКО} &= \sqrt{\frac{1}{J} \sum_{k=1}^J \sigma_k^2}, \\ \sigma_k^2 &= \frac{1}{m-1} \sum_{i=1}^m (\hat{\varphi}_{ki} - \bar{\varphi}_k)^2, \\ \bar{\varphi}_k &= \frac{1}{m} \sum_{i=1}^m \hat{\varphi}_{ki}, \end{aligned} \tag{12}$$

где $\hat{\varphi}_{ki}$ — оценка углов прихода для k -й цели в m -м эксперименте.

3. Систематическая ошибка (СО) имеет вид

$$\text{СО} = \sqrt{\frac{1}{J} \sum_{k=1}^J (\bar{\varphi}_k - \varphi_k)^2}. \tag{13}$$

Метрики СКО и СО рассматриваются только для случаев, когда вероятность корректного обнаружения числа близких целей равна $p > 0.8$.

Дополнительная метрика использована для численного сравнения эффективности алгоритмов (методов) — нормированные СКО и СО (Норм. СКО и Норм. СО соответственно) по отношению к метрикам алгоритма для распределенной системы радаров:

$$\begin{aligned} \text{Норм. СКО} &= \frac{\text{СКО}_{\text{рассм. алгоритм}}}{\text{СКО}_{\text{LC ACM}}}, \\ \text{Норм. СО} &= \frac{\text{СО}_{\text{рассм. алгоритм}}}{\text{СО}_{\text{LC ACM}}}. \end{aligned} \tag{14}$$

Обобщенные (усредненные) метрики, полученные по результатам численного моделирования для разных углов прихода сигналов с фиксированным

Таблица 2. Сравнение результатов численного моделирования для различных алгоритмов

Метрики	LC ACM	BS		Метод Кейпона [13]	
		SRR ₁	SRR ₂	SRR ₁	SRR ₂
СКО	0.0711	0.2987	0.2584	0.4057	0.3571
Нормированное СКО	1.0000	4.2020	3.6351	5.7067	5.0238
СО	0.0033	0.0096	0.0075	0.0221	0.0152
Нормированное СО	1.0000	2.9361	2.2837	6.7627	4.6602

Примечания: LC ACM — предложенный алгоритм для распределенной системы; BS (Beam Scanning) — классическая процедура (метод) сканирования для одиночного радара [13].

значением отношения сигнал/шум (ОСШ), равным 15 дБ, представлены в табл. 2.

Из представленных результатов видно, что распределенная система выигрывает в точности определения углов прихода сигналов примерно в 5 раз по сравнению с одиночным радаром.

Сравнение трех метрик как функции ОСШ для разных алгоритмов оценки углов прихода представлены на рис. 6, 7. В качестве примера рассмотрен случай, когда одиночная цель находится на азимуте 7°. Число экспериментов для каждого значения ОСШ равно 500.

Из результатов численного моделирования видно, что предложенный алгоритм оценки углов прихода сигналов в системе распределенных некогерентных радаров выигрывает в основных метриках (СКО и СО) по сравнению с одиночным радаром. Например, СКО в 0.1° достигается при ОСШ 12 дБ

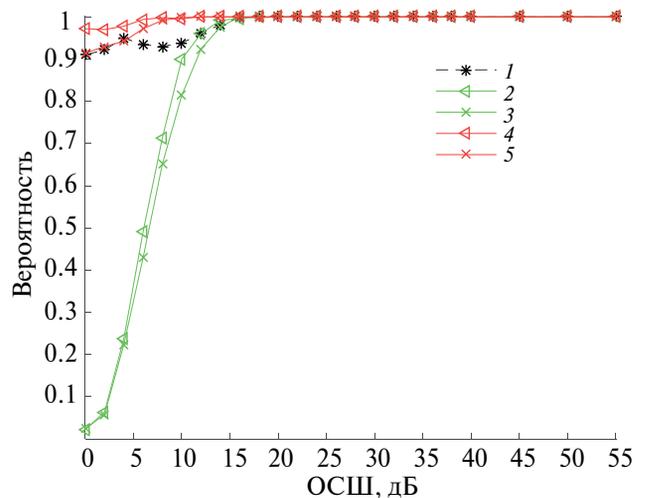


Рис. 6. Вероятность корректного обнаружения числа целей в зависимости от ОСШ: кривая 1 — предложенный алгоритм для распределенной системы, LC ACM; кривые 2 и 3 — метод сканирования для одиночного радара SRR₁ и SRR₂; кривые 4 и 5 — классический метод Кейпона для одиночного радара SRR₁ и SRR₂.

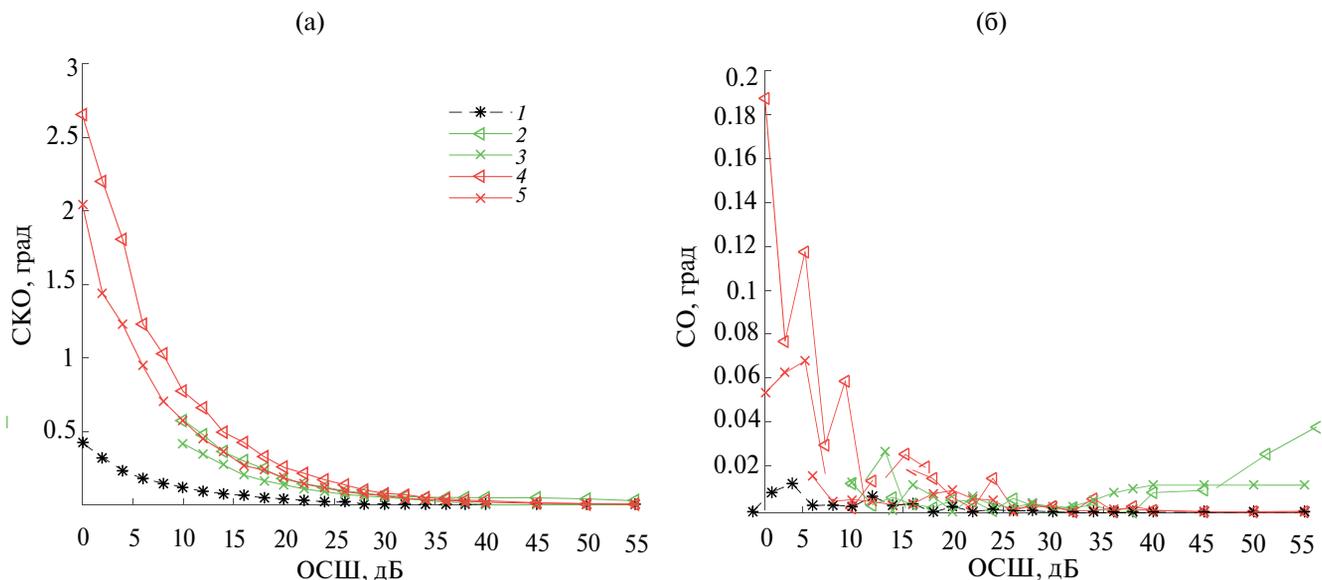


Рис. 7. Зависимость МСКО (а) и СО (б) от ОСШ: кривая 1 — предложенный алгоритм для распределенной системы, LC ACM; кривые 2 и 3 — метод сканирования для одиночного радара SRR_1 и SRR_2 ; кривые 4 и 5 — классический метод Кейпона для одиночного радара SRR_1 и SRR_2 .

для распределенной системы радаров против 26 дБ для одиночного радара (выигрыш в ОСШ составляет 14 дБ).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе исследована эффективность алгоритма оценки углов прихода сигналов, предложенного авторами ранее в [10] на основе экспериментальных данных и численного моделирования. В ходе обработки экспериментальных данных было показано, что предложенный алгоритм корректно распознает положение целей в рассматриваемых сценариях. Проведенное дополнительно сравнительное численное моделирование показало эффективность алгоритма оценки углов прихода сигналов для системы распределенных некогерентных радаров в предложенном сценарии по сравнению с характеристиками одиночного радара.

Авторы данной работы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Gottinger M., Hoffmann M., Christmann M. et al. // IEEE J. Microwaves. 2021. V. 1. № 1. P. 149. <https://doi.org/10.1109/JMW.2020.3034475>
- Waldschmidt C., Hasch J., Menzel W. // IEEE J. Microwaves. 2021. V. 1. P. 135. <https://doi.org/10.1109/JMW.2020.3033616>
- Черняк В.С. Многопозиционная радиолокация. М.: Радио и связь, 1993.
- Patole S., Torlak M., Wang D., Ali M. // IEEE Signal Process. Mag. 2017. V. 34. № 2. P. 22. <https://doi.org/10.1109/MSP.2016.2628914>
- Ziegler J., Bender Ph., Schreiber M. et al. // IEEE Intell. Transp. Syst. Mag. 2014. V. 6. № 2. P. 8. <https://doi.org/10.1109/MITS.2014.2306552>
- Deng H. // IEEE Aerosp. Electron. Syst. Mag. 2012. V. 27. № 5. P. 28. <https://doi.org/10.1109/MAES.2012.6226692>
- Bialer O., Jonas A., Tirer T. // IEEE Sensors J. 2021. V. 21. № 16. P. 17846. <https://doi.org/10.1109/JSEN.2021.3085677>
- Folster F., Rohling H., Lubbert U. // IEEE Int. Radar Conf. 2005. P. 871. <https://doi.org/10.1109/RADAR.2005.1435950>
- Bialer O., Kolpinizki S. // IEEE Int. Conf. on Acoustics, Speech and Signal Processing. 2019. P. 4175. <https://doi.org/10.1109/ICASSP.2019.8682458>
- Артюхин И.В., Аверин И.М., Флакман А.Г., Рубцов А.Е. // Журн. радиоэлектроники. 2023. № 4. <https://doi.org/10.30898/16841719.2023.4.2>
- Артюхин И.В., Аверин И.М., Флакман А.Г., Рубцов А.Е. // IX Int. Conf. "Engineering & Telecommunication En&T-2022". М.: МФТИ. 2022. С. 5.
- Widrow B., Stearn S.D. Adaptive Signal Processing. Prentice-Hall, Englewood Cliffs, 1985.
- Tuncer T.E., Friedlander B. Classical and Modern Direction-of-Arrival Estimation. Burlington; MA: Acad. Press, Inc. 2009.
- Li J., Stoica P. MIMO Radar Signal Processing. Hoboken; N.J.: Wiley-IEEE Press, 2009.
- Patole S., Torlak M., Wang D., Ali M. // IEEE Signal Processing Magazine. 2017. V. 34. № 2. P. 22. <https://doi.org/10.1109/MSP.2016.2628914>

INVESTIGATION OF EFFICIENCY OF DOA ALGORITHM ON THE BASE OF EXPERIMENTAL DATA AND NUMERICAL SIMULATIONS IN AUTOMOTIVE DISTRIBUTED SYSTEM OF INCOHERENT RADARS

I. V. Artyukhin*, A. G. Flaksman, A. E. Rubtsov

*Nizhny Novgorod State University n. a. N.I. Lobachevsky,
Gagarina ave., 23, Nizhny Novgorod, 603950 Russian Federation
E-mail: artjukhin@rf.unn.ru

Received December 11, 2023; revised December 11, 2023; accepted May 15, 2024

Investigation of efficiency of proposed DoA estimation algorithm for system of distributed incoherent automotive radars is performed on the base of experimental data and numerical simulation. It is shown that the proposed algorithm correctly recognizes the position of targets in considered experimental scenarios. Comparative numerical simulations show the efficiency of the proposed algorithm compared to the characteristics of single radar.

Keywords: automotive distributed non-coherent multi-radars system, advanced driver assistance system, high-resolution DoA algorithm, Capon method, auto-compensator

УДК 623.612

ОЦЕНКА ТРЕБУЕМОЙ ЭНЕРГЕТИКИ ДЛЯ КАНАЛА ВЫСОКОТОЧНОГО ФАЗОВОГО ПЕЛЕНГОВАНИЯ НИЗКООРБИТАЛЬНЫХ КОСМИЧЕСКИХ ОБЪЕКТОВ НА БАЗЕ ЭЛЕМЕНТОВ АНТЕННОГО ПОЛЯ¹

© 2024 г. А. И. Баскаков, А. А. Комаров*, П. Е. Шимкин

Национальный исследовательский университет “МЭИ”,
ул. Красноказарменная, 14, стр.1, Москва, 111250 Российская Федерация

*E-mail: KomarovALA@mpei.ru

Поступила в редакцию 15.11.2023 г.

После доработки 15.11.2023 г.

Принята к публикации 16.01.2024 г.

Для решения задачи радиолокационных наблюдений малоразмерных космических объектов естественного и искусственного происхождения предложена многоантенная распределенная структура на основе адаптивных антенных решеток. Представлена методика оценки шумовых погрешностей фазового метода пеленгования низкоорбитальных космических объектов для канала высокоточного фазового пеленгования на базе элементов многоантенного поля. Полученные результаты характеризуют потенциальную точность системы. Исходя из заданной дисперсии флуктуаций фазы по предложенной методике определяется требуемое отношение сигнал/шум на входе измерителя.

Ключевые слова: космический мусор, многоантенное поле, радиолокационный мониторинг, фазовый пеленгатор, радиовидение

DOI: 10.31857/S0033849424040089, EDN: JRNВKR

ВВЕДЕНИЕ

Многоантенные распределенные структуры на основе адаптивных антенных решеток (ААР) последнее время находят все большее применение для радиолокационного мониторинга космического пространства, заменяя громоздкие зеркальные радиотелескопы с диаметром зеркала до нескольких десятков метров [1]. К настоящему времени предельный размер порядка 100 м для крупных одиночных зеркальных антенн достигнут. Радиолокационная система на основе ААР состоит из большого числа передающих и приемных антенн, согласованно реализующих сопровождение выбранного космического объекта (КО). Эффективность многоантенных распределенных полей для решения задач обнаружения, пеленгации (определения координат) КО при использовании фокусированного режима работы существенно выше, чем зеркальных радиотелескопов, а их разработка и создание обходятся заметно дешевле.

Кроме того, большой практический интерес вызывает построение радиолокационных изображений космических аппаратов (КА), объектов космического “мусора” и различных не техногенных объектов типа астероидов, комет и т.п. Основным

требованием к таким РЛС (иногда их называют РЛС радиовидения) [2–4] является возможность получения изображения объектов не хуже десятков сантиметров, т.е. требование высокой разрешающей способности как по дальности, так и по угловым координатам. Решение этой задачи позволит осуществить не только распознавание КО искусственного и естественного происхождения, но и определение их истинной геометрии и конфигурации.

Наиболее интересным частотным диапазоном для получения радиоизображений КА и других КО является миллиметровый диапазон радиоволн. При этом условный оптимум с точки зрения качества получаемого изображения и энергетического потенциала будет иметь место на длине радиоволны порядка 8 мм [5, 6].

На протяжении последних двух-трех десятилетий во всем мире усиленно развивается как теория и техника создания больших антенных комплексов и, в частности, протяженных антенных полей, состоящих из множества синхронно работающих остроуправленных антенных элементов, так и практическая реализация таких комплексов. Перечень актуальных прикладных задач, решаемых с помощью протяженных антенных полей, достаточно обширен. К ним прежде всего относятся радиоастрономические задачи и радиоинтерферометрические измерения с использованием методов РСДБ (радиоинтерферометрических систем со

¹ Работа доложена на X Международной конференции “Инжиниринг и Телекоммуникации — En&T-2023”.

сверхдлинными базами) по космическим объектам дальнего космоса [7].

Однако с использованием многоантенных распределенных полей – ААР на базе небольших зеркальных антенн, диаметром порядка 1.5...2 м – можно решать задачи обнаружения и пеленгации объектов “космического мусора” на низких, околоземных орбитах.

Нефункционирующие КА и их остатки, объединенные общим названием “космический мусор”, расположены как на низких орбитах, высотой до 2000 км, так и на орбитах от 19000 до 22000 км и в геостационарном кольце выше 32000 км. В настоящее время по разным оценкам только в районе низких околоземных орбит, вплоть до высот около 2000 км, находится до 5000 т техногенных объектов. На основе статистических оценок делаются выводы, что общее число объектов подобного рода (поперечником более 1 см) достаточно неопределенно и может достигать 60000...100000. Из них только порядка 10 % (около 8600 объектов) обнаруживаются, отслеживаются и каталогизируются наземными радиолокационными и оптико-электронными средствами и только около 6 % отслеживаемых объектов – действующие.

Если ограничиться рассмотрением возможности радиолокационного мониторинга наиболее опасных КО, находящихся на орбитах высотой не более 2000 км, то при выполнении анализа когерентных радиолокационных эхо-сигналов в течение протяженного интервала времени требуется достаточно высокая точность предварительного целеуказания. Добиться этого можно, используя несколько антенн, расположенных на достаточно большой площади одного антенного поля и не обязательно лежащих на одной прямой; тогда, объединяя принятые ими сигналы, высокую точность углового пеленгования можно получить по всем направлениям.

Поскольку расположение и ориентация антенных баз многоантенной структуры протяженного антенного поля чрезвычайно разнообразны, то при исследовании вопроса радиолокационного мониторинга малоразмерных КО на низких орбитах можно с помощью ААР реализовать:

- фазовое пеленгование, обладающее высокой точностью, но не обеспечивающей разрешающей способности, при этом применяются узкополосные квазинепрерывные радиосигналы;

- корреляционное пеленгование, которое, наоборот, при использовании широкополосных зондирующих сигналов обладает высоким угловым разрешением, но недостаточно высокой точностью;

- корреляционно-фазовые пеленгаторы, объединяющие достоинства тех и других.

Естественно, для реализации данных режимов требуется подсветка зоны ожидаемого появления КО посторонней РЛС с требуемой шириной диаграммы направленности антенны (ДНА).

В данной работе рассмотрим случай фазового пеленгования, при этом вопроса раскрытия неоднозначности фазовых измерений касаться не будем, считая, что при большом разнообразии антенных баз и их ориентации в многоантенной протяженной системе всегда можно подобрать согласованные соответствующим образом точную и грубую шкалы.

1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Геометрия фазового пеленгования КО на две разнесенные антенны показана на рис. 1.

Разность фаз на антеннах определяется по формуле

$$\Delta\varphi = k_0(R_1 - R_2) = k_0 D \sin\psi, \quad (1)$$

где $k_0 = 2\pi/\lambda_0$ – волновое число.

Из (1) можно определить направляющий косинус как

$$\cos\theta = \Delta\varphi / (k_0 D). \quad (2)$$

Инструментальные погрешности фазового пеленгатора (ФП), связанные с нестабильностью частоты и колебаниями размеров базы можно не учитывать, имея в виду высокую стабильность частоты задающего генератора подсвечивающей наземной РЛС и периодически повторяющуюся в процессе эксплуатации топографическую привязку и юстировку антенн. Погрешности же неидентичности фазочастотных характеристик

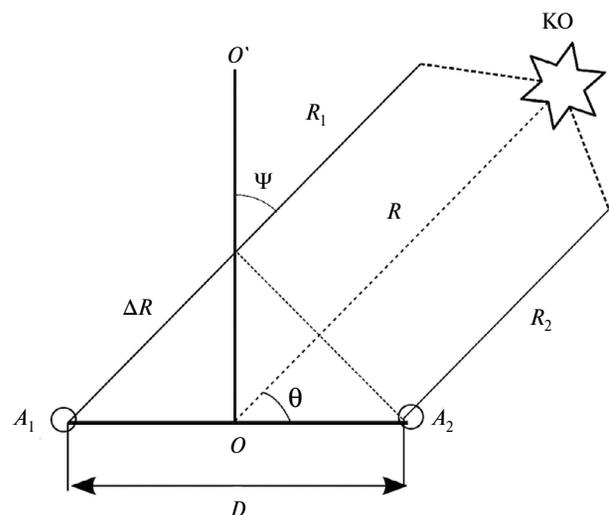


Рис. 1. Пеленгация КО двумя разнесенными антеннами (на плоскости).

приемно-усилительных трактов приводят к паразитным фазовым сдвигам $\delta\varphi$ порядка

$$\delta\varphi = \sqrt{2mQ} \frac{\delta\omega}{\omega}, \quad (3)$$

где m — число однотипных случайно настроенных каскадов, Q — добротность каждого каскада, $\delta\omega$ — уходы частоты.

При $\delta\omega/\omega = 10^{-5} \dots 10^{-6}$, $m = 10$, $Q = 100$ паразитный фазовый сдвиг $\delta\varphi = (0.04 \dots 0.4)10^{-2}$. В масштабе угловых координат из (2) при базе D десятки и сотни метров и при длине радиоволны $\lambda_0 = 8$ мм это приводит к ошибкам пеленгования не более угловой секунды.

В связи с этим наибольший интерес представляет вопрос шумовых погрешностей фазового метода пеленгования КО, которые характеризуют потенциальную точность системы.

Шум вызывает размывание фазы сигнала (рис. 2).

Хорошо известно, что дисперсия фазы на выходе измерительного устройства при отношении мощности сигнала $P_{с\text{ вых}}$ к мощности шума $P_{ш\text{ вых}}$ на выходе $q_{\text{вых}} = P_{с\text{ вых}}/P_{ш\text{ вых}} > 5$ может быть определена как

$$\sigma_\varphi^2 = \left(\frac{\sigma_{ш\text{ вых}}}{A_{\text{вых}}} \right)^2 = \frac{1}{2} \left(\frac{P_{ш}}{P_c} \right)_{\text{вых}} = \frac{1}{2q_{\text{вых}}}, \quad (4)$$

где $\sigma_{ш}$ — дисперсия шума, A — амплитуда сигнала. Поэтому задача состоит в нахождении $q_{\text{вых}}$ при известном отношении мощности сигнала $P_{с\text{ вх}}$ к мощности шума $P_{ш\text{ вх}}$ на входе приемника $q_{\text{вх}} = P_{с\text{ вх}}/P_{ш\text{ вх}}$ и известном отношении входной и выходной полос $\Delta f_{\text{вх}}/\Delta F_{\text{вых}}$ измерителя.

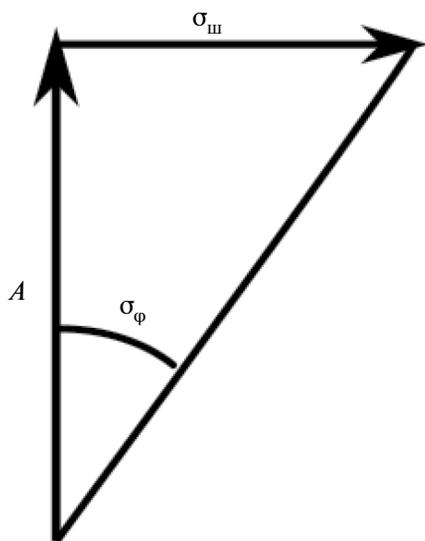


Рис. 2. Влияние шума на фазу сигнала.

2. ВЫЧИСЛЕНИЕ ТРЕБУЕМОГО ОТНОШЕНИЯ СИГНАЛ/ШУМ НА ВХОДЕ ФАЗОВОГО ПЕЛЕНГАТОРА

Рассмотрим эту задачу применительно к системе переноса разности фаз на кварцованную частоту. Упрощенная схема блока переноса разности фаз изображена на рис. 3.

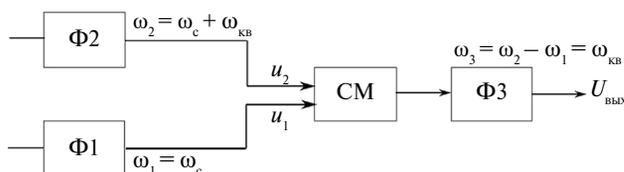


Рис. 3. Упрощенная схема блока переноса разности фаз.

Фильтры $\Phi 1$ и $\Phi 2$ пропускают весь спектр сигнала и обладают полосой $\Delta f_{\text{вх}}$, выходной спектр фильтра $\Phi 3$ имеет узкую полосу $\Delta F_{\text{вых}}$. Если бы в смесителе $СМ$ не происходило при малых $q_{\text{вх}}$ подавления полезного сигнала шумом, то задача определения дисперсии фазы на выходе измерительного устройства легко решалась

$$q_{\text{вых}} = \frac{1}{2} q_{\text{вх}} \frac{\Delta f_{\text{вх}}}{\Delta F_{\text{вых}}}. \quad (5)$$

В (5) множитель 0.5 получается в результате наличия двух шумящих идентичных канала приема. Однако за счет подавления полезного сигнала шумом из-за нелинейности смесителя $q_{\text{вых}}$ уменьшается. Необходимо оценить получающийся проигрыш.

Если характеристика смесителя квадратичная $i = au^2$, то разностная частота ω_3 получается за счет произведения au_1u_2 , где

$$\begin{cases} u_1 = u_{c1} + u_{ш1} \\ u_2 = u_{c2} + u_{ш2} \end{cases}. \quad (6)$$

Интересующая нас составляющая тока с учетом (6) равна

$$i = au_1u_2 = a(u_{c1} + u_{ш1})(u_{c2} + u_{ш2}) = au_{c1}u_{c2} + au_{ш1}u_{ш2} + au_{ш1}u_{c2} + au_{c1}u_{ш2}. \quad (7)$$

Функция корреляции для этой составляющей тока

$$K_i = \overline{ii_\tau} = a^2 \left[\overline{(u_{c1}u_{c2}u_{c1}u_{c2})} + \overline{(u_{ш1}u_{ш1})} \overline{(u_{ш2}u_{ш2})} + \overline{(u_{ш1}u_{ш1})} \overline{(u_{c2}u_{c2})} + \overline{(u_{ш2}u_{ш2})} \overline{(u_{c1}u_{c1})} \right]. \quad (8)$$

Учтем, что

$$\begin{aligned} \overline{u_{ш1}u_{ш1\tau}} &= K_{ш1}(\tau) = \sigma_1^2 \rho_1(\tau) \cos(\omega_1 \tau), \\ \overline{u_{ш2}u_{ш2\tau}} &= K_{ш2}(\tau) = \sigma_2^2 \rho_2(\tau) \cos(\omega_2 \tau), \\ \overline{u_{c1}u_{c1\tau}} &= K_{c1}(\tau) = \frac{A_1^2}{2} \cos(\omega_1 \tau), \\ \overline{u_{c2}u_{c2\tau}} &= K_{c2}(\tau) = \frac{A_2^2}{2} \cos(\omega_2 \tau), \end{aligned} \quad (9)$$

где σ_1^2, σ_2^2 — дисперсия шума; A_1, A_2 — амплитуда сигнала, $K_\alpha(\tau)$ — корреляционная функция для соответствующей составляющей $\alpha = \{ш1, ш2, c1, c2\}$.

Функцию корреляции для этой составляющей тока (8) с учетом (9) можно записать в виде

$$\begin{aligned} K_i(\tau) &= \frac{a^2 A_1^2 A_2^2}{8} f(\tau) + \frac{a^2 \sigma_1^2 \rho_1(\tau) \sigma_2^2 \rho_2(\tau)}{2} f(\tau) + \\ &+ \frac{a^2 \sigma_1^2 \rho_1(\tau) A_2^2}{4} f(\tau) + \frac{a^2 \sigma_2^2 \rho_2(\tau) A_1^2}{4} f(\tau), \end{aligned} \quad (10)$$

где

$$f(\tau) = \cos[(\omega_2 - \omega_1)\tau] + \cos[(\omega_2 + \omega_1)\tau]. \quad (11)$$

По теореме Винера–Хинчина вычислим спектр вблизи интересующей нас частоты $\omega_1 - \omega_2$ и затем определим полную мощность сигнала и шума

$$G(\omega) = 2 \int_0^\infty K_i(\tau) \cos(\omega\tau) d\tau. \quad (12)$$

По вычисленной функции $G(\omega)$ определим мощность интересующей нас части сигнала

$$P_{\text{ВЫХ}} = \frac{1}{2\pi} \int G(\omega) d\omega. \quad (13)$$

С учетом соотношений (10), (11) и (12) получаем

$$P_{\text{ВЫХ}} = P_{c \text{ Вых}} + P_{ш-ш} + P_{ш-с}, \quad (14)$$

где $P_{c \text{ Вых}}$ — мощность сигнала, $P_{ш-ш}$ — мощность из-за биений шум–шум, $P_{ш-с}$ — мощность из-за биений шум–сигнал, которые вычисляются следующим образом:

$$P_{c \text{ Вых}} = \frac{a^2 A_1^2 A_2^2}{8}, \quad (15)$$

$$P_{ш-ш} = \frac{a^2 \sigma_1^2 \sigma_2^2 \Delta\Omega_{\text{ВЫХ}}}{2K \Delta\omega_{\text{ВХ}}}, \quad (16)$$

$$P_{ш-с} = \frac{a^2 (\sigma_1^2 A_2^2 + \sigma_2^2 A_1^2) \Delta\Omega_{\text{ВЫХ}}}{4 \Delta\omega_{\text{ВХ}}}. \quad (17)$$

В формулах (15)–(17) $K = \text{const}$ величина K зависит от формы спектра, $\Delta\omega_{\text{ВХ}}$ — входная полоса, $\Delta\Omega_{\text{ВЫХ}}$ — выходная полоса.

Если $A_1 = A_2 = A, \sigma_1 = \sigma_2 = \sigma$, то отношение $q_{\text{ВЫХ}} = P_{c \text{ Вых}} / P_{ш \text{ Вых}}$ равно

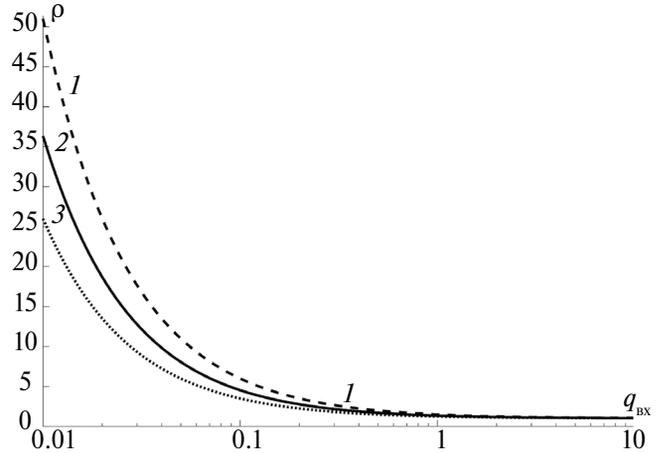


Рис. 4. Зависимость коэффициента подавления сигнала шумом $\rho(q_{ш})$: кривая 1 — спектр шума прямоугольный, $K = 1$; кривая 2 — спектр шума колокольный, $K = \sqrt{2}$; кривая 3 — спектр шума на выходе резонансного усилителя, $K = 2$.

$$\begin{aligned} q_{\text{ВЫХ}} &= \frac{P_{c \text{ Вых}}}{P_{ш-ш} + P_{ш-с}} = \frac{A^4 / 8}{\left(\frac{\sigma^4}{2K} + \frac{\sigma^2 A^2}{2} \right) \frac{\Delta\Omega_{\text{ВЫХ}}}{\Delta\omega_{\text{ВХ}}}} = \\ &= \frac{A^2 / (2\sigma^2)}{2 \left(1 + \frac{\sigma^2}{KA^2} \right)} \frac{\Delta\omega_{\text{ВХ}}}{\Delta\Omega_{\text{ВЫХ}}}. \end{aligned} \quad (18)$$

Теперь учтем, что

$$q_{\text{ВХ}} = A^2 / 2\sigma^2. \quad (19)$$

Тогда из (18) с учетом (19) получим связь между отношением сигнал/шум на входе и на выходе

$$q_{\text{ВЫХ}} = \frac{q_{\text{ВХ}}}{2 \left(1 + \frac{1}{2Kq_{\text{ВХ}}} \right)} \frac{\Delta\omega_{\text{ВХ}}}{\Delta\Omega_{\text{ВЫХ}}} = \frac{q_{\text{ВХ}}}{2\rho} \frac{\Delta\omega_{\text{ВХ}}}{\Delta\Omega_{\text{ВЫХ}}}. \quad (20)$$

Проигрыш в отношении сигнал/шум на выходе по отношению к входу равен

$$\rho = 1 + \frac{1}{2Kq_{\text{ВХ}}}. \quad (21)$$

График зависимости $\rho = f(K, q_{\text{ВХ}})$ представлен на рис. 4.

Таким образом, для обеспечения заданной шумовой ошибки σ_ϕ^2 необходимо обеспечить на входе

$$q_{\text{ВХ треб}} = 2\rho \frac{\Delta\Omega_{\text{ВЫХ}}}{\Delta\omega_{\text{ВХ}}} q_{\text{ВЫХ треб}}. \quad (22)$$

Так как

$$q_{\text{ВЫХ треб}} = \frac{1}{2 \left(\sigma_\phi^2 \right)_{\text{зад}}},$$

то

$$q_{\text{вх треб}} = \frac{\rho}{\left(\sigma_{\phi}^2\right)_{\text{зад}}} \frac{\Delta F_{\text{ввых}}}{\Delta f_{\text{вх}}}. \quad (23)$$

Подставляя соотношение (21) в (23), получаем квадратное уравнение относительно $q_{\text{вх треб}}$ и, решая его, получаем окончательный результат:

$$q_{\text{вх треб}} = \frac{\Delta F_{\text{ввых}}}{\Delta f_{\text{вх}} \left(\sigma_{\phi}^2\right)_{\text{зад}}} \frac{1}{2} \left(1 + \sqrt{1 + \frac{2\sigma_{\phi}^2}{K} \frac{\Delta f_{\text{вх}}}{\Delta F_{\text{ввых}}}} \right). \quad (24)$$

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе показана методика оценки шумовых погрешностей фазового метода пеленгования низкоорбитальных космических объектов для канала высокоточного фазового пеленгования на базе элементов многоантенного поля. Полученные результаты характеризуют потенциальную точность системы. Исходя из заданной дисперсии флуктуаций фазы по предложенной методике определяется требуемое отношение сигнал/шум на входе измерителя.

Авторы данной работы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Исследование выполнено при финансовой поддержке Российского научного фонда (проект № 23-19-00485).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Dewdney P.E., Hall P.J., Schilizzi R.T., Lazio T.J.L.W.* // Proc. IEEE. V. 97. № 8. P. 1482. <https://doi.org/10.1109/JPROC.2009.2021005>
2. *Левитан Б.А., Толкачев А.А.* // Радиотехника. 2009. № 10. С. 63.
3. *Mehrholz D.* // ESA SD-01: Proc. First European Conf. on Space Debris. Darmstadt, 05–07 April 1993. P. 355.
4. *Beusch J.U., Pensa A.F., Zuendorf B.W.* // ESA SD-01: Proc. First European Conf. on Space Debris. Darmstadt. 05–07 April 1993. P. 53.
5. *Нефедов С.И.* // Труды XVII междунаучно-технической конференции «Радиолокация, навигация, связь». Воронеж, 2011. Т. 3. С. 1697.
6. *Нефедов С.И.* // Наука и образование. 2011. № 11. С. 8.
7. Радиointерферометрия и новые технологии в приложении к космической связи, навигации и управлению космическими аппаратами: Сб. ст. / Под ред. В.Г. Грачева. М., 2022.

ESTIMATION OF THE REQUIRED ENERGY FOR A CHANNEL OF HIGH-PRECISION PHASE DIRECTION FINDING OF LOW-EARTH ORBIT SPACE DEBRIS BASED ON LARGE SCALE ANTENNA ARRAY

A. I. Baskakov, A. A. Komarov*, P. E. Shimkin

*National Research University "Moscow Power Engineering Institute",
Krasnokazarmennaya, 14, build 1, Moscow, 111250 Russian Federation
E-mail: KomarovALA@mpei.ru

Received November 15, 2023; revised November 15, 2023; accepted January 16, 2024

To solve the problem of radar observations of small-sized space debris of natural and artificial origin, a multi-antenna distributed structure based on adaptive antenna arrays is proposed. A method for estimating noise errors of the phase method of low-Earth orbit space debris bearing for a channel of high-precision phase direction finding based on elements of a multi-antenna field is presented. The results obtained characterize the potential accuracy of the system. Based on the specified dispersion of phase fluctuations, the required signal-to-noise ratio at the input of the device is determined according to the proposed method.

Keywords: space debris, large scale antenna array, radar monitoring, phase direction finding radiovision

ФОРМИРОВАНИЕ КАСКАДИРОВАННЫХ ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНОСТЕЙ ГОРДОНА–МИЛЛСА–ВЕЛЧА ДЛЯ СИСТЕМ ПЕРЕДАЧИ ЦИФРОВОЙ ИНФОРМАЦИИ

© 2024 г. В. Г. Стародубцев*

Военно-космическая академия им. А.Ф. Можайского,
ул. Ждановская, 13, Санкт-Петербург, 197198 Российская Федерация

*E-mail: vgstarod@mail.ru

Поступила в редакцию 22.06.2023 г.

После доработки 01.12.2023 г.

Принята к публикации 23.12.2023 г.

На основе модификации алгоритма определения вектора индексов децимации, являющегося основной составляющей метода синтеза последовательностей Гордона–Миллса–Велча (ГМВП), разработан алгоритм определения вектора индексов децимации $A(l, m, n, r_1, r_2)$ для синтеза каскадированных ГМВП (КГМВП) с периодом $N = 2^S - 1 = 2^{lm} - 1$ ($l > 2$) в поле $GF((2^l)^m)^n$ путем суммирования последовательностей, формируемых на основе децимации по полученным индексам символов базисной M -последовательности (МП). Модификация алгоритма заключается в объединении векторов индексов децимации для различных сочетаний параметров r_1 и r_2 в выражении для результирующего вектора. Приведены результаты вычисления максимальных значений эквивалентной линейной сложности (ЭЛС) каскадированных $L_{\text{КГМВП}}$ и обычных $L_{\text{ГМВП}}$ ГМВП для периодов $2^{12} - 1 \leq N \leq 2^{36} - 1$. Показано, что ЭЛС каскадированных превышает ЭЛС обычных ГМВП, с увеличением периода выигрыш $B_S = L_{\text{КГМВП}} / L_{\text{ГМВП}}$ возрастает, и для периода $N = 2^{36} - 1$ он равен $B_{S=36} = 2.25$.

Ключевые слова: конечные поля, функция корреляции, M -последовательности, последовательности Гордона–Миллса–Велча, эквивалентная линейная сложность

DOI: 10.31857/S0033849424040093, **EDN:** JRLKZJ

ВВЕДЕНИЕ

Одним из направлений повышения структурной скрытности систем передачи цифровой информации, в которых используются сигналы с расширенным спектром, формируемые на основе псевдослучайных последовательностей, является применение последовательностей Гордона–Миллса–Велча (ГМВП), относящихся наряду с M -последовательностями (МП) к классу минимаксных последовательностей с двухуровневой периодической автокорреляционной функцией (ПАКФ) [1–6]. Повышение структурной скрытности обеспечивается за счет более высокой эквивалентной линейной сложности (ЭЛС) ГМВП по сравнению с МП [7–10]. Например, в [8, 9] приведены значения линейной сложности и объема множеств для обобщенных ГМВП и последовательностей, полученных Джоном Ноу. В [10] разработан метод формирования и получены выражения для определения ЭЛС недовых ГМВП.

Дальнейшим направлением повышения ЭЛС является применение каскадированных ГМВП (КГМВП). Рассмотрению данного вопроса посвящено большое количество публикаций [11–16]. В [11] построено новое семейство КГМВП, отличающееся большим значением ЭЛС

и характеризующееся тем, что во многих случаях взаимная корреляция с МП аналогичного периода является трехуровневой. В [12] показано, что линейная сложность КГМВП может быть определена аналогично сложности расширенных последовательностей, формируемых на основе идеально коррелированных последовательностей.

В [13, 14] решена задача определения циклических сдвигов КГМВП для трех типов параметров и определен критерий для определения данных сдвигов при изменении параметров. В [15] исследуются КГМВП произвольной характеристики. Приведены критерий и алгоритм построения каскадированных последовательностей, которые имеют гораздо большие линейные сложности, чем обычные ГМВП с одинаковыми периодами. В [16] получена рекуррентная формула для вычисления ЭЛС r -арных КГМВП без ограничений на параметры последовательности.

Каскадированные последовательности характеризуются более высокой ЭЛС $L_{\text{КГМВП}}$ по сравнению с ЭЛС $L_{\text{ГМВП}}$ обычных ГМВП. Выигрыш в структурной скрытности $B_S = L_{\text{КГМВП}} / L_{\text{ГМВП}}$ возрастает с увеличением периода последовательностей. Если для КГМВП с минимальным периодом $N = 2^{12} - 1$ выигрыш составляет $B_{S=12} = 216/196 = 1.12$, то для

периода $N = 2^{18} - 1$ выигрыш равен $B_{S=18} = 1.5$, а для периода $N = 2^{36} - 1$ выигрыш $B_{S=36} = 2.25$.

1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Двоичные КГМВП формируются в конечных полях с тройным расширением вида $GF((2^l)^m)^n = GF(2^S)$, ($S = lmn$, $l > 2$), вследствие чего их период является составным числом.

Для поля $GF((2^l)^m)^n$ символы c_i КГМВП с периодом $N = 2^S - 1$ определяются выражением [11, 13, 14]

$$c_i = \text{tr}_{l,1}[\text{tr}_{lm,l}[(\text{tr}_{lmn,lm}(\alpha^i))^{r_1}]^{r_2}], \quad (1)$$

где $\text{tr}_{a,b}(\cdot)$ — след элемента из поля $GF(2^a)$ в поле $GF(2^b)$; $\alpha \in GF(2^S)$ — примитивный элемент; $1 \leq r_1 < 2^l - 1$, $1 \leq r_2 < 2^l - 1$ — натуральные числа, взаимно простые с порядками мультипликативных групп подполей $GF(2^m)$ и $GF(2^l)$ соответственно.

Эквивалентная линейная сложность обычных ГМВП в конечных полях с двойным расширением вида $GF((2^m)^n)$ определяется выражением [8, 12, 17]

$$L_{\text{ГМВП}} = mn^{g(r)}, \quad (2)$$

где $g(r)$ — количество единиц в двоичном представлении числа r .

Для двоичных и недвоичных ГМВП разработаны методы формирования, не требующие построения конечных полей [10, 17, 18]. Основу методов составляют алгоритмы определения векторов индексов децимации $\mathbf{A}(m, n, r)$ базисной МП для суммируемых последовательностей, компоненты которых определяются непосредственно по значению параметра r . Однако известные алгоритмы не позволяют вычислять векторы индексов децимации КГМВП вследствие наличия двух параметров r_1 и r_2 в выражении (1).

Цель статьи — разработка модифицированного алгоритма определения векторов индексов децимации $\mathbf{A}(l, m, n, r_1, r_2)$ базисной МП для суммируемых последовательностей при формировании КГМВП.

Формирование как обычных ГМВП, так и КГМВП в соответствии с выражением (1) сопряжено со значительными вычислительными сложностями. Проведем сравнение требуемого числа операций B_n и объема оперативной памяти V_n при прямом формировании в соответствии с выражением (1) и при синтезе последовательностей в соответствии с разработанным модифицированным алгоритмом, характеризуемым значениями B_m и V_m .

Для формирования базисной МП с примитивным полиномом $f(x)$ или для построения поля $GF(2^S)$ требуется примерно $B_{\text{МП}} = B_{m1} \approx S \cdot 2^S$ операций сложения по mod 2. Для хранения элементов поля требуется $V_{\text{МП}} \approx S \cdot 2^S$ бит, для хранения символов базисной МП — $V_{m1} \approx 2^S$ бит.

Вычисления в конечных полях целесообразно проводить с помощью таблиц сложения и умножения. Для их составления необходимо выполнить $B_{\text{н2}} \approx (S+1)2^S$ операций. При этом требуемая память составляет $V_{\text{н2}} \approx S \cdot 2^{2S+1}$ бит.

В соответствии с предлагаемым алгоритмом необходимо выполнить количество операций $B_{m2} \approx 2^{1+lm/2-2} + 2^{lm/2-1} + 2^{1,5lm-2}$ с объемом памяти $V_{m2} \approx 2S^2$ бит [18].

Для прямого формирования КГМВП в соответствии с (1) требуется $B_{\text{н3}} \approx (S+1)2^S$ операций сложения и умножения табличных значений. Примерно столько же операций требуется для формирования КГМВП в модифицированном алгоритме при суммировании децимированных последовательностей $B_{m3} \approx (S+1)2^S$.

Таким образом, при примерно равных затратах на операции непосредственного формирования МП и КГМВП разработанный алгоритм позволяет избежать построения таблиц сложения и умножения в конечном поле $GF(2^S)$ и обеспечивает выигрыш как в числе операций $W_B = B_{\text{н2}} / B_{m2}$, так и в объеме оперативной памяти $W_V = V_{\text{н2}} / V_{m2}$. Например, в поле $GF(2^{12})$ выигрыш в числе операций составляет $W_B \approx 270$, в объеме памяти $W_V \approx 1.4 \cdot 10^6$, а в поле $GF(2^{18})$ выигрыши равны $W_B \approx 1600$, $W_V \approx 3.8 \cdot 10^9$. Индекс B соответствует числу операций B_n или B_m . Индекс V соответствует объему оперативной памяти V_n или V_m .

2. АЛГОРИТМ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ВЕКТОРА ИНДЕКСОВ ДЕЦИМАЦИИ

В качестве исходного алгоритма рассматривается алгоритм определения вектора индексов децимации $\mathbf{A}(m, n, r)$, разработанный в [18]. Число компонент вектора $\mathbf{A}(m, n, r) = (I_{d1}, I_{d2}, \dots, I_{dM})$ равно отношению ЭЛС ГМВП и МП, сформированных в поле $GF((2^m)^n)$

$$M_{\text{ГМВП}} = L_{\text{ГМВП}} / L_{\text{МП}} = n^{g(r)-1}. \quad (3)$$

В соответствии с алгоритмом для заданных значений параметров m, n, r определяется вектор $\mathbf{A}(m, n, r)$, компоненты которого используются для индексации суммируемых последовательностей при формировании ГМВП.

Модификация алгоритма заключается в представлении вектора $\mathbf{A}(l, m, n, r_1, r_2)$ для КГМВП в виде совокупности векторов индексов децимации типа $\mathbf{A}(m, n, r)$ для обычных ГМВП

$$\begin{aligned} \mathbf{A}(l, m, n, r_1, r_2) &= \\ &= [I_{dj} \subset \mathbf{A}(lmn, lm, I_{dj} r_1 \text{ mod } (2^{lm} - 1))], \end{aligned} \quad (4)$$

где $I_{dj} \subset \mathbf{A}(lm, l, r_2)$, $j = 1, 2, \dots, K = m^{g(r_2)-1}$.

Для каждого значения индекса j компоненты векторов индексов децимации $\mathbf{A}(lmn, lm, I_{dj} \cdot r_1 \bmod(2^{lm}-1))$ относятся к различным циклотомическим классам размерности lmn [12], вследствие чего вектор $\mathbf{A}(l, m, n, r_1, r_2)$ представляется в виде объединения векторов

$$\mathbf{A}(l, m, n, r_1, r_2) = \bigcup_{j=1}^K \mathbf{A}(lmn, lm, q_j), \quad (5)$$

где $q_j = I_{dj} \cdot r_1 \bmod(2^{lm}-1)$, $j=1, 2, \dots, K$.

Число компонент $M_{\text{КГМВП}}$ вектора индексов децимации $\mathbf{A}(l, m, n, r_1, r_2)$ КГМВП определяется весами $g(q_j)$, т.е. числом единиц в двоичных представлениях числовых значений выражений $q_j = I_{dj} \cdot r_1 \bmod(2^{lm}-1)$

$$M_{\text{КГМВП}} = L_{\text{КГМВП}} / L_{\text{МП}} = \sum_{j=1}^K 2^{g(q_j)-1}. \quad (6)$$

С учетом того, что $L_{\text{МП}} = lmn$, ЭЛС КГМВП определяется выражением

$$L_{\text{КГМВП}} = lmn \sum_{j=1}^K 2^{g(q_j)-1}. \quad (7)$$

Алгоритм определения векторов индексов децимации $\mathbf{A}(l, m, n, r_1, r_2)$ базисной МП для суммируемых последовательностей при формировании КГМВП формулируется следующим образом.

Шаг 1. Определение вектора индексов децимации для обычной ГМВП с периодом $N = 2^{lm}-1$ для заданных значений параметров l, m, r_2 в соответствии с алгоритмом, разработанным в [18]

$$\mathbf{A}(lm, l, r_2) = [I_{d1}, I_{d2}, \dots, I_{dj}, \dots, I_{dK}], \quad K = m^{g(r_2)-1}. \quad (8)$$

Шаг 2. Вычисление значений выражений q_j и весов их двоичного представления $w_j = g(q_j)$

$$q_j = I_{dj} \cdot r_1 \bmod(2^{lm}-1), \quad j=1, 2, \dots, K. \quad (9)$$

Шаг 3. Определение векторов индексов децимации для значений q_j

$$\mathbf{A}_j(lmn, lm, q_j) = [I_{dj1}, I_{dj2}, \dots, I_{dji}, \dots, I_{djw_j}], \quad j=1, 2, \dots, K. \quad (10)$$

Шаг 4. Формирование результирующего вектора индексов децимации путем объединения векторов $\mathbf{A}_j(lmn, lm, q_j)$ в соответствии с (5). Определение ЭЛС КГМВП в соответствии с (7).

В качестве примера в поле $GF(2^{12})$ с полиномом $f(x) = x^{12} + x^6 + x^4 + x + 1$ определим вектор индексов децимации для формирования КГМВП с периодом $N = 2^{12}-1 = 4095$ при следующих значениях параметров: $l = 3, m = 2, n = 2, r_1 = 5, r_2 = 3$. Отметим, что параметр r_1 может принимать 47 значений в интервале от 3 до 255, параметр $r_2 = 3$ принимает единственное значение (в пределах циклотомического класса).

Шаг 1. Определение вектора индексов децимации

$$\mathbf{A}(lm, l, r_2) = \mathbf{A}(6, 3, 3) = [I_{d1}, I_{d2}] = [3, 17], \quad K = 2.$$

Шаг 2. Вычисление значений выражений q_j и весов их двоичного представления $w_j = g(q_j)$ в соответствии с (9)

$$q_1 = 5 \cdot 3 \bmod 63 = 15; \quad 15_{10} = 1111_2; \quad w_1 = g(q_1) = 4;$$

$$q_2 = 5 \cdot 17 \bmod 63 = 22; \quad 22_{10} = 10110_2; \quad w_2 = g(q_2) = 3.$$

Шаг 3. Определение векторов индексов децимации $\mathbf{A}_j(lmn, lm, q_j)$

$$\mathbf{A}_1(lmn, lm, q_1) = \mathbf{A}_1(12, 6, 15) = [15, 141, 267, 393, 519, 645, 771, 897], \quad K_1 = 8;$$

$$\mathbf{A}_2(lmn, lm, q_2) = \mathbf{A}_2(12, 6, 22) = [22, 148, 274, 400], \quad K_2 = 4.$$

Здесь и далее компоненты векторов $\mathbf{A}_j(lmn, lm, q_j)$ заменяются на минимальные значения в своих циклотомических классах, что соответствует одинаковым значениям символов базисной МП при ее децимации $\mathbf{A}_1(12, 6, 15) = [15, 141, 177, 291, 57, 165, 51, 39], \quad K_1 = 8;$

$$\mathbf{A}_2(12, 6, 22) = [11, 37, 137, 25], \quad K_2 = 4.$$

Шаг 4. Определение результирующего вектора индексов децимации при объединении векторов $\mathbf{A}_1(12, 6, 15)$ и $\mathbf{A}_2(12, 6, 22)$

$$\mathbf{A}(l, m, n, r_1, r_2) = \mathbf{A}(3, 2, 2, 5, 3) = [15, 141, 177, 291, 57, 165, 51, 39, 11, 37, 137, 25].$$

Тогда символы КГМВП определяются выражением $c_i = d_{15i} + d_{141i} + d_{177i} + d_{291i} + d_{57i} + d_{165i} + d_{51i} + d_{39i} + d_{11i} + d_{37i} + d_{137i} + d_{25i}$,

где $i = 0, 1, \dots, 2^S-2$; умножение в индексах выполняется по $\bmod(N = 2^{12}-1 = 4095)$; суммирование значений символов d_{ji} выполняется по $\bmod 2$.

Определение ЭЛС КГМВП $L_{\text{КГМВП}} = 12(2^3 + 2^2) = 144$.

Отметим, что ЭЛС обычной ГМВП при значении $r_1 = 5$ равно $L_{\text{ГМВП}} = 24$.

В качестве второго примера определим вектор индексов децимации для формирования КГМВП с периодом $N = 2^{18}-1 = 262143$ при следующих значениях параметров: $l = 3, m = 3, n = 2, r_1 = 11, r_2 = 3$.

Шаг 1. Определение вектора индексов децимации

$$\mathbf{A}(lm, l, r_2) = \mathbf{A}(9, 3, 3) = [I_{d1}, I_{d2}, I_{d3}] = [3, 5, 17],$$

$$K = 3^{2-1} = 3.$$

Шаг 2. Вычисление значений выражений q_j и весов их двоичного представления $w_j = g(q_j)$:

$$q_1 = 11 \cdot 3 \bmod 511 = 33; \quad 33_{10} = 100001_2; \quad w_1 = g(q_1) = 2;$$

$$q_2 = 11 \cdot 5 \bmod 511 = 55; \quad 55_{10} = 110111_2; \quad w_2 = g(q_2) = 5;$$

$$q_3 = 11 \cdot 17 \bmod 511 = 187; \quad 187_{10} = 10111011_2; \quad w_3 = g(q_3) = 6.$$

Таблица 1. Формирование КГМВП с периодом $N = 2^{18}-1 = 262143$ для вектора $\mathbf{A}(l, m, n, r_1, r_2) = \mathbf{A}(3,3,2,5,3)$ для трех ПСП $F_j = 17, 55, 187$

F_{17}		F_{55}		F_{187}	
Символ d_i	Значение	Символ d_i	Значение	Символ d_i	Значение
d_0	0	d_0	0	d_0	0
d_{17}	0	d_{55}	1	d_{187}	1
d_{34}	0	d_{110}	1	d_{374}	1
d_{51}	1	d_{165}	1	d_{561}	0
d_{68}	0	d_{220}	1	d_{748}	1
d_{85}	1	d_{275}	1	d_{935}	0
d_{102}	1	d_{330}	1	d_{1122}	0
d_{119}	1	d_{385}	0	d_{1309}	1
d_{136}	0	d_{440}	1	d_{1496}	1
d_{153}	1	d_{495}	0	d_{1683}	1
d_{170}	0	d_{550}	1	d_{1870}	0
d_{187}	1	d_{605}	1	d_{2057}	1
d_{204}	1	d_{660}	1	d_{2244}	0
d_{221}	1	d_{715}	0	d_{2431}	1

Шаг 3. Определение векторов индексов децимации $\mathbf{A}_j(lmn, lm, q_j)$:

$\mathbf{A}_1(18,9,33) = [33,17], K_1 = 2;$
 $\mathbf{A}_2(18,9,55) = [55,1077,2099,3121,1249,9253,4485, 8459, 369,5393,2441,4371, 227,1305,397,283], K_2 = 16;$
 $\mathbf{A}_3(18,9,187) = [187,1209,4275,5297,5473,9385,10435, 8613,2481,17561,9413, 17737,4451,18633,6369,2281, 237,4325,3281,12613,1385,10569,2259,8525,437,6481, 1237,4437,363,2393,215,349], K_3 = 32.$

Шаг 4. Определение результирующего вектора индексов децимации при объединении векторов:

$$\mathbf{A}(3,3,2,5,3) = \mathbf{A}_1(18,9,33) \cup \mathbf{A}_2(18,9,55) \cup \mathbf{A}_3(18,9,187). \quad (11)$$

Определение ЭЛС КГМВП $L_{\text{КГМВП}} = 18(2 + 2^4 + 2^5) = 900$. Отметим, что ЭЛС обычной ГМВП с периодом $N = 2^{18}-1 = 262143$ при значении $r_1 = 11$ равно $L_{\text{ГМВП}} = 72$.

Для непосредственного формирования КГМВП с учетом (11) необходимо построить базисную МП, определить символы псевдослучайных последовательностей (ПСП) F_j , получаемые путем децимации МП по индексам, которые являются компонентами вектора индексов децимации $\mathbf{A}(l, m, n, r_1, r_2)$, и провести суммирование по mod 2 символов данных последовательностей [18]. Отметим, что при децимации символов базисной МП по различным индексам могут быть сформированы как другие МП с таким же периодом, так и ПСП с периодами, являющимися делителями периода базисной МП.

В результате суммирования формируется последовательность, обладающая двухуровневой периодической автокорреляционной функцией и являющаяся КГМВП.

Для рассмотренного примера в качестве базисной МП при формировании КГМВП с периодом $N = 2^{18}-1 = 262143$ используется МП с проверочным полиномом $h_{\text{МП}}(x) = x^{18} + x^7 + 1$, символы которой определяются выражением

$$d_{18+i} = d_{0+i} + d_{7+i}, i = 0...262124, \quad (12)$$

где суммирование символов выполняется по mod 2 с начальными символами d_0, d_1, \dots, d_{17} , равными соответственно 0,0,0,0,0,0,0,0,0,0,0,0,0,0,0,0,0.

При данных значениях начальных символов базисная МП формируется в каноническом виде и соответствует выражению (1) при $r_1 = r_2 = 1$. В табл. 1 представлены сегменты длиной 14 символов трех из пятидесяти суммируемых последовательностей F_j с индексами 17, 55, 187. Остальные 47 последовательностей вычисляются аналогично. Таким образом, для формирования КГМВП в соответствии с (11) требуется знать только значения символов d_i базисной МП и вектор индексов децимации.

Таблица 2. Основные параметры КГМВП для вектора $\mathbf{A}(3,3,2, r_1, 3)$

r_1	$g(r_1)$	q_1	$g(q_1)$	q_2	$g(q_2)$	q_3	$g(q_3)$	$M_{\text{КГМВП}}$	$M_{\text{ГМВП}}$	$L_{\text{КГМВП}}$	$L_{\text{ГМВП}}$
3	2	9	2	15	4	51	4	18	2	324	36
5	2	15	4	25	3	85	4	20	2	360	36
9	2	27	4	45	4	153	4	24	2	432	36
11	3	33	2	55	5	187	6	50	4	900	72
39	4	117	5	195	4	152	3	28	8	504	144
41	3	123	6	205	5	186	5	64	4	1152	72
43	4	129	2	215	6	220	5	50	8	900	144
191	7	62	5	444	6	181	5	64	64	1152	1152
223	7	158	5	93	5	214	5	48	64	864	1152
239	7	206	5	173	5	486	6	64	64	1152	1152
255	8	254	7	253	7	247	7	192	128	3456	2304

Для других значений параметра r_1 при формировании вектора $A(3,3,2, r_1, 3)$ вычисляются значения индексов q_j и векторов $A_j(lmn, lm, q_j)$ в соответствии с (9) и (10). В табл. 2 для одиннадцати из сорока семи значений r_1 приведены значения q_j , их веса $w_j = g(q_j)$, а также число суммируемых последовательностей $M_{\text{КГМВП}}$ и ЭЛС $L_{\text{КГМВП}}$ каскадированных и обычных ГМВП.

В большинстве случаев число суммируемых последовательностей $M_{\text{КГМВП}}$ и ЭЛС $L_{\text{КГМВП}}$ КГМВП превышает аналогичные значения обычных ГМВП. В рассмотренном примере максимальное значение ЭЛС КГМВП $L_{\text{КГМВПmax}} = 3456$ достигается при $r_1 = 255$ и превышает аналогичное значение обычной ГМВП, при этом выигрыш составляет

$$B_{S=18} = L_{\text{КГМВПmax}} / L_{\text{ГМВПmax}} = M_{\text{КГМВПmax}} / M_{\text{ГМВПmax}} = 3456/2304 = 1.5.$$

Результаты вычислений характеристик каскадированных и обычных ГМВП для периодов $2^{12}-1 \leq N \leq 2^{36}-1 = 68719476735$ для различных значений параметров l, m, n, r_1, r_2 ($l = 3, 4$) приведены в табл. 3. При $lm = 6$ параметр r_1 может принимать пять значений $r_1 = 5, 11, 13, 23, 31$, при $lm = 8$ — пятнадцать значений в диапазоне от 7 до 127, при $lm = 9$ — сорок семь значений в диапазоне от 3 до 255 и при $lm = 12$ — сто сорок три значения в диапазоне от 11 до 2047. Параметр r_2 принимает единственное значение $r_2 = 3$ при $l = 3$ и $r_2 = 7$ при $l = 4$, что определяется наличием только двух примитивных полиномов в подполях $GF(2^3)$ и $GF(2^4)$.

Анализ табл. 3 показал, что максимальное число суммируемых последовательностей $M_{\text{КГМВПmax}}$ при формировании КГМВП зависит только от параметров l, m и не зависит от параметра n . Выигрыш

в ЭЛС B_S возрастает при увеличении lm от $B_S = 1.13$ при $lm = 6$ до $B_S = 2.5$ при $lm = 12$.

При значении $l = 5$ параметр r_2 может принимать пять значений $r_2 = 3, 5, 7, 11, 15$, а при $l = 6$ параметр r_2 может принимать тоже пять значений $r_2 = 5, 11, 13, 23, 31$. Для каждого допустимого значения параметра r_2 может быть составлена таблица, аналогичная табл. 3.

Например, при $l = 5, m = 2, n = 2, r_1 = 125, r_2 = 15$ достигается максимальное значение ЭЛС КГМВП $L_{\text{КГМВПmax}} = 8160$, которое в 1.59 раз превышает максимальное значение ЭЛС обычной ГМВП.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, разработан алгоритм определения вектора индексов децимации $A(l, m, n, r_1, r_2)$ базисной МП для формирования КГМВП с периодом $N = 2^S - 1 = 2^{lmn} - 1$ ($l > 2$), формируемых в поле $GF((2^l)^m)^n$. Разработка алгоритма выполнена на основе модификации известного алгоритма определения вектора индексов децимации, являющегося основной составляющей метода синтеза ГМВП [17, 18]. Модификация заключается в двухэтапном применении известного алгоритма определения вектора индексов децимации $A(m, n, r)$. На первом этапе алгоритм применяется для определения вектора $A(lm, l, r_2)$, при этом полученные индексы децимации I_{dj} с учетом параметра r_1 используются для вычисления вспомогательных параметров q_j ($1 \leq j \leq m^{g(r_2)-1}$). Данные параметры являются аналогами параметра r и используются на втором этапе при вычислении векторов $A_j(lmn, lm, q_j)$, объединение которых позволяет определить результирующий вектор индексов децимации $A(l, m, n, r_1, r_2)$.

Формирование КГМВП выполняется путем суммирования по mod 2 последовательностей,

Таблица 3. Основные параметры КГМВП с периодами $2^{12}-1 \leq N \leq 2^{36}-1$

$N = 2^S - 1$	1	m	n	$M_{\text{Кmax}}^*$	M_{max}	$L_{\text{Кmax}}^{**}$	L_{max}	B_S
4095	3	2	2	18	16	216	192	1.13
262143	3	2	3	18	16	324	288	1.13
16777 215	3	2	4	18	16	432	384	1.13
1073 741823	3	2	5	18	16	540	480	1.13
262143	3	3	2	192	128	3456	2304	1.5
134217 727	3	3	3	192	128	5184	3456	1.5
68719 476735	3	3	4	192	128	6912	4608	1.5
16777 215	3	4	2	2048	1024	49152	24576	2.0
68719 476735	3	4	3	2048	1024	73728	36864	2.0
65535	4	2	2	92	64	1472	1024	1.44
16777 215	4	2	3	92	64	2208	1536	1.44
4294 967295	4	2	4	92	64	2944	2048	1.44
16777 215	4	3	2	2304	1024	55296	24576	2.25
68719 476735	4	3	3	2304	1024	82944	36864	2.25

* $M_{\text{КГМВПmax}}$, ** $L_{\text{КГМВПmax}}$

образованных децимацией символов базисной МП по индексам, являющимся компонентами вектора $\mathbf{A}(l, m, n, r_1, r_2)$.

Получены выражения для вычисления ЭЛС и числа суммируемых последовательностей при формировании КГМВП. Приведены результаты вычислений максимальных значений ЭЛС и числа суммируемых последовательностей для КГМВП с периодами $2^{12}-1 \leq N \leq 2^{36}-1$. Выигрыш в максимальном значении ЭЛС по сравнению с обычными ГМВП с увеличением произведения lm возрастает от 1.13 при $lm = 6$ до 2.5 при $lm = 12$.

Полученные результаты могут найти применение в помехозащищенных системах передачи цифровой информации, в которых используются фазоманипулированные сигналы с расширенным спектром и к которым предъявляются повышенные требования как по структурной скрытности, так и по корреляционным свойствам.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Вишнеvский В.М., Ляхов А.И., Портной С.Л., Шахнович И.В. Широкополосные беспроводные сети передачи информации. М.: Техносфера, 2005.
2. Golomb S.W., Gong G. Signal Design for Good Correlation for Wireless Communication, Cryptography and Radar. Cambridge: Univ. Press, 2005.
3. Инатов В.П. Широкополосные системы и кодовое разделение сигналов. Принципы и приложения. М.: Техносфера, 2007.
4. Скляр Б. Цифровая связь. Теоретические основы и практическое применение. 2-е изд. / Пер. с англ. М.: Вильямс, 2003.
5. CDMA: прошлое, настоящее, будущее. М.: МАС, 2003.
6. Инатов В.П. Периодические дискретные сигналы с оптимальными корреляционными свойствами. М.: Радио и связь, 1992.
7. Golomb S.W. // IEEE Trans. 1992. V. AES-28. № 2. P. 383.
8. No Jong-Seon. // IEEE Trans. 1996. V. IT-42. № 1. P. 260.
9. Zhu J., Cheng F., Tong L. et al. // 2nd Int. Conf. on Information Science and Engineering. Hangzhou. 4–6 Dec. 2010. N.Y.: IEEE, 2010. P. 2107. <https://doi.org/10.1109/ICISE.2010.5691504>
10. Стародубцев В.Г. // ПЭ. 2023. Т. 68. № 7. С. 676.
11. Klapper A., Chan A., Goresky M. // IEEE Trans. 1993. V. IT-39. № 1. P. 177.
12. Chung H.B., No J.S. // IEEE Trans. 1999. V. IT-45. № 6. P. 2060.
13. Gong G., Dai Z.D., Solomon W. Golomb S.W. // IEEE Trans. 2000. V. IT-46. № 2. P. 474.
14. Golomb S.W., Gong G., Dai Z.D. // Discrete Mathematics. 2000. V. 219. P. 279.
15. Gong G. // IEEE Trans. 1996. V. IT-42. № 1. P. 263.
16. Tang X. // Science China Inform. Sci. 2007. V. 50. № 4. P. 551.
17. Стародубцев В.Г. // ПЭ. 2020. Т. 65. № 2. С. 15.
18. Стародубцев В.Г. // ПЭ. 2021. Т. 66. № 4. С. 380.
19. Пумперсон У., Уэлдон Э. Коды, исправляющие ошибки. М.: Мир, 1976. Ipatov V.P. Spread Spectrum and CDMA. Principles and Applications. New York: John Wiley and Sons Ltd. 2005.

FORMATION OF CASCADED GORDON–MILLS–WELCH SEQUENCES FOR DIGITAL INFORMATION TRANSMISSION SYSTEMS

V. G. Starodubtsev*

Mozhaisky Military Space Academy,
Zhdanovskaya Street, 13, Saint Petersburg, 197198 Russian Federation
*E-mail: vgstarod@mail.ru

Received June 22, 2023; revised December 1, 2023; accepted December 23, 2023

Based on the modification of the algorithm for determining the decimation index vector, which is the main component of the Gordon–Mills–Welch sequence (GMWS) synthesis method, an algorithm for determining the decimation index vector $\mathbf{A}(l, m, n, r_1, r_2)$ for the synthesis of cascaded GMWS (CGMWS) with a period $N = 2^S - 1 = 2^{lm} - 1$ ($l > 2$) in the $GF[(2^l)^m]$ field by summing the sequences formed on the basis of decimation according to the obtained indices of the symbols of the basic M-sequence (MS). The modification of the algorithm consists in combining the vectors of the decimation indices for various combinations of the parameters r_1 and r_2 in the expression for the resulting vector. The results of calculating the maximum values of the equivalent linear complexity (ELC) of cascaded L_{CGMWS} and conventional L_{GMWS} GMWSs for periods $2^{12}-1 \leq N \leq 2^{36}-1$ are presented. It is shown that the ELC of cascaded exceeds the ELC of conventional GMWSs, with an increase in the period the gain $B_S = L_{CGMWS}/L_{GMWS}$ increases, and for the period $N = 2^{36}-1$ it is equal to $B_{S=36} = 2.25$.

Keywords: finite fields, correlation function, M-sequences, Gordon–Mills–Welch sequences, equivalent linear complexity

МОДЕЛЬ ПРОСТРАНСТВЕННО-ВРЕМЕННОГО КОГЕРЕНТНОГО СЛОЖЕНИЯ СВЕРХШИРОКОПОЛОСНЫХ ХАОТИЧЕСКИХ РАДИОИМПУЛЬСОВ, ФОРМИРУЕМЫХ НЕЗАВИСИМЫМИ ИЗЛУЧАТЕЛЯМИ¹

© 2024 г. А. С. Зубков^{a, b}, Л. В. Кузьмин^{a, *}, Е. В. Ефремова^a

^aИнститут радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН,
ул. Моховая, 11, стр. 7, Москва, 125009 Российская Федерация

^bМосковский физико-технический институт (национальный исследовательский университет),
Институтский пер., 9, Долгопрудный, Московской области, 140701 Российская Федерация

*E-mail: lvkuzmin@gmail.com

Поступила в редакцию 10.11.2023 г.

После доработки 19.03.2024 г.

Принята к публикации 26.03.2024 г.

Предложена модель пространственно-временного сложения сверхширокополосных хаотических радиоимпульсов. Обосновывается целесообразность использования данной модели для анализа сценариев когерентного во времени излучения независимыми источниками сверхширокополосных хаотических радиоимпульсов в беспроводных сверхширокополосных системах. Рассмотрены сценарии, когда расстояние до точки приема много больше характерного размера группы излучателей, когда точка приема находится между излучателями, и получены распределения суммарной энергии импульсов в пространстве для этих сценариев.

Ключевые слова: сверхширокополосные сигналы, хаотические сигналы, когерентная обработка хаотических сигналов, генерация хаотических колебаний

DOI: 10.31857/S0033849424040104, EDN: JRHAGM

ВВЕДЕНИЕ

Когерентное сложение радиосигналов по-разному используется в современных отраслях радиофизики и радиотехники. Одним из ярких примеров использования этого явления на современном этапе развития радиосистем являются, по-видимому, различного рода пространственно-разнесенные системы. Например, разнесение излучателей в пространстве и во времени в многоантенных системах рассматривается как естественный путь развития беспроводных технологий для увеличения пропускной способности каналов связи [1–5]. В частности, в работах [6,7] рассматривают теоретико-информационные подходы к кооперативному формированию сообщений (сигналов) от нескольких пользователей, передаваемых в адрес базовой станции для увеличения скорости и повышения помехоустойчивости передачи информации в канале с шумом и многолучевым распространением. Кооперативная доставка информации за счет ретрансляции и выбора ее наиболее надежного пути обсуждается в [8], концепция распределенных

антенных систем в системах сотовой связи развивается в [9].

В [10] рассматриваются вопросы разработки многоантенных систем для реализации некогерентного приема за счет: 1) отказа от оценки функции отклика канала [11]; 2) перехода к некогерентному приему, как в сверхширокополосных (СШП) системах; 3) разработки методов такого приема для многопользовательских систем [12].

Безусловно, рассматривая пространственное разнесение источников излучения, нельзя не упомянуть фазированные антенные решетки [13], в том числе в перспективных системах на основе фотоники [13,14].

С практической точки зрения большой интерес представляют системы формирования электромагнитного поля в ближней по отношению к антенной системе зоне. Например, в [15] решается задача фокусировки электромагнитного поля в заданной точке пространства внутри помещения, которая находится между излучателями радиосигналов. Фокусировка необходима для увеличения мощности сигнала в заданной точке пространства за счет когерентного сложения радиосигналов при решении задачи пространственного разделения пользователей.

¹ Работа доложена на X Международной конференции “Инжиниринг и Телекоммуникации — En&T-2023”.

Аналогичная задача решается и для условий распространения сигнала вне помещений [16].

В данной работе предложена модель когерентного излучения и сложения в контексте СШП-сигналов. Эта модель интересна и важна, поскольку когерентное сложение СШП-сигналов в точке приема позволяет увеличить отношение сигнал/шум, что имеет практическую значимость в силу существующих ограничений на допустимую спектральную плотность мощности излучаемых СШП-сигналов.

Концепция беспроводной связи на хаотических сигналах на сегодняшний день прошла большой путь от базовых схем передачи данных [17] до многообразия практически ориентированных систем, которые охватывают в том числе и радиодиапазон [18, 19]. В настоящее время представляют интерес вопросы оптимального приема хаотических СШП-сигналов в канале с шумом [19], вопросы формирования хаотических сигналов заданной формы [20], применения хаотических СШП-сигналов для задач измерения расстояния между объектами и их позиционирования относительно системы маяков [21].

Предпринимаются попытки создать аналог многоантенных систем передачи информации на хаотических сигналах [22, 23]. К классу многоантенных систем также относятся антенные решетки с регулярной [24–32] и нерегулярной [33–37] структурами, предназначенные для излучения СШП-сигналов.

Рассматриваемая в данной работе модель состоит из излучателей хаотических СШП-радиоимпульсов (фрагментов хаотических сигналов, формируемых генераторами хаоса) и имеет следующие свойства:

- ограничение на расстояние между излучателями отсутствует, т.е. допускается их произвольное (в том числе неупорядоченное) расположение в пространстве друг относительно друга;
- отсутствует ограничение на выбор моментов времени излучения хаотических радиоимпульсов.

Это означает, что точка приема, в которой фокусируется сигнал от всех излучателей, может находиться как вблизи с излучателями, так и вдали от них.

Некоторые вопросы диаграммообразования для хаотических СШП-сигналов рассматривались в [38], где исследовалось формирование паттерна (поля излучения) при излучении независимых хаотических радиоимпульсов ансамблем излучателей и их некогерентном сложении в приемнике. Ряд вопросов когерентной обработки хаотического СШП-сигнала в рамках концепции радиосвета [39] рассматривался в [40].

Цель работы — предложить модель, описывающую когерентное сложение хаотических

СШП-радиоимпульсов в пространстве и времени, которая послужит в дальнейшем инструментом для исследования процессов диаграммообразования при излучении и приеме таких сигналов.

Одной из ключевых задач, требующих решения для когерентного излучения и приема хаотических СШП-радиоимпульсов, является задача формирования сигналов одинаковой формы. В [20] было показано, что различные экземпляры конструктивно идентичных аналоговых генераторов хаоса способны формировать воспроизводимые фрагменты хаотического сигнала. Это позволяет создавать независимые излучатели хаотических радиоимпульсов, управляя которыми можно когерентно фокусировать энергию хаотического сигнала в заданных точках пространства, что дает возможность реализации подходов к направленной передаче информации путем излучения хаотических радиоимпульсов в определенные моменты времени и формирования таким образом заданной пространственно-временной структуры электромагнитного поля. В работе предложена математическая модель этого процесса, позволяющая оценить на примере использования реальных хаотических сигналов эффективность когерентного сложения хаотических колебаний и целесообразность данного подхода для задач беспроводной передачи данных.

1. ГЕНЕРАТОРЫ ХАОТИЧЕСКИХ РАДИОИМПУЛЬСОВ

Концепция предлагаемой в работе модели основана на возможности [20] формирования СШП-радиоимпульсов с помощью генераторов хаотических колебаний. Была использована модель одностороннего генератора (рис. 1). Выбор данного генератора обусловлен тем, что для этого класса генераторов экспериментально показана возможность формирования под действием внешнего модулирующего сигнала потока хаотических радиоимпульсов, начальные участки у которых совпадают [20, 41–43]. Система дифференциальных уравнений, описывающих данный генератор приведена в [20].

На рис. 2 приведен пример реализации хаотических радиоимпульсов [20], формируемых различными экземплярами генераторов хаоса. Хаотические радиоимпульсы имеют начальный участок, форма которого совпадает у разных экземпляров генератора. За пределами этого участка траектории расходятся. Выбор режима колебаний позволяет формировать начальный участок различной формы, тем самым получая импульсы нужной формы и длительности, а также воспроизводить их форму от импульса к импульсу, что является необходимым для реализации когерентного сложения.

Было показано [44], что это свойство сохраняется при излучении импульсов различными генераторами с помощью антенн. При этом на приемной

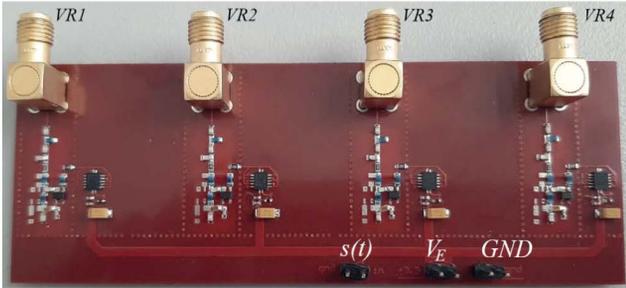
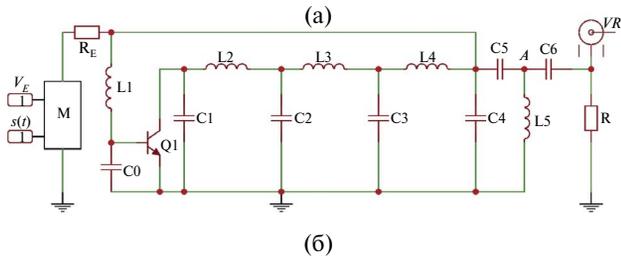


Рис. 1. Схема генератора хаоса (а) и внешний вид макета (б) из четырех одинаковых генераторов [20]: V_E — напряжение питания; $s(t)$ — модулирующий сигнал; M — модулятор; $VR1, VR2, VR3, VR4$ — выходы генераторов, GND — земля.

антенне наблюдается сохранение формы начального участка импульса и увеличение его амплитуды за счет когерентного сложения.

2. МОДЕЛИ СИГНАЛОВ И ИХ СВОЙСТВА

Свойство когерентного сложения хаотических радиоимпульсов, закладываемое в модель, может быть продемонстрировано на примере сложения экспериментальных реализаций импульсов, полученных с помощью запоминающего осциллографа. На рис. 3а приведены реализации от четырех различных генераторов, а на рис. 3б — результат их сложения. На протяжении идентичной части хаотических радиоимпульсов $T_{ID} \cong 30$ нс импульсы складываются когерентно, в результате чего мощность сигнала увеличивается в 16 раз. Суммирование сигналов в пределах тела импульса (несовпадающих частей импульса) соответствует некогерентному сложению, при этом мощность сигнала увеличится в 4 раза. В случае сложения M радиоимпульсов произойдет увеличение мощности в M^2 раз для когерентного участка и в M раз для некогерентного участка радиоимпульса. Таким образом,

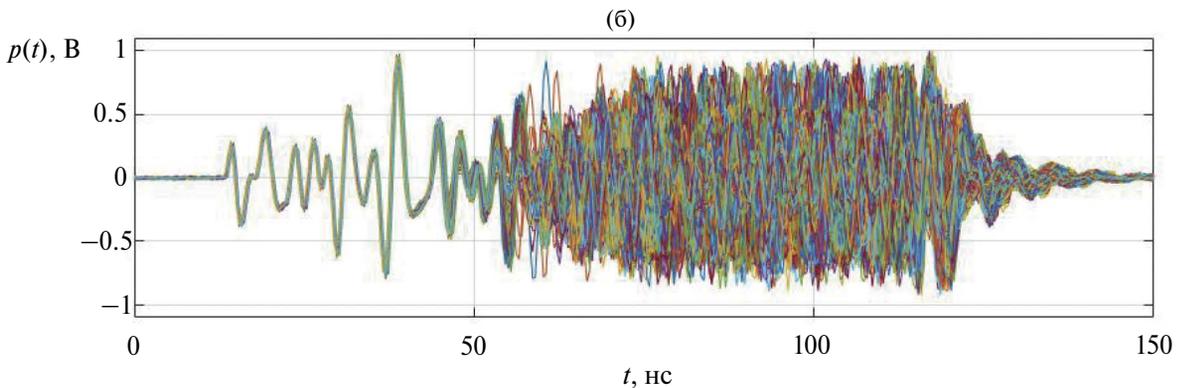
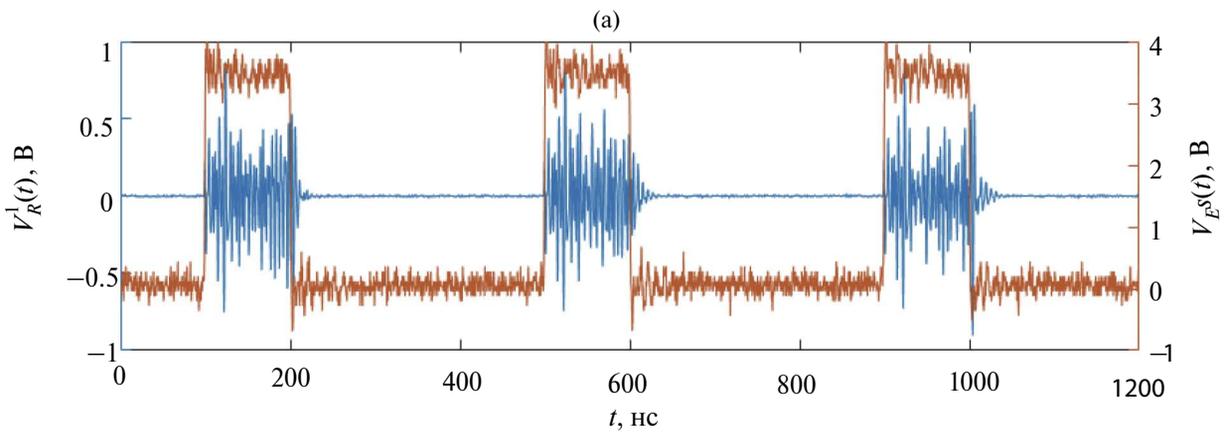


Рис. 2. Фрагмент временной реализации (а) хаотических радиоимпульсов $V_R^1(t)$ на выходе первого генератора (см. рис. 1), которые формируются в результате воздействия модулирующего сигнала $V_E s(t)$, и (б) множество хаотических радиоимпульсов (1000 шт.), генерируемых одним источником хаоса [20]. Реализации получены с помощью запоминающего осциллографа с частотой оцифровки 2.5 ГГц.

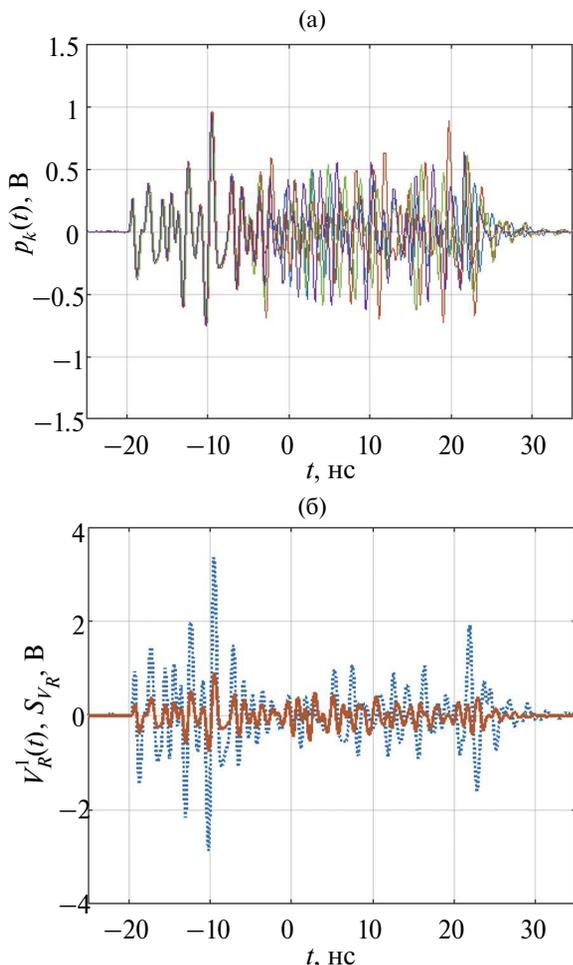


Рис. 3. Реализации хаотических радиоимпульсов (а) от четырех одинаковых генераторов на рис. 1 (кривые 1–4) и результат их сложения (б): исходный импульс (сплошная кривая), их сумма (пунктир).

отношение мощности принятого энергетическим приемником сигнала отличается в M раз для различных участков радиоимпульса.

Опираясь на эти свойства реального хаотического сигнала, в численную модель пространственно-временного суммирования были заложены четыре модельных сигнала.

1. Сигнал “ступенька” — постоянное значение амплитуды на длительности импульса. Этот тип сигнала используется для проверки корректности проведения вычисления в модельных ситуациях, когда результат суммирования может быть однозначно предсказан.

2. Радиоимпульсы, сформированные из фрагментов гармонического сигнала. Этот сигнал используется для сопоставления полученных результатов с опубликованными ранее данными, например, по формированию электромагнитного поля с помощью фазированных излучателей.

3. Радиоимпульсы, сформированные из фрагментов шумоподобного сигнала, полученного с использованием генератора псевдослучайных последовательностей. Такой сигнал представляет собой другой предельный случай, который также позволяет предсказать тот или иной результат сложения в пространстве, так как данный тип импульса имеет дельтообразную автокорреляционную функцию.

4. Радиоимпульсы, являющиеся фрагментами реализации хаотических радиоимпульсов, полученных экспериментально с помощью реальных генераторов хаоса.

3. МОДЕЛЬ СЛОЖЕНИЯ ХАОТИЧЕСКИХ РАДИОИМПУЛЬСОВ В ПРОСТРАНСТВЕ

Модель включает в себя набор источников сигналов (рис. 4), которые изотропно излучают в пространство хаотические СШП-радиоимпульсы. Никаких ограничений на взаимное расположение излучателей не накладывается. Расположение излучателей может быть как упорядоченным, (например, они могут быть равномерно распределены на линии, на плоскости или в пространстве, что представляет собой аналог фазированной антенной решетки), так и полностью неупорядоченным, с произвольным взаимным расположением на линии, на плоскости или в пространстве. Последний вариант на практике может иметь место в составе беспроводной СШП-сети, где расположение беспроводных

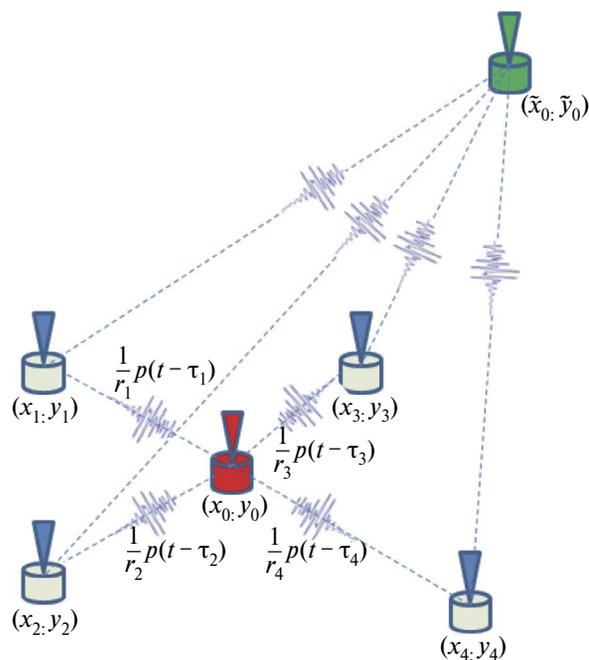


Рис. 4. Схема модели пространственно-временного сложения импульсов: точка приема находится среди группы излучателей и вне группы.

терминалов не предполагает какого-либо заранее заданного пространственного порядка. В литературе подобная неупорядоченная конфигурация узлов сети встречается, например, в распределенных беспроводных сетях с кооперативным поведением или в так называемых распределенных антенных системах.

Рассмотрим модель системы в двух измерениях (на плоскости). Модель включает M излучателей, расположенных в точках с координатами (x_k, y_k) , $k = 1 \dots M$. Каждый излучатель формирует импульсы $p_k(t)$ длительностью T_p , так, что

$$\tau_k - T_p < t < \tau_k,$$

где $\tau_k - T_p$ — момент времени начала излучения хаотического радиоимпульса для каждого из M излучателей, а τ_k — момент окончания излучения радиоимпульса.

Задача модели — рассчитать распределение в пространстве (на плоскости) величины, пропорциональной суммарной энергии хаотических радиоимпульсов, излученных различными источниками. При этом моменты времени излучения радиоимпульсов $\tau_k - T_p$ выбраны таким образом, что в заданную точку с координатами (x_0, y_0) , импульсы приходят когерентно (т.е. передние фронты импульсов, пришедших от разных источников, имеют нулевой сдвиг по времени).

Поскольку понятие фазы у хаотического сигнала не определено, для него нельзя ввести фазовые соотношения, подобно тому как это делается для гармонических сигналов. Поэтому нельзя определить амплитуду суммарного сигнала на основе фазовых соотношений. Имеет смысл рассматривать только величину, пропорциональную энергии сигнала после сложения нескольких хаотических радиоимпульсов, пришедших в точку приема с различными задержками. В данной модели оценивается именно суммарная энергия хаотических радиоимпульсов в качестве показателя их когерентного или некогерентного сложения.

Суммарная энергия импульсов в точке приема (x, y) определяется как

$$E^{(M)}(x, y) = \int_{d_{\min} - T_p}^{d_{\min}} \left(\sum_{k=1}^M \frac{1}{c\Delta_k} p(t - (\tau_k + \Delta_k - d_{\min})) \right)^2 dt \quad (1)$$

где Δ_k — время, которое требуется, чтобы сигнал от k -го источника достиг точки приема,

$$\Delta_k = \frac{1}{c} \|(x, y) - (x_k, y_k)\|, \quad (2)$$

$d_{\min} = \min_{k=1 \dots M} (\tau_k + \Delta_k)$, c — скорость света. Временной интервал, на котором осуществляется интегрирование энергии сигнала, равен длительности

хаотического радиоимпульса. Отсчет этого интервала начинается с момента, когда в точку приема приходит передний фронт первого импульса.

В модели использовалась нормированная величина энергии

$$E_{\text{norm}}^{(M)}(x, y) = \int_{d_{\min} - T_p}^{d_{\min}} \left(\sum_{k=1}^M \frac{\Delta_{\min}}{\Delta_k} p(t - (\tau_k + \Delta_k - d_{\min})) \right)^2 dt, \quad (3)$$

где Δ_{\min} — время распространения радиоимпульса от ближайшего к данной точке (x, y) пространства излучателя. Энергия импульса от ближайшего источника определяется выражением

$$E_{\text{norm}}^{(n)}(x, y) = \int_{d_{\min} - T_p}^{d_{\min}} p^2(t - (\tau_{\min} + \Delta_{\min} - d_{\min})) dt,$$

где τ_{\min} и Δ_{\min} соответствуют ближайшему излучателю.

Интерес представляет отношение $G^{(M)}(x, y)$ суммарной энергии, принятой от M излучателей в точке (x, y) , к энергии радиоимпульса, пришедшего от ближайшего по расстоянию источника

$$G^{(M)}(x, y) = E_{\text{norm}}^{(M)}(x, y) / E_{\text{norm}}^{(n)}(x, y). \quad (4)$$

Естественным геометрическим масштабом модели является длина волны λ_c хаотического СШП-радиоимпульса, которая определяется через среднее геометрическое частоты СШП-сигнала [45]:

$$f_c = \sqrt{f_1 f_2},$$

где f_1 — нижняя частота СШП-диапазона, а f_2 — верхняя.

4. РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ

Пример расчетов, сделанный с использованием этой модели, приведен на рис. 5, 6.

В модели используется четыре излучателя, расположенные в вершинах квадрата с координатами (x_k, y_k) : $(20\lambda_c; 20\lambda_c)$, $(-20\lambda_c; 20\lambda_c)$, $(-20\lambda_c; -20\lambda_c)$, $(20\lambda_c; -20\lambda_c)$.

Рассматривались два типа сценариев: расположение точки приема между источниками и вдалеке от группы источников (при этом расстояние до ближайшего источника составляет несколько десятков длин волн).

Каждый из этих сценариев рассматривался для трех типов сигналов: гармонического, псевдослучайного и хаотического.

Результаты моделирования (распределение величины $G^{(4)}$) для различных типов сценариев представлены на рис. 5, где точка приема находится внутри группы излучателей, а на рис. 6 — вне этой группы. Моменты начала излучения импульсов τ_k , $k = 1 \dots 4$, для каждого источника были выбраны

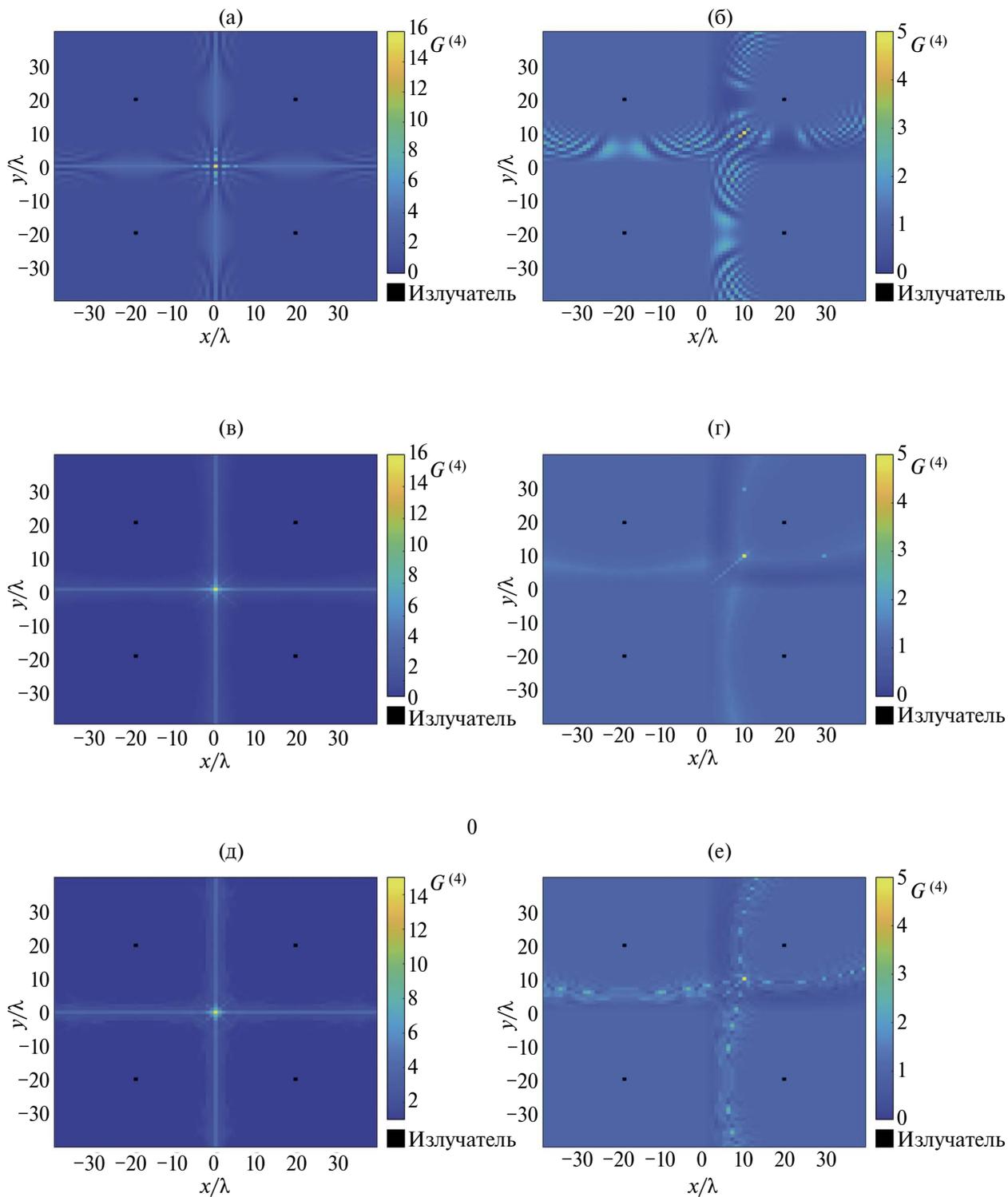


Рис. 5. Распределение значений $G^{(4)}$ на плоскости от четырех независимых излучателей, когда точка приема находится вне группы излучателей: (а), (б) — гармонического сигнала, (в), (г) — сигнала от генератора псевдослучайных чисел, (д), (е) — реальных хаотических радиоимпульсов; характерная длительность импульса 10 длин волн; $x = 0$, $y = 0$ (а, в, д), $x = 10$, $y = 10$ (б, г, е).

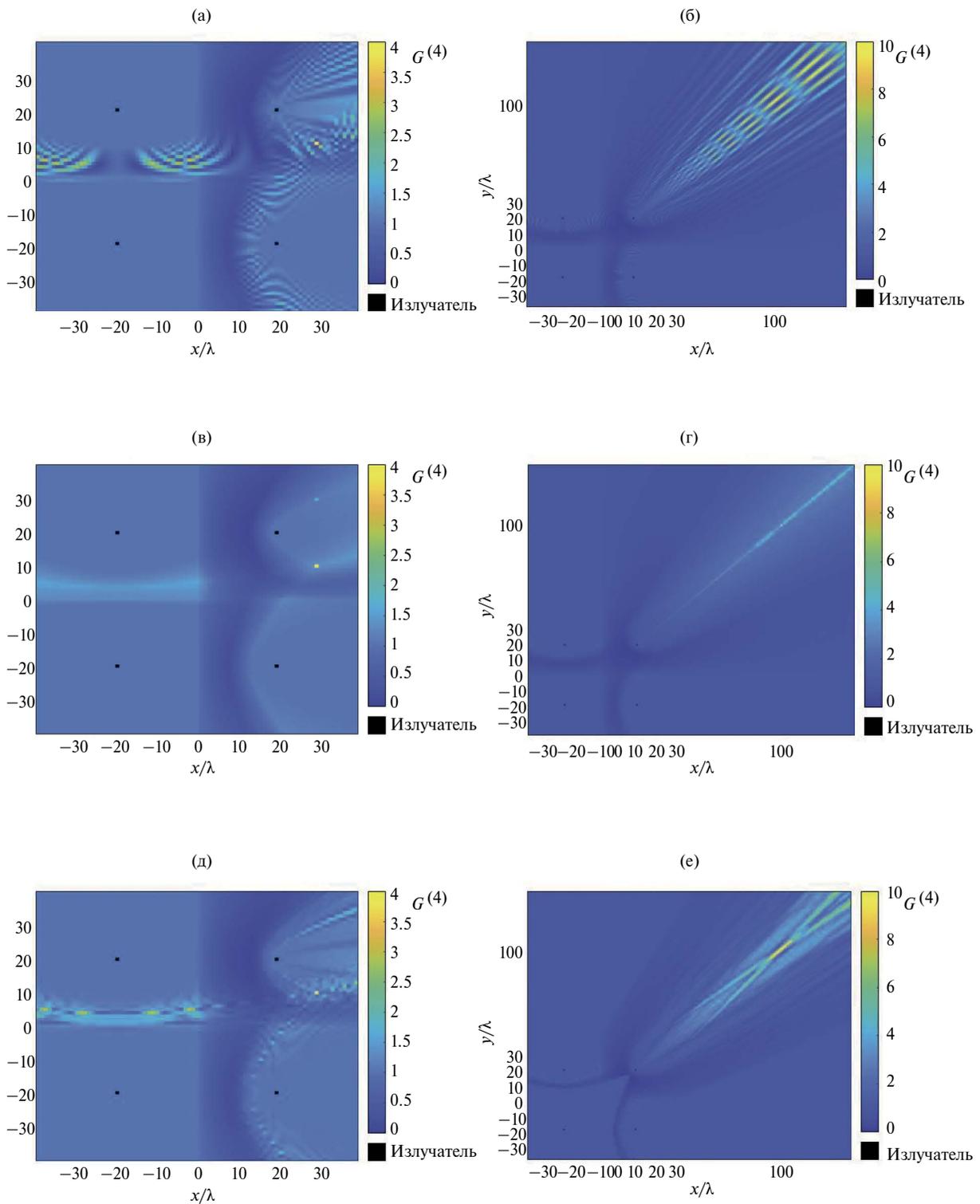


Рис. 6. Распределение значений $G^{(4)}$ на плоскости от четырех независимых излучателей в ситуации, когда точка приема находится среди группы излучателей: (а), (б) — гармонического сигнала, (в), (г) — сигнала от генератора псевдослучайных чисел, (д), (е) — реальных хаотических радиоимпульсов; характерная длительность импульса 10 длин волн (λ); $x = 30, y = 10$ (а, в, д), $x = 100, y = 100$ (б, г, е).

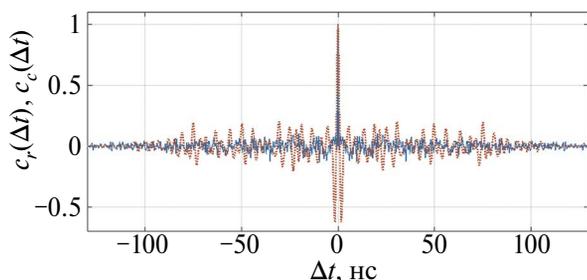


Рис 7. Автокорреляционная функция $c_r(\Delta t)$ для радиоимпульса из псевдослучайного сигнала (штриховая) и $c_c(\Delta t)$ для хаотического радиоимпульса (сплошная).

таким образом, чтобы в точку приема (x_0, y_0) все импульсы приходили одновременно.

Ожидаемые и полученные результаты моделирования для всех типов сигналов показывают, что имеется: область, где мощность сигнала определяется результатом сложения амплитуд; переходная область, где мощность импульсов складывается некогерентно с различными сдвигами друг относительно друга; область, где не происходит наложения импульсных сигналов друг на друга так, что ожидаемая мощность равна мощности каждого импульса по отдельности.

Для импульса с наполнением из гармонического сигнала наблюдается ожидаемая интерференционная картина в виде периодического чередования максимумов и минимумов.

Для сигнала от генератора псевдослучайных чисел пятно фокуса сужается, что объясняется дельтообразной автокорреляционной функцией псевдослучайного сигнала (рис. 7). Для хаотического сигнала, автокорреляционная функция которого приведена на рис. 7, ситуация подобна псевдослучайному сигналу, но пятно фокуса имеет более размытый вид.

В ситуации, когда точка фокуса находится внутри группы излучателей или вблизи ее границ, пятно фокуса становится более узким в окрестности точки фокуса. Это объясняется тем, что удваивается нарастание разности моментов прихода сигналов от различных источников в точки, отличные от точки фокуса, если точка фокуса находится внутри группы.

По мере удаления от границ группы, пятно вытягивается вдоль линии, задающей направления от точки фокуса к группе излучателей.

Для всех трех типов сигнала помимо основного максимума, находящегося в точке приема, существуют области пространства, в которых также осуществляется когерентное сложение от трех и от двух источников, но с меньшей амплитудой.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе описана модель когерентного сложения хаотических СШП-радиоимпульсов в пространстве: введена количественная мера, характеризующая изменение энергии вследствие сложения множества хаотических СШП-радиоимпульсов в точке приема; установлены базовые закономерности, которым подчиняется такое сложение; разработана численная модель, которая позволяет имитировать сложение хаотических радиоимпульсов при различных взаимных расположениях излучателей импульсов и приемника хаотических СШП-радиоимпульсов. Были получены распределения суммарной энергии импульсов в ситуации, когда расстояние до точки приема много больше характерного размера группы излучателей, и в ситуации, когда точка приема находится между излучателями. Последнее представляет интерес для практических приложений пространственного разделения пользователей, в задачах беспроводной передачи информации.

Полученные результаты предполагается использовать при проведении экспериментальных исследований по когерентному излучению и приему хаотических СШП-радиоимпульсов.

Авторы данной работы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (проект № 23-29-00297).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Wang M., Gao F., Jin S., Lin H. // IEEE J. Selected Topics in Signal Processing. 2019. V. 13. P. 886. <https://doi.org/10.1109/JSTSP.2019.2934931>
2. Ning B., Tian Z., Mei W. et al. // IEEE Open J. Commun. Society. 2023. V. 4. P. 614. <https://doi.org/10.1109/OJCOMS.2023.3245669>
3. Huo Y., Lin X., Di B. et al. // Sensors. 2023. V. 23. <https://doi.org/10.3390/s23136062>
4. Cui H., Liu Y. // China Commun. 2019. V. 16. P. 70. <https://doi.org/10.23919/JCC.2019.11.006>
5. Zhu Y.H., Monteyne L., Callebaut G. et al. // Proc. IEEE94th Vehicular Technology Conf. (VTC2021-Fall). Norman. 27–30 Sep. 2021. N.Y.: IEEE, 2021. Article No. 9625546. <https://doi.org/10.1109/VTC2021-Fall52928.2021.9625546>
6. Sendonaris A., Erkip E., Aazhang B. // IEEE Trans. 2003. V. COM-51. № 11 P. 1927. <https://doi.org/10.1109/TCOMM.2003.818096>
7. Sendonaris A., Erkip E., Aazhang B. // IEEE Trans. 2003. V. COM-51. № 11 P. 1939. <https://doi.org/10.1109/TCOMM.2003.819238>

8. *Bletsas A., Khisti A., Reed D., Lippman A.* // IEEE J. Selected Areas in Commun. 2006. V. 24. P. 659. <https://doi.org/10.1109/JSAC.2005.862417>
9. *Dai L., Zhou S., Yao Y.* // IEEE Trans. 2005. V. WC-4. № 6. P. 2613. <https://doi.org/10.1109/TWC.2005.858011>
10. *Bucher S., Ragab A.N., Yammine G. et al.* // Proc. 15th Int. Symp. on Wireless Commun. Systems (ISWCS). Lisbon, Portugal. 28–31 August 2018. P. 1. <https://doi.org/10.1109/ISWCS.2018.8491104>
11. *Schenk A., Fischer R.F.H.* // Proc. 17th Int. ITG Workshop on Smart Antennas (WSA-2013). Stuttgart. 13–14 March 2013. Berlin: VDE Verlag GmbH, 2013. Paper No. 3. <https://ieeexplore.ieee.org/document/6780655>
12. *Stierstorfer C., Fischer R.F.H., Yammine G.* // Proc. 19th Int. ITG Workshop on Smart Antennas (WSA-2015). Ilmenau. 03–05 March 2015. Berlin: VDE Verlag GmbH, 2015. Paper No. 21. <https://ieeexplore.ieee.org/document/7051816>
13. *Shishlov A., Denisenko V., Levitan B. et al.* // J. Radio Electronics. 2022. <https://doi.org/10.30898/1684-1719.2023.1.5>
14. *Bohata J., Lonský T., Spáčil J. et al.* // Proc. 12th Int. Symp. on Commun. Systems, Networks and Digital Signal Processing (CSNDSP). Porto. 20–22 Jul. 2020. N.Y.: IEEE, 2020. Article No. 9249587. <https://doi.org/10.1109/CSNDSP49049.2020.9249587>
15. *Juzvik D., Stepanov M.* // J. Radio Electronics. 2022. № 11. <https://doi.org/10.30898/1684-1719.2022.11.17>
16. *Zhang H., Shlezinger N., Guidi F. et al.* // IEEE Commun. Magazine. 2023. V. 61. P. 72. <https://doi.org/10.1109/MCOM.001.2200259>
17. *Abel A., Schwarz W.* // Proc. IEEE. 2002. V. 90. P. 691. <https://doi.org/10.1109/JPROC.2002.1015002>
18. *Dmitriev A., Ryzhov A., Sierra-Teran C.* // Electronics. 2023. V. 12. P. 1495. <https://doi.org/10.3390/electronics12061495>
19. *Kuzmin L.V., Efremova E.V.* // Electronics. 2023. V. 12. P. 1324. <https://doi.org/10.3390/electronics12061324>
20. *Kuzmin L.V., Efremova E.V., Itskov V.V.* // Sensors. 2023. V. 23. P. 6864. <https://doi.org/10.3390/s23156864>
21. *Efremova E.V., Kuzmin L.V., Itskov V.V.* // Electronics. 2023. V. 12. P. 4425. <https://doi.org/10.3390/electronics12214425>
22. *Kaddoum G., Vu M., Gagnon F.* // Proc. IEEE Int. Symp. on Circuits and Systems (ISCAS). Seoul. 20–23 May 2012. N.Y.: IEEE, 2012. P. 157. <https://doi.org/10.1109/ISCAS.2012.6271552>
23. *Kirutiga M., Narayan K., Chinmayi A.* // Proc. Int. Conf. on Commun. and Signal Processing (ICCSP). Melmaruvathur. 02–04 April 2015. P. 1690. <https://doi.org/10.1109/ICCSP.2015.7322807>
24. *Gardill M., Weigel R., Koelpin A.* // Proc. 8th European Conf. on Antennas and Propagation (EuCAP 2014). The Hague. 06–11 April 2014. N.Y.: IEEE, 2014. P. 3629. <https://doi.org/10.1109/EuCAP.2014.6902616>
25. *Savostin V.S., Gevorkyan A.V.* // Proc. Radiation and Scattering of Electromagnetic Waves (RSEMW). Divnomorskoe, Russia. 26–30 June 2023. P. 420. <https://doi.org/10.1109/RSEMW58451.2023.10202131>
26. *Jin Y., Jiang Y., Moura J.M.F.* // Proc. IEEE GLOBECOM 2007 — IEEE Global Telecommun. Conf. Washington. 26–30 Nov. 2007. N.Y.: IEEE, 2007. P. 3029. <https://doi.org/10.1109/GLOCOM.2007.574>
27. *Kareemulla S., Kumar V.* // Proc. IEEE Int. Conf. on Signal Processing, Informatics, Communication and Energy Systems (SPICES). Kozhikode. 19–21 Feb. 2015. N.Y.: IEEE, 2015. Article No. 7091535. <https://doi.org/10.1109/SPICES.2015.7091539>
28. *Agnihotri N., Kantemur A., Tak J., Xin H.* // Proc. IEEE Int. Symp. on Antennas and Propagation and USNC-URSI Radio Sci. Meeting. Atlanta. 07–12 July 2019. N.Y.: IEEE, 2019. P. 2039. <https://doi.org/10.1109/APUSNCURSINRSM.2019.8888569>
29. *Huang H.Y., Chu Q.X.* // Proc. IEEE Int. Symp. on Antennas and Propagation and USNC-URSI Radio Sci. Meeting (APS/URSI). Singapore, 04–10 Dec. 2021. P. 991. <https://doi.org/10.1109/APS/URSI47566.2021.9704538>
30. *Ramasamy R., Rajkumar R., Sellapillai S. et al.* // Proc. Innovations in Power and Advanced Computing Technologies (i-PACT). Kuala Lumpur. 27–29 Nov. 2021. P. 1. <https://doi.org/10.1109/i-PACT52855.2021.9696938>
31. *Sharma M., Haque M.J., Sharma B.* // Proc. 2nd Int. Conf. on Advance Computing and Innovative Technologies in Engineering (ICACITE). Greater Noida. 28–29 Apr. 2022. P. 1256. <https://doi.org/10.1109/ICACITE53722.2022.9823501>
32. *Shome P.P., Khan T., Kishk A.A., Antar Y.M.M.* // IEEE Internet of Things J. 2023. V. 10. P. 17964. <https://doi.org/10.1109/JIOT.2023.3280628>
33. *Shahriari S., Choi Y., Eshraghi A. et al.* // Proc. 4th Int. Conf. on Recent Advances in Space Technologies. Istanbul. 11–13 Jun 2009. P. 477. <https://doi.org/10.1109/RAST.2009.5158245>
34. *Panduro M.A., Mendez A.L., Dominguez R., Romero G.* // AEU — Int. J. Electronics and Communications. 2006. V. 60. P. 713. <https://doi.org/10.1016/j.aeue.2006.03.006>
35. *Varum T., Matos J.N., Pinho P., Abreu R.* // Proc. 9th Europ. Conf. on Antennas and Propagation (EuCAP). Lisbon, Portugal. 13–17 April 2015. P. 1.
36. *Tuan S.C.* // Proc. 12th Int. Symp. on Antennas, Propagation and EM Theory (ISAPE). Hangzhou. 03–06 December 2018. P. 1. <https://doi.org/10.1109/ISAPE.2018.8634041>

37. *Abdesalam M., Ordonez R.* // Proc. IEEE Int. Symp. on Intelligent Control (ISIC). Buenos Aires. 19–22 Sep. 2016. N.Y.: IEEE, 2016. Article No. 7579978. <https://doi.org/10.1109/ISIC.2016.7579978>
38. *Andreyev Y.V.* // Proc. Russian Open Conf. on Radio Wave Propagation (RWP). Kazan. 01–06 July 2019. V. 1. P. 364. <https://doi.org/10.1109/RWP.2019.8810209>
39. *Dmitriev A.S., Efremova E.V., Ryzhov A.I. et al.* // Chaos. 2021. V. 31. P. 063135.
40. *Дмитриев А.С., Петросян М.М., Рыжов А.И.* // Письма в ЖТФ. 2021. Т. 47. № 12. С. 38. <https://doi.org/10.21883/PJTF.2021.12.51066>
41. *Дмитриев А.С., Ефремова Е.В., Кузьмин Л.В.* // Письма в ЖТФ. 2005. Т. 31. № 22. С. 29.
42. *Дмитриев А.С., Ефремова Е.В., Кузьмин Л.В., Атанов Н.В.* // РЭ. 2006. Т. 51. № 5. С. 593.
43. *Dmitriev A.S., Efremova E.V., Kuzmin L.V., Atanov N.V.* // Int. J. Bifurcation and Chaos. 2007. V. 17. P. 3443. <https://doi.org/10.1142/S0218127407019184>
44. *Кузьмин Л.В., Ефремова Е.В., Ицков В.В., Зубков А.С.* // РЭ. 2023. Т. 68. № 12. P. 1178.
45. *Miller L.E.* Why UWB? A Review of Ultrawideband Technology. Technical Report for NETEX Project Office, DARPA. Gaithersburg: National Institute of Standards and Technology; 2003. 78 p. <https://citeseerx.ist.psu.edu/document?repid=rep1&type=pdf&doi=ba9a96c36b1c6d1f18f04b8371cb126d0d257e30>

MODEL OF SPATIOTEMPORAL COHERENT SUMMATION OF ULTRA-WIDEBAND CHAOTIC RADIO PULSES FORMED BY INDEPENDENT EMITTERS

A. S. Zubkov^{a, b}, L. V. Kuzmin^{a, *}, E. V. Efremova^a

^a*Kotelnikov Institute of Radioengineering and Electronics RAS, Mokhovaya st., 11–7, Moscow, 125009 Russian Federation*

^b*Moscow Institute of Physics and Technology (National Research University), 9 Institutskiy per., Dolgoprudny, Moscow Region, 141701 Russian Federation*

**E-mail: lvkuzmin@gmail.com*

Received November 10, 2023; revised March 19, 2024; accepted March 26, 2024

A model of spatiotemporal summation of ultra-wideband chaotic radio pulses is proposed. The feasibility of using this model for analyzing scenarios of time-coherent radiation from independent sources of ultra-wideband chaotic radio pulses in wireless ultra-wideband systems is substantiated. Two scenarios are considered: where the distance between receiving point and emitters is much greater than the typical size of a group of emitters and where the receiving point is located between the emitters. Distributions of the total pulse energy in space for these scenarios are obtained.

Keywords: ultra-wideband signals, chaotic signals, coherent processing of chaotic signals, generation of chaotic signals

ПРИМЕНЕНИЕ РАДИОТЕХНИКИ И ЭЛЕКТРОНИКИ В БИОЛОГИИ И МЕДИЦИНЕ

УДК 57.087.1+ 004.383.3

СКОЛЬЗЯЩИЙ АНАЛИЗ АНАЛИТИЧЕСКОГО СИГНАЛА НЕКОНТАКТНОЙ ФОТОПЛЕТИЗМОГРАФИИ ДЛЯ ОЦЕНКИ ЧАСТОТЫ СЕРДЕЧНЫХ СОКРАЩЕНИЙ

© 2024 г. Л. В. Лабунец^{a, b, *}, Д. С. Лукин^b, М. Ю. Ряхина^a

^aМосковский государственный технический университет им. Н.Э. Баумана,
2-я Бауманская ул., 5, Москва, 105005 Российская Федерация

^bРоссийский новый университет,
ул. Радио, 22, Москва, 105005 Российская Федерация

*E-mail: labunets@bmstu.ru

Поступила в редакцию 25.09.2023 г.

После доработки 05.11.2023 г.

Принята к публикации 24.11.2023 г.

Предложена методика исследования variability частоты сердечных сокращений испытуемых на основе интеллектуального анализа пульсовой волны, измеренной методом неконтактной фотоплетизмографии. Проанализированы логически связанные этапы формирования квадратурных составляющих, основанных на преобразовании Гильберта биомедицинских сигналов. В рамках современных методов интеллектуального анализа нестационарных временных рядов получены реализации адаптивных оценок мгновенных частот и периодов основного тона сердечных сокращений.

Ключевые слова: дистанционная фотоплетизмография, пульсовая волна, интеллектуальный анализ данных, дискретное преобразование Гильберта, мгновенные частота и период сердечных сокращений

DOI: 10.31857/S0033849424040117, **EDN:** JREQQN

ВВЕДЕНИЕ

Интеллектуальный анализ медицинских данных и машинные методы обучения приобрели в последние годы ведущую роль в создании и верификации качества систем поддержки принятия врачебных решений (СППВР). Применение современных технологий и средств телекоммуникаций позволяет как медицинским работникам, так и пациентам в полной мере реализовать глобальные преимущества извлечения знаний из хранилищ медицинских данных в процессе врачебных и консультационных услуг, обеспечить профилактический мониторинг физиологического состояния человека или диагностирования заболеваний на ранних стадиях. В монографии [1] анализируется содержание понятия медицинских знаний, рассматривается методология их формирования и способы применения для принятия решений. В [2, 3] обсуждаются методы, модели и алгоритмы интеллектуального анализа медицинских данных. В работе [4] дан анализ эффективности СППВР и рассмотрены критерии их качества. В [5] представлен обзор систем принятия клинических решений, их преимуществ и недостатков. Применение основных разделов теории искусственного интеллекта в СППВР рассмотрено в [6]. Однако обзорный характер указанных выше публикаций не предполагает детального описания

методологии интеллектуального анализа медицинских данных, реализуемого информационно-аналитическими модулями СППВР.

Важным направлением проектирования СППВР на основе методологии интеллектуального анализа биомедицинских данных является создание аппаратно-программных комплексов пульсометрии, в частности, методами сфигмографии, электрокардиографии, фонокардиографии. Диагностику заболеваний обеспечивают контактные и неконтактные методы измерения биоритмов пациентов. Интеллектуальный анализ результатов измерений, основанный на алгоритмическом обнаружении закономерностей, скрытых в динамике волновых процессов, является методической основой системного подхода к синтезу моделей и алгоритмов СППВР. Частотные характеристики пульсовых [7, 8], дыхательных [9], миогенных, нейрогенных и эндотелиальных волн, порождаемых системами жизнедеятельности, являются значимыми показателями физиологического состояния человека. Между тем в указанных выше публикациях не уделяется должного внимания современным методам структурной декомпозиции и моделям корреляционно-спектрального оценивания нестационарных и нелинейных по своей природе биоритмов испытуемого.

Простым и надежным методом диагностики состояния сердечно-сосудистой системы пациента является контактная [7] и неконтактная [10–12] фотоплетизмография. Анализ динамики сигналов дистанционной фотоплетизмографии (ДФПГ) позволяет идентифицировать значимые параметры пульсовой волны, характеризующие вариабельность сердечного ритма человека. В настоящее время известно достаточно большое количество альтернативных методик анализа частотно-временных характеристик сердечных тонов по результатам измерений кардиограммы и фотоплетизмограммы.

В частности, весьма популярными на практике являются прямые методы исследования динамики периодов сердечных сокращений, ассоциированные с длительностью RR-интервалов кардиограммы, а также временными интервалами между чередующимися нулями сигнала пульсовой волны или ее экстремальными значениями [13]. Адекватные оценки частоты сердечных сокращений (ЧСС) формируют современными методами цифрового корреляционно-спектрального анализа временных рядов фотоплетизмограммы [12] или кардиограммы, ориентированными на учет нестационарной динамики биомедицинских сигналов. Интеллектуальный анализ динамики частот основного сердечного тона реализуют методы многооконного спектрального оценивания и структурной декомпозиции нестационарных волновых процессов с помощью дополняющих друг друга кратномасштабного и сингулярного анализов биоритмов испытуемого [10, 11].

Целью данной работы является интеллектуальный анализ нестационарной динамики пульсовой волны, очищенной от обертонов для мониторинга изменения в режиме реального времени частот и периодов сердечных сокращений с помощью дискретного преобразования Гильберта и соответствующей ему развернутой мгновенной фазы.

1. МАТЕРИАЛЫ И МЕТОДЫ

Перспективная, на наш взгляд, методика исследования ЧСС методами ДФПГ основана, с одной стороны, на методах структурной декомпозиции временных рядов (ВР), формируемых в соответствии с предварительной обработкой RGB-видеоизображений кожных покровов испытуемых и, с другой стороны, на корреляционно-спектральном анализе полученных ВР. Такого рода естественный симбиоз позволяет выявить локальные особенности нестационарной и нелинейной динамики ВР

$$\mathbf{w}_{\text{RGB}}(n) = \{w_{\text{R}}(n), w_{\text{G}}(n), w_{\text{B}}(n)\}^T$$

цветовых каналов, обусловленной условиями освещения, фотометрическими характеристиками отражения-поглощения света кожным покровом,

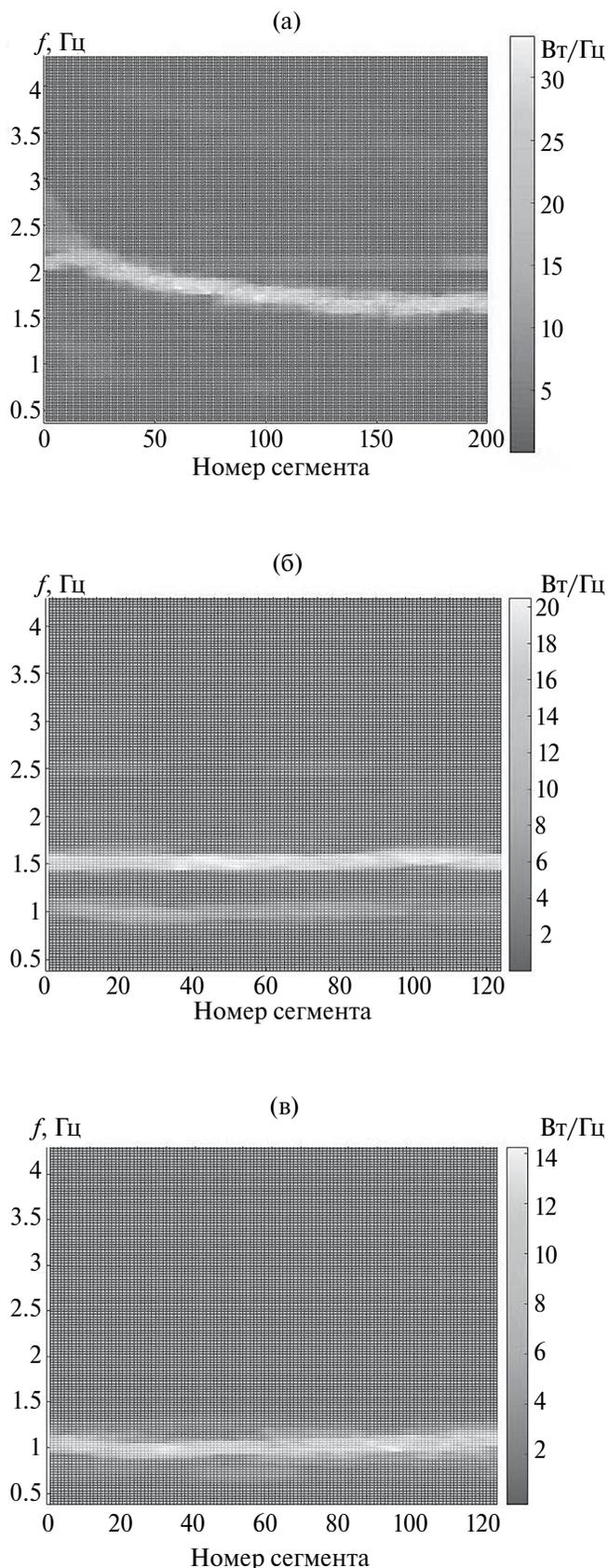


Рис. 1. Зависимости СПМ от номера сегмента ns для двух примеров волн: P1N1 (а) и P1M3 с артефактами (б) и без артефактов (в).

а также наличием физических нагрузок или движений испытуемых в процессе измерений [14]. В качестве экспериментальных данных анализировались ВР цветowych каналов из свободно распространяемой базы данных (БД) сигналов ДФПГ [15], измеренных с шагом дискретизации $\Delta t = 1/30$ с. Первый пример Р1Н1 из этой БД соответствует процессу стабилизации ЧСС испытуемого после его упражнений на велоэргометре. Второй пример Р1М3 иллюстрирует методику анализа динамики ЧСС при наличии артефактов в сигналах ДФПГ, вызванных периодическими качаниями головы испытуемого.

В данной работе исследуются предварительные оценки пульсовых волн

$$w(n\Delta t) = w(n) = (112.0; -93.786; -18.214)w_{\text{RGB}}(n)/255.0$$

в виде красной цветоразностной компоненты C_r цветового пространства $YCbCr$ видеозображений [11]. Результаты исследований [10–12] показали, что адекватный частотно-временной анализ локальных особенностей динамики ВР цветowych каналов реализует кратномасштабный анализ (КМА) в базе дискретного вейвлет-преобразования. Совокупность детализирующих и аппроксимирующей компоненты КМА [10] надежно идентифицирует квазициклы $w(n)$ с априорно известной полосой спектра от 0.667 до 4 Гц (40...240 уд/мин). Мониторинг изменения во времени спектральных характеристик $w(n)$ предусматривает деление реализаций нестационарных ВР на сегменты по $N_s = 1024$ отсчетов в каждом. Первый пример Р1Н1 содержит 9000 отсчетов. Сдвиг двух соседних сегментов содержит $S = 40$ отсчетов. Количество сегментов составило величину $M = 200$. Соответственно, $N = N_s + (M - 1)S = 8984$ — номер финального отсчета для финального сегмента. Второй пример Р1М3 содержит 5101 отсчет. Для сдвига соседних сегментов в $S = 33$ отсчетов их количество составило величину $M = 124$. Соответственно, $N = 5083$ для второго примера. Перекрывание двух соседних сегментов составило величины 96.1% для первого примера и 96.8% второго.

Многооконные периодограммные оценки Томсона [16] спектральных плотностей мощности (СПМ) $P_{ns}(k) = P_{ns}(k\Delta f)$, $0 < k < N_s/2$, $\Delta f = 1/\{(N_s - 1)\Delta t\}$ Гц для каждого сегмента зашумленной пульсовой волны $w(n)$ первого примера представлены на рис. 1а. Результаты аналогичного скользящего анализа СПМ для второго примера представлены на рис. 1б. Отчетливо обнаруживаются значимые спектральные компоненты артефактов, вызванных качаниями головы испытуемого в диапазоне частот 1.5...1.75 Гц. Эффективное удаление СПМ этих артефактов реализует метод

аналитической модовой декомпозиции [17] с разделяющей частотой $f_b = 1.23$ Гц (рис. 1в).

2. ОЧИСТКА ОТ ОБЕРТОНОВ И СШИВКА СЕГМЕНТОВ ПУЛЬСОВОЙ ВОЛНЫ

На последующем этапе удаляют фантомные обертоны с помощью скользящего сингулярного спектрального анализа [18]. Параметр погружения L в траекторное пространство сегментов зашумленных пульсовых волн обоих примеров выбирают в соответствии с оценкой $L = \max_{ns} \{5 / \tilde{f}(ns)\}$, где $\tilde{f}(ns)$ — зависимость от номера сегмента ns частот абсолютных максимумов периодограмм

$\max_{1 \leq k \leq N} \{P_{ns}(k)\}$ [11], сглаженных локально взвешенной квадратичной регрессией Кливленда. Первая пара сингулярных троек SVD-разложения траекторных матриц, содержащих L строк и $(N_s - L)$

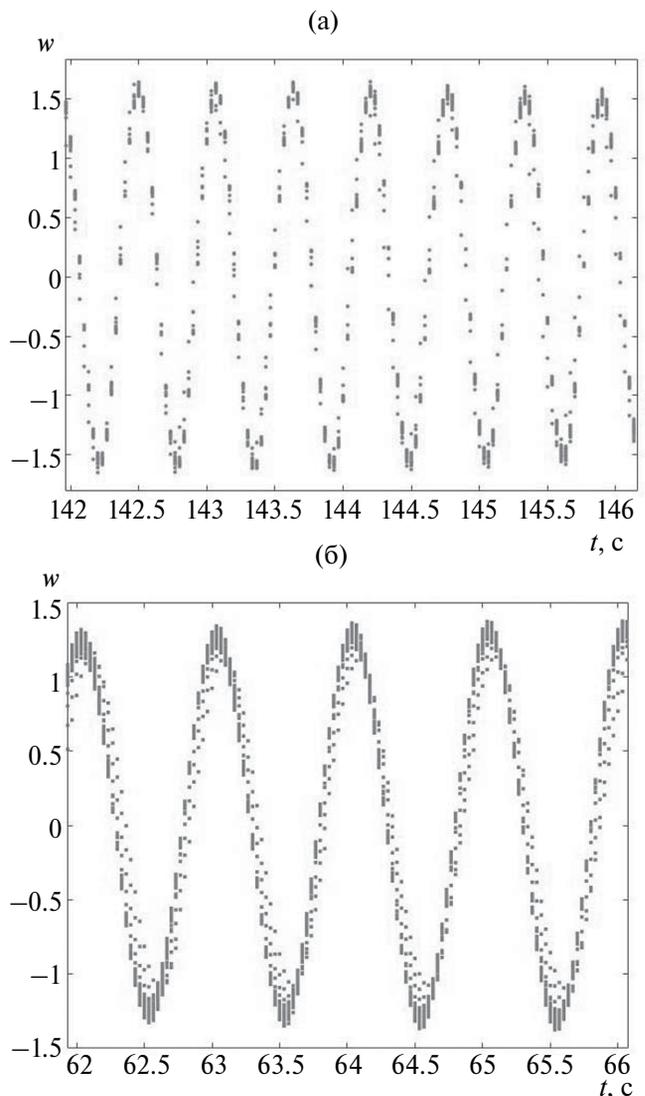


Рис. 2. Кластерная структура матрицы W смещенных сегментов $w(n)$: фрагменты для Р1Н1 (а) и Р1М3 (б).

столбцов, игнорирует обертоны, сохраняя компоненты основного сердечного тона.

Исследование динамики мгновенных частот или периодов очищенной пульсовой волны предполагает предварительную сшивку ее сдвинутых во времени сегментов. В отличие от методики агрегирования с помощью скользящего во времени окна сглаживания биомедицинских НВР [19, 20], нами предлагается методика анализа кластерной структуры ансамбля сегментов очищенной пульсовой волны, представленных в формате матрицы рассеяния данных $\mathbf{W} = \{\mathbf{w}_1 \dots \mathbf{w}_M\}$, состоящей из N строк и M столбцов. Ненулевые элементы текущего столбца $\mathbf{w}_m = \{w_{1m}, \dots, w_{Nm}\}^T$ матрицы содержат m -й сегмент волны, т.е.

$$w_{nm} = \begin{cases} 0, & n \notin [1 + S_m, N_S + S_m], \\ w(n), & n \in [1 + S_m, N_S + S_m], \end{cases} S_m = (m - 1) S.$$

На рис. 2а представлена кластерная структура матрицы \mathbf{W} для примера P1H1 и фрагмента $142 \text{ с} \leq t \leq 146 \text{ с}$. Рисунок 2б демонстрирует кластерную структуру матрицы для примера P1M3 и фрагмента $62 \text{ с} \leq t \leq 66 \text{ с}$.

В качестве адекватной процедуры сшивки сегментов рационально, по нашему мнению, выбрать оценку центра распределения $\tilde{w}(n)$, робастную к наличию аномалий множества реализаций сегментов, перекрывающихся в текущий момент времени $n\Delta t$. Эта процедура предусматривает вычисление пяти альтернативных величин центра распределения по множеству ненулевых значений выборочных данных w_{nm} , $m = 1, 2, \dots, M$, а именно: медианы, центра интерквартильного диапазона, выборочной средней по интерквартильному диапазону, выборочной средней по всей выборке и центра размаха данных. В качестве оценки отсчета очищенной пульсовой волны $\tilde{w}(n)$, $n = 1, 2, \dots, N$ выбирают третий по счету элемент из упорядоченной по возрастанию последовательности указанных выше пяти величин.

3. ПРЕОБРАЗОВАНИЕ ГИЛЬБЕРТА И МГНОВЕННАЯ ЧАСТОТА ПУЛЬСОВОЙ ВОЛНЫ

Быстрое дискретное преобразование Фурье позволяет реализовать как программное [21, 22], так и аппаратное вычисление аналитического сигнала $u(n) = \tilde{w}(n) + j\mathcal{H}\{\tilde{w}(n)\}$ очищенной пульсовой волны на основе преобразования Гильберта $\mathcal{H}\{\tilde{w}(n)\}$. Важную информацию о динамике частотно-временных характеристик волны содержит непрерывная неубывающая структурная компонента $ap^{\text{непр}}(n)$ [11] развернутой во времени $ap(n) = \text{unwgar}\{ip(n)\}$ мгновенной фазы $ip(n) = \text{angle}\{u(n)\}$ аналитического сигнала. В частности, эффективным по критерию

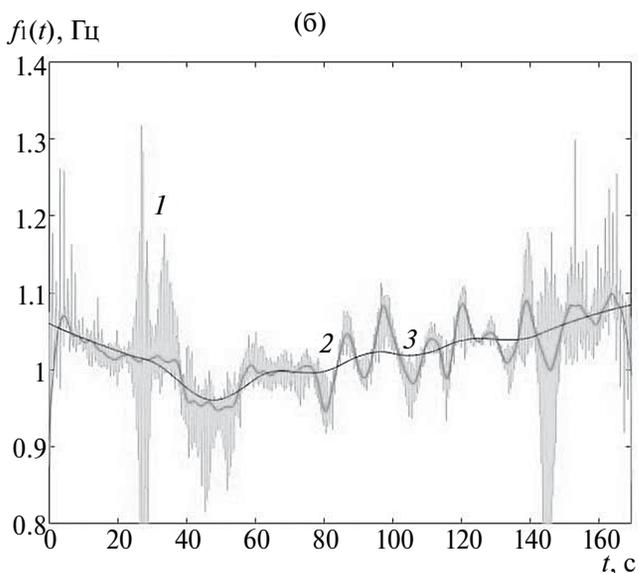
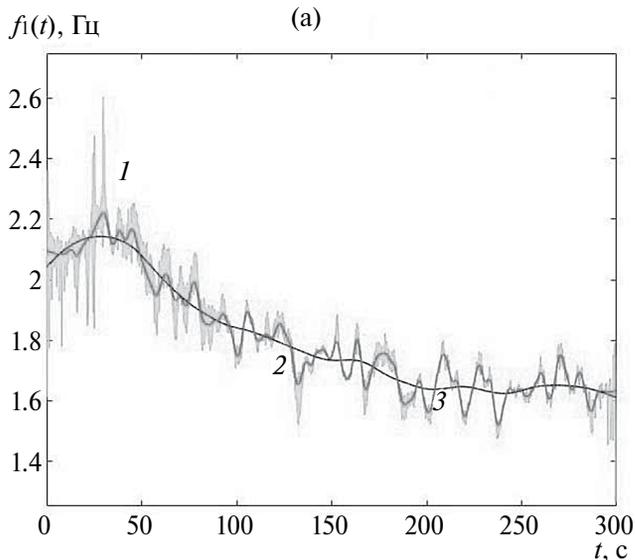


Рис. 3. Динамика оценки $f_1(t)$ мгновенной частоты основного сердечного тона для P1H1 (а) и P1M3 (б): зашумленный ВР (кривая 1), а также его квазипериодическая (2) и трендовая (3) компоненты.

вычислительных затрат является приближение нестационарного сигнала $ap^{\text{непр}}(t)$ с помощью сохраняющей форму кусочно-кубической интерполяции Эрмита для ВР $ap^{\text{непр}}(n)$

$$ap^{\text{непр}}(t) = a(n)(t - n\Delta t)^3 + b(n)(t - n\Delta t)^2 + c(n)(t - n\Delta t) + d(n),$$

где $(n - 1)\Delta t < t \leq n\Delta t$, $n = 1, 2, \dots, N$.

Популярной оценкой ВР мгновенной частоты основного сердечного тона является первая производная сигнала $ap^{\text{непр}}(t)$ непрерывной неубывающей компоненты развернутой фазы для $t = n\Delta t$, т.е. $f_1(t) = c(n)/(2\pi\Delta t)$. На рис. 3а и 3б представлена динамика

этой оценки ВР, зашумленной ошибками численного дифференцирования с помощью интерполянта Эрмита для примеров Р1Н1 и Р1М3 соответственно. Подавление ошибок вычислений реализует сглаживание ВР $f_1(n)$ с помощью робастной ядерной локально взвешенной квадратичной регрессии Кливленда. Кроме того, рис. 3а и 3б демонстрируют динамику квазициклической и трендовой компонент для указанных выше примеров.

4. ПРОГОНКА МГНОВЕННОЙ РАЗВЕРНУТОЙ ФАЗЫ ПУЛЬСОВОЙ ВОЛНЫ

Альтернативная методика исследования динамики частотно-временных характеристик

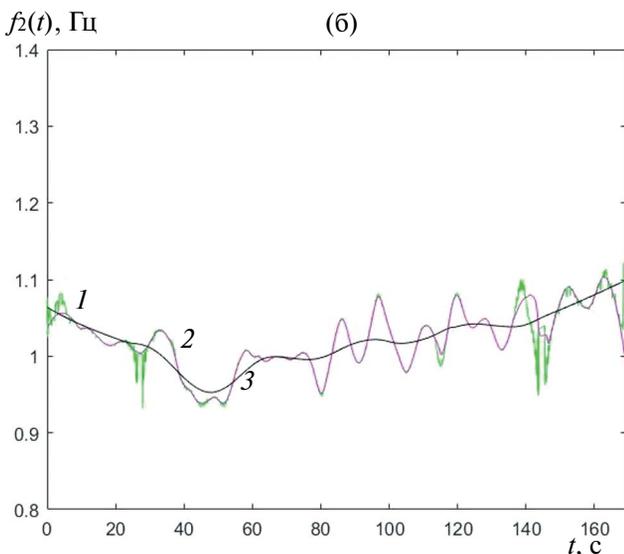
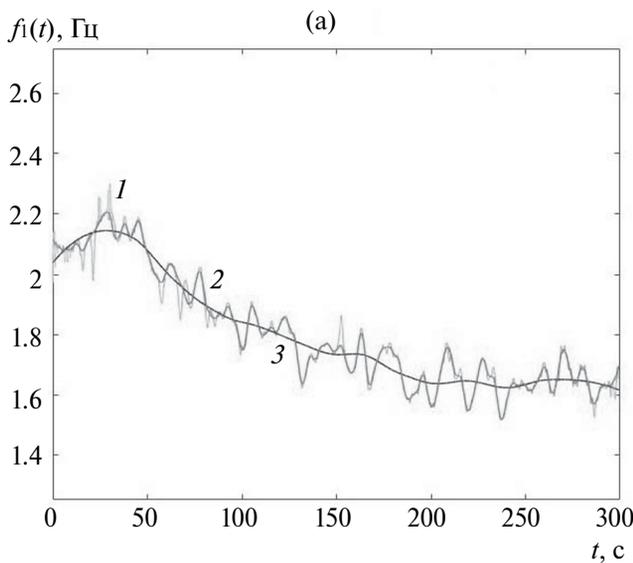


Рис. 4. Динамика оценки $f_2(t)$ мгновенной частоты основного сердечного тона для Р1Н1 (а) и Р1М3 (б): зашумленный ВР (кривая 1), а также его квазициклическая (2) и трендовая (3) компоненты.

основного тона сердечных сокращений основана на прогонке с шагом 2π интерполянта Эрмита для ВР $ap^{непр}(n)$ непрерывной неубывающей компоненты развернутой фазы пульсовой волны в прямом направлении. Методика содержит следующую последовательность вычислений.

Шаг 0. Инициализация $n = 1$.

Шаг 1. Для текущего момента времени $t = n\Delta t$ выбрать значение фазы в виде свободной компоненты интерполянта Эрмита $ap^{непр}(n\Delta t) \equiv d(n)$.

Шаг 2. Найти номер $k(n)$ интервала дискретизации по времени, для которого выполняется условие $ap^{непр}\{k(n)\Delta t\} \leq d(n) + 2\pi < ap^{непр}\{k(n)\Delta t + \Delta t\}$.

Шаг 3. В интервале неопределенности $t \in [k(n)\Delta t, k(n)\Delta t + \Delta t]$ с помощью алгоритма ZEROIN [23] найти корень $t(n)$ уравнения $ap^{непр}(t) = d(n) + 2\pi$.

Шаг 4. Вычислить текущие оценки мгновенного периода $T(n) = t - d(n)$ и мгновенной частоты $f_2(t) = 1/T(n)$ пульсовой волны.

Шаг 5. Критерий продолжения: если $t(n) < N\Delta t$, то $n = n + 1$, перейти к шагу 1. В противном случае, закончить вычисления.

На рис. 4а и 4б представлена динамика оценки $f_2(t)$, ВР зашумленного ошибками вычислений алгоритма прогонки для примеров Р1Н1 и Р1М3 соответственно. Сглаживание указанных выше рядов с помощью робастной ядерной квадратичной регрессии Кливленда подавляет ошибки вычислений. Также рис. 4а и 4б демонстрируют квазициклические и трендовые компоненты для выбранных примеров.

5. ПРОГОНКА ПСЕВДОФАЗОВОГО ПОРТРЕТА ПУЛЬСОВОЙ ВОЛНЫ

Стандартная методика анализа динамики мгновенной частоты основного сердечного тона основана на исследовании структурных компонент псевдофазового портрета (ПФП) в формате развертки во времени очищенной пульсовой волны $\tilde{w}(n)$, ее квадратурной составляющей $\hat{w}(n) = H\{\tilde{w}(n)\}$ и дискретного времени $n = 1, 2, \dots, N$. В декартовых координатах $\{\tilde{w}(n), \hat{w}(n), n\}$ фрагмент ПФП для примера Р1Н1 представлен на рис. 5а.

По определению, мгновенную частоту $f(t)$ узкополосного процесса $\tilde{w}(t)$ вычисляют по формуле

$$f(t) = \frac{1}{2\pi e^2(t)} \left\{ \tilde{w}(t) \frac{\partial \hat{w}(t)}{\partial t} - \hat{w}(t) \frac{\partial \tilde{w}(t)}{\partial t} \right\}, \quad (1)$$

где $e(t) = \sqrt{\tilde{w}^2(t) + \hat{w}^2(t)}$ — мгновенная огибающая $\tilde{w}(t)$. Численное дифференцирование струк-

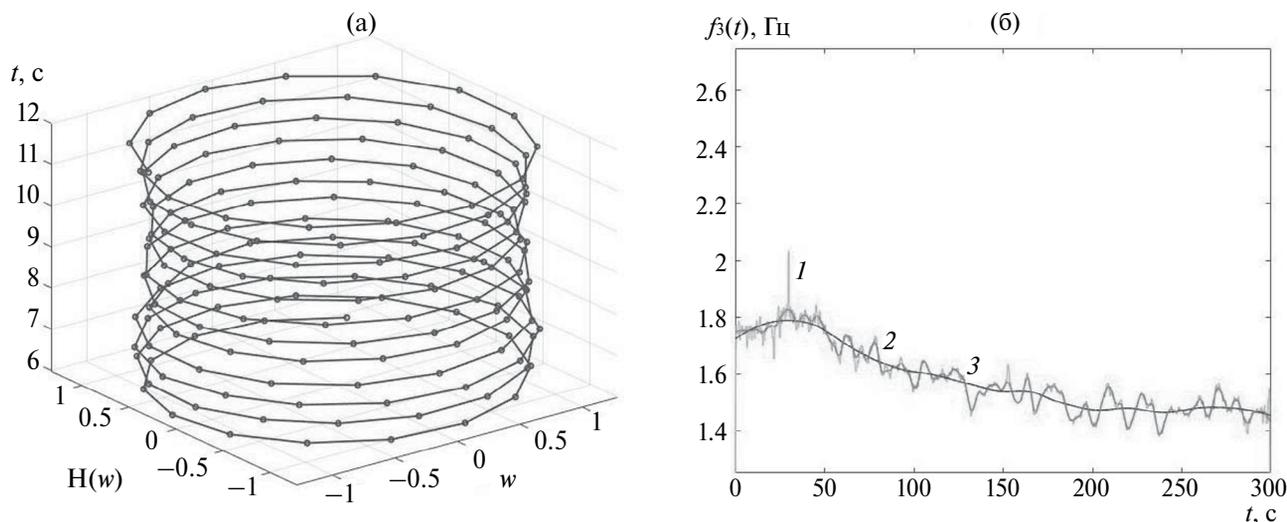


Рис. 5. Динамика оценки $f_3(t)$ мгновенной частоты основного сердечного тона для Р1Н1: ПФП (а): зашумленный ВР (кривая 1), квазициклическая (2) и трендовая (3) компоненты оценки $f_3(t)$ (б).

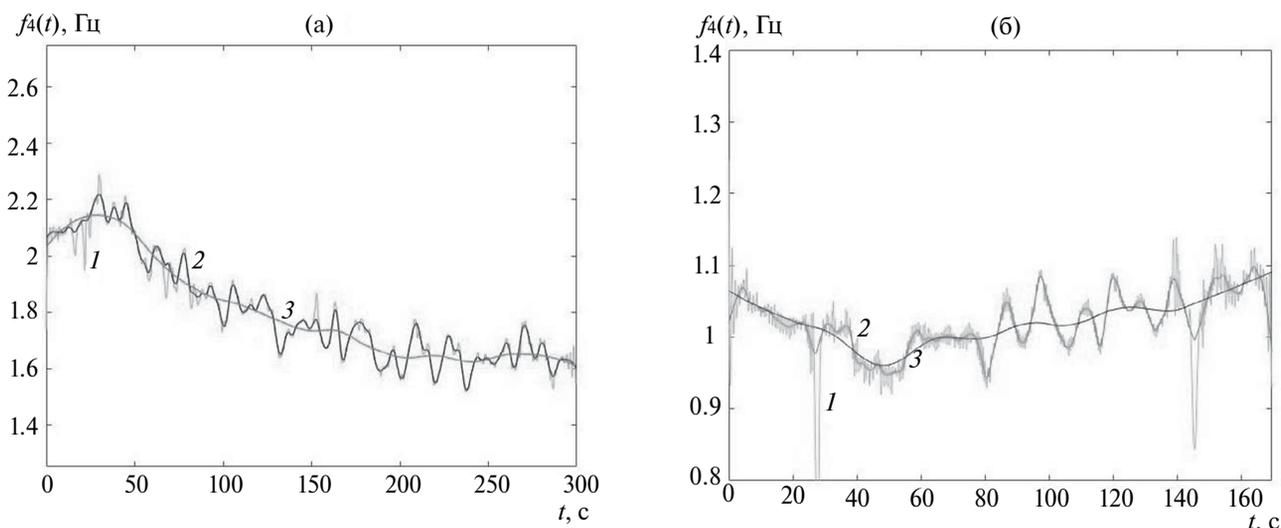


Рис. 6. Динамика оценки $f_4(t)$ мгновенной частоты основного сердечного тона для Р1Н1 (а) и Р1М3 (б): зашумленный ВР (кривая 1), а также его квазициклическая (2) и трендовая (3) компоненты.

турных компонент ПФП рационально выполнять в базисе интерполянтов Эрмита

$$\tilde{w}(t) = \tilde{a}(n)(t - n\Delta t)^3 + \tilde{b}(n)(t - n\Delta t)^2 + \tilde{c}(n)(t - n\Delta t) + \tilde{d}(n),$$

$$\hat{w}(t) = \hat{a}(n)(t - n\Delta t)^3 + \hat{b}(n)(t - n\Delta t)^2 + \hat{c}(n)(t - n\Delta t) + \hat{d}(n),$$

где $(n - 1) \Delta t < t \leq n\Delta t, n = 1, 2, \dots, N$. Соответственно, для $t = n\Delta t$ текущие отсчеты временных рядов волны, ее квадратуры, а также оценки их первых производных и, в итоге, мгновенной частоты очищенной пульсовой волны принимают значения

$$\tilde{w}(n\Delta t) \equiv \tilde{d}(n), \quad \hat{w}(n\Delta t) \equiv \hat{d}(n),$$

$$\partial \tilde{w}(n\Delta t) / \partial t = \tilde{c}(n), \quad \partial \hat{w}(n\Delta t) / \partial t = \hat{c}(n),$$

$$f_3(t) = \frac{1}{2\pi\Delta t} \frac{\tilde{w}(n)\hat{c}(n) - \hat{w}(n)\tilde{c}(n)}{\tilde{d}^2(n) + \hat{d}^2(n)}.$$

Рисунок 5б иллюстрирует динамику оценки $f_3(t)$ ВР, зашумленного ошибками численного дифференцирования для примера Р1Н1. Подавление ошибок вычислений реализует сглаживание ВР $f_3(n)$ с помощью робастной ядерной локально взвешенной квадратичной регрессии Кливленда. Также рис. 5б демонстрирует динамику квазициклической и трендовой компонент для примера Р1Н1. Сравнение рис. 3а, 4а с рис. 5б наглядно показывает, что популярная на практике оценка (1)

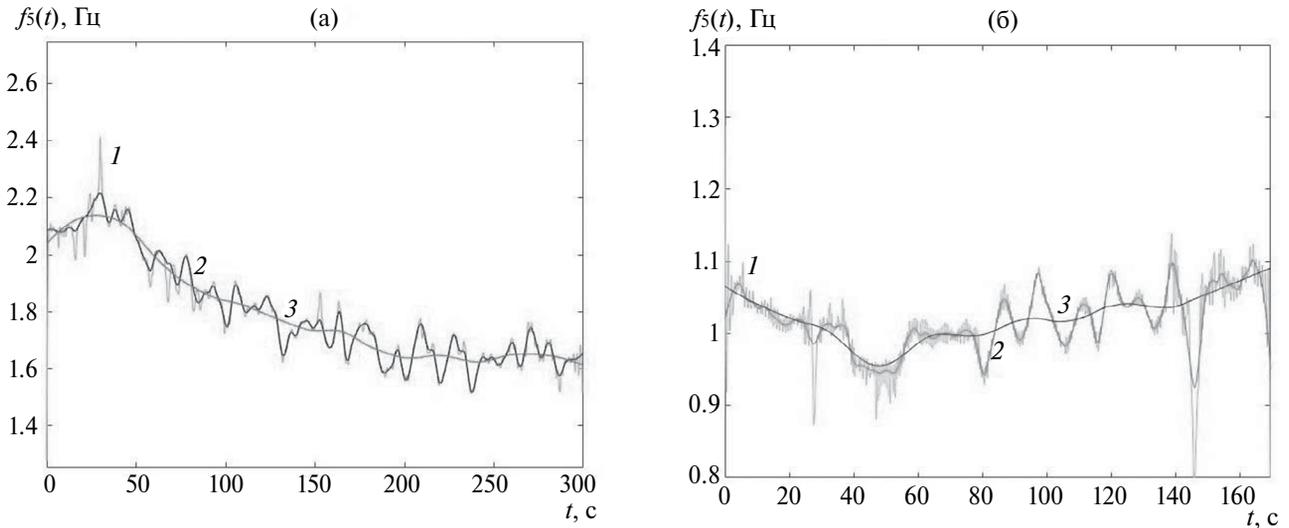


Рис. 7. Динамика оценки $f_5(t)$ мгновенной частоты основного сердечного тона для P1N1 (а) и P1M3 (б): зашумленный ВР (кривая 1), а также его квазизиклическая (2) и трендовая (3) компоненты.

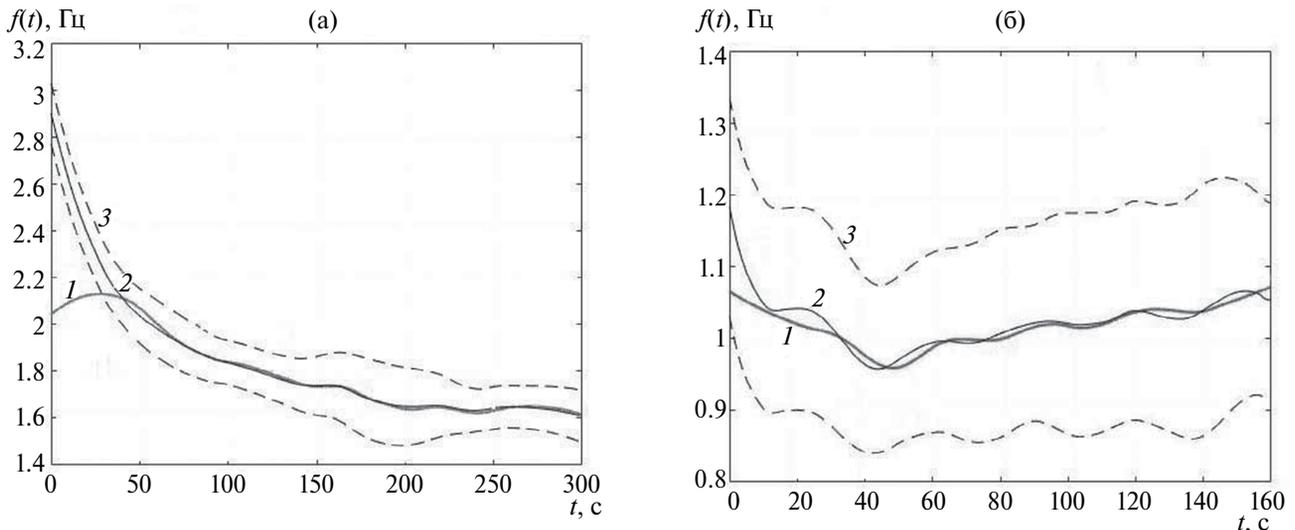


Рис. 8. Сравнительный анализ оценок ЧСС для P1N1 (а) и P1M3 (б): трендовая компонента ВР $f_i(n)$ мгновенных частот (1), а также тренд (2) и границы полосы Боллинджера (3), полученных методами электрокардиографии.

мгновенной частоты смещена в область ее меньших значений для узкополосного процесса!

Несмещенные оценки мгновенной частоты получают с помощью масштабирования квадратур пульсовой волны ее огибающей и вычисления мгновенных фаз

$$\tilde{\Phi}(t) = \arccos\{\tilde{w}(t) / e(t)\}$$

$$\text{и } \hat{\Phi}(t) = \arcsin\{\hat{w}(t) / e(t)\}.$$

Их численное дифференцирование в базисе интерполянтов Эрмита дает для $t = n\Delta t$ неотрицательные зашумленные оценки мгновенных частот основного сердечного тона

$$|\partial\tilde{\Phi}(n\Delta t) / \partial t| = |\tilde{C}(n)|,$$

$$|\partial\hat{\Phi}(n\Delta t) / \partial t| = |\hat{C}(n)|.$$

Здесь $\tilde{C}(n)$ и $\hat{C}(n)$, $n = 1, 2, \dots, N$ — ВР коэффициентов при первых степенях $(t - n\Delta t)$ интерполянтов Эрмита для мгновенных фаз $\tilde{\Phi}(t)$ и $\hat{\Phi}(t)$ соответственно. Последующее удаление аномальных значений ВР $\tilde{C}(n)$ и $|\hat{C}(n)|$ с помощью ядерной робастной локально взвешенной квадратичной регрессии Кливленда (функция `gloess` в Matlab) с параметром сглаживания $0.003N$ формирует несмещенные оценки мгновенных частот

$$f_4(n) = \text{gloess}\{|\tilde{C}(n)|, 0.003N\} / (2\pi\Delta t),$$

$$f_5(n) = \text{gloess}\{|\hat{C}(n)|, 0.003N\} / (2\pi\Delta t),$$

представленные на рис. 6 и 7 соответственно для очищенных пульсовых волн примеров P1N1 и P1M3. Кроме того, рис. 6 и 7 демонстрируют квазициклические и трендовые компоненты для указанных примеров.

Верификацию предложенных оценок мгновенной частоты основного сердечного тона рационально выполнять с помощью сравнения с результатами стандартных моделей динамики ЧСС, полученных методом электрокардиографии. Рисунки 8а, 8б иллюстрируют поведение альтернативных моделей ЧСС для примеров P1N1 и P1M3 из БД [15]. В частности, имеет место достаточная согласованная динамика оценок $f_1(n)$ мгновенных частот, сформированных в результате скользящего анализа аналитического сигнала в терминах преобразования Гильберта пульсовой волны, с тенденцией временных рядов в пределах границ полосы Боллинджера, полученных в результате измерения электрокардиограмм испытуемых.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, изложена методика скользящего анализа аналитического сигнала пульсовой волны, полученной методомДФПГ. Логически последовательные этапы интеллектуального анализа квадратурных составляющих волны позволяют исследовать нестационарную динамику адекватных оценок ЧСС испытуемого. На конкретных примерах обработки сигналовДФПГ продемонстрирована конкурентоспособность предложенных в работе оценок ЧСС на основе преобразования Гильберта по сравнению со стандартными методиками измерения RR-интервалов. Важное преимущество предлагаемого подхода по критерию цена/качество состоит в применении современных алгоритмов цифрового корреляционно-спектрального анализа и дискретного преобразования Гильберта, эффективно реализуемых в режиме реального времени как алгоритмическими, так и аппаратными средствами.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Greenes R.A.* Clinical Decision Support. The Road to Broad Adoption. 2nd ed. Amsterdam, Boston: Elsevier Acad. Press, 2014.
2. *Pandey S.C.* // Intern. Conf. on Signal Processing, Communication, Power and Embedded System (SCOPE2016). Paralakhemundi, Odisha, India. 2016. 3–5 October. P. 972.
3. *Баранов А.А., Намазова-Баранова Л.С., Смирнов И.В. и др.* // Вестник РАМН. 2016. Т. 71. № 2. С. 160. <https://doi.org/10.15690/vramn663>
4. *Реброва О.Ю.* // Клиническая и экспериментальная тиреодология. 2019. Т. 15. № 4. С. 148. <https://doi.org/10.14341/ket12377>
5. *Sutton R.T., Pincock D., Baumgart D.C. et al.* // Digital Medicine. 2020. V. 17. № 3. P. 2. <https://doi.org/10.1038/s41746-020-0221-y>

6. *Giordano C., Brennan M., Mohamed B. et al.* // Frontiers in Digital Health. 2021. V. 3. № 6. P. 1. <https://doi.org/10.3389/fdgth.2021.645232>
7. *Akishin A.D., Nikolaev A.P., Pisareva A.V.* // J. Phys.: Conf. Ser. 2021. V. 2096. № 1. P. 012187.
8. *Омпоков В.Д.* Частотно-временной анализ пульсовых сигналов с помощью преобразования Гильберта-Хуанга. Дисс. канд. физ.-мат. наук. Улан-Уде: Ин-т физ. материаловедения СО РАН. 2019. 106 с.
9. *Анищенко Л.Н., Лобанова В.С., Давыдова И.А. и др.* // Биомед. радиоэлектроника. 2021. Т. 24. № 5. С. 47. <https://doi.org/10.18127/j15604136-202105-06>
10. *Borzov A., Kasikin A., Labunets L., Ryakhina M.* // Proc. Intern. Sci. Practical Conf. "Information Technologies and Intelligent Decision Making Systems" (ITID-MS2021). CEUR Workshop Proc. 2021. <http://ceur-ws.org/Vol-2843>
11. *Labunets L.V., Borzov A.B., Makarova N.Yu.* // J. Commun. Technol. Electron. 2022. V. 67. № 2. P. 182. <https://doi.org/10.1134/S1064226922020097>
12. *Labunets L.V., Ryakhina M.Yu.* // Biomedical Engineering. 2023. V. 57. № 4. P. 265. <https://doi.org/10.1007/s10527-023-10312-9>
13. *Unakafov A.M.* // Biomed. Phys. Engineering Express. 2018. № 4. P. 045001. <https://doi.org/10.1088/2057-1976/aabd09>
14. *Wang W., den Brinker A.C., Stuijk S., de Haan G.* // IEEE Trans. 2016. V. BE-64. № 7. P. 1479. <https://doi.org/10.1109/TBME.2016.2609282>
15. *Hoffman W.F.C., Lakens D.* Public Benchmark Dataset for Testing rPPG Algorithm Performance. 4TU.Centre for Research Data. Dataset. <https://doi.org/10.4121/uuid:2ac74fbd-2276-44ad-aff1-2f68972b7b51>
16. *Thomson D.J.* // Proc. IEEE. 1982. V. 70. № 9. P. 1055.
17. *Zhongzhe Ch., Baqiao L., Xiaogang Y., Hongquan Y.* // Energies. 2019. V. 12. <https://doi.org/10.3390/en12163077>
18. *Golyandina N., Nekrutkin V., Zhigljavsky A.* Analysis of Time Series Structure: SSA and Related Techniques. New York: Chapman and Hall/CRC. 2001.
19. *Zeiler A., Faltermeier R., Tomé A. et al.* // Neural Proc. Lett. 2013. V. 37. № 1. P. 21.
20. *Fontugne R., Borgnat P., Flandrin P.* // Proc. IEEE Intern. Conf. Acoustics, Speech and Signal Processing (ICASSP). New Orleans, USA. 2017. P. 4306.
21. *Германович О., Лиференко В., Лебедев С.* // Компоненты и технологии. 2012. № 2. С. 122.
22. *Marple S.L., Jr.* // IEEE Trans. 1999. V. SP-47. № 9. P. 2600. <https://doi.org/10.1109/78.782222>
23. *Forsythe G.E., Malcolm M.A., Moler C.B.* Computer Methods for Mathematical Computations. Englewood Cliffs: Prentice-Hall, 1977.

SLIDING ANALYSIS OF ANALYTICAL SIGNAL OF NON-CONTACT PHOTOPLETHYSMOGRAPHY FOR ASSESSING HEART RATE

L. V. Labunets^{a, b, *}, D. S. Lukin^b, M. Yu. Ryakhina^a

^a*Bauman Moscow State Technical University,
2-ya Baumanskaya st., 5, Moscow, 105005 Russian Federation*

^b*Российский новый университет,
Radio st., 22, Moscow, 105005 Russian Federation*

**E-mail: labunets@bmstu.ru*

Received September 25, 2023; revised November 5, 2023; accepted November 24, 2023

The paper proposes a method for studying the variability of the subject's heart rate based on the intellectual analysis of the pulse wave measured with remote photoplethysmography. The logically related stages of the formation of quadrature components based on the Hilbert transform of biomedical signals' dynamics are presented. Within the framework of modern methods of intellectual analysis of non-stationary time series, realizations of adaptive estimates of instantaneous frequencies and periods of the heartbeat basic tone are obtained.

Keywords: photoplethysmography, pulse wave, data mining, discrete Hilbert transform, instantaneous frequencies and periods of heart rate

ФИЗИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ В ЭЛЕКТРОННЫХ ПРИБОРАХ

УДК 538.245

ЭЛЕКТРОАКУСТИЧЕСКИЕ СДВИГОВЫЕ ВОЛНЫ В ЩЕЛЕВОЙ СТРУКТУРЕ ДВУХ ПЬЕЗОЭЛЕКТРИКОВ

© 2024 г. М. С. Афанасьев, Е. А. Вилков*, О. А. Бышевский-Конопко, Г. В. Чучева

Фрязинский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН,
пл. Введенского, 1, Фрязино Московской обл., 141190 Российская Федерация

*E-mail: e-vilkov@yandex.ru

Поступила в редакцию 01.07.2023 г.

После доработки 25.07.2023 г.

Принята к публикации 27.08.2023 г.

Рассмотрены дисперсионные свойства электроакустических волн в щелевой структуре двух разных пьезоэлектриков. Показано, что в рассмотренной структуре PbTiO_3 — вакуумный зазор — BaTiO_3 при наличии разности скоростей сдвиговых волн в пьезоэлектриках отсутствуют чисто симметричные и антисимметричные моды, а коэффициенты граничной локализации сдвиговой волны будут значительно отличаться.

Ключевые слова: пьезоэлектрики, электроакустические волны, щелевой зазор, скорость сдвиговых волн

DOI: 10.31857/S0033849424040128, EDN: JRBQNU

ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время акустические волны находят широкое применение в различных устройствах. Мониторинг состояния конструкций и неразрушающий контроль [1], манипулирование небольшими объектами [2, 3], микроэлектромеханические системы (МЭМС) [4] — это только малая часть практического применения акустических волн. Связь акустической и электрической подсистем в пьезоэлектриках открывает дополнительный канал управления спектральными свойствами акустических волн [5–7].

В данной работе рассмотрены сдвиговые волны в щелевой структуре двух разных пьезоэлектриков $\text{BaTiO}_3/\text{PbTiO}_3$ класса $4mm$ ($6mm, \infty m$). Электроакустические щелевые моды ранее исследовались как теоретически [8–11], так и экспериментально [5, 12–15]. Волны этого типа могут оказаться практически полезными для разработки датчиков по измерению параметров материалов, жидкостей или для детектирования микроорганизмов и короновирусов [12–19]. Впервые волны такого типа в щелевой структуре двух одинаковых пьезоэлектриков были теоретически рассмотрены в работах [8–11]. В работе [11] был сделан учет разности материальных свойств и срезов пьезоэлектриков, однако не было показано, какой материальный параметр пьезоэлектриков определяет отсутствие чистого симметричного и антисимметричного поля в зазоре.

Цель данной работы — изучить влияние разности материальных свойств пьезоэлектриков на спектральные свойства щелевых электроакустических волн. В частности, выяснить какой материальный параметр пьезоэлектриков определяет отсутствие чистого симметричного и антисимметричного поля в зазоре.

1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

В геометрии задачи, представленной на рис. 1, принято, что оба кристалла принадлежат к общему классу симметрии $4mm$ с одинаковой ориентацией кристаллографических осей четвертого порядка перпендикулярно плоскости рисунка. Два

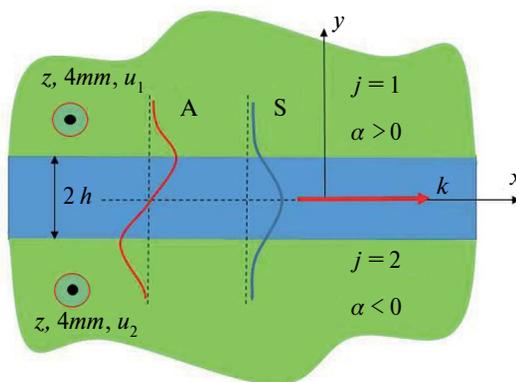


Рис. 1. Схема задачи: А — антисимметричная, S — симметричная моды.

кристалла отличаются по физическим параметрам. Как будет показано далее, существование чисто симметричных и антисимметричных мод возможно при равенстве скоростей сдвиговых смещений в пьезоэлектриках.

В акустоэлектронике [5] в качестве независимых величин, определяющих состояние пьезоактивной среды, обычно выбирают упругую деформацию, задаваемую тензором деформации:

$$u_{ik} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_k} + \frac{\partial u_k}{\partial x_i} \right), \quad (1)$$

и напряженность электрического поля E_j . Если процесс деформирования протекает адиабатически, то уравнения состояния принимают вид [20]

$$\begin{aligned} T_{ik} &= c_{iklm} u_{lm} - e_{jik} E_j \\ D_p &= \varepsilon_{pq} E_q + 4\pi e_{prm} u_{rm} \end{aligned} \quad (2)$$

Здесь T_{ik} — тензор механических напряжений, который, как и тензор деформации u_{ik} из соотношения (1), представляет собой симметрический тензор второго ранга; c_{iklm} , e_{jik} и ε_{pq} — тензоры упругих, пьезоэлектрических и диэлектрических модулей кристалла соответственно. В уравнениях (2), где величина D_p представляет собой вектор электрической индукции, по повторяющимся тензорным индексам подразумевается суммирование. Исходными являются уравнения движения кристалла —

$$\rho \frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2} = \frac{\partial T_{ik}}{\partial x_k} \quad (3)$$

и уравнения Максвелла в квазистатической форме —

$$E_i = -\frac{\partial \phi}{\partial x_i}, \quad \frac{\partial D_k}{\partial x_k} = 0. \quad (4)$$

Здесь дифференциальный оператор $\partial/\partial x_i$ рассматривается как вектор, ϕ — электрический потенциал, ρ — плотность кристалла.

Для совместного рассмотрения уравнений (1)–(4) конкретизируем тип симметрии кристалла и геометрию распространения акустических волн. Примем, что сегнетоэлектрик класса $4mm$ имеет такую кристаллографическую установку, что ось симметрии четвертого порядка параллельна оси z , где z — ось лабораторной системы отсчета x_0y_0z . Для данного типа симметрии кристалла и для случая распространения акустических волн перпендикулярно оси симметрии кристалла высшего порядка решение уравнений (1)–(4) не будет зависеть от координаты z и система уравнений (1)–(4) распадается на две независимые системы уравнений. Первая система

$$\begin{aligned} \rho \frac{\partial^2 u_x}{\partial t^2} &= c_{11} \frac{\partial^2 u_x}{\partial x^2} + c_{12} \frac{\partial^2 u_y}{\partial x \partial y}, \\ \rho \frac{\partial^2 u_y}{\partial t^2} &= c_{11} \frac{\partial^2 u_y}{\partial y^2} + c_{12} \frac{\partial^2 u_x}{\partial x \partial y} \end{aligned} \quad (5)$$

описывает волны вертикальной поляризации: $\mathbf{u} \perp z$. Вторая система

$$\begin{aligned} \rho \frac{\partial^2 u_z}{\partial t^2} &= c_{44} \left(\frac{\partial^2 u_z}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u_z}{\partial y^2} \right) + e_{15} \left(\frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial y^2} \right), \\ 4\pi e_{15} \left(\frac{\partial^2 u_z}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u_z}{\partial y^2} \right) &= \varepsilon_1 \left(\frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial y^2} \right) \end{aligned} \quad (6)$$

описывает волны горизонтальной поляризации: $\mathbf{u} \parallel z$.

Волны горизонтальной и вертикальной поляризации не взаимодействуют между собой. При этом упругие смещения в волнах вертикальной поляризации не сопровождаются электрическим полем, и кристалл по отношению к ним ведет себя как обычная упругая среда без пьезоэффекта. Из-за отсутствия акустодоменного взаимодействия волны вертикальной поляризации не представляют интереса и в дальнейшем не рассматриваются. Волны горизонтальной поляризации со смещениями частиц по оси z пьезоактивны, их сопровождает электрическое поле в плоскости распространения. Уравнениям (6) можно придать вид

$$\left[\frac{1}{c_{44}^{(j)*}} \frac{\partial^2}{\partial t^2} - \nabla^2 \right] u_j = 0, \quad \nabla^2 \Phi_j = 0. \quad (7)$$

В уравнениях (7) $c_{44}^* = c_{44} + 4\pi e_{15}^2 / \varepsilon_1$, $\nabla^2 = \partial^2 / \partial x^2 + \partial^2 / \partial y^2$, Φ_j — часть полного потенциала ϕ_j в кристалле номера j :

$$\phi_j = -\frac{4\pi e^{(j)}}{\varepsilon_1} u_j + \Phi_j, \quad (8)$$

соответствующего электрическому полю, индуцируемому с доменных границ пьезополяризованными зарядами [20].

Очевидно, что исходные уравнения будут одинаковы в лабораторной системе отсчета x_0y_0z для нижнего ($y < -h$) и верхнего ($y > h$) кристаллов. Учитывая горизонтальную поляризацию электроакустических волн, в силу различия материальных параметров кристаллов в соответствии с выражениями (7), (8) напомним

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 u_1}{\partial \tilde{t}^2} &= \left(v_t^{(1)} \right)^2 \nabla^2 u_1, \quad \nabla^2 \Phi_1 = 0, \\ \Phi_1 &= \frac{4\pi e_{15}^{(1)}}{\varepsilon_1} u_1 + \Phi_1, \end{aligned} \quad (9)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 u_2}{\partial \tilde{t}^2} &= \left(v_t^{(2)} \right)^2 \nabla^2 u_2, \quad \nabla^2 \Phi_2 = 0, \\ \Phi_2 &= \frac{4\pi e_{15}^{(2)}}{\varepsilon_2} u_2 + \Phi_2. \end{aligned}$$

Здесь

$$v_t^{(j)} = \left[\left(c_{44}^{(j)} + \frac{4\pi(e_{15}^{(j)})^2}{\varepsilon_j} \right) \rho_j^{-1} \right]^{1/2}$$

— скорость сдвиговых волн горизонтальной поляризации в j -м пьезокристалле с модулем упругости $c_{44}^{(j)}$, пьезомодулем $e_{15}^{(j)}$, диэлектрической проницаемостью ε_j и плотностью ρ_j . Уравнения (9) следует решать совместно с уравнением Лапласа

$$\nabla^2 \Phi_0 = 0 \quad (10)$$

для потенциала Φ_0 электрического поля, возникающего в зазоре ($|y| < h$, $2h$ — толщина зазора) между кристаллами. Кроме того, на неметаллизированных границах кристаллов $y = \pm h$ должны соблюдаться требования непрерывности потенциалов и нормальных составляющих D_y векторов электрической индукции, а также отсутствия сдвиговых напряжений T_{yz} .

Из уравнений пьезоэффекта (2) в случае сдвиговых волн с поляризацией смещений по оси симметрии высшего порядка имеем для кристаллов класса 4mm следующие выражения:

$$D_y = 4\pi e_{15} \frac{\partial u}{\partial y} - \varepsilon \frac{\partial \Phi}{\partial y}, \quad T_{yz} = e_{15} \frac{\partial \Phi}{\partial y}. \quad (11)$$

Они не содержат производных по времени и поэтому справедливы в любых инерциальных системах отсчета — следовательно, пригодны для представления нормальных составляющих электрической индукции и сдвигового напряжения в лабораторной системе отсчета для обоих кристаллов.

2. ДИСПЕРСИОННОЕ СООТНОШЕНИЕ И СПЕКТРАЛЬНЫЕ ЗАВИСИМОСТИ

Выражения (11), необходимые для формулировки граничных условий, можно несколько изменить. Для этого воспользуемся последним из равенств (7). После несложных преобразований получим

$$D_y = -\varepsilon \frac{\partial \Phi}{\partial y}, \quad T_{yz} = c_{44}^* \frac{\partial u}{\partial y} + e_{15} \frac{\partial \Phi}{\partial y}. \quad (12)$$

Теперь с учетом равенств (12), где уже требуется индексировать параметры и поля номером $j = 1, 2$ кристалла, упомянутые выше граничные условия можно записать следующим образом:

$$\left. \left(\frac{4\pi e_{15}^{(j)}}{\varepsilon_j} u_j + \Phi_j \right) \right|_{y=(-1)^{j+1}h} = \Phi_0 \Big|_{y=(-1)^{j+1}h},$$

$$\left. \left(\varepsilon_j \frac{\partial \Phi_j}{\partial y} \right) \right|_{y=(-1)^{j+1}h} = \frac{\partial \Phi_0}{\partial y} \Big|_{y=(-1)^{j+1}h}, \quad (13)$$

$$\left. \left[c_{44}^{(j)*} \frac{\partial u_j}{\partial y} + \left(e_{15}^{(j)} \frac{\partial \Phi_j}{\partial y} \right) \right] \right|_{y=(-1)^{j+1}h} = 0.$$

В выражениях (14), как и в предыдущих разделах, верхней звездочкой помечены пьезоэлектрически ужесточенные модули сдвига кристаллов:

$$c_{44}^{(j)*} = c_{44}^{(j)} + \frac{4\pi(e_{15}^{(j)})^2}{\varepsilon_j}.$$

Решение уравнений (9) ищем в виде волн, распространяющихся вдоль границ структуры $y = \pm h$. Примем, что u_j , Φ_j и $\Phi_0 \sim \exp[i(kx - \omega t)]$, где k — волновое число, ω — циклическая частота щелевой электроакустической волны в лабораторной системе отсчета. С учетом требования ограниченности сдвиговых смещений и потенциалов электрических полей кристаллов на основании (9) получим

$$\begin{aligned} u_1 &= U_1 \exp(i\varphi) \exp(-s_1 y), \\ \Phi_1 &= F_1 \exp(i\varphi) \exp(-ky), \\ u_2 &= U_2 \exp(i\varphi) \exp(s_2 y), \\ \Phi_2 &= F_2 \exp(i\varphi) \exp(ky), \end{aligned} \quad (14)$$

$$\Phi_0 = \exp(i\varphi) [A \exp(ky) + B \exp(-ky)],$$

$$\varphi = kx - \omega t.$$

Величины $s_{1,2}$ определяются равенствами

$$s_1 = \left[k^2 - \left(\frac{\omega}{v_t^{(1)}} \right)^2 \right]^{1/2}, \quad s_2 = \left[k^2 - \left(\frac{\omega}{v_t^{(2)}} \right)^2 \right]^{1/2} \quad (15)$$

и имеют смысл коэффициентов амплитудного спада сдвиговых смещений с удалением от границы соответствующего кристалла. Выражения (15) получены из уравнений (9) подстановкой в них соотношений (14).

Подстановка выражений (14) в граничные условия (13) приводит к следующей системе шести однородных алгебраических уравнений относительно амплитуд U_1 , U_2 , F_1 , F_2 , A и B :

$$\begin{aligned} \frac{4\pi e_{15}^{(1)}}{\varepsilon_1} \tilde{U}_1 + \tilde{F}_1 &= A \exp(\xi) + B \exp(-\xi), \\ \frac{4\pi e_{15}^{(2)}}{\varepsilon_2} \tilde{U}_2 + \tilde{F}_2 &= A \exp(-\xi) + B \exp(\xi), \\ -\varepsilon_1 \tilde{F}_1 &= A \exp(\xi) - B \exp(-\xi), \\ \varepsilon_2 \tilde{F}_2 &= A \exp(-\xi) - B \exp(\xi), \\ -s_1 c_{44}^{(1)*} \tilde{U}_1 - k e_{15}^{(1)} \tilde{F}_1 &= 0, \\ s_2 c_{44}^{(2)*} \tilde{U}_2 + k e_{15}^{(2)} \tilde{F}_2 &= 0, \end{aligned} \quad (16)$$

где $\tilde{U}_j = U_j \exp(-s_j h)$, $\tilde{F}_j = F_j \exp(-\xi)$, $\xi = kh$.

Из первых четырех уравнений (16) получаем выражения для амплитудных коэффициентов A и B в виде

$$\begin{aligned}
 A &= \frac{1}{2} \left[4\pi \left(\frac{e_{15}^{(1)}}{\varepsilon_1} \right) \tilde{U}_1 + (1 - \varepsilon_1) \tilde{F}_1 \right] \exp(-\xi) = \\
 &= \frac{1}{2} \left[4\pi \left(\frac{e_{15}^{(2)}}{\varepsilon_2} \right) \tilde{U}_2 + (1 + \varepsilon_2) \tilde{F}_2 \right] \exp(\xi), \\
 B &= \frac{1}{2} \left[4\pi \left(\frac{e_{15}^{(1)}}{\varepsilon_1} \right) \tilde{U}_1 + (1 + \varepsilon_1) \tilde{F}_1 \right] \exp(\xi) = \\
 &= \frac{1}{2} \left[4\pi \left(\frac{e_{15}^{(2)}}{\varepsilon_2} \right) \tilde{U}_2 + (1 - \varepsilon_2) \tilde{F}_2 \right] \exp(-\xi).
 \end{aligned}
 \tag{17}$$

Подставляя A и B из (17) в систему (16), получаем однородную систему алгебраических уравнений:

$$\begin{aligned}
 &4\pi \left(\frac{e_{15}^{(1)}}{\varepsilon_1} \right) \tilde{U}_1 + (1 + \varepsilon_1) \tilde{F}_1 = \\
 &= \exp(-2\xi) \left[4\pi \left(\frac{e_{15}^{(2)}}{\varepsilon_2} \right) \tilde{U}_2 + (1 - \varepsilon_2) \tilde{F}_2 \right], \\
 &e^{-2\xi} \left[4\pi \left(\frac{e_{15}^{(1)}}{\varepsilon_1} \right) \tilde{U}_1 + (1 - \varepsilon_1) \tilde{F}_1 \right] = \\
 &= 4\pi \left(\frac{e_{15}^{(2)}}{\varepsilon_2} \right) \tilde{U}_2 + (1 + \varepsilon_2) \tilde{F}_2, \\
 &\left[-\frac{s_1}{k} c_{44}^{(1)*} \right] \tilde{U}_1 + (-e_{15}^{(1)}) \tilde{F}_1 = 0, \\
 &\left[\frac{s_2}{k} c_{44}^{(2)*} \right] \tilde{U}_2 + (e_{15}^{(2)}) \tilde{F}_2 = 0.
 \end{aligned}
 \tag{18}$$

Из равенства нулю детерминанта системы (18) находим искомое дисперсионное соотношение для щелевых электроакустических волн в слоистой структуре пьезоэлектриков класса 4mm с вакуумной щелью:

$$\begin{aligned}
 &\left[K_2^2 - (1 + \varepsilon_2) \frac{s_2}{k} \right] \cdot \left[K_1^2 - (1 + \varepsilon_1) \frac{s_1}{k} \right] = \\
 &= \exp(-4\xi) \left[K_2^2 - (1 - \varepsilon_2) \frac{s_2}{k} \right] \cdot \left[K_1^2 - (1 - \varepsilon_1) \frac{s_1}{k} \right].
 \end{aligned}
 \tag{19}$$

Вместе с выражениями (14), (15) оно полностью определяет структуру и дисперсионные свойства щелевых электроакустических волн. В частности, если в нем выразить величины s_1 и s_2 согласно (15), то (19) примет вид трансцендентного уравнения, корни которого устанавливают типичную дисперсионную связь ω от k .

В случае кристаллов с одинаковыми материальными параметрами, когда различие между s_1 и s_2 исчезает, произведения величин в квадратных

скобках равенства (19) образуют их квадраты. Соответственно, извлекая корни в обеих сторонах равенства, можно вдвое понизить порядок уравнения и написать с учетом знака корней

$$\left[K^2 - (1 + \varepsilon) \frac{s}{k} \right] = \pm \exp(-2\xi) \left[K^2 - (1 - \varepsilon) \frac{s}{k} \right].$$

Отсюда получаем возможность выразить s явным образом:

$$s = k \frac{K^2 (1 \mp \exp(-2\xi))}{(1 + \varepsilon) \pm (\varepsilon - 1) \exp(-2\xi)}.
 \tag{20}$$

Выражения (19) переходят, как и следовало ожидать, в формулы работы [8].

Существенным преимуществом явного представления спектра щелевых электроакустических волн по формулам (20) является то обстоятельство, что при установлении их общих дисперсионных свойств отпадает необходимость численного решения трансцендентных уравнений. Так, определив простым расчетом s для избранного значения k , последующим использованием формул (15) можно всегда установить соответствующее этому k (и этому s) значение ω , а далее найти фазовую скорость волны. Другое достоинство формулы (20) заключается в явном разделении спектра по модам — симметричной (верхние знаки в (20)) и антисимметричной (нижние знаки в (20)), названных так в соответствии с характером распределения электрического потенциала в вакуумном зазоре [8, 9]. Общая картина спектров мод щелевых электроакустических волн для одинаковых тетрагональных кристаллов показана на рис. 2. Представлены

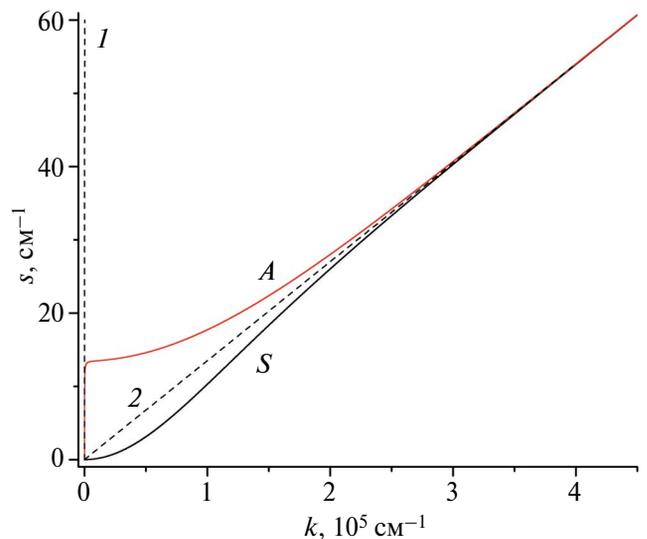


Рис. 2. Спектр мод щелевых электроакустических волн для двух одинаковых пьезокристаллов класса 4mm (BaTiO_3), $h = 10^{-5}$ см: А — антисимметричная, S — симметричная моды; 1 и 2 — линейные спектры электроакустической волны на металлизированной и неметаллизированной границах пьезоэлектрического кристалла.

также линейные спектры электроакустических волн на металлизированной $s = k K^2$ и неметаллизированной $s = k(K^2)/(1 + \epsilon)$ границах пьезоэлектрического кристалла [5].

Различия материальных свойств кристаллов приводят к тому, что моды щелевых электроакустических волн теряют признаки строгой симметрии (антисимметрии) распределения электрического поля в вакуумном зазоре. При этом наиболее существенную роль в изменениях спектров мод играет разница в скоростях сдвиговых волн в кристаллах. Для того чтобы сопоставить вклады в изменения спектров мод за счет разницы в физических параметрах, сравним результаты численных расчетов для щелевой структуры с параметрами $K_1^2 = 0.3$, $K_2^2 = 0.2$, $\epsilon_1 = 6$, $\epsilon_2 = 7$ (модельные значения), а также с неодинаковыми отношениями скоростей $v_t^{(2)} / v_t^{(1)}$ (рис. 3, сплошные кривые 1 и 2). Верхняя и нижняя штриховые кривые рис. 3 соответствует антисимметричной и симметричной модам в случае $v_t^{(2)} / v_t^{(1)} = 1$, когда значения s_1 и s_2 совпадают. Поэтому из рис. 2 и 3 видно, что отличия в коэффициентах электромеханической связи кристаллов даже при одинаковых скоростях распространения в них сдвиговых волн приводят к заметному расхождению асимптот дисперсионных ветвей симметричной и антисимметричной мод.

Разница в скоростях распространения сдвиговых волн (сплошные кривые рис. 3) приводит, прежде всего, к неодинаковой локализации колебаний мод в кристаллах, т.е. s_1 не равно s_2 . Так, спектры 1 и 2 (см. рис. 3) получаются “расщеплением” верхней штриховой кривой для антисимметричной моды. Симметричная мода в этих условиях отсутствует. При $kh \gg 1$ спектр ветви 1 практически совпадает с антисимметричной модой при $v_t^{(2)} / v_t^{(1)} = 1$. На низких частотах, когда $kh \ll 1$, ветвь 1 спектра из-за сильного электростатического взаимодействия через вакуумный зазор между кристаллами будет мало отличаться от ветви 2 для “квазиантисимметричной” моды в кристалле со скоростью $v_t^{(2)} > v_t^{(1)}$. Последняя, кстати, как следует из выражений (15), из-за $v_t^{(2)} \neq v_t^{(1)}$ имеет по сравнению с s_1 добавку:

$$\Delta s = \sqrt{s_2^2 - s_1^2} = k \sqrt{1 - \left(\frac{v_t^{(1)}}{v_t^{(2)}}\right)^2}, \quad (21)$$

определяющую квазилинейный характер спектра на рис. 3.

Высказанные соображения по поводу спектров коэффициентов локализации мод щелевых электроакустических волн в слоистой структуре, образованной неодинаковыми статичными кристаллами, сохраняют силу и при $v_t^{(2)} < v_t^{(1)}$. В этом случае кристаллы просто меняются местами (дисперсионное соотношение (19) инвариантно к перестановке индексов $1 \leftrightarrow 2$), и, соответственно, на

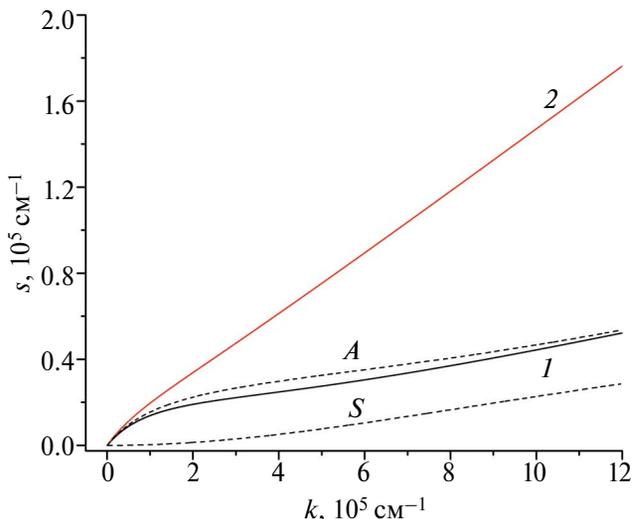


Рис. 3. Дисперсионные спектры коэффициентов локализации антисимметричной моды щелевых электроакустических волн в первом (1) и втором (2) кристаллах при $v_t^{(2)} / v_t^{(1)} = 1.01$. Верхняя и нижняя штриховые кривые соответствует антисимметричной и симметричной модам в случае $v_t^{(2)} / v_t^{(1)} = 1$.

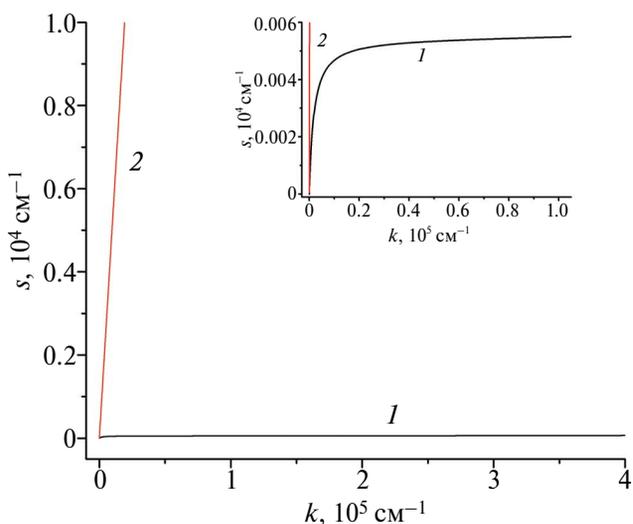


Рис. 4. Дисперсионные спектры коэффициентов локализации щелевых электроакустических волн в первом (1 — ВаTiO₃) и втором (2 — РbTiO₃) кристаллах; $h = 10^{-6}$ см; на вставке — увеличенный фрагмент.

рис. 3 следует поменять номера кривых, а в формуле (19) — переставить индексы.

На рис. 4 представлен спектр для пары реальных [21], а не модельных кристаллов. Первый материал — титанат бария ВаTiO₃: $K_1^2 = 0.27$, $\epsilon_1 = 2000$, $c_{44}^{(1)} = 4.5 \times 10^{11}$ дин/см², $v_t^{(1)} = 2.7 \times 10^5$ см/с. Второй материал — титанат свинца РbTiO₃: $K_2^2 = 0.48$, $\epsilon_2 = 150$, $c_{44}^{(2)} = 8.3 \times 10^{11}$ дин/см²

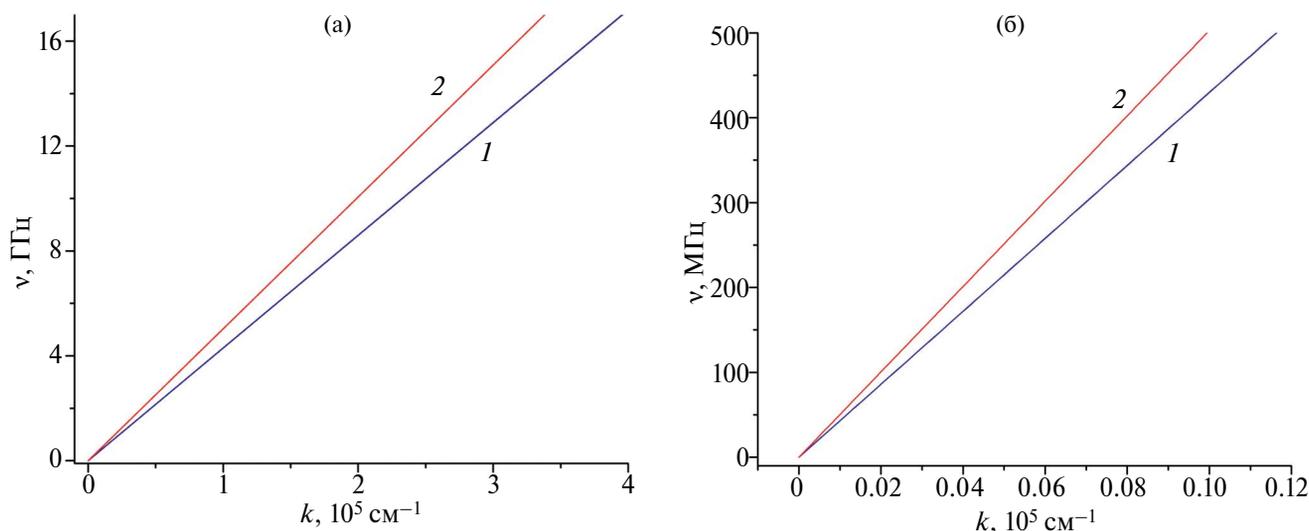


Рис. 5. Зависимость частоты от волнового вектора в ГГц- (а) и МГц-диапазоне частот (б): 1 — спектр щелевой электроакустической волны, 2 — спектр сдвиговой волны в безграничном пьезоэлектрике ВаТiО₃.

$v_1^{(2)} = 3.16 \times 10^5$ см/с. Поскольку материальные параметры сильно отличаются друг от друга по сравнению с “модельными” кристаллами (см. рис. 3), то спектры волн в первом 1 и втором 2 кристаллах (см. рис. 4) сильно отличаются, но их поведение в целом соответствует поведению спектров 1 и 2 на рис. 3.

Расчеты проведены для одного значения ширины зазора $h = 10^{-6}$ см. Поскольку, как мы определили, коэффициент s зависит от произведения kh , то изменение h не влияет на вид спектра, а изменяется только диапазон s и k . То есть, например, при увеличении h на два порядка (в 100 раз) вид спектра будет такой же, но в диапазоне волновых чисел, уменьшенных на два порядка (в 100 раз). На рис. 5а и 5б представлена зависимость частоты щелевой волны от волнового вектора $\nu(k)$ (прямая 2) для двух разных диапазонов частот. Поскольку $s \ll k$, наклон прямой не зависит от h . Эта прямая совпадает со спектром сдвиговой электроакустической волны $\nu = v_1^{(1)}k / 2\pi$ во втором безграничном пьезоэлектрике РbТiО₃. Прямая 1 — это спектр электрозвуковой волны $\nu = v_1^{(1)}k / 2\pi$ в безграничном пьезоэлектрике ВаТiО₃. Таким образом, если увеличить h на два порядка (в 100 раз), то диапазон частот (чтобы вид спектра $s(k)$ оставался таким же), снизится также на два порядка.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, рассмотрены дисперсионные свойства электроакустических волн в щелевой структуре двух разных пьезоэлектриков. Установлено, что при одинаковых скоростях сдвиговых волн отличия в коэффициентах электромеханической связи кристаллов даже при одинаковых скоростях распространения в них сдвиговых волн приводят к заметному расхождению асимптот

дисперсионных ветвей симметричной и антисимметричной мод. Показано, что при ненулевой разности скоростей сдвиговых волн в пьезоэлектриках отсутствуют чисто симметричные и антисимметричные моды, а коэффициенты граничной локализации сдвиговой волны будут значительно отличаться в пьезоэлектриках рассмотренной структуры РbТiО₃–вакуумный зазор–ВаТiО₃.

Авторы данной работы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена в рамках государственного задания ИРЭ им. В. А. Котельникова РАН (тема № FFWZ-2022-0016).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Miao H., Li F. // Ultrasonics. 2021. V. 114. Art. № 106355.
2. Xua D., Caia F., Chena M. et al. // Ultrasonics. 2019. V. 93. P. 18.
3. Peng X., He W., Xin F. et al. // Ultrasonics. 2020. V. 108. Art. № 106205.
4. Zeng L., Zhang J., Liu Y. et al. // Ultrasonics. 2019. V. 96. P. 34.
5. Балакирев М.К., Гулинский И.А. Волны в пьезокристаллах. Новосибирск: Наука, 1982.
6. Пустовойт В.И. // Успехи физ. наук. 1969. Т. 97. № 2. С. 257.
7. Avetisyan A.S. Electroacoustic Waves in Piezoelectric Layered Composites. Springer Cham, 2023.
8. Гуляев Ю.В., Плесский В.П. // Акуст. журн. 1977. Т. 23. № 5. С. 716.

9. Балакирев М.К., Горчаков А.В. // ФТТ. 1977. Т. 19. № 2. С. 613.
10. Пятаков П.А. // Акуст. журн. 2001. Т. 47. № 6. С. 836.
11. Двоешерстов М.Ю., Чередник В.И., Петров С.Г., Чириманов А.П. // Акуст. журн. 2004. Т. 50. № 6. С. 776.
12. Guliy O., Zaitsev B., Teplykh A. et al. // Sensors. 2021. V. 21. P. 1822.
13. Guliy O.I., Zaitsev B.D., Larionova O.S. et al. // Antibiotiki i Khimioterapiya. 2021. V. 66. № 1–2. P. 12.
14. Borodina I.A., Zaitsev B.D., Burygin G.L., Guliy O.I. // Sensors and Actuators B: Chemical. 2018. V. 268. P. 217.
15. Borodina I.A., Zaitsev B.D., Teplykh A.A. // Ultrasonics. 2018. V. 82. P. 39.
16. Inone M., Moritake H., Toda K., Yoshino K. // Jpn. J. Appl. Phys. 2000. V. 39. Pt. 1. № 9B. P. 5632.
17. Rico A. J., Martin S. J. // Appl. Phys. Lett. 1987. V. 50. № 21. P. 1474.
18. Kondoh J., Saito K., Shiokawa S., Suzuki H. // Jpn. J. Appl. Phys. 1996. V. 35. Pt. 1. № 5B. P. 3093.
19. Анисимкин В.И., Анисимкин И.В. // РЭ. 2000. Т. 45. № 7. С. 293.
20. Соснин А.С., Струков Б.А. Введение в сегнетоэлектричество. М.: Высшая школа, 1970.
21. Акустические кристаллы: Справочник / Под ред. М. П. Шаскольской. М.: Наука, 1982.

ELECTROACOUSTIC SHEAR WAVES IN THE HOLLOW STRUCTURE OF TWO PIEZOELECTRIC

M. S. Afanasyev, E. A. Vilkov*, O. A. Byshevsky-Konopko, G. V. Chucheva

*Frayzino branch Kotel'nikov Institute of Radio-engineering and Electronics
of RAS Fryazino Moscow region, 141190 Russian Federation
E-mail: e-vilkov@yandex.ru

Received July 1, 2023; revised July 25, 2023; accepted August 27, 2023

Dispersion properties of electroacoustic waves in the gap structure of two different piezoelectrics are considered. It is shown that in the considered structure PbTiO_3 – vacuum gap – BaTiO_3 in the presence of a difference of shear wave velocities in piezoelectrics there are no purely symmetric and antisymmetric modes, and the coefficients of the boundary localization of the shear wave will be significantly different.

Keywords: piezoelectrics, electroacoustic waves, slit gap, shear wave velocity