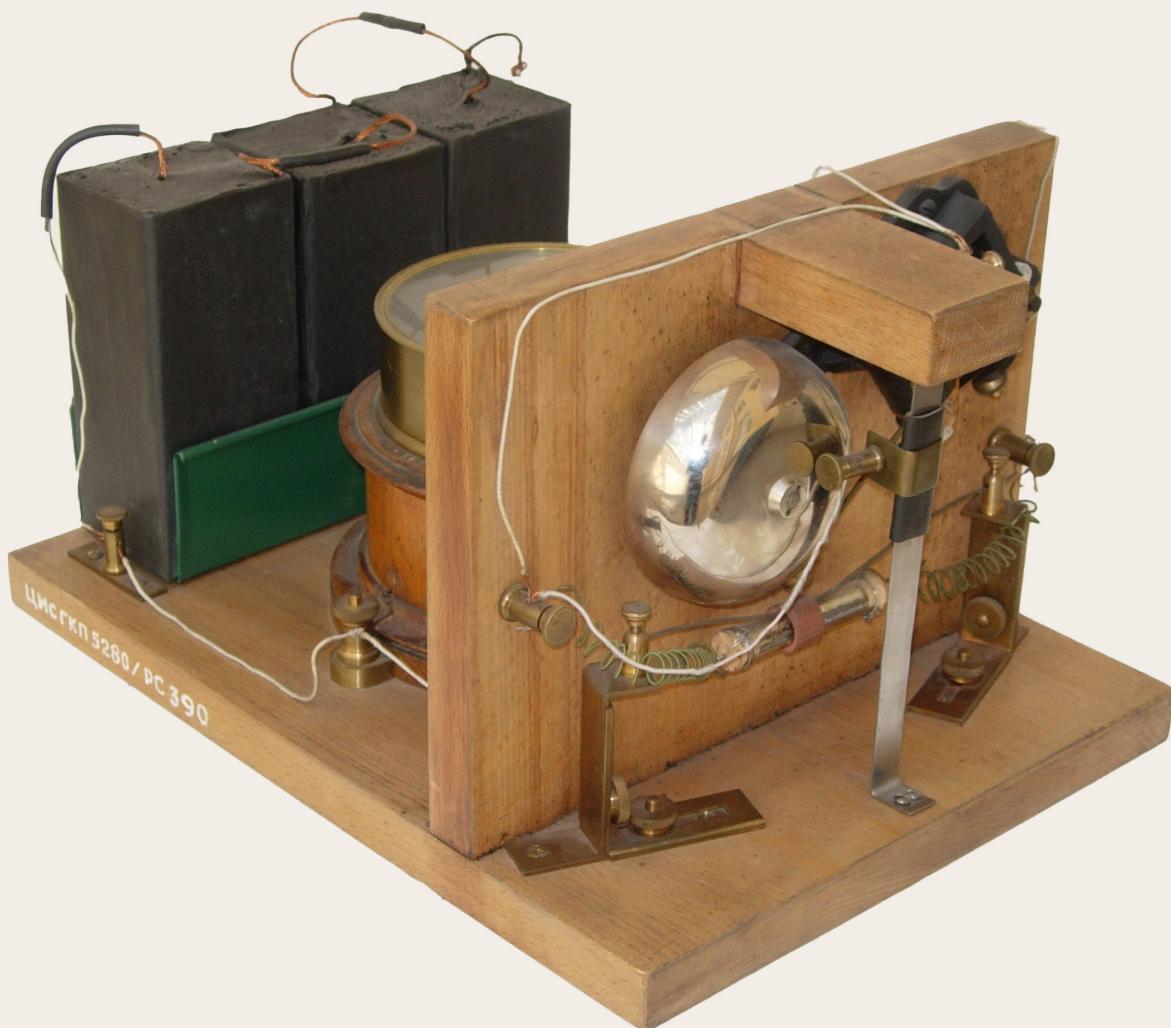


# РАДИОЛОКАЦИЯ, НАВИГАЦИЯ, СВЯЗЬ



МИНИСТЕРСТВО НАУКИ И ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ РФ  
ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ  
УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ  
«ВОРОНЕЖСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ»  
Физический факультет

АО «КОНЦЕРН “СОЗВЕЗДИЕ”»

## **РАДИОЛОКАЦИЯ, НАВИГАЦИЯ, СВЯЗЬ**

*Сборник трудов  
XXXI Международной научно-технической конференции  
(г. Воронеж, 15–17 апреля 2025 г.)*

Т о м 4

Воронеж  
Издательский дом ВГУ  
2025

УДК 621.37

ББК 32

P15

**Радиолокация, навигация, связь** : сборник трудов XXXI Международной научно-технической конференции (г. Воронеж, 15–17 апреля 2025 г.) : в 6 т. / Воронежский государственный университет ; АО «Концерн “Созвездие”». – Воронеж : Издательский дом ВГУ, 2025.

ISBN 978-5-9273-4269-3

Т. 4. – 2025. – 417 с.

ISBN 978-5-9273-4273-0

В сборник вошли материалы XXXI Международной научно-технической конференции «Радиолокация, навигация, связь» (RLNC\*2025), прошедшие рецензирование членами программного комитета конференции. Основной целью конференции является организация взаимодействия научных и научно-технических коллективов для обмена опытом и новыми творческими успехами. Достижение этой цели также способствует внедрению перспективных разработок, имеющих практическое значение для дальнейшего развития промышленности, экономики и научно-технического потенциала России, а также развитию творческого потенциала талантливой молодежи, привлечению ее к решению наиболее актуальных производственных, технических и научных задач.

Ответственность за подбор, достоверность и оригинальность приведенных фактов, статистических данных, имен собственных, географических названий и прочих включенных в доклады материалов несут авторы.

УДК 621.37  
ББК 32

ISBN 978-5-9273-4273-0 (т. 4)  
ISBN 978-5-9273-4269-3

© Воронежский государственный университет, 2025  
© АО «Концерн “Созвездие”», 2025  
© Оформление. Издательский дом ВГУ, 2025

# **Материалы конференции**

## **Том 1**

### **Пленарные доклады**

**Секция 1.** Общие проблемы передачи и обработки информации. Цифровая обработка сигналов.

## **Том 2**

**Секция 1.** Общие проблемы передачи и обработки информации. Цифровая обработка сигналов.

**Секция 2.** Распознавание и обработка изображений.

**Секция 3.** Системы связи и передачи данных. Мобильная связь. Спутниковые системы связи и передачи информации.

## **Том 3**

**Секция 3.** Системы связи и передачи данных. Мобильная связь. Спутниковые системы связи и передачи информации.

**Секция 4.** Тепловые, лазерно-оптические системы наблюдения и связи.

**Секция 5.** Радиолокация. Радиолокационные системы с синтезированной апертурой. Авиационно-космические радиоэлектронные системы.

**Секция 6.** Навигация. Позиционирование. Морская локация и навигация.

Гидроакустика. Системы наведения.

## **Том 4**

**Секция 6.** Навигация. Позиционирование. Морская локация и навигация.

Гидроакустика. Системы наведения.

**Секция 7.** Сверхширокополосные радиоэлектронные системы. Теория фракталов.

**Секция 8.** Электродинамика, распространение радиоволн, антенны. Цифровые антенные решетки и технология MIMO.

## **Том 5**

**Секция 8.** Электродинамика, распространение радиоволн, антенны. Цифровые антенные решетки и технология MIMO.

**Секция 9.** Помехи. Электромагнитная совместимость. Радио- и оптоэлектронная разведка и подавление.

**Секция 10.** Радиотехнические устройства. Автоматизированные измерительные комплексы. Электроника. Техника СВЧ.

## **Том 6**

**Секция 10.** Радиотехнические устройства. Автоматизированные измерительные комплексы. Электроника. Техника СВЧ.

**Секция 11.** Радиотехнический мониторинг Земли.

**Секция 12.** Интеллектуальные системы управления и связи. Когнитивное радио.

## **Содержание**

### **Секция 6. Навигация. Позиционирование. Морская локация и навигация. Гидроакустика. Системы наведения**

ИНФОРМАЦИОННАЯ МАТРИЦА ФИШЕРА В ЗАДАЧЕ ОДНОПОЗИЦИОННОГО ОПРЕДЕЛЕНИЯ МЕСТОПОЛОЖЕНИЯ ИСТОЧНИКОВ РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ БОРТОВЫМИ ПАССИВНЫМИ СИСТЕМАМИ	
Петров Ю. В.....	1
МОДЕЛЬ ПОДСИСТЕМЫ ГЕОЛОКАЦИИ ЗЕМНЫХ СТАНЦИЙ СИСТЕМ СПУТНИКОВОЙ СВЯЗИ НА ОСНОВЕ ИНТЕГРАЛЬНО-ДОПЛЕРОВСКОГО МЕТОДА	
Р. Р. Саниев, А. А. Дружков, В. В. Уткин, С. И. Андронов, В. А. Коротков .....	8
ПРИМЕНЕНИЕ ВЕКТОРНО-СКАЛЯРНОГО ПРИЕМНИКА ДЛЯ ФОРМИРОВАНИЯ ГОЛОГРАФИЧЕСКОЙ СТРУКТУРЫ ВЫСОКОЧАСТОТНОГО ИСТОЧНИКА В МЕЛКОМ МОРЕ	
С. А. Переселков, В. М. Кузькин, И. М. Косенко, А. С. Переселков.....	21
ГОЛОГРАФИЧЕСКИЙ МЕТОД РАЗРЕШЕНИЯ СИГНАЛОВ ИСТОЧНИКОВ В НЕРЕГУЛЯРНОМ ВОЛНОВОДЕ	
С. А. Переселков, В. М. Кузькин, И. М. Косенко, С. А. Ткаченко.....	30
ГОЛОГРАММА ШУМОВОГО ИСТОЧНИКА, ДВИЖУЩЕGOЯСЯ В БЕРЕГОВОМ КЛИНЕ	
С. А. Переселков, В. М. Кузькин, И. М. Косенко, С. А. Ткаченко.....	37
ВОЗМОЖНОСТЬ ОЦЕНКИ ПАРАМЕТРОВ ПОДВОДНОГО АППАРАТА ПО ХАРАКТЕРИСТИКАМ РАССЕЯНОГО СИГНАЛА	
С. Л. Ильменков, С. А. Переселков, И. М. Косенко, Н. В. Ладыкин, А. С. Переселков..	44
ОБЛИК ГАНПА ДЛЯ РЕШЕНИЯ ЗАДАЧ КОНТРОЛЯ МЕЛКОВОДНЫХ АКВАТОРИЙ	
Ю. В. Матвиенко, В. В. Костенко, В. М. Кузькин, С. А. Переселков, Н. В. Ладыкин, И. М. Косенко .....	54
ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ВЕРИФИКАЦИЯ ГОЛОГРАФИЧЕСКОЙ ОБРАБОТКИ В МЕЛКОВОДНОМ ВОЛНОВОДЕ	
Ю. В. Матвиенко, В. М. Кузькин, С. А. Переселков, Н. В. Ладыкин, И. М. Косенко .....	64
<b>Секция 7. Сверхширокополосные радиоэлектронные системы. Теория фракталов</b>	
ОПРЕДЕЛЕНИЕ КОМПЛЕКСНОГО ХАРАКТЕРИСТИЧЕСКОГО СОПРОТИВЛЕНИЯ ДЛЯ ПРЯМОУГОЛЬНОГО ВОЛНОВОДА, ЗАПОЛНЕННОГО ДИЭЛЕКТРИКОМ С ПОТЕРЯМИ	
А. М. Бобрешов, А. А. Коннов, Е. В. Кущенко, Г. К. Усков .....	73

ФОРМИРОВАНИЕ СВЕРХКОРОТКИХ ИМПУЛЬСОВ РАЗЛИЧНЫХ ФОРМ С ПОМОЩЬЮ КВАДРАТУРНОГО НАПРАВЛЕННОГО ОТВЕТВИТЕЛЯ А. С. Величкина, Г. К. Усков, А. М. Бобрешов .....	80
СИНТЕЗ СВЕРХШИРОКОПОЛОСНЫХ ХАОТИЧЕСКИХ РАДИОИМПУЛЬСОВ ЗАДАННОЙ ФОРМЫ Л. В. Кузьмин, Е. В. Ефремова, П. А. Владыка, В. В. Ицков .....	88
ПРОЕКТИРОВАНИЕ И ИЗГОТОВЛЕНИЕ ШИРОКОПОЛОСНОГО ДЕЛИТЕЛЯ МОЩНОСТИ ДЛЯ Л-ДИАПАЗОНА Н. М. Хунг, Н. Х. Зян, Д. К. Хиен, Н. М. Жанг .....	98
ВЛИЯНИЕ ПОМЕХ НА ТОЧНОСТЬ ОБНАРУЖЕНИЯ ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНОСТИ СВЕРХШИРОКОПОЛОСНЫХ СИГНАЛОВ Т. Т. Доан, П. А. Трифонов .....	104
<b>Секция 8. Электродинамика, распространение радиоволн, антенны. Цифровые антенные решетки и технология MIMO</b>	
ЩЕЛЕВЫЕ SIW-АНТЕННЫ НА ОСНОВЕ ДИЭЛЕКТРИКА ФАФ-4Д С- И КУ-ДИАПАЗОНОВ С. И. Деревянкин , А. В. Останков .....	111
ПОЛОСНО-ПРОПУСКАЮЩИЙ ФИЛЬТР НА ОСНОВЕ ЩЕЛЕВОЙ ЛИНИИ СО СМЕЩЕНИЕМ ВХОД-ВЫХОД НА ШИРИНУ НЕОДНОРОДНОСТИ А. А. Борисов, В. В. Демшевский, С. Б. Клюев, А. А. Потапов, Г. Г. Щучкин .....	121
ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЗМОЖНОСТИ ВОССТАНОВЛЕНИЯ ФОРМЫ ПОВЕРХНОСТНОГО ИЗЛУЧАТЕЛЯ ПО СТРУКТУРЕ ПОЛЯ В БЛИЖНЕЙ ЗОНЕ А. А. Кононов, Г. К. Усков .....	126
ПРИМЕНЕНИЕ ТЕОРЕТИЧЕСКОГО МЕТОДА РАСЧЕТА МОНОХРОМАТИЧЕСКОГО ПОЛЯ ИЗЛУЧЕНИЯ НЕПЛОСКОЙ ПОВЕРХНОСТИ НА ПРИМЕРЕ СФЕРЫ А. А. Кононов, Г. К. Усков .....	131
МЕТОДИКА АНАЛИТИЧЕСКОГО ВЫЧИСЛЕНИЯ ДЕЛЬТА-ОТКЛИКА ДЛЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ, СОЗДАННОГО ПРОИЗВОЛЬНЫМ ПРОСТРАНСТВЕННЫМ РАСПРЕДЕЛЕНИЕМ ТОКОВ А. А. Кононов, К. В. Смусева, Г. К. Усков .....	140
СРАВНИТЕЛЬНЫЙ АНАЛИЗ МЕТОДОВ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ЭФФЕКТИВНОЙ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПРОНИЦАЕМОСТИ ПО S-ПАРАМЕТРАМ МОДЕЛИ, СОЗДАННОЙ В ПРОГРАММЕ CST STUDIO. А. А. Моисеенко .....	150

ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ПОЛЯРИЗАЦИОННОГО СЕЛЕКТОРА НА ОСНОВЕ ПАРАЗИТНЫХ ДИПОЛЕЙ А. А. Петров .....	157
ОПЫТ РАЗРАБОТКИ СВЕРХШИРОКОПОЛОСНЫХ ПОЛЯРИЗАЦИОННЫХ СЕЛЕКТОРОВ НА ОСНОВЕ МЕАНДРОВЫХ ЛИНИЙ А. А. Петров .....	163
МИКРОПОЛОСКОВАЯ АНТЕННА СПУТНИКОВОЙ СВЯЗИ Q-ДИАПАЗОНА А. В. Ефремов .....	172
СИНТЕЗ АНТЕННОЙ РЕШЕТКИ С СЕКТОРНОЙ ДИАГРАММОЙ НАПРАВЛЕННОСТИ ПО СГЛАЖЕННОМУ ШАБЛОНУ А. В. Останков, В. В. Шаненкова, Н. Н. Щетинин .....	179
КОМПАКТНАЯ ЧАСТОТНО-СКАНИРУЮЩАЯ АНТЕННА ВЫТЕКАЮЩЕЙ ВОЛНЫ НА ОСНОВЕ МЕТАМАТЕРИАЛА А. В. Останков, Е. Г. Хрипунов, А. Ю. Чернышев .....	188
ТРЕХСЕКЦИОННАЯ СХЕМА ЗАМЕЩЕНИЯ МИКРОПОЛОСКОВОГО Т-ОБРАЗНОГО ШЛЕЙФА А. В. Останков, Н. Н. Щетинин .....	198
МОДЕЛИРОВАНИЕ НАВИГАЦИОННОЙ АНТЕННЫ РАСПОЛОЖЕННОЙ НА БПЛА А. Дайуб .....	204
РАСШИРЕНИЕ МЕТОДИКИ ИЗМЕРЕНИЯ АМПЛИТУДНО-ЧАСТОТНОЙ ХАРАКТЕРИСТИКИ МНОГОЛУЧЕВОЙ ИОНОСФЕРНОЙ КОРОТКОВОЛНОВОЙ РАДИОЛИНИИ А. Е. Недопекин, А. О. Щирый .....	213
РАСЧЕТ ПРОСТРАНСТВЕННО-ВРЕМЕННОЙ ЗАВИСИМОСТИ ИМПУЛЬСНОГО ПОЛЯ В БЛИЖНЕЙ ЗОНЕ ПЛОСКОЙ КРУГЛОЙ АПЕРТУРЫ С УЧЕТОМ ГРАНИЧНОЙ ВОЛНЫ А. М. Бобрешов, А. А. Кононов, В. Е. Копытин, Г. К. Усков .....	223
ВЫЧИСЛЕНИЕ ПЕРВООБРАЗНОЙ ИМПУЛЬСНОЙ ХАРАКТЕРИСТИКИ ЦИЛИНДРИЧЕСКОЙ АПЕРТУРЫ С УЧЕТОМ ВЛИЯНИЯ ПОЛЯРИЗАЦИОННОГО МНОЖИТЕЛЯ А. М. Бобрешов, А. А. Кононов, Е. А. Серегина, Г. К. Усков .....	238
АНАЛИЗ ПАРЦИАЛЬНЫХ ДИАГРАММ НАПРАВЛЕННОСТИ ЭЛЕМЕНТОВ АНТЕННЫХ РЕШЕТОК С КОМПЕНСАЦИЕЙ АМПЛИТУДНО-ФАЗОВОЙ РАССТРОЙКИ ВЕСОВЫХ КОЭФФИЦИЕНТОВ А. М. Бобрешов, А. А. Кононов, О. В. Нескородова, Г. К. Усков .....	246
МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ МЕТОДА ЦИФРОВОЙ ПЕЛЕНГАЦИИ МНОЖЕСТВЕННЫХ ИСТОЧНИКОВ СИГНАЛОВ А. П. Онищенко, В. А. Сенчурев .....	254

МУЛЬТИСФОКУСИРОВАННЫЕ АНТЕННЫ В РАДИОТЕХНИЧЕСКИХ ПРИЛОЖЕНИЯХ А. Ф. Гильфанова, Д. А. Веденькин.....	264
ЭФФЕКТИВНОСТЬ МИМО-СИСТЕМЫ ПРИ РАСПРОСТРАНЕНИИ РАДИОВОЛН С ДВУКРАТНЫМ ОТРАЖЕНИЕМ А. Ю. Паршин, В. Х. Нгуен .....	268
МИКРОПОЛОСКОВАЯ АНТЕННАЯ РЕШЕТКА С УЛУЧШЕННЫМИ НАПРАВЛЕННЫМИ ХАРАКТЕРИСТИКАМИ ДЛЯ 5G СИСТЕМ А. Ю. Чернышев, А. В. Останков, И. А. Анпилов .....	275
ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ИЗГИБА ФАЗИРОВАННОЙ АНТЕННОЙ РЕШЕТКИ НА ЗНАЧЕНИЯ ЭЛЕМЕНТОВ МАТРИЦЫ РАССЕЯНИЯ Б. Э. Назаренко .....	282
МОДЕЛИРОВАНИЕ САМООРГАНИЗУЮЩЕЙСЯ БЕСПРОВОДНОЙ СЕТИ В УСЛОВИЯХ ГОРОДСКОЙ ЗАСТРОЙКИ ПО МЕТОДУ ТРАССИРОВКИ ЛУЧЕЙ В. А. Жигулин, И. В. Пешков .....	290
СРАВНЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ ОСЛАБЛЕНИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ СТРУКТУРАМИ ГРАФЕНА И АМОРФНОГО УГЛЕРОДА В. В Нечунаев, Д. В. Косов, Н. А. Болдырев, А. П. Лактионов, Е. В. Григорьев, А. С. Мазинов .....	297
РЕШЕНИЕ ЗАДАЧИ ОБРАТНОГО РАССЕЯНИЯ НА ДВИЖУЩЕЙСЯ МОРСКОЙ ПОВЕРХНОСТИ 1. МОДЕЛИРОВАНИЕ МОРСКОЙ ПОВЕРХНОСТИ В. В. Ахияров, Е. А. Ищенко, Ю. Г. Пастернак, Д. К. Проскурин.....	302
РЕШЕНИЕ ЗАДАЧИ ОБРАТНОГО РАССЕЯНИЯ НА ДВИЖУЩЕЙСЯ МОРСКОЙ ПОВЕРХНОСТИ 2. МОДЕЛИРОВАНИЕ СПЕКТРА ОБРАТНОГО РАССЕЯНИЯ В. В. Ахияров, Е. А. Ищенко, Ю. Г. Пастернак, Д. К. Проскурин.....	309
РЕЗУЛЬТАТЫ РЕШЕНИЯ ОСЕСИММЕТРИЧНЫХ ЗАДАЧ ИЗЛУЧЕНИЯ И ДИФРАКЦИИ МЕТОДОМ ПАРАБОЛИЧЕСКОГО УРАВНЕНИЯ В. В. Ахияров, Е. А. Ищенко, Ю. Г. Пастернак, Д. К. Проскурин.....	319
МЕТОД ФОРМИРОВАНИЯ ДИАГРАММЫ НАПРАВЛЕННОСТИ ЛИНЕЙНОЙ АПЕРТУРЫ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ РАЗЛОЖЕНИЯ ПОЛЯ ПО ФУНКЦИЯМ МАТЬЕ В. В. Ахияров, Е. А. Ищенко, Ю. Г. Пастернак, Д. К. Проскурин.....	328
ЧИСЛЕННЫЙ АНАЛИЗ СОГЛАСОВАННОЙ НАГРУЗКИ С/Х-ДИАПАЗОНА С НЕЛИНЕЙНЫМ ПРОФИЛЕМ ПОГЛОЩАЮЩЕГО ЭЛЕМЕНТА В. В. Комаров, А. А. Шомин .....	336
ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ТРЕХМЕРНОЙ ЧАСТОТНО-СЕЛЕКТИВНОЙ ПОВЕРХНОСТИ В. В. Комаров, В. А. Киркица.....	341

МЕТОДЫ И ТЕХНОЛОГИИ УЛУЧШЕНИЯ НАПРАВЛЕННЫХ СВОЙСТВ АНТЕННЫХ СИСТЕМ	
Б. В. Харченко, С. В. Рудый, А. Э. Вартазарова, Е. А. Горбунов, Д. И. Серебренко .....	346
МЕТОД КОМПЕНСАЦИИ АКТИВНОЙ ШУМОВОЙ ПОМЕХИ ЦИФРОВОЙ АНТЕННОЙ РЕШЕТКОЙ	
В. Г. Денисенко, А. В. Литвинов, С. Е. Мищенко, В. В. Шацкий, Н. С. Скворцова .....	350
МОДЕЛИРОВАНИЕ НОВЫХ СТРУКТУР ДЕФОРМИРОВАННОГО ЗАЗЕМЛЕНИЯ ДЛЯ РАЗВЯЗКИ АНТЕННЫХ РЕШЁТОК МИМО	
Б. Е. Кутепов .....	358
ВАРИАНТ РЕАЛИЗАЦИИ НАПРАВЛЕННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ЩЕЛЕВОЙ АНТЕННОЙ ДВОЙНОЙ ПОЛЯРИЗАЦИИ	
В. П. Васильев, А. В. Иванов .....	365
ВОЗМОЖНОСТИ ПРОГНОЗИРОВАНИЯ МАКСИМАЛЬНО ПРИМЕНИМОЙ ЧАСТОТЫ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ МОДЕЛИ IRI ПРИ МАКСИМАЛЬНОЙ СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ ПО РЕЗУЛЬТАТАМ НАКЛОННОГО ЛЧМ ЗОНДИРОВАНИЯ НА ТРАССАХ СРЕДНЕЙ И БОЛЬШОЙ ПРОТЯЖЕННОСТИ	
Г. Г. Вертуградов, В. Д. Черных .....	371
О ВОЗМОЖНОСТИ ВОССТАНОВЛЕНИЯ СВЕРХКОРОТКОГО РАДИОИМПУЛЬСА, ДЕФОРМИРОВАННОГО ПРИ ПРОХОЖДЕНИИ РЕЗОНАНСНО-ПОГЛОЩАЮЩЕЙ ГАЗОВОЙ СРЕДЫ	
Г. М. Стрелков, Ю. С. Худышев .....	382
ПРОВЕРКА ГИПОТЕЗЫ О ПРЕОБЛАДАНИИ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ТИПА РАССЕЯНИЯ ВОЛН В БЛИЖНЕЙ ЗОНЕ РАССЕИВАТЕЛЕЙ	
Д. В. Пацев, Е. А. Ищенко, А. Е. Медведев, И. А. Сафонов, Ю. Г. Пастернак, Д. К. Проскурин .....	389
ИССЛЕДОВАНИЕ РЕЗОНАНСНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК КОНИЧЕСКОЙ СИНУСОИДАЛЬНОЙ АНТЕННЫ	
Д. П. Табаков, В. Ю. Зондаи .....	402

# **ИНФОРМАЦИОННАЯ МАТРИЦА ФИШЕРА В ЗАДАЧЕ ОДНОПОЗИЦИОННОГО ОПРЕДЕЛЕНИЯ МЕСТОПОЛОЖЕНИЯ ИСТОЧНИКОВ РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ БОРТОВЫМИ ПАССИВНЫМИ СИСТЕМАМИ**

Петров Ю.В.

Балтийский государственный технический университет «ВОЕНМЕХ»  
имени Д.Ф. Устинова (БГТУ «ВОЕНМЕХ»), Санкт-Петербург, РФ

**Аннотация.** В статье получены выражения для информационных матриц Фишера при решении задачи определении координат источников радиоизлучения (ИРИ) бортовыми пассивными средствами источников радиоизлучения различными методами: псевдотриангуляционным и многогипотезным. Показана принципиальная возможность повышения точности (или оперативности достижения требуемой точности) определения дальности до ИРИ при использовании многогипотезного метода. Метод основан на выдвижении ряда гипотез, построении набора фильтров Калмана для каждой гипотезы, после фильтрации вычислении на каждой итерации сумм квадратов невязок, нахождении минимальной суммы, по которой делается вывод о текущей дальности до цели.

**Ключевые слова:** матрица Фишера, источник радиоизлучения, оценка местоположения, оценка параметров, ковариационная матрица ошибок.

## **THE FISHER INFORMATION MATRIX IN THE DETERMINING RADIO SOURCES LOCATION PROBLEM SOLVED BY ON-BOARD PASSIVE SYSTEMS**

Petrov Y.V.

Baltic State Technical University "VOENMEH" named after D.F. Ustinov",  
St. Petersburg, Russia

**Abstract.** The article provides expressions for Fisher information matrices when solving the problem of determining the coordinates and motion parameters of radio sources by various methods: pseudotriangulation and hypothetical. It is shown that it is possible in principle to increase the accuracy (or speed of achieving the required accuracy) of determining the range to the IRI using the multi-hypothesis method. The method is based on putting forward a number of hypotheses, constructing a set of Kalman filters for each hypothesis, after filtering, calculating the sums of squares of the residuals at each iteration, and finding the minimum amount by which a conclusion is drawn about the current range to the target.

**Keywords:** Fisher matrix, radio emission source, location estimation, parameter estimation, error covariance matrix.

### **1. ВВЕДЕНИЕ**

При определении координат и параметров движения источников радиоизлучения [1-5] (ИРИ) возникают две задачи. Прямая задача состоит в достижении максимальной точности при фиксированном времени решения задачи [6-8]. Обратная задача - в оценке

минимального времени решения, за которое может быть получена заданная точность [6-7]. Эти задачи устанавливают связь между точностью оценок координат и временем решения задачи оценивания при заданном значении среднеквадратической ошибки пеленгования. Можно показать, что решение обеих задач может быть сведено к максимизации функционала от информационной матрицы Фишера [7]. Основная идея при этом состоит в том, чтобы охарактеризовать оценки формируемых параметров в терминах их ковариационных матриц (в скалярном случае – дисперсий ошибок оценивания координат). Нижняя граница при этом определяется неравенством Рао – Крамера и равна матрице, обратной информационной матрице Фишера:

$$\text{cov}(\theta) \geq M^{-1}(\theta), \quad (1)$$

## 2. ИНФОРМАЦИОННАЯ МАТРИЦА ФИШЕРА ПРИ ОЦЕНИВАНИИ МЕСТОПОЛОЖЕНИЯ ИРИ ПО УГЛОМЕРНЫМ ИЗМЕРЕНИЯМ

При оценке местоположения неподвижного ИРИ на борту подвижного измерителя определим вектор состояния в горизонтальной плоскости как:

$$X_k = [\varphi_k, D_k]^T$$

где  $\varphi_k, D_k$  – пеленг и дальность на ИРИ соответственно.

Дискретное уравнение состояния системы:

$$X_{k+1} = \Phi_{k+1/k} \cdot X_k + U_k$$

где  $\Phi_{k+1/k} = I = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix}$  – переходная матрица,  $U_k$  – вектор управления:

$$U_k = (V_k \cdot \sin\varphi_k \cdot \Delta t / D_k, -V_k \cdot \cos\varphi_k \cdot \Delta t)^T$$

$\Delta t = t_{k+1} - t_k = \text{const}$  – постоянный интервал дискретизации по времени,  $V_k$  – скорость подвижного измерителя.

Обозначим последовательность состояний до момента времени  $t_n$  через  $X_n = (X_1, X_2, \dots, X_n)^T$ , а последовательность управлений  $U_n = (U_1, U_2, \dots, U_n)^T$ .

Измеряемым параметром является пеленг на цель. Уравнение наблюдения для него будет иметь вид:

$$\varphi_n = h(X_n, U_n) = \varphi_0 + \sum_{k=1}^n (V_k \cdot \sin\varphi_k \cdot \Delta t / D_k)$$

Обозначим через  $\tilde{Z}_n = (\tilde{\varphi}_1, \tilde{\varphi}_2, \dots, \tilde{\varphi}_n)^T$  – вектор измеренных значений (пеленгов). Обычным предположением является то, что пеленги измеряются с ошибкой  $w_k$ , представляющей собой гауссовский процесс с нулевым средним и дисперсией  $\sigma_{\varphi k}^2$ :

$$\begin{aligned} \tilde{Z}_k &= \varphi_k + w_k \\ w_n &= (w_1, w_2, \dots, w_n)^T \in NORM(0, \Sigma), \\ \Sigma &= \text{diag}(\sigma_{\varphi k}^2) \end{aligned}$$

Уравнение состояния системы и уравнение наблюдения определяют задачу определения местоположения цели по измерениям пеленгов: наблюдатель в течение времени  $t_n - t_0 = n \cdot \Delta t$  накапливает информацию о пеленгах на цель. Оцениваемым

вектором  $\theta$  неизвестных параметров цели в зависимости от решаемой задачи может быть  $\theta = X_0$ ,  $\theta = (D_k, V_k, \Psi_k)^T$  или другие. Для неподвижной цели неизвестным параметром будет дальность до нее в начальный момент времени  $\theta = D_0$ .

Информационная матрица для неизвестного параметра  $\theta$  определяет количество информации, содержащейся в векторе наблюдений  $\tilde{Z}_n$  относительно  $\theta$ . В случае выполнения гипотезы о равномерном и прямолинейном движении носителя и нормальности ошибок измерения, информационная матрица Фишера задается [9] соотношением вида:

$$M[\theta, X_n, U_n] = \left[ \frac{\partial h(X_n, U_n)}{\partial \theta} \right]^T \cdot \Sigma^{-1} \cdot \left[ \frac{\partial h(X_n, U_n)}{\partial \theta} \right] = H_n^T \cdot \Sigma^{-1} \cdot H_n$$

Здесь градиент функции измерений  $h(X_k, U_k)$ :

$$H_k = \frac{\partial h(X_k, U_k)}{\partial D} = -V_k \cdot \sin\varphi_k \cdot \Delta t / D_k^2$$

Тогда вектор  $H_n$  принимает вид:

$$H_n = \begin{bmatrix} -V_1 \cdot \sin\varphi_1 \cdot \Delta t / D_1^2 \\ \dots \\ -V_k \cdot \sin\varphi_k \cdot \Delta t / D_k^2 \\ \dots \\ -V_n \cdot \sin\varphi_n \cdot \Delta t / D_n^2 \end{bmatrix}$$

А информационная матрица Фишера записывается в виде:

$$M(\theta, X_n, U_n) = \sum_{k=1}^n \left( \frac{-V_k \cdot \sin\varphi_k \cdot \Delta t}{\sigma_{\varphi k} \cdot D_k^2} \right)^2$$

Выбор информационной матрицы  $M(\theta)$  в качестве меры точности оценок обосновывается тем, что, согласно неравенству Рао – Крамера, для несмешанных оценок  $\theta$  матрица, обратная к информационной, дает нижнюю границу оценки ковариации  $cov(\theta)$ :

$$cov(\theta) \geq M(\theta, X_n, U_n)^{-1}$$

Применительно к полученным выше результатам:

$$\sigma_{Dn}^2 \geq 1 / \sum_{k=1}^n \left( \frac{-V_k \cdot \sin\varphi_k \cdot \Delta t}{\sigma_{\varphi k} \cdot D_k^2} \right)^2$$

Эффективной оценкой дальности до ИРИ будет такая, при которой достигается равенство. В частном случае на больших дальностях до цели, постоянных скорости движения носителя и СКО ошибок измерения пеленгов, получаем:

$$\frac{\sigma_{Dn}}{D_n} \approx \frac{\sigma_\varphi \cdot D_n}{V \cdot \sin\varphi_n \cdot n \cdot \Delta t}$$

Это выражение определяет потенциальную точность оценивания местоположения ИРИ по угломерным измерениям.

Одним из наиболее часто используемых критериев оптимальности, связанными с различными характеристиками информационной матрицы [10-11], является так называемый критерий  $D$ -оптимальности. Он максимизирует определитель информационной матрицы, минимизируя доверительную область оценки. В скалярном случае – просто максимизирует значение самой информационной матрицы.

$$M(\theta, X_n, U_n) = \sum_{k=1}^n \left( \frac{-V_k \cdot \sin\varphi_k \cdot \Delta t}{\sigma_{\varphi k} \cdot D_k^2} \right)^2 \rightarrow max$$

Полученный результат носит чисто теоретический характер. Очевидно, что максимум будет стремиться к бесконечности при бесконечном увеличении времени наблюдения  $n \rightarrow \infty$ , уменьшении СКО ошибок измерения «до нуля»  $\sigma_{\varphi k} \rightarrow 0$  или при приближении к цели «вплотную»  $D_k \rightarrow 0$ . Но он позволяет сравнивать различные методы и степень приближения получаемых результатов к потенциально возможным.

### 3. ИНФОРМАЦИОННАЯ МАТРИЦА ФИШЕРА ПРИ ОЦЕНИВАНИИ МЕСТОПОЛОЖЕНИЯ ИРИ ПО УГЛОМЕРНЫМ ИЗМЕРЕНИЯМ МНОГОГИПОТЕЗНЫМ МЕТОДОМ

Определим информационную матрицу Фишера при использовании многогипотезного метода определения координат ИРИ [12].

Уравнение состояния системы и уравнение наблюдения будут иметь такой же вид, как и ранее. Оцениваемым вектором  $\theta$  неизвестных параметров цели, как и ранее, будет дальность до ИРИ в начальный момент времени  $\theta = D_0$ . Отличие заключается в том, что теперь «наблюдение» за вектором состояния ведет не один фильтр, а несколько (их количество зависит от числа выдвигаемых гипотез  $M$ ). Таким образом, увеличивается число «наблюдателей», что должно привести к увеличению количества информации относительно  $\theta$ . Информационная матрица Фишера в этом случае будет определяться соотношением:

$$\begin{aligned} M[\theta, X_n, U_n, M] &= \sum_{j=1}^M \left[ \frac{\partial h(X_n, U_n)}{\partial \theta} \right]^T \cdot \Sigma(k, j)^{-1} \cdot \left[ \frac{\partial h(X_n, U_n)}{\partial \theta} \right] = \\ &= \sum_{j=1}^M H_n^T \cdot \Sigma(k, j)^{-1} \cdot H_n \end{aligned}$$

Здесь градиент функции измерений  $h(X_k, U_k)$ , как и ранее:

$$H_k = \frac{\partial h(X_k, U_k)}{\partial D} = -\frac{V_k \cdot \sin \varphi_k \cdot \Delta t}{D_k^2}$$

а матрица  $\Sigma$  теперь будет определяться не только ошибками измерений (с дисперсиями  $\sigma_{\varphi k}^2$ ), но ошибками прогнозирования  $\Delta U_k^j$  в соответствующих фильтрах (которые растут со временем):

$$\begin{aligned} \Delta U_k^j &= (\Delta u_1^j, \Delta u_2^j, \dots, \Delta u_n^j)^T, \quad \Delta u_k^j \approx \Delta u^j \cdot \frac{k-1}{2}, \\ \Sigma(k, j) &= \text{diag} \left[ \sigma_{\varphi k}^2 + \left( \Delta u^j \cdot \frac{k-1}{2} \right)^2 \right] \end{aligned}$$

Тогда информационная матрица Фишера принимает вид:

$$\begin{aligned} M(\theta, X_n, U_n, j) &= \\ &= \sum_{k=1}^n \left[ \left( \frac{-V_k \cdot \sin \varphi_k \cdot \Delta t}{\sigma_{\varphi k} \cdot D_k^2} \right)^2 \cdot \sum_{j=1}^M \frac{\sigma_{\varphi k}^2}{\sigma_{\varphi k}^2 + (\Delta u^j)^2 \cdot \left( \frac{j_{\text{ист}} - j}{2} \right)^2 \cdot \left( \frac{k-1}{2} \right)^2} \right] = \end{aligned}$$

$$\sum_{k=1}^n \left[ \left( \frac{-V_k \cdot \sin\varphi_k \cdot \Delta t}{\sigma_{\varphi k} \cdot D_k^2} \right)^2 \cdot \sum_{j=1}^M \frac{\sigma_{\varphi k}^2}{\sigma_{\varphi k}^2 + \left( \frac{-V_k \cdot \sin\varphi_k \cdot \Delta t}{D_k} \right)^2 \cdot \left( \frac{k-1}{2} \right)^2 \cdot \left( \frac{j_{\text{ист}} - j}{2} \right)^2} \right]$$

Здесь  $j_{\text{ист}}$  - номер гипотезы, соответствующей истинному значению неизвестного параметра  $\theta$  (в данном случае – дальности до ИРИ в начальный момент времени  $D_0$ ).

Отметим, что наличие нескольких фильтров увеличивает количество информации, определяемое  $M(\theta, X_n, U_n, j)$ , но вклад в это фильтров с «неправильными» гипотезами быстро убывает во времени, что обусловлено ростом ошибок прогнозирования при этом. Причем, чем больше отличия гипотез от истинной, тем быстрее уменьшается количество информации.

Если сравнить это выражение с полученным выше для одного фильтра, то можно сделать вывод, что вторая сумма (по  $j$ ) будет всегда больше единицы (слагаемое при  $j = j_{\text{ист}}$  равно единице).

$$\begin{aligned} & \sum_{j=1}^M \frac{\sigma_{\varphi k}^2}{\sigma_{\varphi k}^2 + \left( \frac{-V_k \cdot \sin\varphi_k \cdot \Delta t}{D_k} \right)^2 \cdot \left( \frac{k-1}{2} \right)^2 \cdot \left( \frac{j_{\text{ист}} - j}{2} \right)^2} = \\ & = \sum_{j=1, j \neq j_{\text{ист}}}^M \frac{\sigma_{\varphi k}^2}{\sigma_{\varphi k}^2 + \left( \frac{-V_k \cdot \sin\varphi_k \cdot \Delta t}{D_k} \right)^2 \cdot \left( \frac{k-1}{2} \right)^2 \cdot \left( \frac{j_{\text{ист}} - j}{2} \right)^2} + \frac{\sigma_{\varphi k}^2}{\sigma_{\varphi k}^2} > 1 \end{aligned}$$

Это говорит об увеличении количества информации, и, следовательно, в соответствии с неравенством Рао-Крамера, применительно к полученным выше результатам, уменьшении дисперсии оценки дальности:

$$\begin{aligned} \sigma_{Dn}^2 & \geq 1 / \sum_{k=1}^n \left\{ \left( \frac{-V_k \cdot \sin\varphi_k \cdot \Delta t}{\sigma_{\varphi k} \cdot D_k^2} \right)^2 \cdot \sum_{j=1}^M \left[ \frac{\sigma_{\varphi k}^2}{\sigma_{\varphi k}^2 + \left( \frac{-V_k \cdot \sin\varphi_k \cdot \Delta t}{D_k} \right)^2 \cdot \left( \frac{k-1}{2} \right)^2 \cdot \left( \frac{j_{\text{ист}} - j}{2} \right)^2} \right] \right\} \\ \sigma_{Dn}^2 & \geq 1 / \sum_{k=1}^n \left\{ \left( \frac{-V_k \cdot \sin\varphi_k \cdot \Delta t}{\sigma_{\varphi k} \cdot D_k^2} \right)^2 \cdot \sum_{j=1}^M \left[ \frac{\sigma_{\varphi k}^2}{\sigma_{\varphi k}^2 + (\Delta u^j)^2 \cdot \left( \frac{j_{\text{ист}} - j}{2} \right)^2 \cdot \left( \frac{k-1}{2} \right)^2} \right] \right\} \\ \sigma_{Dn}^2 & \geq 1 / \sum_{k=1}^n \left\{ \left( \frac{-V_k \cdot \sin\varphi_k \cdot \Delta t}{\sigma_{\varphi k} \cdot D_k^2} \right)^2 \cdot \sum_{j=1}^M \left[ \frac{1}{1 + \left( \frac{k-1}{2} \right)^2 \cdot \frac{(\Delta u^j)^2}{\sigma_{\varphi k}^2} \cdot \left( \frac{j_{\text{ист}} - j}{2} \right)^2} \right] \right\} \end{aligned}$$

Как видно из этого выражения, увеличение числа «наблюдателей» (фильтров) приводит к увеличению количества информации, а следовательно, согласно неравенству Рао – Крамера, к уменьшению дисперсии ошибок определении координат источников радиоизлучения.

#### **4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ**

Показана принципиальная возможность повышения точности (или оперативности достижения требуемой точности) определения дальности до ИРИ при использовании многогипотезного метода по сравнению с широко используемым в настоящее время псевдотриангуляционным методом.

#### **5. БЛАГОДАРНОСТИ**

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (НИР «Разработка и исследование методов управления группами автономных беспилотных летательных аппаратов на основе перспективных систем информационного обеспечения и взаимодействия между отдельными аппаратами в группе», FZWF-2024-0002).

#### **ЛИТЕРАТУРА**

1. Кукес И. С., Стариц М. Е. Основы радиопеленгации. М.: Советское радио, 1964 - 640 с
2. Пат. RU 2319169 Российская Федерация. Способ определения местоположения источника радиоизлучения [Текст] / Александров В. Г.; заявитель и патентообладатель Александров Владимир Германович; 2006129778/09; заявл. 17.08.2006; опубл. 10.03.2008.
3. Пат. RU 2248584C2 Российская Федерация, МПК G01S5/12. Способ местоопределения источников радиоизлучений [Текст] / Лузинов В.А., Устинов К.В.; заявитель и патентообладатель ЦНИИ МО РФ; 2002107137/09; заявл. 20.09.2003; опубл. 20.03.2005.
4. Пат. RU 2423721 Российская Федерация, МПК G01S5/02. Способ определения координат местоположения источников радиоизлучения [Текст] / Логинов Ю.И., Екимов О.Б.; заявитель и патентообладатель ООО «ЭсПиЭс»; 2008151273/09, заявл. 23.12.2008; опубл. 10.07.2011
5. О связи между собственным маневрированием и качеством оценок координат и параметров движения цели / Б. Л. Беляев, А. Ф. Гаврилов, Ю. А. Кузьменко [и др.] // Морская радиоэлектроника. – 2011. – № 4(38). – С. 32-35. – EDN OPPYSX.
6. Frew E. W., Rock S. M. Trajectory Generation for Monocular Vision-Based Tracking of a Constant Velocity Target / IEEE International Conference on Robotics and Automation. Taipei, 2003.
7. Frew E. W. Observer Trajectory Generation for Target-Motion Estimation Using Monocular Vision. PhD Dissertation Thesis. Stanford, 2003.
8. Hammel S. E., Liu P. T., Hilliard E. J., Gong K. F. Optimal observer motion for localization with bearing measurements // Computers and Mathematics with Applications. 18(1 – 3), 1989
9. Степанов Д.В. Методы и алгоритмы оптимизации траектории наблюдателя в задаче определения координат и параметров движения цели: дисс... канд. техн. наук: 05.13.01. – Санкт-Петербург, 2012. – 135 с.
10. Muller W. G. Collecting Spatial Data: Optimum Design of Experiments for Random Fields. Springer, 2007
11. Гантмахер Ф. Р. Теория матриц. М.: Физматлит, 2010 – 559 с.
12. Бызов А.Н., Петров Ю.В. Определение местоположения источника радиоизлучения пассивными средствами летательного аппарата / А.Н. Бызов, Ю.В. Петров // Вопросы радиоэлектроники, серия РЛТ. – 2014. - № 4. 47-56 с.

## REFERENCES

1. Kukes I. S., Starik M.E. Osnovy radiopelengacii. M.: Sovetskoe radio, 1964 – 640 p.
2. Pat. RU 2319169 Rossiyskay Federaciya. Sposob opredeleniya mestopolozheniya istochnika radioizlucheniya / Aleksandrov V. G. ; zayavitel I patentoobladatel Aleksandrov V. G.; 2006129778/09; zayavl. 17.08.2006; opubl. 10.03.2008.
3. Pat. RU 2248584C2 Rossiyskay Federaciya, МПК G01S5/12. Sposob mestoopredeleniya istochnikov radioizlucheniya / Luzinov V.A., Ustinov K.V.; zayavitel I patentoobladatel CNII MO RF; 2002107137/09; zayavl. 20.09.2003; opubl. 20.03.2005.
4. Pat. RU 2423721 Rossiyskay Federaciya, МПК G01S5/02. Sposob opredeleniya koordinat mestopolozheniya istochnikov radioizlucheniya / Loginov Yu.I., Ekimov O.B.; zayavitel I patentoobladatel ООО «SPS»; 2008151273/09, zayavl. 23.12.2008; opubl. 10.07.2011
5. O svyazi mezdu sobstvennym manevrirovaniem I kachestvom ocenok koordinat I parametrov dvizeniya celi / B. L. Belyaev, A. F. Gavrilov, Yu. A. Kuzmenko [i dr.] // Morskaya radioelektronika. – 2011. – № 4(38). – C. 32-35. – EDN OPPYSX.
6. Frew E. W., Rock S. M. Trajectory Generation for Monocular Vision-Based Tracking of a Constant Velocity Target / IEEE International Conference on Robotics and Automation. Taipei, 2003.
7. Frew E. W. Observer Trajectory Generation for Target-Motion Estimation Using Monocular Vision. PhD Dissertation Thesis. Stanford, 2003.
8. Hammel S. E., Liu P. T., Hilliard E. J., Gong K. F. Optimal observer motion for localization with bearing measurements // Computers and Mathematics with Applications. 18(1 – 3), 1989
9. Stepanov D. V. Metody I algoritmy optimizacii traektorii nablyudatelylya v zadache opredeleniya koordinat I parametrov dvizeniya celi: diss... kand. tehn. nauk: 05.13.01. – Sankt-Peterburg, 2012. – 135 p.
10. Muller W. G. Collecting Spatial Data: Optimum Design of Experiments for Random Fields. Springer, 2007
11. Gantmaher F. R. Teoriya matric. M.: Fizmatlit, 2010 – 559 p.
12. Byzov A.N., Petrov Yu.V. Opredelenie mestopolozheniya istochnika radioizlucheniya passivnymi sredstvami letatelnogo apparata / Byzov A.N., Petrov Yu.V. // Voprosy radioelektroniki, seriya RLT. – 2014. - № 4. 47-56 p.

# **МОДЕЛЬ ПОДСИСТЕМЫ ГЕОЛОКАЦИИ ЗЕМНЫХ СТАНЦИЙ СИСТЕМ СПУТНИКОВОЙ СВЯЗИ НА ОСНОВЕ ИНТЕГРАЛЬНО-ДОПЛЕРОВСКОГО МЕТОДА**

R.P. Саниев, A.A. Дружков, V.B. Уткин, S.I. Андронов, V.A. Коротков

Военный университет радиоэлектроники,  
г. Череповец, Вологодская обл., Российская Федерация

**Аннотация.** В статье представлено математическое описание интегрально-доплеровского метода геолокации земных станций систем спутниковой связи по ретранслированному сигналу. Разработана имитационная модель оценивания координат земных станций систем спутниковой связи по одному космическому аппарату-ретранслятору на геостационарной орбите. Получены результаты среднеквадратической ошибки оценивания координат земных станций в зависимости от их расположения в глобальной зоне радиовидимости ретранслирующего космического аппарата на геостационарной орбите. Полученные результаты исследований могут быть использованы при выявлении нелегитимных пользователей систем спутниковой связи и, выявления нарушителей регламента связи.

**Ключевые слова:** системы спутниковой связи, геолокация, космический аппарат-ретранслятор, доплеровское смещение частоты, интегрально-доплеровский метод.

## **MODEL OF THE GEOLOCATION SUBSYSTEM OF SUBSCRIBER TERMINALS OF SATELLITE COMMUNICATION SYSTEMS BASED ON THE INTEGRAL-DOPPLER METHOD**

R.R. Sagiev, A.A. Druzhkov, V.V. Utkin, S.I. Andronov, V.A. Korotkov

Military University of Radio Electronics,  
Cherepovets, Vologda region, Russian Federation

**Abstract.** The article presents a mathematical description of the integrated Doppler method of geolocation of Earth stations of satellite communication systems using a relayed signal. A simulation model has been developed for estimating the coordinates of Earth stations of satellite communication systems using a single repeater spacecraft in geostationary orbit. The results of the RMS error of estimating the coordinates of Earth stations depending on their location in the global radio visibility zone of a relaying spacecraft in geostationary orbit have been obtained. The obtained research results can be used to identify illegitimate users of satellite communication systems and identify violators of communication regulations.

**Keywords:** satellite communication systems, geolocation, repeater spacecraft, Doppler frequency shift, the integral-doppler method.

### **1. ВВЕДЕНИЕ**

Высокая плотность расположения космических аппаратов-ретрансляторов (КА-Р), широкое распространение средств спутниковой связи в условиях ограниченного частотного ресурса спутниковых ретрансляторов приводит к тому, что все большую актуальность приобретает задача определения местоположения (ОМП) абонентских терминалов и земных станций (ЗС) систем спутниковой связи (ССС).

Современные достижения в области цифрового приёма и обработки радиосигналов составили теоретическую и практическую базу для развития методов ОМП земных станций ССС и нарушителей регламента радиосвязи по

ретранслированным сигналам [1]. Существенное отличие и особенность таких методов ОМП по сравнению с классическими состоит в том, что сигналы искомых ЗС принимаются комплексом радиомониторинга (КРМ), при этом в качестве опорных точек системы ОМП используется положение КА-Р в момент ретрансляции сигналов. Это достигается наличием точной информации о собственных координатах КРМ и параметрах движения КА-Р, позволяющих вычислить его координаты на момент ретрансляции сигнала и тем самым учесть протяженность радиолинии КА-Р - КРМ и доплеровский сдвиг частоты сигнала в ней, скомпенсировать задержку распространения и смещение несущей частоты и в дальнейшем проводить вычислительные операции относительно борта соответствующего КАР.

Методы ОМП ЗС по ретранслированному сигналу, реализуемые с использованием двух или трех КА-Р, имеют существенные ограничения по применению в силу низкой вероятности наличия одного или двух вспомогательных КА-Р, работающих в том же диапазоне частот, что и основной КА-Р, ретранслирующий сигнал искомой ЗС [2, 3]. Наиболее вероятны ситуации, когда необходимо определение координат ЗС по одному КА-Р.

Для ОМП нарушителей регламента радиосвязи с позиции наземного КРМ с использованием одного движущегося относительно поверхности Земли КА-Р применяются модифицированные разностно-дальномерные методы [4, 5]. Применение указанных методов основано на измерении частоты ретранслированного сигнала в КРМ и дальнейшем синтезе пространственно-временных баз (ПВБ) ОМП, т.е. выборе опорных моментов времени на интервале наблюдения за КА-Р  $t_N$ , относительно которых производится расчет параметров местоположения  $f_N^{(np)}$ , а именно: разность дальностей или разность радиальных скоростей (рисунок 1). Выбор опорных моментов времени  $t_N$  существенно влияет на точность оценивания координат ЗС, которая наиболее наглядно может быть охарактеризована геометрическим фактором используемой пространственно-временной конфигурации измерительной системы.

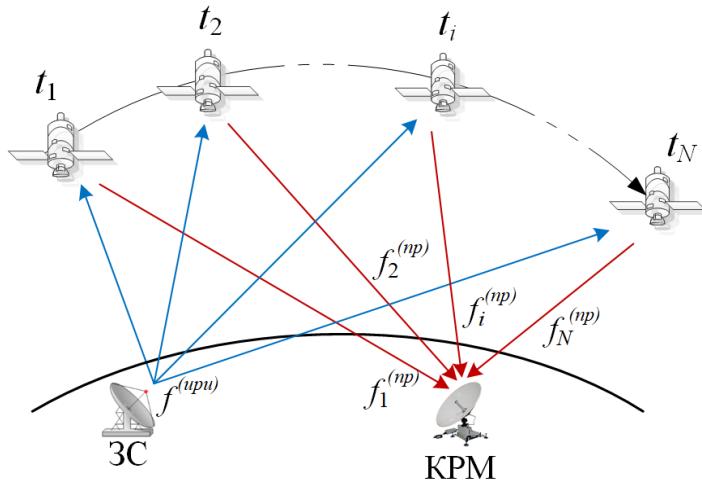


Рис. 1. Иллюстрация к методам ОМП земных станций по сигналу, ретранслированному одним КА-Р на НКО

Данные методы применяются для ОМП земных станций по ретранслированному через КА-Р сигналу на низкой круговой орбите (НКО) и основаны на измерении частотного сдвига или разности задержки ретранслированного через них сигнала. Однако, для ССС с КА-Р на геостационарной орбите (ГСО) применение таких методов ограничено, ввиду малых значений параметров орбит, таких как наклонение и эксцентриситет [6]. Данные ограничения влияют на точность ОМП ЗС [2, 7].

В данной статье предложен усовершенствованный интегрально-доплеровский метод (ИДМ) ОМП земных станций по сигналу от одного КА-Р на ГСО. Метод основан на измерении частотного сдвига в сигнале с КА-Р при его различном пространственно-временном положении (рисунок 2).

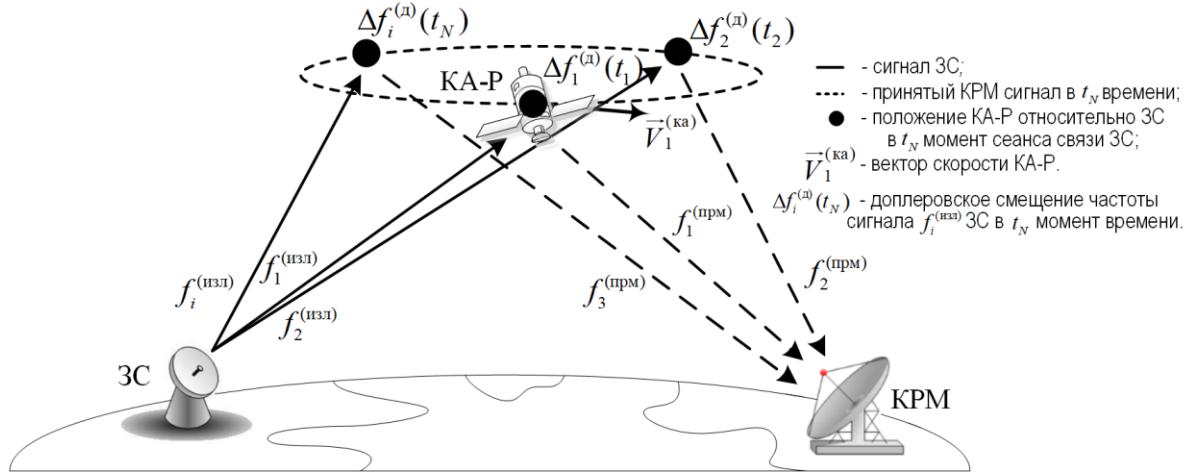


Рис. 2. Иллюстрация к односпутниковому ИДМ определения местоположения ЗС

Выбор ПВБ в методе осуществляется исходя из периода наблюдения за КА-Р с КРМ. Такой рациональный выбор ПВБ позволяет уменьшить среднеквадратическое отклонение (СКО) ошибки  $\sigma_{\text{ош}}$  измерения координат ЗС при использовании одного КА-Р на ГСО.

Цель статьи состоит в исследовании возможности применения ИДМ ОМП по одному КА-Р на ГСО в задачах геолокации нелегитимных пользователей ССС.

## 2. Исходные данные и постановка задачи

Пусть ЗС стационарна, а ее положению соответствует вектор координат  $R^{(3c)} = [x^{(3c)}, y^{(3c)}, z^{(3c)}]^T$  в декартовой системе. Сигнал ЗС излучается на частоте  $f^{(\text{изл})}$ , на борту КА-Р сигнал переносится на частоту переноса  $f^{(к)}$  и излучается по линии «вниз». В течение времени  $T$  сигнал ЗС, ретранслируемый КА-Р, принимается КРМ. В ходе приема осуществляется оценивание частоты этого сигнала  $\tilde{f}^{(\text{прем})}(t)$ ,  $t \in [0, T]$ . При реализации измерений частоты цифровыми методами оценки частоты являются дискретными и могут быть описаны выражением:

$$\tilde{f}_i^{(\text{прем})} = \tilde{f}^{(\text{прем})}(iT_d), i = 0(1)N, \quad (1)$$

где  $T_d$  – интервал дискретизации отчетов оценки частоты;

$N$  – число отсчетов оценки частоты, при этом  $T = T_d N$ .

Пусть также вектор состояния КА-Р в  $i$ -й момент измерения частоты описывается вектором координат  $R_i^{(\text{ка})} = [x_i^{(\text{ка})}, y_i^{(\text{ка})}, z_i^{(\text{ка})}]^T$  и координатами вектора скорости КА-Р –  $V_i^{(\text{ка})} = [v_i^{(x)}, v_i^{(y)}, v_i^{(z)}]^T$ . Комплекс радиомониторинга стационарен и имеет координаты  $R^{(\text{кrm})} = [x^{(\text{кrm})}, y^{(\text{кrm})}, z^{(\text{кrm})}]^T$ .

Земная станция находится на поверхности Земли, в качестве модели которой используется аппроксимация в виде референц-эллипсоида  $WGS-84$ , описываемого уравнением вида:

$$R_s^2 = x^2 + y^2 + (1 - e_s^2) \cdot z^2, \quad (2)$$

где  $R_s$  – экваториальный радиус Земли,  $R_s = 6378137$  м;

$e_s$  – эксцентриситет земного эллипсоида,  $e_s = 1/298,257223563$ .

По измеренным  $\tilde{f}_i^{(\text{прем})}$  требуется оценить вектор координат  $R^{(3c)} = [x^{(3c)}, y^{(3c)}, z^{(3c)}]^T$  в условиях отсутствия вспомогательного КА-Р на ГСО.

### 3. МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ИНТЕГРАЛЬНО-ДОПЛЕРОВСКОГО МЕТОДА ОМП ЗЕМНЫХ СТАНЦИЙ, ПО СИГНАЛУ РЕТРАНСЛИРОВАННОМУ ОДНИМ КА-Р

Значение частоты сигнала ЗС, принимаемого КРМ может быть описано выражением:

$$\tilde{f}^{(\text{прем})}(t_N) = f^{(\text{нек})} + \Delta f_i^{(\text{вверх})}(t_N) + \Delta f_i^{(\text{вниз})}(t_N) + f^{(\kappa)} + \Delta f_{i_{\text{общ}}}^{(\text{нест})}(t_N) + \hat{\Delta f}^{(\text{ош})}(t_N), \quad (3)$$

где  $f^{(\text{нек})}$  - несущая частота сигнала ЗС;

$\Delta f_i^{(\text{вверх})}, \Delta f_i^{(\text{вниз})}$  – доплеровское смещение частоты по линии (вверх) и по линии (вниз) соответственно;

$f^{(\kappa)}$  - частота переноса на СР;

$\Delta f_{i_{\text{общ}}}^{(\text{нест})}(t_N)$  – аппаратурные ошибки, обусловленные нестабильностью опорных генераторов приемопередатчиков  $\Delta f_i^{(\text{иг})}(t_N), \Delta f_i^{(\text{ор})}(t_N)$  ЗС и КА-Р  $\Delta f_i^{(\text{cp})}(t_N)$  за время ретрансляции сигнала [8]:

$$\Delta f_{i_{\text{общ}}}^{(\text{нест})}(t_N) = \Delta f_i^{(\text{иг})}(t_N) + \Delta f_i^{(\text{ка})}(t_N) + \Delta f_i^{(\text{ор})}(t_N), \quad (4)$$

согласно [7-9], известно что нестабильность опорных генераторов приемопередающей аппаратуры элементов ССС ( $\Delta f_{i_{\text{общ}}}^{(\text{нест})}(t_N) \ll 1 \text{ Гц}$ ) не оказывает существенного влияния на смещение несущих частот по сравнению с влиянием наклонения ГСО на значения данного отклонения несущих частот от номинальных значений. Это обусловлено использованием в ССС высокостабильных генераторов [1, 9];

$\hat{\Delta f}_i^{(\text{ош})}$  - ошибка измерения частоты сигнала в точке приема.

При приеме КРМ сигнала ЗС, ретранслированного КА-Р, как по линии (вверх), так и по линии (вниз), вследствие влияния эффекта Доплера происходит смещение несущей частоты. С учетом продольных и поперечных составляющих движения КА-Р выражение для вычисления доплеровского смещения несущей частоты имеет вид:

$$\Delta f_i^{(\text{д})} = f^{(\text{изл})} - \left( f^{(\text{изл})} \sqrt{1 - \frac{|\vec{v}_i^{(\text{ка})}|^2}{c^2}} \right) \Bigg/ \left( 1 - \frac{v_i^{(\text{рад})}}{c} \right), \quad (5)$$

где  $|\vec{v}_i^{(\text{ка})}|$  – модуль вектора скорости КА-Р в  $i$ -й момент времени;

$v_i^{(\text{рад})}$  – радиальная скорость в  $i$ -й момент времени;

$c = 299972458 \text{ м/с}$  – скорость распространения электромагнитных волн.

Для определения доплеровского смещения несущей частоты требуется рассчитать ряд величин, а именно: расстояние от ЗС до КА-Р  $\vec{d}_i$ , угол между вектором скорости КА-Р и направлением на ЗС  $\alpha_i$ , модуль вектора радиальной скорости КА-Р  $v_i^{(\text{рад})}$  в каждый момент времени.

Расстояние от ЗС до КА-Р в каждый момент времени определяется выражением:

$$d_i = (x^{(3c)} - x_i^{(\text{ка})}; y^{(3c)} - y_i^{(\text{ка})}; z^{(3c)} - z_i^{(\text{ка})}), \quad (6)$$

где  $x^{(3c)}, y^{(3c)}, z^{(3c)}$  – координаты ЗС в пространстве;

$x_i^{(\text{ка})}, y_i^{(\text{ка})}, z_i^{(\text{ка})}$  – координаты КА-Р в  $i$ -й момент времени.

После определения в каждый момент времени расстояния  $d_i$ , осуществляется расчет угла между вектором скорости КА-Р и направлением на ЗС  $\alpha_i$ . Выражение для вычисления угла  $\alpha^{(i)}$  получено из уравнения скалярного произведения векторов и имеет вид:

$$\alpha_i = \arccos \left( \frac{(\vec{v}_i^{(ka)} \cdot \vec{d}_i)}{(|\vec{v}_i^{(ka)}| \cdot |\vec{d}_i|)} \right). \quad (7)$$

Радиальная скорость  $v_i^{(рад)}$  определяется как проекция модуля вектора скорости  $|\vec{v}_i^{(ka)}|$  на модуль вектора  $|\vec{d}_i|$ :

$$v_i^{(рад)} = |\vec{v}_i^{(ka)}| \cdot \cos(\alpha_i) = \frac{\vec{v}_i^{(ka)} \cdot \vec{d}_i}{|\vec{d}_i|}. \quad (8)$$

После вычисления радиальной скорости  $v_i^{(рад)}$ , для соответствующих моментов времени выполняется расчет доплеровского смещения несущей частоты  $\Delta f_i^{(д)}$  согласно выражению (5).

Предполагается для ОМП ЗС реализовать модифицированный разностно-дальномерный метод. Как известно для ОМП объектов в пространстве необходимо иметь три измерительные базы, формирующие три поверхности положения. В геолокации в качестве одной из поверхностей положения можно использовать поверхность Земли, поэтому две поверхности необходимо сформировать. Построение таких поверхностей положения осуществляется по двум парам радионавигационных точек с нетождественными параметрами орбиты. В предложенном методе ОМП АТ в качестве таких точек (пространственно-временных баз) предлагается рассматривать точки положения СР в различные моменты времени, образующиеся его движением на ГСО [3, 4].

Разность расстояний как навигационный параметр может быть получена на основе измерения некоторых производных параметров. Предлагается способ вычислений, основанный на интегрировании доплеровского смещения несущей частоты. Осуществив интегрирование доплеровского смещения несущей частоты  $\Delta f_i^{(д)}$  на интервале наблюдения  $t \in [0, T]$ , получим:

$$\int_0^T \Delta f_i^{(д)} dt = -\frac{1}{\lambda} \int_0^T v_i^{(рад)} dt = -\frac{1}{\lambda} \int_0^T (d_1 - d_i) dt. \quad (9)$$

Однако, интеграл от радиальной составляющей скорости  $v_i^{(рад)}$  и есть разность расстояний, тогда:

$$\int_0^T \Delta f_i^{(д)} dt = -\frac{1}{\lambda} \Delta r^{(i,i+1)}, \quad t \in [0, T], \quad (10)$$

$$\text{где } \Delta r^{(i,i+1)} = \sqrt{(x_i^{(ка)} - x)^2 + (y_i^{(ка)} - y)^2 + (z_i^{(ка)} - z)^2} - \sqrt{(x_{i+1}^{(ка)} - x)^2 + (y_{i+1}^{(ка)} - y)^2 + (z_{i+1}^{(ка)} - z)^2},$$

$i = 1(2)I$ ,  $t \in [0, T]$  - разность расстояний от ЗС до КА-Р в  $t_i$  и  $t_{i+1}$  моменты времени.

Учитывая данный факт, выражение (10) можно записать как:

$$\Delta r^{(i,i+1)} = -\frac{c}{f^{(нек)}} \int_0^T \Delta f_i^{(д)} dt. \quad (11)$$

Данный способ вычислений будет называться интегрально-доплеровский метод. При ОМП земных станций ИДМ в качестве поверхности положения будут выступать

гиперболоиды, соответствующие постоянному значению разности расстояний до точек на орбите КА-Р (рисунок 3).

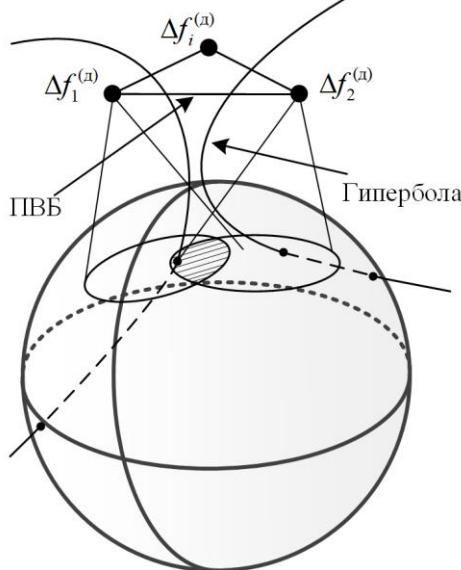


Рис. 3. Иллюстрация варианта пересечения сферы с гиперболой

Пусть задано три положения КА-Р в заданные моменты времени. Тогда количество ПВБ будет равно двум и разность расстояний рассчитывается по формуле:

$$\Delta r^{(1,2)} = r^{(1)} - r^{(2)}, \Delta r^{(2,3)} = r^{(2)} - r^{(3)}, \quad (12)$$

для каждой ПВБ.

Разность расстояний от ЗС до КА-Р в моменты времени  $t_i$  и  $t_{i+1}$  вычисляется в соответствии с выражением (12):

$$\Delta r^{(i,i+1)} = -\frac{C}{f_{\text{изл}}} \int_{t_i}^{t_{i+1}} \sum_{\Delta t \rightarrow 0} \Delta f_i^{(\Delta)} dt. \quad (13)$$

Выражения (5) и (12) в совокупности образуют систему уравнений:

$$\left\{ \begin{array}{l} \sqrt{(x_1^{(\text{ка})} - x)^2 + (y_1^{(\text{ка})} - y)^2 + (z_1^{(\text{ка})} - z)^2} - \sqrt{(x_2^{(\text{ка})} - x)^2 + (y_2^{(\text{ка})} - y)^2 + (z_2^{(\text{ка})} - z)^2} = \Delta r^{(1,2)} \\ \sqrt{(x_2^{(\text{ка})} - x)^2 + (y_2^{(\text{ка})} - y)^2 + (z_2^{(\text{ка})} - z)^2} - \sqrt{(x_3^{(\text{ка})} - x)^2 + (y_3^{(\text{ка})} - y)^2 + (z_3^{(\text{ка})} - z)^2} = \Delta r^{(2,3)} \\ x^2 + y^2 + (1 - e_z^2) \cdot z^2 = R_z^2 \end{array} \right. . \quad (14)$$

Для решения системы уравнений второго порядка (14) применяют итерационный алгоритм последовательных приближений, который состоит из следующих этапов:

Этап 1. Задаются начальное приближение координат ЗС:  $R_0^{(\text{зс})} = \{x_0, y_0, z_0\}$ .

Этап 2. Производится вычисление значений функций  $\Delta r^{(1,2)}, \Delta r^{(2,3)}, R_z^2$  системы уравнений (14) в точке начального приближения координат ЗС  $R_0^{(\text{зс})}$ :

$$\left\{ \begin{array}{l} \sqrt{(x_1^{(\text{ка})} - x_0)^2 + (y_1^{(\text{ка})} - y_0)^2 + (z_1^{(\text{ка})} - z_0)^2} - \sqrt{(x_2^{(\text{ка})} - x_0)^2 + (y_2^{(\text{ка})} - y_0)^2 + (z_2^{(\text{ка})} - z_0)^2} = \Delta r_0^{(1,2)} \\ \sqrt{(x_2^{(\text{ка})} - x_0)^2 + (y_2^{(\text{ка})} - y_0)^2 + (z_2^{(\text{ка})} - z_0)^2} - \sqrt{(x_3^{(\text{ка})} - x_0)^2 + (y_3^{(\text{ка})} - y_0)^2 + (z_3^{(\text{ка})} - z_0)^2} = \Delta r_0^{(2,3)} \\ x_0^2 + y_0^2 + (1 - e_z^2) \cdot z_0^2 = R_{z,0}^2 \end{array} \right. . \quad (15)$$

Этап 3. Вычисление матрицы Якоби, состоящей из частных производных первого порядка:

$$G = \begin{bmatrix} \frac{\partial(\Delta r^{(1,2)})}{\partial(x)} & \frac{\partial(\Delta r^{(1,2)})}{\partial(y)} & \frac{\partial(\Delta r^{(1,2)})}{\partial(z)} \\ \frac{\partial(\Delta r^{(2,3)})}{\partial(x)} & \frac{\partial(\Delta r^{(2,3)})}{\partial(y)} & \frac{\partial(\Delta r^{(2,3)})}{\partial(z)} \\ \frac{\partial(R_z)}{\partial(x)} & \frac{\partial(R_z)}{\partial(y)} & \frac{\partial(R_z)}{\partial(z)} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \frac{x_1^{(ka)}}{r^{(1)}} - \frac{x_2^{(ka)}}{r^{(2)}} & \frac{y_1^{(ka)}}{r^{(1)}} - \frac{y_2^{(ka)}}{r^{(2)}} & \frac{z_1^{(ka)}}{r^{(1)}} - \frac{z_2^{(ka)}}{r^{(2)}} \\ \frac{x_2^{(ka)}}{r^{(2)}} - \frac{x_3^{(ka)}}{r^{(3)}} & \frac{y_2^{(ka)}}{r^{(2)}} - \frac{y_3^{(ka)}}{r^{(3)}} & \frac{z_2^{(ka)}}{r^{(2)}} - \frac{z_3^{(ka)}}{r^{(3)}} \\ \frac{x}{R_z} & \frac{y}{R_z} & \frac{z}{R_z} \end{bmatrix}, \quad (16)$$

где значения частных производных (16) в точке начальное приближение координат ЗС  $R_0^{(3c)}$  определяются выражением:

$$G_0 = \begin{bmatrix} \frac{x_1^{(ka)} - x_0}{r_0^{(1)}} - \frac{x_2^{(ka)} - x_0}{r_0^{(2)}} & \frac{y_1^{(ka)} - y_0}{r_0^{(1)}} - \frac{y_2^{(ka)} - y_0}{r_0^{(2)}} & \frac{z_1^{(ka)} - z_0}{r_0^{(1)}} - \frac{z_2^{(ka)} - z_0}{r_0^{(2)}} \\ \frac{x_2^{(ka)} - x_0}{r_0^{(2)}} - \frac{x_3^{(ka)} - x_0}{r_0^{(3)}} & \frac{y_2^{(ka)} - y_0}{r_0^{(2)}} - \frac{y_3^{(ka)} - y_0}{r_0^{(3)}} & \frac{z_2^{(ka)} - z_0}{r_0^{(2)}} - \frac{z_3^{(ka)} - z_0}{r_0^{(3)}} \\ \frac{x_0}{R_{z,0}} & \frac{y_0}{R_{z,0}} & \frac{z_0}{R_{z,0}} \end{bmatrix}, \quad (17)$$

где выражение под радикалами  $r_0^{(1)}, r_0^{(2)}, r_0^{(3)}$ , есть расстояния от КА-Р в моменты времени  $t_1, t_2, t_3$  до точки начального приближения координат ЗС:

$$r_0^{(i)} = \sqrt{(x_i^{(ka)} - x_0)^2 + (y_i^{(ka)} - y_0)^2 + (z_i^{(ka)} - z_0)^2}, \quad (18)$$

Этап 4. Вычисление новых приближенных значений координат ЗС в соответствии с выражением:

$$\begin{bmatrix} x_0^{(i)} \\ y_0^{(i)} \\ z_0^{(i)} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} x_0 \\ y_0 \\ z_0 \end{bmatrix} - G^{-1} \left( \begin{bmatrix} \Delta r_0^{(1,2)} \\ \Delta r_0^{(2,3)} \\ R_z \end{bmatrix} - \begin{bmatrix} \Delta r^{(1,2)} \\ \Delta r^{(2,3)} \\ R_z \end{bmatrix} \right). \quad (19)$$

Этап 5. Вычисление невязки:

$$Q = \begin{bmatrix} q^{(x)} \\ q^{(y)} \\ q^{(z)} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} x_0 - x_0^{(i)} \\ y_0 - y_0^{(i)} \\ z_0 - z_0^{(i)} \end{bmatrix}. \quad (20)$$

Этапы 1-5 в совокупности представляют собой одну итерацию. При корректном выборе начального приближения с каждой итерацией величина невязок уменьшается, что свидетельствует о приближении к истинному местоположению ЗС. Количество необходимых итераций зависит от корректности выбора первого приближения (этап 1) и требуемой точности определения координат ЗС  $\delta_0$ .

При вычислении координат ЗС на каждой итерации проверяется выполнение трех условий которые задаются пользователем и определяется точность итерационной процедуры:

$$\begin{cases} q_i^{(x)} < \delta_0 \\ q_i^{(y)} < \delta_0 \\ q_i^{(z)} < \delta_0 \end{cases}. \quad (21)$$

В случае, когда данные условия (21) не выполняются, необходимо вернуться к этапу 1 и выполнить очередной итерационный цикл. Итерационный цикл по

определению координат ЗС будет считать новые значения возможного местоположения ЗС до тех пор, пока не будут выполнены условия (21).

По результату выполнения условий (21) в качестве координат ЗС  $R^{(sc)}$  принимаются значения, полученные на последней итерации:

$$x^{(sc)} = x_0^{(I)}; y^{(sc)} = y_0^{(I)}; z^{(sc)} = z_0^{(I)}, \quad (22)$$

где  $I$  – номер последней итерации.

#### 4. СТРУКТУРА ИМИТАЦИОННОЙ МОДЕЛИ

Представленная математическая модель стала основой для разработки и проведения имитационного моделирования оценивания координат земных станций ССС по одному КА-Р на ГСО интегрально-доплеровским методом. Структура модели представлена на (рисунке 4).



Рис .4. Структура имитационной модели оценивания координат земных станций ССС по одному КА-Р на ГСО интегрально-доплеровским методом

При формировании исходных данных устанавливается произвольная геометрическая конфигурация взаимного размещения передающей ЗС и КА-Р,

рассчитываются разности расстояний от ЗС до КА-Р в моменты времени  $t_i, t_{i+1}$ , при этом координаты  $R_i^{(ка)}$  и радиальная скорость  $v_i^{(рад)}$  КА-Р рассчитываются с использованием параметров орбиты формата *TLE* (*two line elements*) реально существующих КА-Р (с использованием моделей *SPG4* и *WGS-84*). Расположение передающих ЗС на поверхности Земли выбирается с учетом размеров глобальной зоны радиовидимости (ЗРВ) ретранслирующего КА-Р.

После ввода исходных данных осуществляется расчет изменения доплеровского смещения несущей частоты  $\Delta f_i^{(д)}$  для заданной геометрической конфигурации путем оценки частоты ретранслированного сигнала  $\tilde{f}^{(прем)}(t_n)$ , полученного в точке приема в  $t_n$  момент измерения. Формирование ПВБ является ключевым фактором при расчете разностей расстояний  $\Delta r^{(i,i+1)}$  в системе уравнений от ЗС до каждого положения КА-Р в соответствующие моменты измерения (моменты времени  $t_i, t_{i+1}$ ).

Далее проводится серия испытаний, каждая из которых представляет собой внесение ошибок  $\hat{\Delta f}_i^{(ош)}$  измерения частоты сигнала в точке приема  $\tilde{f}^{(прем)}(t_N)$  (3), а также в расчет разности расстояний  $\Delta r^{(i,i+1)}$  от ЗС до КА-Р в моменты времени  $t_i$  и  $t_{i+1}$  в соответствии с выражением (13) и определения координат  $R_i^{(зс)}$  путем реализации итерационного алгоритма (14) – (22). По результатам проведенных испытаний осуществляется расчет СКО ошибки оценивания координат ЗС  $\sigma_{\text{ош}}$  при ретрансляции сигнала через КА-Р на ГСО.

## 5. РЕЗУЛЬТАТ ИМИТАЦИОННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ

На основе разработанной имитационной модели проведены исследования по оцениванию координат ЗС по одному КА-Р на ГСО в зависимости от их расположения в глобальной ЗРВ предложенным ИДМ (для частоты эксперимента выбраны КА-Р с разными значениями наклонений орбит).

При формировании исходных данных (таблица 1) была определена глобальная ЗРВ КА-Р, на которой обеспечивается непрерывный прием КРМ излучаемых земными станциями радиосигналов с учетом суточного перемещения КА-Р относительно условной подспутниковой точки [6]. Затем для каждой заданной ЗС, находящейся в глобальной ЗРВ КА-Р, производится расчет доплеровского смещения несущей частоты сигнала и разности расстояний от ЗС до КА-Р, в моменты времени  $t_i$  и  $t_{i+1}$  в соответствии с выражениями (5) и (12).

Таблица 1. Исходные данные имитационного моделирования

Параметры	Арабсат5а	Интелсат 905
Закон распределения $\hat{\Delta f}^{(ош)}(t_n)$	нормальный	
Математическое ожидание ошибки $\hat{\Delta f}^{(ош)}(t_n)$ , Гц	0	
Частота излучения ЗС $f^{(изл)}$ , ГГц	14	
Подспутниковая точка, град.	55,5 в.д.	25 з.д.
Наклонение орбиты КА-Р $\gamma$ , град.	0,06	8,85
Период наблюдения $T$ , мин.	1440	
Интервал дискретизации $T_d$ , мин.	5	
Количество ЗС в глобальной ЗРВ КА-Р	805	
СКО ошибки измерения частоты, Гц	1	
СКО ошибки оценок координат КА-Р, м	100	

На рисунке 5 представлены результаты оценивания координат земных станций ССС по одному КА-Р на ГСО в виде рабочих зон подсистемы геолокации для различной

пространственной конфигурации ЗС на поверхности Земли и положения КА-Р в момент измерения частоты сигнала, что характерно отражает условия ситуационной неопределенности относительно количества ЗС, функционирующих в радиосети ССС.

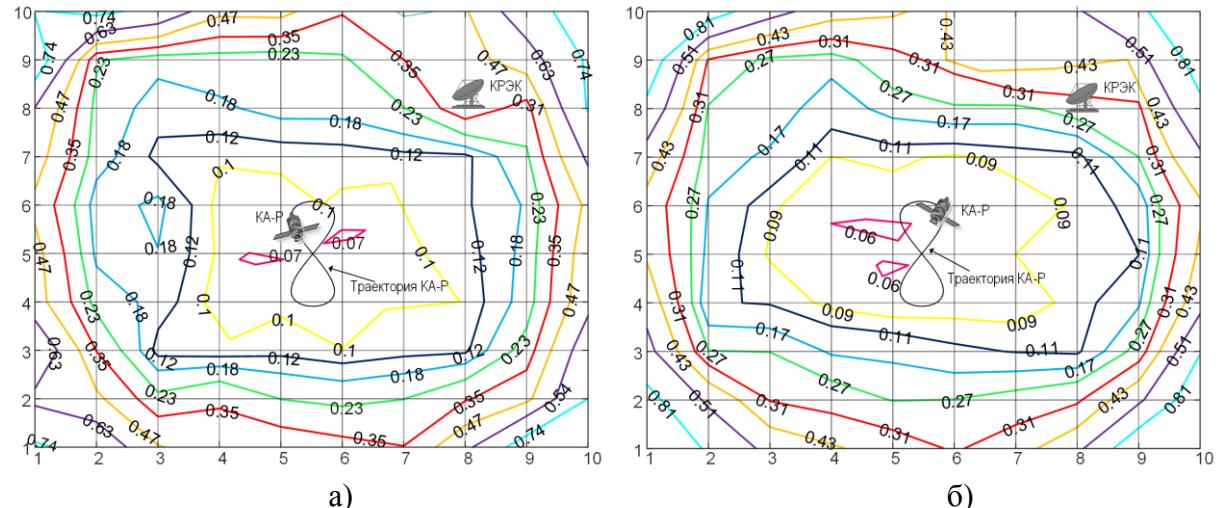


Рис. 5. Рабочие зоны подсистемы геолокации для различной пространственной конфигурации земных станций относительно положения КА-Р  
в глобальной ЗРВ «Арабсат 5а» (а) и «Интелсат 905» (б)

Анализ приведенных на рисунке 5 рабочих зон свидетельствует о том, что наилучшая точность ОМП достигается в экваториальной зоне трассы полета КА-Р, а ближе к границам ЗРВ точность ухудшается, при этом могут формироваться области, для которых ОМП нецелесообразно, это обусловлено сужением глобальной ЗРВ к полюсам Земли. Данное обстоятельство связано с особенностями расчета радиальной скорости КА-Р и, как следствие, с оценкой координатно-информационного параметра [7]. Увеличение числа опорных точек в ограниченном пространстве ведет к повышению точности ОМП ЗС, но повышение точности реализуется не пропорционально увеличению числа опорных точек, что подтверждается проведенным экспериментом.

Также по результатам имитационного моделирования было установлено, что для реализации ИДМ оптимальное время наблюдения сигналов ЗС, ретранслированных через один КА-Р на ГСО, составляет 24 часа, а минимальное – 6 часов.

Результаты среднеквадратического отклонения (СКО) ошибки оценивания координат ЗС в глобальной ЗРВ КА-Р «Арабсат5а» и «Интелсат 905» в зависимости от значений ошибки измерения частоты ретранслированных сигналов представлены в таблицах 2 и 3.

Таблица 2. Среднеквадратическое отклонение ошибки оценивания координат ЗС в глобальной ЗРВ КА-Р «Арабсат5а» ( $\text{СКО}=10^7$ , данные в метрах)

Допол (30° 32' – 125° В.д.)	широта ( $67^{\circ}$ с.ш. – $68^{\circ}$ ю.ш.)							
	0,778	0,564	0,347	0,201	0,184	0,403	0,642	0,814
0,602	0,311	0,123	0,091	0,198	0,098	0,214	0,513	
0,366	0,091	0,089	0,083	0,094	0,096	0,327	0,406	
0,381	0,077	0,068	0,072	0,082	0,069	0,195	0,393	
0,378	0,113	0,078	0,064	0,079	0,093	0,213	0,303	
0,455	0,101	0,077	0,085	0,093	0,098	0,224	0,507	
0,409	0,213	0,096	0,108	0,127	0,089	0,122	0,341	
0,547	0,421	0,352	0,202	0,304	0,327	0,394	0,438	

Таблица 3. Среднеквадратическое отклонение ошибки оценивания координат ЗС в глобальной ЗРВ КА-Р «Интелсат 905» (СКО=10<sup>7</sup>, данные в метрах)

допота (10 <sup>5</sup> з.д. – 35° в.д.)	широта (67° с.ш. – 68° ю.ш.)							
	0,801	0,623	0,218	0,191	0,347	0,354	0,552	0,603
	0,409	0,213	0,096	0,108	0,127	0,089	0,122	0,341
	0,394	0,094	0,101	0,069	0,088	0,097	0,325	0,384
	0,307	0,079	0,083	0,064	0,067	0,076	0,131	0,375
	0,381	0,077	0,068	0,072	0,082	0,069	0,195	0,393
	0,413	0,105	0,096	0,087	0,092	0,102	0,198	0,311
	0,602	0,311	0,123	0,091	0,198	0,098	0,214	0,513
	0,788	0,564	0,347	0,221	0,184	0,413	0,622	0,817

Из данных, представленных в таблицах 2 и 3 видно, что величина СКО ошибки оценивания координат *i*-й ЗС при ретрансляции сигнала через КА-Р «Арабсат5а» составило в среднем 108 км, а через КА-Р «Интелсат 905» при тех же параметрах моделирования, 94 км.

Полученные результаты свидетельствуют о возможности применения ИДМ для ОМП земных станций ССС с позиции КРМ по одному КА-Р на ГСО даже в условиях малого наклонения орбиты геостационарных космических аппаратов (таблица 2).

## 6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Предложенный интегрально-доплеровский метод ОМП позволяет определять координаты ЗС по сигналу от одного КА-Р на ГСО. Метод основан на измерении несущей частоты принятого КРМ сигнала ЗС и расчете его доплеровского сдвига при различном пространственно-временном положении КА-Р относительно данной ЗС. Выбор ПВБ в методе осуществлялся исходя из периода наблюдения за КА-Р комплексом радиомониторинга.

Проведенное на ЭВМ в среде *Matlab* имитационное моделирование оценивания координат земных станций ССС по одному КА-Р на ГСО предложенным ИДМ подтвердило его применимость даже в условиях малого наклонения орбиты геостационарных космических аппаратов. Среднеквадратическое отклонение ошибки ОМП ЗС в частных случаях в среднем не превысила значения в 110 км.

Было показано, что выбор ПВБ подсистемы геолокации позволяет повысить точность оценивания координат ЗС, особенно, когда ретрансляция сигнала осуществляется высокостабилизованными КА-Р на ГСО. Кроме этого, по результатам имитационного моделирования было установлено, что оптимальное время наблюдения за сигналами от ЗС, ретранслированными через один КА-Р на ГСО, составляет 24 часа, а минимальное – 6 часов.

Полученные результаты исследования целесообразно использовать при выявлении нелегитимных пользователей ССС и, выявления нарушителей регламента связи.

## ЛИТЕРАТУРА

- Нормы Государственной комиссии по радиочастотам 17-13. Радиопередатчики всех категорий гражданского применения. Требования на допустимые отклонения частоты с изменениями от 07.2015.
- Семенюк С.С., Абакумов А.Н. Исследование влияния геометрической конфигурации разностно- дальномерной системы на точность определения местоположения абонентских терминалов спутниковых систем связи // Труды Военно-космической

- академии имени А.Ф.Можайского. СПб.: ВКА имени А.Ф. Можайского, 2014, вып. 644. – С. 40 -50.
3. Севидов В.В. Варианты реализации разностно- дальномерного метода определения координат земных станций по сигналам спутников-ретрансляторов // Сборник докладов III Международной научно-технической конференции «Радиотехника, электроника и связь». Омск: Издательский дом «Наука», 2015. - С. 303-308.
  4. Еремеев И.Ю., Семенюк С.С., Санiev Р.Р., Передрий А.В. Геолокация земных станций спутниковой связи доплеровским методом по излучениям спутника ретранслятора в условиях неопределенности номинала несущей частоты // Научно-технический журнал «Вопросы оборонной техники Серия 16. Технические средства противодействия терроризму», 2022, вып. (167-168), № 5-6. - С. 3-12.
  5. Агиеевич С.Н. Способ определения местоположения абонентского терминала с помощью спутника-ретранслятора на низкой околоземной орбите / Агиеевич С.Н., Ивашина А.В., Севидов В.В., Матюхин А.С. [и др.] // Патент РФ № 2679890, 2019, Бюл. № 5.
  6. UCS Satellite Database [электронный ресурс] / Union Concerned Scientists URL: <https://www.ucsusa.org/resources/satellite-database> (дата обращения 17.01.2025).
  7. Габитов Р.Ф., Дружков А.А., Зайцев М.А., Санiev Р.Р. Исследование зависимости координатно-информационных параметров сигналов от основных параметров квазигеостационарной орбиты спутников-ретрансляторов в задачах геолокации. // Радиолокация, навигация, связь: Сборник трудов XXIX Международной научно-технической конференции, посвященной 70-летию кафедры радиофизики ВГУ. В 5-ти томах, Воронеж, 18–20 апреля 2023 года. – Воронеж: ВГУ, 2023. – С. 93-108.
  8. Алексеев Д.А., Евсеев Н.П., Палеха Е.В., Сафарьян О.А. Исследование влияния стабильности частоты генераторов на характеристики передачи информации в радиотехнических системах. // Молодой исследователь Дона, 2017, № 3(6). – С. 2-7.
  9. Хоменко И.В., Косых А.В. Кварцевые резонаторы и генераторы. – Омск: ОмГТУ, 2018. – 160 с. – Текст: электронный // Лань: электронно-библиотечная система. – URL: <https://e.lanbook.com/book/149110> (дата обращения: 21.02.2025).

#### REFERENCES

1. Norms of the State Commission on Radio Frequencies 17-13. Radio transmitters of all categories of civilian use. Frequency tolerance requirements with variations dated 07.2015.
2. Semenyuk S.S., Abakumov A.N. Investigation of the influence of the geometric configuration of the differential-rangefinder system on the accuracy of determining the location of subscriber terminals of satellite communication systems // Proceedings of the A.F. Mozhaisky Military Space Academy. SPb.: VKA named after A.F. Mozhaisky, 2014, issue. 644. - S. 40-50.
3. Sevidov V.V. Variants of the implementation of the differential-range-finding method for determining the coordinates of earth stations from the signals of relay satellites. Collection of reports of the III International Scientific and Technical Conference "Radio Engineering, Electronics and Communication" [Radio Engineering, Electronics and Communication]. Omsk: Publishing house "Science", 2015. - S. 303-308.
4. Eremeev I.Yu., Semenyuk S.S., Saniev R.R., Peredriy A.V. Geolocation of satellite communication earth stations using the Doppler method based on the emissions of the repeater satellite in conditions of uncertainty of the carrier frequency rating // Scientific and technical journal «Issues of defense technology Series 16. Technical means of countering terrorism», 2022, issue (167-168), No. 5-6. - P. 3-12.
5. Agieevich S.N. A method for determining the location of a subscriber terminal using a repeater satellite in low-Earth orbit / Agieevich S.N., Ivashina A.V., Sevidov V.V.,

- Matyukhin A.S. [et al.] // Patent of the Russian Federation No. 2679890, 2019. Byul. No. 5.
6. UCS Satellite Database [electronic resource] / Union Concerned Scientists URL: <https://www.ucsusa.org/resources/satellite-database> (date of the application 17.01.2025).
  7. Gabitov R.F., Druzhkov A.A., Zaitsev M.A., Saniev R.R. Study of the dependence of coordinate-information parameters of signals on the basic parameters of the quasi-geostationary orbit of relay satellites in geolocation tasks // Radiolocation, navigation, communication: Collection of proceedings of the XXIX International Scientific and Technical Conference dedicated to the 70th anniversary of the Department of Radiophysics of VSU. In 5 volumes, Voronezh, April 18–20, 2023. – Voronezh: VSU, 2023. – P. 93–108.
  8. Alekseev D.A., Evseev N.P., Palekha E.V., Safaryan O.A. Study of the influence of generator frequency stability on the characteristics of information transmission in radio systems // Young Don Researcher, 2017, No. 3(6). – P. 2-7.
  9. Khomenko I.V., Kosykh A.V. Quartz resonators and generators. – Omsk: Omsk State Technical University, 2018. – 160 p. – Text: electronic // Lan: electronic library system. – URL: <https://e.lanbook.com/book/149110> (access date: 21.02.2025).

# ПРИМЕНЕНИЕ ВЕКТОРНО-СКАЛЯРНОГО ПРИЕМНИКА ДЛЯ ФОРМИРОВАНИЯ ГОЛОГРАФИЧЕСКОЙ СТРУКТУРЫ ВЫСОКОЧАСТОТНОГО ИСТОЧНИКА В МЕЛКОМ МОРЕ

С. А. Переселков<sup>1</sup>, В. М. Кузькин<sup>2</sup>, И. М. Косенко<sup>1</sup>, А. С. Переселков<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Воронежский государственный университет (ВГУ), Воронеж, Россия

<sup>2</sup>Институт общей физики им А.М.Прохорова РАН (ИОФ РАН), Москва, Россия

**Аннотация.** В работе изложен метод формирования голографической структуры высокочастотного источника, формируемой с помощью векторно-скалярного приемника в мелководной акватории. Представлены результаты теоретического анализа и численного эксперимента. Показано, что разработанный голографический подход позволяет обнаруживать источник и с высокой точностью проводить оценку пеленга.

**Ключевые слова:** мелкое море, звуковое поле, лучевое описание, интерференция, интерференционная структура, голографическая структура, пеленг.

## APPLICATION OF A VECTOR-SCALAR RECEIVER FOR FORMING OF THE HOLOGRAPHIC STRUCTURE OF A HIGH-FREQUENCY SOURCE IN SHALLOW SEA

S. A. Pereselkov<sup>1</sup>, V. M. Kuz'kin<sup>2</sup>, I. M. Kosenko<sup>1</sup>, A. S. Pereselkov<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Voronezh State University (VSU), Voronezh, Russia

<sup>2</sup>General Physics Institute of the Russian Academy of Sciences (GPI RAS), Moscow, Russia

**Abstract.** The paper presents a method for forming the holographic structure of a high-frequency source using a vector-scalar receiver in a shallow-water area. The results of theoretical analysis and numerical experiments are provided. It is shown that the developed holographic approach enables source detection and allows for highly accurate bearing estimation.

**Keywords:** shallow sea, sound field, beam description, interference, interference structure, holographic structure, bearing.

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Голографическая обработка сигналов (ГОС) является одним из наиболее эффективных направлений интерферометрической обработки (ИОС) [1-6] и вместе с ней предлагает альтернативу методам согласованной обработки сигналов [7-10]. ИОС основан на формировании устойчивых интерференционных структур, создаваемых звуковым полем [1, 2]. Эти структуры образуют характерные паттерны, позволяющие обнаруживать и оценивать параметры источников.

ГОС, в свою очередь, предоставляет ещё больше возможностей. Теоретические и математические основы для океанических волноводов изложены в работах [7–11]. В исследовании [9] метод ГОС был адаптирован для шумовых источников, а в [10, 11] анализировалось его применение в низкочастотных волноводах. Работы [12, 13] изучили возможности разрешения нескольких источников при использовании ГОС, а в [14–21] исследована устойчивость метода в присутствии внутренних волн. Адаптивные алгоритмы ГОС описаны в [22–24], а их применение к антенной обработке сигналов обсуждается в [24–26]. Модовая селекция в мелководных волноводах на основе ГОС была проанализирована в исследованиях [28–30].

Большинство работ [7–29] концентрировались на методах ГОС для скалярной компоненты звукового давления в низкочастотном диапазоне. Однако в ряде задач подводной акустики требуется регистрация сигналов с помощью векторно-скалярного приёмника (ВСП) в высокочастотном диапазоне [30–34]. Это предоставляет дополнительные возможности для решения задач подводной акустики. Во-первых, высокочастотный диапазон позволяет аккумулировать больше спектральной плотности в области голограммы. Во-вторых, ВСП регистрирует гидроакустические сигналы сразу на четырёх каналах: звуковое давление и три компоненты колебательной скорости частиц среды. Цель данной работы – представить результаты теоретического анализа и численного моделирования ГОС для ВСП в высокочастотном диапазоне.

## 2. МОДЕЛИРОВАНИЕ ГОЛОГРАММЫ ВЫСОКОЧАСТОТНОГО ИСТОЧНИКА НА ВЕКТОРНО-СКАЛЯРНЫХ КАНАЛАХ ПРИЕМНИКА

Рассмотрим звуковое поле с использованием метода изображений источников [35]. Звуковой сигнал многократно отражается между двумя границами. Каждое отражение формирует изображение источника. На (рис. 1) показано схематическое представление вкладов от источника на глубине  $z_s$  и его изображений. Далее будем использовать следующие обозначения: звуковое давление поля –  $P(f, t)$  и горизонтальные компонент скорости вибрации –  $V_x(f, t), V_y(f, t), V_z(f, t)$ .

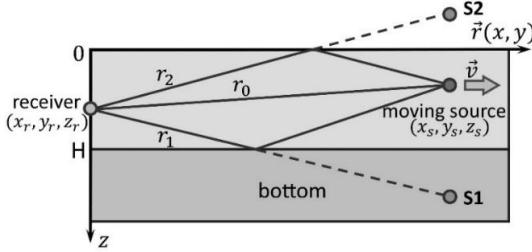


Рис. 1. Модель мелководного волновода

Для интерферограмм в частотно-временной области используем обозначения:

$$\begin{aligned} I_p(f, t) &= P(f, t)P^*(f, t), I_R(f, t) = V_R(f, t)V_R^*(f, t), \\ I_X(f, t) &= V_X(f, t)V_R^*(f, t), I_Y(f, t) = V_Y(f, t)V_R^*(f, t). \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь  $I_p(f, t)$  – интерферограмма звукового давления, а остальные компоненты отвечают за горизонтальные колебательные скорости.

ГОС реализует квазикогерентное накопление спектральной плотности в частотно-временной области за счет двумерного преобразования Фурье (2D-FT). Результат интерферограммы  $I(f, t)$  называется Фурье-голограммой  $F(\tau, v)$ . Голограмма концентрирует спектральную плотность в форме фокальных пятен. Голограммы звукового давления и горизонтальных компонент колебательных скоростей определяются из интерферограмм соответственно при помощи двумерного преобразования Фурье:

$$F(\tau, v) = \int_0^{\Delta f_2} \int_{f_1}^{f_2} I(f, t) \exp[i2\pi(vt - f\tau)] dt df \quad (2)$$

Здесь,  $v$  и  $\tau$  – частота и время в области голограммы. Области локализации расположены зеркально относительно начала координат [10, 11]. Фокальные пятна находятся в первой и третьей четвертях, когда источник движется к приёмнику ( $v < 0$ ). Фокальные точки находятся во второй и четвёртой четвертях, когда источник движется

от приёмника ( $v > 0$ ). Спектральная плотность голограммы  $F(\tau, v)$  концентрируется главным образом в полосе, ограниченной прямыми линиями [10, 11]:

$$v = \tilde{\varepsilon}\tau + \delta v, v = \tilde{\varepsilon}\tau - \delta v, \quad (3)$$

где  $\delta v = 1/\Delta t$  – полуширина фокальных точек в направлении оси  $v$ ,  $\varepsilon = -\delta f/\delta t$  – угловой коэффициент линии, на которой расположены координаты максимумов. За пределами этой полосы спектральная плотность голограммы пренебрежимо мала.  $\delta f$  – величина частотного смещения максимума за время  $\delta t$ .

Угловые распределения спектральной плотности голограмм вычисляются следующим способом:

$$G(\chi) = \int_0^{\Delta\tau} |F(\tau, \chi\tau)| d\tau \quad (4)$$

Здесь  $\chi$  – угловой коэффициент прямых линий  $v = \chi\tau$ . Предположим, функция имеет максимальное значение при  $\chi = \varepsilon$ . В качестве критерия обнаружения тогда принимается условие  $G(\varepsilon) \geq 2G(\chi)$ , согласно которому значение главного максимума в два или более раз выше значений в других направлениях. Если критерий выполняется, оценки параметров движущегося источника (радиальная скорость, дальность, глубина) близки к истинным значениям [7].

Голограммы  $F_X$  и  $F_Y$  с точностью до множителей  $\cos\varphi$  и  $\sin\varphi$  воспроизводят голограмму  $F_R$ , так что

$$|\tan\varphi| = \frac{G_Y(\varepsilon)}{G_X(\varepsilon)} \quad (5)$$

Здесь  $\varphi$  – пеленг источника, т.е. угол в горизонтальной плоскости между осью  $X$  ВСП и направлением на источник. Оценка неоднозначна: направления  $\pm\varphi$  и  $\pi \pm \varphi$  неразличимы (20). Неоднозначность направления устраняется определением знака соотношения интерферограмм:

$$\frac{I_X(f, t)}{I_R(f, t)} = \gamma_X, \frac{I_Y(f, t)}{I_R(f, t)} = \gamma_Y. \quad (6)$$

Критерий для однозначной оценки направления следующий: если  $\gamma_X > 0$ ,  $\gamma_Y > 0$ , то источник находится в 1-й четверти ВСП; если  $\gamma_X < 0$ ,  $\gamma_Y > 0$  – во 2-й; если  $\gamma_X < 0$ ,  $\gamma_Y < 0$  – в 3-й; если  $\gamma_X > 0$ ,  $\gamma_Y < 0$  – в 4-й четверти.

### 3. ЧИСЛЕННЫЙ ЭКСПЕРИМЕНТ

Для численного эксперимента выбрана следующая модель мелководного волновода. Вертикальная плоскость волновода показана на рис. 2. Глубина волновода  $H = 15$  м. Профиль скорости звука в водном слое постоянен:  $c_w(z) = 1400$  м/с. Параметры дна – скорость звука  $c_b = 1780$  м/с, плотность  $\rho_b = 2.0$  г/cm<sup>3</sup>. Источник на глубине  $z_s = 5$  м перемещается по траектории, показанной на рис. 3. Скорость источника  $v = 1.5$  м/с. Диапазон частот  $\Delta f = 2.5 – 11.5$  кГц. Приёмник находится на глубине  $z_q = 15$  м. Время движения  $\Delta t = 0 – 15$  мин.

Параметры  $(x_s, y_s, z_s, r_s)$  траектории источника в метрах: старт – А (150, -675, 5, 691.5); траверз – В (150, 0, 5, 150); финиш – С (150, 675, 5, 691.5).

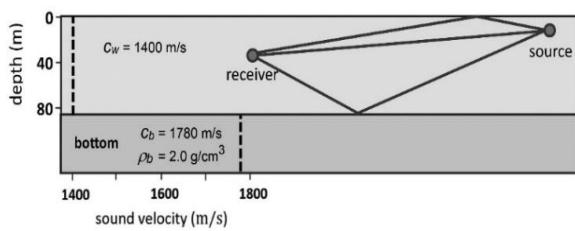


Рис. 2. Параметры эксперимента

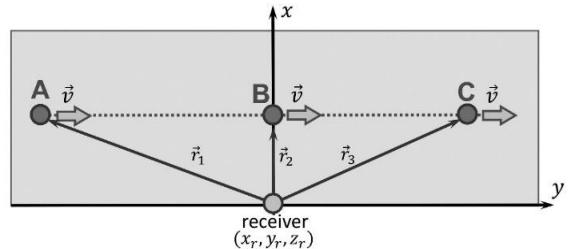


Рис. 3. Траектория источника

Результаты численного моделирования представлены на рис. 4-7. На рис. 4 показана интерферограмма звукового давления  $I_P(f, t)$  для времени движения  $\Delta t = 0 - 15 \text{ мин}$  в полосе частот  $\Delta f = 2.5 - 11.5 \text{ кГц}$ . Как видно из рисунка, интерферограмма звукового давления имеет квази-периодическую структуру.

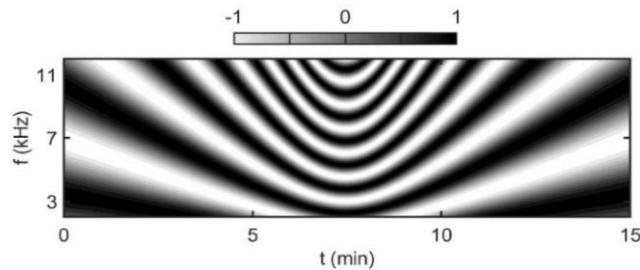


Рис. 4. Интерферограмма  $I_P(f, t)$  источника

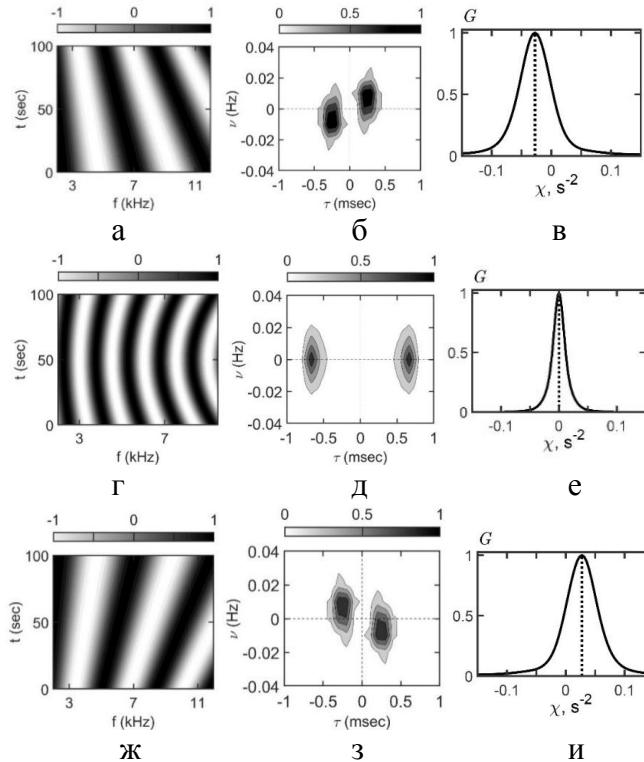


Рис. 5. Интерферограммы  $I_P(f, t)$  (а, г, ж), голограммы  $F_P(\tau, \nu)$  (б, д, з) и угловые распределения  $G_P(\chi)$  (в, е, и).

Интерферограмма, голограмма и угловое распределение для различных фаз движения источника показаны на рис. 5. Если источник перемещается из точки А в точку В, то частотный период интерферограммы уменьшается с  $T_f = 9 \text{ кГц}$  до

$T_f = 1.8 \text{ кГц}$ . Наклон интерференционных полос отрицательный:  $\delta f / \delta t = -1.5 \text{ кГц/мин}$  (рис. 5а). В результате фокальные пятна лежат на прямой  $v = \varepsilon t$  с угловым коэффициентом  $\varepsilon = 40 \text{ Гц/c}$  (рис. 5б). Угловое распределение  $G_p(\chi)$  имеет экстремальное значение в точке  $\chi \approx -0.025 \text{ c}^{-2}$  (рис. 5в). Когда источник проходит через зону пересечения траверса, период интерферограммы равен  $T_f = 1.8 \text{ кГц}$ . Интерференционные полосы параллельны оси  $t$ . Фокальные пятна лежат на оси времени. Угловое распределение имеет экстремум в нуле.

Угловые распределения голограмм  $G_x$  и  $G_y$  для трёх случаев движения источника показаны на рис. 6. Формы  $G_x$  и  $G_y$  одинаковы, но экстремальные значения различны.

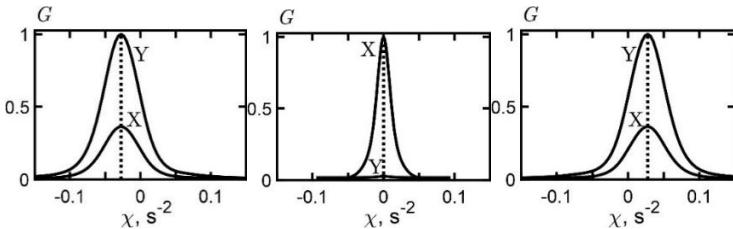


Рис. 6. Угловые распределения голограмм  $G_x(\chi)$  и  $G_y(\chi)$ .

Временная зависимость пеленга  $\varphi(t)$  для всего интервала времени представлена на рис. 7. Сплошная линия – пеленг источника, соответствующий геометрии траектории. Точки – пеленг источника, восстановленный с помощью голографической обработки сигнала. Как видно, значения пеленга источника, восстановленные в рамках численного моделирования, совпадают с модельными значениями.

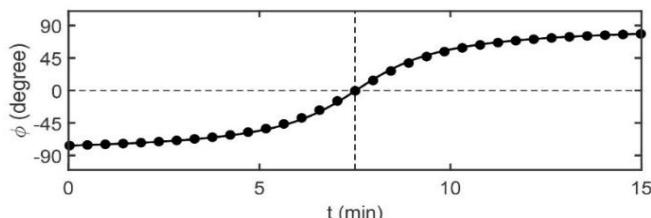


Рис. 7. Временная зависимость пеленга источника  $\varphi(t)$ .

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Представлены результаты численного эксперимента по оценке пеленга движущегося высокочастотного источника с помощью векторно-скалярного приемника. Изложены алгоритмы ГОС моделирования интерферограмм, голограмм и угловых распределений. Показано, что голографическая обработка позволяет обнаруживать источник и оценивать его пеленг.

#### 5. БЛАГОДАРНОСТИ

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 23-61-10024, <https://rscf.ru/project/23-61-10024/>.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Чупров С.Д. Интерференционная структура звукового поля в слоистом океане. Акустика океана. Современное состояние / Чупров С.Д. – Москва, Наука, 1982. – 71-91 с.

2. Weston D., Interference of wide-band sound in shallow water / Weston D., Stevens K. / J. Sound Vibr. – 1972. – Vol. 21, № 2. – P. 57-64.
3. Грачев Г. Теория инвариантов акустического поля в слоистых волноводах / Грачев Г. // Акуст. физ. – 1993. – Т. 39, № 1. – С. 67-71.
4. Орлов Е.Ф. Интерференция звуковых волн в океане / Орлов Е.Ф., Шаронов Г.А. // Дальнаука, –1998. – 196 с.
5. Ianniello J. Recent developments in sonar signal processing / Ianniello J. // IEEE Signal Proc. Mag. – 1998. – Vol. 15, № 1. – P. 27-40.
6. Kuperman W.A. Ocean acoustic interference phenomena and signal processing / Kuperman W.A., D'Spain G.L. // Ocean Acoustic Interference Phenomena and Signal Processing 621. – 2002.
7. Кузькин В.М. Спектрограмма и локализация источника звука в мелководном море / Кузькин В.М., Переселков С.А., Кузнецов Г.Н. // Акустический журнал. – 2017. – Т. 63, № 4. – С. 406-418.
8. Кузькин В.М. Обнаружение источника в диспергирующих средах / Кузькин В.М., Переселков С.А., Матвиенко Ю.В., Ткаченко С.А. // Радиоэлектроника. Наносистемы. Информационные технологии. – 2019. – Т. 11, № 3. – С. 337-344.
9. Kuz'kin V.M. Noise source detection in an oceanic waveguide using interferometric processing / Kuz'kin V.M., [et al.] // Phys. Wave Phenom. – 2020. – Vol. 28, № 1. – P. 68-74.
10. Pereselkov S.A. Interferometric processing of hydroacoustic signals for the purpose of source localization/ Pereselkov S., Kuz'kin V. // Acoust. Soc. Am. – 2022, – Vol. 151 – P. 666-676.
11. Ehrhardt M. Experimental observation and theoretical analysis of the low-frequency source interferogram and hologram in shallow water / Ehrhardt M., [et al.] / J. Sound Vibr. – 2023, – 544 – С. 117388.
12. Kuz'kin V.M. Resolving power of the interferometric method of source localization / Kuz'kin V.M., [et al.] / Phys. Wave Phenom. – 2018, – Vol. 26, № 2. – P. 150-159.
13. Кузькин В.М. Разрешение шумовых сигналов при наличии случайных неоднородностей океанической среды / Кузькин В.М., [и др.] // Радиоэлектроника. Наносистемы. Информационные технологии. – 2024. – Т.16, № 3 – С. 395-406.
14. Kuz'kin V.M. Intense internal waves and their manifestation in interference patterns of received signals on oceanic shelf / Kuz'kin V.M., [et al.] // Physics of Wave Phenomena. – 2018. – Vol. 26, № 2. – P. 160-167.
15. Badiey M. Intense internal waves and their manifestation in the interference patterns of received signals on oceanic shelf. Part II / Badiey M., [et al.] // Phys. Wave Phenom. – 2019. – Vol. 27, № 4. – P. 313-319.
16. Kaznacheeva E.S. Interferometric processing of hydroacoustic information in the presence of intense internal waves / Kaznacheeva E.S., Kuz'kin V.M., Pereselkov S.A. // Physics of Wave Phenomena. – 2021. – Vol. 29, № 3. – P. 278-284.
17. Kuz'kin V.M. Robustness of holographic processing of hydroacoustic signals in the presence of intense internal waves / Kuz'kin V.M., [et al.] // Physics of Wave Phenomen. – 2023. – Vol. 31, № 5. – P. 346-354.
18. Badiey M. Interferometry of hydrodynamics of oceanic shelf caused by intensive internal waves / Badiey M., Kuz'kin V.M., Pereselkov S.A. // Fundam. Appl. Hydophys. – 2020. – Vol. 1 P. 45-55.
19. Кузькин В.М. Голографическая обработка движущихся источников в мелком море при наличии интенсивных внутренних волн / Кузькин В.М., [и др.] // Радиоэлектроника. Наносистемы. Информационные технологии. – 2022. – Т.14, № 2 – С. 197-204.

20. Кузькин В.М. Голографический метод локализации движущегося источника звука в присутствии интенсивных внутренних волн / Кузькин В.М., [и др.] // Радиоэлектроника. Наносистемы. Информационные технологии. – 2023. – Т.15, № 3 – С. 317-326.
21. Pereselkov S. Three-dimensional modeling of sound field holograms of a moving source in the presence of internal waves causing horizontal refraction / Pereselkov S., [et al.] // J. Mar. Sci. Eng. – 2023. – Vol. 11 – P.1922.
22. Кузькин В.М. Интерферометрическая обработка с использованием вертикальной линейной антенны / Кузькин В.М., [и др.] // Вестник ВГУ. Серия: Физика. Математика. – 2020. – № 2 – С. 14-23.
23. Кузькин В.М. Реализация адаптивного интерферометрического метода локализации источника звука. II часть / Кузькин В.М., [и др.] // Вестник ВГУ. Серия: Физика. Математика. – 2020. – № 1 – С. 14-23.
24. Pereselkov. Adaptive Algorithms for Interferometric Processing / Pereselkov S., [et al.] // Phys. Wave Phenom. – 2020. – № 28 – С. 267-273.
25. Кузькин В.М. Интерферометрическая обработка акустической информации с использованием протяженных антенн в диспергирующих средах / Кузькин В.М., [и др.] // Радиоэлектроника. Наносистемы. Информационные технологии. – 2020. – Т.12, № 4 – С. 483-494.
26. Кузькин В.М. Обнаружение шумового сигнала в океаническом волноводе горизонтальной антенной / Кузькин В.М., [и др.] // Радиоэлектроника. Наносистемы. Информационные технологии. – 2022. – Т.14, № 1 – С. 65-72.
27. Kuz'kin V.M. Mode selection in oceanic waveguides / Kuz'kin V.M., [et al.] // Physics of Wave Phenomena. – 2022 – Vol. 30, № 2. – P. 111-118.
28. Kuz'kin V.M. Holographic method for mode selection in a shallow sea in the presence of intense internal waves / Kuz'kin V.M., [et al.] // Physics of Wave Phenomena. – 2022 – Vol. 30, № 5. – P. 314-320.
29. Кузькин В.М. Выделение мод шумового источника в мелком море методом голографической интерферометрии в присутствии интенсивных внутренних волн / Кузькин В.М., [и др.] // Радиоэлектроника. Наносистемы. Информационные технологии. – 2022. – Т.14, № 3 – С. 279-286.
30. Казначеев И.В. Интерферометрический метод обнаружения движущегося источника звука векторно-скалярным приемником / Казначеев И.В., [и др.] // Акуст. журн. – 2018. – Т.64, № 1 – С. 33-45.
31. Kuznetsov G.N. Interferometric method for estimating the velocity of a noise sound source and the distance to it in shallow water using a vector-scalar receiver / Kuznetsov G.N., [et al.]. // Phys. Wave Phenom. – 2017 – Vol. 25, № 4. – P. 299-306.
32. Kuz'kin V.M. Interferometric direction finding by a vector-scalar receiver / Kuz'kin V.M., [et al.] // Physics of Wave Phenomena. – 2018 – Vol. 26, № 1. – P. 63-73.
33. Переселков С.А. Интерференционный метод оценки координат движущегося шумового источника в мелком море с использованием высокочастотных сигналов / Переселков С.А., [и др.] // Акустический журнал. – 2020. – Т.66, № 4 – С. 437-445.
34. Кузнецов Г.Н. Интерференционная структура шумового поля движущегося источника в высокочастотном диапазоне / Кузнецов Г.Н., [и др.] // Известия РАН. Серия физическая. – 2021. – Т.85, № 6 – С. 907-912.
35. Brekhovskikh, L.M. Fundamentals of Ocean Acoustics / Brekhovskikh, L.M.; Lysanov, Y.P. // Springer Berlin/Heidelberg, Germany. – 2013.
36. Гордиенко В.А. Векторно-фазовые методы в акустике / Гордиенко В.А. // – Москва, Физматлит. – 2007 – 480 с.

## REFERENCES

1. Chuprov S.D. Interference structure of the sound field in a stratified ocean. Ocean Acoustics. Current State / Chuprov S.D. – Moscow, Nauka, 1982. – pp. 71-91.
2. Weston D. Interference of wide-band sound in shallow water / Weston D., Stevens K. // J. Sound Vibr. – 1972. – Vol. 21, No. 2. – pp. 57-64.
3. Grachev G. Theory of invariants of the acoustic field in layered waveguides / Grachev G. // Acoust. Phys. – 1993. – Vol. 39, No. 1. – pp. 67-71.
4. Orlov E.F. Interference of sound waves in the ocean / Orlov E.F., Sharonov G.A. // Dalnauka, – 1998. – 196 p.
5. Ianniello J. Recent developments in sonar signal processing / Ianniello J. // IEEE Signal Proc. Mag. – 1998. – Vol. 15, No. 1. – pp. 27-40.
6. Kuperman W.A. Ocean acoustic interference phenomena and signal processing / Kuperman W.A., D'Spain G.L. // Ocean Acoustic Interference Phenomena and Signal Processing 621. – 2002.
7. Kuz'kin V.M. Spectrogram and localization of a sound source in a shallow sea / Kuz'kin V.M., Pereselkov S.A., Kuznetsov G.N. // Acoust. J. – 2017. – Vol. 63, No. 4. – pp. 406-418.
8. Kuz'kin V.M. Detection of a source in dispersive media / Kuz'kin V.M., Pereselkov S.A., Matvienko Yu.V., Tkachenko S.A. // Radioelectronics. Nanosystems. Information Technologies. – 2019. – Vol. 11, No. 3. – pp. 337-344.
9. Kuz'kin V.M. Noise source detection in an oceanic waveguide using interferometric processing / Kuz'kin V.M., [et al.] // Phys. Wave Phenom. – 2020. – Vol. 28, No. 1. – pp. 68-74.
10. Pereselkov S.A. Interferometric processing of hydroacoustic signals for the purpose of source localization / Pereselkov S., Kuz'kin V. // Acoust. Soc. Am. – 2022. – Vol. 151 – pp. 666-676.
11. Ehrhardt M. Experimental observation and theoretical analysis of the low-frequency source interferogram and hologram in shallow water / Ehrhardt M., [et al.] // J. Sound Vibr. – 2023, – Vol. 544 – Art. 117388.
12. Kuz'kin V.M. Resolving power of the interferometric method of source localization / Kuz'kin V.M., [et al.] // Phys. Wave Phenom. – 2018. – Vol. 26, No. 2. – pp. 150-159.
13. Kuz'kin V.M. Resolution of noise signals in the presence of random inhomogeneities of the ocean environment / Kuz'kin V.M., [et al.] // Radioelectronics. Nanosystems. Information Technologies. – 2024. – Vol. 16, No. 3 – pp. 395-406.
14. Kuz'kin V.M. Intense internal waves and their manifestation in interference patterns of received signals on the oceanic shelf / Kuz'kin V.M., [et al.] // Phys. Wave Phenom. – 2018. – Vol. 26, No. 2. – pp. 160-167.
15. Badiey M. Intense internal waves and their manifestation in the interference patterns of received signals on the oceanic shelf. Part II / Badiey M., [et al.] // Phys. Wave Phenom. – 2019. – Vol. 27, No. 4. – pp. 313-319.
16. Kaznacheeva E.S. Interferometric processing of hydroacoustic information in the presence of intense internal waves / Kaznacheeva E.S., Kuz'kin V.M., Pereselkov S.A. // Phys. Wave Phenom. – 2021. – Vol. 29, No. 3. – pp. 278-284.
17. Kuz'kin V.M. Robustness of holographic processing of hydroacoustic signals in the presence of intense internal waves / Kuz'kin V.M., [et al.] // Phys. Wave Phenom. – 2023. – Vol. 31, No. 5. – pp. 346-354.
18. Badiey M. Interferometry of hydrodynamics of the oceanic shelf caused by intensive internal waves / Badiey M., Kuz'kin V.M., Pereselkov S.A. // Fundam. Appl. Hydrophys. – 2020. – Vol. 1 – pp. 45-55.

19. Kuz'kin V.M. Holographic processing of moving sources in a shallow sea in the presence of intense internal waves / Kuz'kin V.M., [et al.] // Radioelectronics. Nanosystems. Information Technologies. – 2022. – Vol. 14, No. 2 – pp. 197-204.
20. Kuz'kin V.M. Holographic method for localizing a moving sound source in the presence of intense internal waves / Kuz'kin V.M., [et al.] // Radioelectronics. Nanosystems. Information Technologies. – 2023. – Vol. 15, No. 3 – pp. 317-326.
21. Pereselkov S. Three-dimensional modeling of sound field holograms of a moving source in the presence of internal waves causing horizontal refraction / Pereselkov S., [et al.] // J. Mar. Sci. Eng. – 2023. – Vol. 11 – Art. 1922.
22. Kuz'kin V.M. Interferometric processing using a vertical linear antenna / Kuz'kin V.M., [et al.] // Vestnik VGU. Series: Physics. Mathematics. – 2020. – No. 2 – pp. 14-23.
23. Kuz'kin V.M. Implementation of the adaptive interferometric method for localizing a sound source. Part II / Kuz'kin V.M., [et al.] // Vestnik VGU. Series: Physics. Mathematics. – 2020. – No. 1 – pp. 14-23.
24. Pereselkov S. Adaptive Algorithms for Interferometric Processing / Pereselkov S., [et al.] // Phys. Wave Phenom. – 2020. – No. 28 – pp. 267-273.
25. Kuz'kin V.M. Interferometric processing of acoustic information using extended antennas in dispersive media / Kuz'kin V.M., [et al.] // Radioelectronics. Nanosystems. Information Technologies. – 2020. – Vol. 12, No. 4 – pp. 483-494.
26. Kuz'kin V.M. Detection of a noise signal in an oceanic waveguide using a horizontal antenna / Kuz'kin V.M., [et al.] // Radioelectronics. Nanosystems. Information Technologies. – 2022. – Vol. 14, No. 1 – pp. 65-72.
27. Kuz'kin V.M. Mode selection in oceanic waveguides / Kuz'kin V.M., [et al.] // Physics of Wave Phenomena. – 2022 – Vol. 30, № 2. – P. 111-118.
28. Kuz'kin V.M. Holographic method for mode selection in a shallow sea in the presence of intense internal waves / Kuz'kin V.M., [et al.] // Physics of Wave Phenomena. – 2022 – Vol. 30, № 5. – P. 314-320.
29. Kuz'kin V.M. Mode selection of a noise source in shallow water by holographic interferometry in the presence of intense internal waves / Kuz'kin V.M., [et al.] // Radioelectronics. Nanosystems. Information Technologies. – 2022. – Vol. 14, № 3 – P. 279-286.
30. Kaznacheev I.V. Interferometric method for detecting a moving sound source using a vector-scalar receiver / Kaznacheev I.V., [et al.] // Acoustical Journal. – 2018. – Vol. 64, № 1 – P. 33-45.
31. Kuznetsov G.N. Interferometric method for estimating the velocity of a noise sound source and the distance to it in shallow water using a vector-scalar receiver / Kuznetsov G.N., [et al.] // Physics of Wave Phenomena. – 2017 – Vol. 25, № 4. – P. 299-306.
32. Kuz'kin V.M. Interferometric direction finding by a vector-scalar receiver / Kuz'kin V.M., [et al.] // Physics of Wave Phenomena. – 2018 – Vol. 26, № 1. – P. 63-73.
33. Pereselkov S.A. Interference method for estimating the coordinates of a moving noise source in shallow water using high-frequency signals / Pereselkov S.A., [et al.] // Acoustical Journal. – 2020. – Vol. 66, № 4 – P. 437-445.
34. Kuznetsov G.N. Interference structure of the noise field of a moving source in the high-frequency range / Kuznetsov G.N., [et al.] // Bulletin of the Russian Academy of Sciences. Physics Series. – 2021. – Vol. 85, № 6 – P. 907-912.
35. Brekhovskikh, L.M. Fundamentals of Ocean Acoustics / Brekhovskikh, L.M.; Lysanov, Y.P. // Springer Berlin/Heidelberg, Germany. – 2013.
36. Gordienko V.A. Vector-phase methods in acoustics / Gordienko V.A. // – Moscow, Fizmatlit. – 2007 – 480 p.

# ГОЛОГРАФИЧЕСКИЙ МЕТОД РАЗРЕШЕНИЯ СИГНАЛОВ ИСТОЧНИКОВ В НЕРЕГУЛЯРНОМ ВОЛНОВОДЕ

С. А. Переселков<sup>1</sup>, В. М. Кузькин<sup>2</sup>, И. М. Косенко<sup>1</sup>, С. А. Ткаченко<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Воронежский государственный университет (ВГУ), Воронеж, Россия

<sup>2</sup>Институт общей физики им А.М.Прохорова РАН (ИОФ РАН), Москва, Россия

**Аннотация.** В работе представлены результаты анализа разрешения сигналов в нерегулярном океаническом волноводе голографическим методом. В рамках численного эксперимента показано, что голограмма сигналов нескольких источников представляет собой суперпозицию голограмм отдельных сигналов, а в случае неоднородности среды она является также суммой голограмм возмущённого и невозмущенного полей. Результаты представлены для случая двух источников в присутствии интенсивных внутренних волн. Продемонстрирован алгоритм очистки спектральных плотностей сигналов и предложен критерий их разрешения.

**Ключевые слова:** голографическая обработка, нерегулярный волновод, спектральная плоскость, разрешение сигналов, интенсивные внутренние волны.

## HOLOGRAPHIC METHOD FOR RESOLVING SOURCE SIGNALS IN AN IRREGULAR WAVEGUIDE

S. A. Pereselkov<sup>1</sup>, V. M. Kuz'kin<sup>2</sup>, I. M. Kosenko<sup>1</sup>, S. A. Tkachenko<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Voronezh State University (VSU), Voronezh, Russia

<sup>2</sup>General Physics Institute of the Russian Academy of Sciences (GPI RAS), Moscow, Russia

**Abstract.** The paper presents the results of an analysis of signal resolution in an irregular oceanic waveguide using a holographic method. Numerical experiments show that the hologram of signals from multiple sources represents a superposition of the holograms of individual signals, and in the case of medium inhomogeneity, it also includes the sum of the holograms of the perturbed and unperturbed fields. Results are provided for the case of two sources in the presence of intense internal waves. An algorithm for cleaning the spectral densities of signals is demonstrated, and a criterion for their resolution is proposed.

**Keywords:** holographic processing, irregular waveguide, spectral plane, signal resolution, intense internal waves.

### 1. ВВЕДЕНИЕ

В задачах гидроакустики одной из наиболее важных проблем является достижение устойчивости алгоритма к помехам в условиях неоднородности волновода. Особая трудность возникает из-за того, что метод должен адаптироваться к изменяющимся условиям водной среды. Недавние теоретические исследования, численные и натурные эксперименты показали, что эффективным решением может быть голографический подход [1-3]. Он сосредотачивает спектральную плотность сигнала в узкой области голограммы, тем самым снижая влияние помех и улучшая устойчивость алгоритма.

Голографические методы продемонстрировали свою эффективность при работе в неоднородных волноводах, где пространственно-временные возмущения существенно влияют на распространение звукового поля [4-8]. Достигается это благодаря тому, что на голограмме возможно разделить области, соответствующие возмущенному и невозмущенному компонентам поля, что позволяет с небольшими потерями извлечь

полезную составляющую сигнала. Впервые подобная возможность была показана на данных эксперимента SWARM-95 [4, 5], где внутренняя волновая активность создавала горизонтальную рефракцию и взаимодействие мод акустического поля.

В целом, голографический подход позволяет обнаруживать слабошумные источники [9-11], определять местоположение и пеленг [12-17] и даже выделять отдельные моды звукового поля [18-20]. Но одно из наиболее значимых приложений голографии – возможность разрешения нескольких шумовых сигналов с использование одиночного скалярного приемника. Впервые решение этой задачи было предложено в [21] для регулярного волновода с интенсивными помехами, маскирующими сигналы. В данной работе алгоритм детально описан, разработаны критерии разрешения сигналов, поставлен численный эксперимент для двух источников в условиях явления горизонтальной рефракции.

## 2. РЕЗУЛЬТАТЫ КОМПЬЮТЕРНОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ

В рамках численного моделирования рассмотрим разрешение двух шумовых сигналов с применением одиночного приемника на фоне интенсивных внутренних волн (ИВВ), вызывающих горизонтальную рефракцию мод звукового поля. Распределение скорости звука по глубине приведено на рис. 1. Диапазон частот  $\Delta f = 100 - 120 \text{ Гц}$ . Параметры жидкого поглощающего дна: отношение плотности грунта и воды  $\rho = 1.8$ , комплексный показатель преломления  $n = 0.84(1 + 0.03i)$ . Поле формируется  $M = 4$  модами. Постоянные распространения мод  $h_m(f_0)$  и их производные по частоте  $dh_m(f_0)/df$  на средней частоте спектра  $f_0 = 110 \text{ Гц}$  приведены в таблице.

Таблица 1. Параметры мод при частоте  $f_0 = 110 \text{ Гц}$

Номера мод, $m$	1	2	3	4
$h_m, \text{м}^{-1}$	0.4635	0.4557	0.4450	0.4310
$(dh_m / df) / 10^{-3}, \text{с/м}$	2.4015	2.4177	2.4504	2.5172

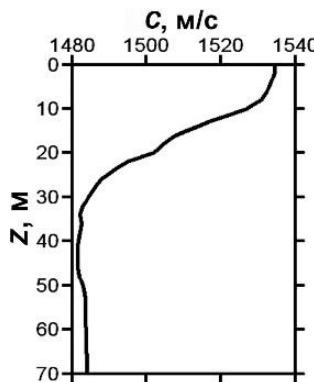


Рис. 1. Невозмущенный профиль скорости звука

В начальный момент времени  $t_0 = 0$  расстояние между источниками и приемником  $r_{0(1,2)} = 12 \text{ км}$ . Радиальные скорости источников:  $w_{(1)} = -1 \text{ м/с}$ ,  $w_{(2)} = -4 \text{ м/с}$ . Источники расположены на глубине  $z_{(1,2)} = 15 \text{ м}$ , одиночный приемник – на глубине  $z_q = 65 \text{ м}$ . Равномерный спектр шумоизлучения, интенсивность одинаковая. Шумовые реализации длительностью  $T = 4 \text{ с}$  звукового давления регистрируются с периодичностью  $T_* = 5 \text{ с}$ . Модель возмущения: цуг ИВВ, состоящий из трех одинаковых

солитонов. Параметры солитона: амплитуда  $A = 20$  м, ширина  $\eta = 200$  м, скорость  $u = 0.7$  м/с. Период между солитонами  $\Lambda = 250$  м. Ширина фронта возмущения превышает длину трассы. Время наблюдения  $\Delta t = 10$  мин.

Результаты голограммической обработки в отсутствие ИВВ по сигналам отдельных источников и суммарному сигналу двух источников представлены на рис. 2–4. Угловые коэффициенты наклона интерференционных полос:  $\delta f_{(1)} / \delta t_{(1)} = -0.015 \text{ c}^{-2}$  (рис. 2а);  $\delta f_{(2)} / \delta t_{(2)} = -0.062 \text{ c}^{-2}$  (рис. 3а). Координаты пиков первых фокальных пятен:  $\tau_{1(1)} = 0.075$  с,  $v_{1(1)} = 0.0019$  Гц (рис. 2б);  $\tau_{1(2)} = 0.077$  с,  $v_{1(2)} = 0.0068$  Гц (рис. 3б). Восстановленные параметры источников:  $w_{(1)} = -1.12$  м/с,  $r_{0(1)} = 12.21$  км;  $w_{(2)} = -3.93$  м/с,  $r_{0(2)} = 12.53$  км. Положения максимумов функций обнаружения:  $\varepsilon_{(1)} = 0.015 \text{ c}^{-2}$  (рис. 2в);  $\varepsilon_{(2)} = 0.062 \text{ c}^{-2}$  (рис. 3в). Ширина полосы функции обнаружения на уровне 0.5 от максимума:  $\Delta\chi_{(1)} = 0.018 \text{ c}^{-2}$ ;  $\Delta\chi_{(2)} = 0.037 \text{ c}^{-2}$ .

На интерферограмме суммарного поля (рис. 4а) прослеживаются перекрывающиеся интерференционные полосы сигналов двух источников, т.е. сигналы источников не интерферируют между собой. На голограмме (рис. 4б) спектральные плотности сигналов практически не накладываются друг на друга, поэтому координаты фокальных пятен, определяющие координаты источников, не изменяются. Максимумы функций обнаружения (рис. 4в) приходятся на значения угловых коэффициентов, отвечающих отдельным сигналам. При равной мощности излучения, как видно из рис. 4в, максимум функции обнаружения, отвечающий первому сигналу, в 1.93 раза превышает максимум, второго сигнала. Это различие связано с увеличением ширины полосы функции обнаружения. Таким образом, в отсутствие ИВВ сигналы двух источников разрешаются.

Результаты голограммической обработки при наличии ИВВ показаны на рис. 2–4. ИВВ вызывают размытие интерференционных полос отдельных сигналов. Угловые коэффициенты наклона локализованных полос  $\delta f_{(1)} / \delta t_{(1)} = -0.014 \text{ c}^{-2}$  (рис. 2а);  $\delta f_{(2)} / \delta t_{(2)} = -0.063 \text{ c}^{-2}$  (рис. 3а).

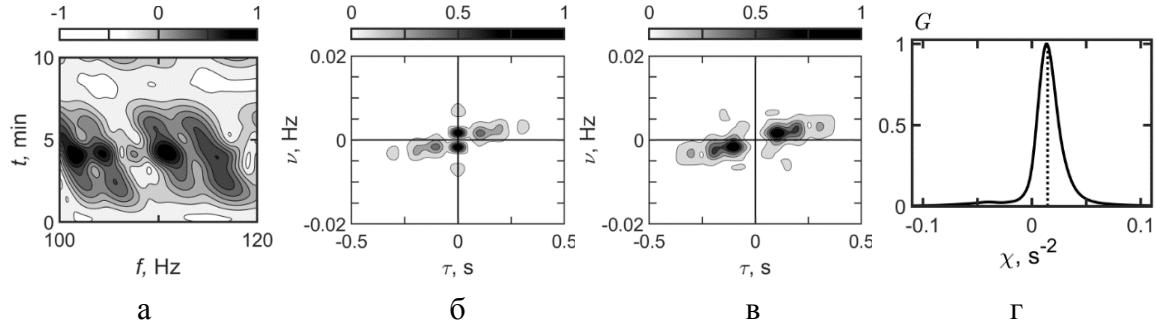


Рис. 2. Нормированные интерферограмма (а), модуль неочищенной голограммы (б), модуль голограммы после очистки (в) и функция обнаружения очищенной голограммы (г) в присутствии ИВВ. Источник движется с радиальной скоростью  $w_{(1)} = -1$  м/с.

Изменение угла наклона интерференционных полос по сравнению со случаем отсутствия ИВВ не заметно. На оси частоты неочищенных голограммах (рис. 2б, 3б) наблюдаются спектральные плотности в форме фокальных пятен, обусловленных интерференцией волн возмущенного поля. Интенсивность этих спектральных пятен существенно превышает интенсивность фокальных пятен невозмущенных сигналов, что обусловлено большим временем наблюдения. Очищенные от ИВВ спектральные плотности голограмм вдоль оси частоты представлены на рис. 2в, 3в. Координаты пика

первых фокальных пятен:  $\tau_{l(1)} = 0.077$  с,  $v_{l(1)} = 0.0017$  Гц (рис. 2в);  $\tau_{l(2)} = 0.077$  с,  $v_{l(2)} = 0.0070$  Гц (рис. 3в). Восстановленные параметры источников:  $w_{(1)} = -0.96$  м/с,  $r_{0(1)} = 12.53$  км;  $w_{(2)} = -4.06$  м/с,  $r_{0(2)} = 12.53$  км.

Как видно, при очистке голограмм ИВВ практически не влияют на восстановленные параметры отдельных источников. Положения максимумов функций обнаружения:  $\varepsilon_{(1)} = 0.015$  с<sup>-2</sup> (рис. 2г);  $\varepsilon_{(2)} = 0.061$  с<sup>-2</sup> (рис. 3г). Ширина полосы функции обнаружения на уровне 0.5 от максимума:  $\Delta\chi_{(1)} = 0.020$  с<sup>-2</sup>;  $\Delta\chi_{(2)} = 0.051$  с<sup>-2</sup>. В области отрицательных значений  $\chi$  для второго сигнала наблюдается незначительный максимум функции обнаружения, отвечающий интерференции невозмущенных и возмущенных волновых полей источника. Максимум в 4.14 раза меньше пика невозмущенного сигнала.

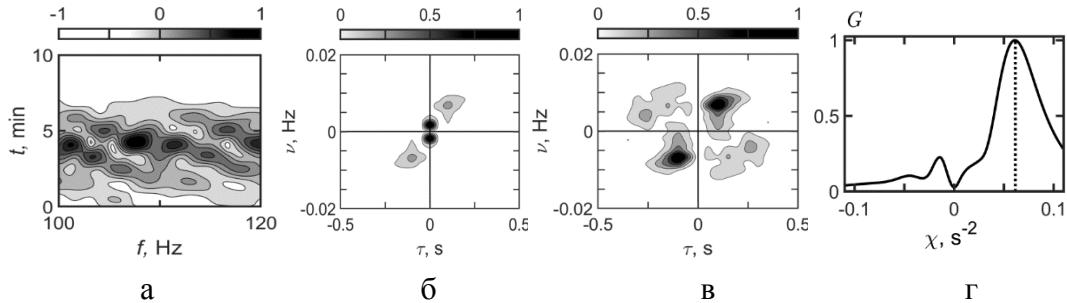


Рис. 3. Нормированные интерферограмма (а), модуль неочищенной голограммы (б), модуль голограммы после очистки (в) и функция обнаружения очищенной голограммы (г) в присутствии ИВВ. Источник движется с радиальной скоростью  $w_{(2)} = -4$  м/с.

Интерферограмма суммарного поля (рис. 4а) представляет собой совокупность фокальных пятен на фоне размытой интерференционной картины. На неочищенной голограмме (рис. 4б), как и в случае отдельных сигналов источников (рис. 2б, 3б), на оси частоты регистрируются фокальные пятна возмущенного поля, которые по интенсивности намного превышают интенсивность фокальных пятен невозмущенных сигналов.

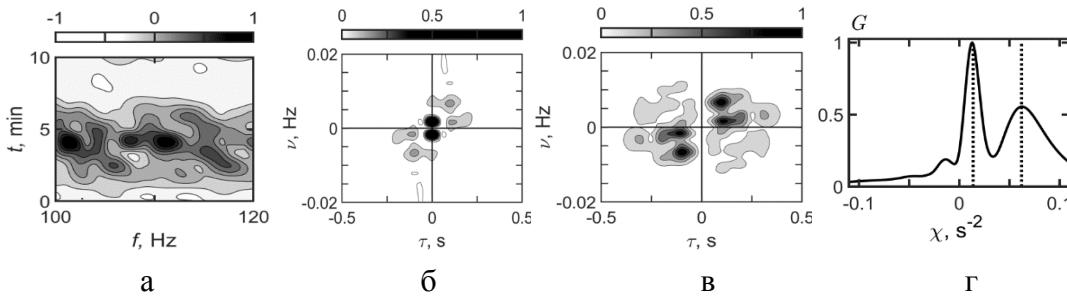


Рис. 4. Нормированные интерферограмма (а), модуль неочищенной голограммы (б), модуль голограммы после очистки (в) и функция обнаружения очищенной голограммы (г) в присутствии ИВВ, сформированные сигналами двух источников.

### 3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Представлены результаты численного эксперимента по разрешению сигналов источников в случайно-неоднородном океаническом волноводе голографическим методом. Описан алгоритм разрешения сигналов от различных источников. Показано, что в условиях пространственно-временной изменчивости океанической среды голограмма представляет собой сумму голограмм отдельных сигналов и возмущенного

поля. Спектральная плотность полезных сигналов локализуется в узких полосах, ширина которых зависит от времени наблюдения, а наклон определяется параметрами движения источников. Фокальные пятна возмущенного поля концентрируются в узкой полосе вдоль оси частот. Такая конфигурация позволяет с высокой точностью извлекать из голограмм данные о конкретном источнике.

#### 4. БЛАГОДАРНОСТИ

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 23-61-10024, <https://rscf.ru/project/23-61-10024/>.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Переселков, С. А. Голографическая обработка широкополосных гидроакустических сигналов / С.А. Переселков, В.М. Кузькин; Воронеж: Издательский дом ВГУ, 2023. – 183 с.
2. Pereselkov S.A. Interferometric processing of hydroacoustic signals for the purpose of source localization / Pereselkov S.A., Kuz'kin V.M. // J. Acoust. Soc. Am. – 2022. – Vol. 151, № 2. – P. 666-676.
3. Ehrhardt M. Experimental observation and theoretical analysis of the low-frequency source interferogram and hologram in shallow water / Ehrhardt M., [et al.] // J. Sound Vibr. – 2023. – Vol. 544. – P. 117388.
4. Kuz'kin V.M. Intense internal waves and their manifestation in interference patterns of received signals on oceanic shelf / Kuz'kin V.M., [et al.] // Phys. Wave Phenom. – 2018. – Vol. 26, № 2. – P. 160-167.
5. Badiey M. Intense internal waves and their manifestation in the interference patterns of received signals on oceanic shelf. Part II / Badiey M., [et al.] // Phys. Wave Phenom. – 2019. – Vol. 27, № 4. – P. 313-319.
6. Kaznacheeva E.S. Interferometric processing of hydroacoustic information in the presence of intense internal waves / Kaznacheeva E.S., Kuz'kin V.M., Pereselkov S.A. // Phys. Wave Phenom. – 2021. – Vol. 29, № 3. – P. 278-284.
7. Pereselkov S. Three-dimensional modeling of sound field holograms of a moving source in the presence of internal waves causing horizontal refraction / Pereselkov S., [et al.] // J. Mar. Sci. Eng. – 2023. – Vol. 11, № 10. – P. 1922.
8. Kuz'kin V.M. Robustness of holographic processing of hydroacoustic signals in the presence of intense internal waves / Kuz'kin V.M., [et al.] // Phys. Wave Phenom. – 2023. – Vol. 31, № 5. – P. 346-354.
9. Казначеев И.В. Интерферометрический метод обнаружения движущегося источника звука векторно-скалярным приемником / Казначеев И.В., [и др.]. // Акуст. журн. – 2018. – Т. 64, № 1 – С. 33-45.
10. Кузькин В.М. Обнаружение источника в диспергирующих средах / Кузькин В.М., [и др.] // РЭНСИТ: Радиоэлектроника. Наносистемы. Информационные технологии. – 2019. – Т. 11, № 3. – С. 337-344.
11. Kuz'kin V.M. Range of detection of underwater sound source / Kuz'kin V.M., [et al.] // Phys. Wave Phenom. – 2023. – Vol. 31, № 5. – P. 339-345.
12. Кузнецов Г.Н. Спектrogramма и локализация источника звука в мелком море / Кузнецов Г.Н., Кузькин В.М., Переселков С.А. // Акуст. журн. – 2017. – Т. 63, № 4. – С. 406-418.
13. Kuznetsov G.N. Interferometric method for estimating the velocity of a noise sound source and the distance to it in shallow water using a vector-scalar receiver / Kuznetsov G.N., [et al.] // Phys. Wave Phenom. – 2017. – Vol. 25, № 4. – P. 299-306.

14. Kuz'kin V.M. Interferometric direction finding by a vector-scalar receiver / Kuz'kin V.M., [et al.] // Phys. Wave Phenom. – 2018. 26, № 1. – С. 63-73.
15. Kuznetsov G.N. finding of a noise sound source / Kuznetsov G.N., [et al.] // Phys. Wave Phenom. – 2019. – Т. 27, № 3. – Р. 237-241.
16. Кузькин В.М. Голографическая обработка движущихся источников в мелком море при наличии интенсивных внутренних волн / Кузькин В.М., [и др.] // РЭНСИТ: Радиоэлектроника. Наносистемы. Информационные технологии. – 2022. – Т. 14, № 2. – С. 197-204.
17. Кузькин В.М. Голографический метод локализации движущегося источника звука в присутствии интенсивных внутренних волн / Кузькин В.М., [и др.] // РЭНСИТ: Радиоэлектроника. Наносистемы. Информационные технологии. – 2023. – Т.15, № 3. – С. 317-326.
18. Kuz'kin V.M. Mode selection in oceanic waveguides / Kuz'kin V.M., [et al.] // Phys. Wave Phenom. – 2022. – Vol. 30, № 2. – Р. 111-118.
19. Kuz'kin V.M. Holographic method for mode selection in a shallow sea in the presence of intense internal waves / Kuz'kin V.M., [et al.] // Phys. Wave Phenom. – 2022. –Vol. 30, № 5. – Р. 314-320.
20. Кузькин В.М. Выделение мод шумового источника в мелком море методом голографической интерферометрии в присутствии интенсивных внутренних волн / Кузькин В.М., [и др.] // РЭНСИТ: Радиоэлектроника. Наносистемы. Информационные технологии. – 2022. –Т.14, № 3. – С. 279-286.
21. Kuz'kin V.M. Resolving power of the interferometric method of source localization / Kuz'kin V.M., [et al.] // Phys. Wave Phenom. – 2018. – Vol. 26, № 2. – Р. 150-159.

#### REFERENCES

1. Pereselkov S.A. Holographic processing of broadband hydroacoustic signals / Pereselkov S.A., Kuz'kin V.M. // Voronezh: Publishing House of VSU, 2023. – 183 p.
2. Pereselkov S.A. Interferometric processing of hydroacoustic signals for the purpose of source localization / Pereselkov S.A., Kuz'kin V.M. // J. Acoust. Soc. Am. – 2022. – Vol. 151, № 2. – Р. 666-676.
3. Ehrhardt M. Experimental observation and theoretical analysis of the low-frequency source interferogram and hologram in shallow water / Ehrhardt M., [et al.] // J. Sound Vibr. – 2023. – Vol. 544. – Р. 117388.
4. Kuz'kin V.M. Intense internal waves and their manifestation in interference patterns of received signals on the oceanic shelf / Kuz'kin V.M., [et al.] // Phys. Wave Phenom. – 2018. – Vol. 26, № 2. – Р. 160-167.
5. Badiey M. Intense internal waves and their manifestation in the interference patterns of received signals on the oceanic shelf. Part II / Badiey M., [et al.] // Phys. Wave Phenom. – 2019. – Vol. 27, № 4. – Р. 313-319.
6. Kaznacheeva E.S. Interferometric processing of hydroacoustic information in the presence of intense internal waves / Kaznacheeva E.S., Kuz'kin V.M., Pereselkov S.A. // Phys. Wave Phenom. – 2021. – Vol. 29, № 3. – Р. 278-284.
7. Pereselkov S. Three-dimensional modeling of sound field holograms of a moving source in the presence of internal waves causing horizontal refraction / Pereselkov S., [et al.] // J. Mar. Sci. Eng. – 2023. – Vol. 11, № 10. – Р. 1922.
8. Kuz'kin V.M. Robustness of holographic processing of hydroacoustic signals in the presence of intense internal waves / Kuz'kin V.M., [et al.] // Phys. Wave Phenom. – 2023. – Vol. 31, № 5. – Р. 346-354.

9. Kaznacheev I.V. Interferometric method for detecting a moving sound source using a vector-scalar receiver / Kaznacheev I.V., [et al.] // Acoustical Journal. – 2018. – Vol. 64, № 1 – P. 33-45.
10. Kuz'kin V.M. Detection of a source in dispersive environments / Kuz'kin V.M., [et al.] // Radioelectronics. Nanosystems. Information Technologies. – 2019. – Vol. 11, № 3. – P. 337-344.
11. Kuz'kin V.M. Range of detection of an underwater sound source / Kuz'kin V.M., [et al.] // Phys. Wave Phenom. – 2023. – Vol. 31, № 5. – P. 339-345.
12. Kuznetsov G.N. Spectrogram and localization of a sound source in shallow water / Kuznetsov G.N., Kuz'kin V.M., Pereselkov S.A. // Acoustical Journal. – 2017. – Vol. 63, № 4. – P. 406-418.
13. Kuznetsov G.N. Interferometric method for estimating the velocity of a noise sound source and the distance to it in shallow water using a vector-scalar receiver / Kuznetsov G.N., [et al.] // Phys. Wave Phenom. – 2017. – Vol. 25, № 4. – P. 299-306.
14. Kuz'kin V.M. Interferometric direction finding by a vector-scalar receiver / Kuz'kin V.M., [et al.] // Phys. Wave Phenom. – 2018. – Vol. 26, № 1. – P. 63-73.
15. Kuznetsov G.N. Finding of a noise sound source / Kuznetsov G.N., [et al.] // Phys. Wave Phenom. – 2019. – Vol. 27, № 3. – P. 237-241.
16. Kuz'kin V.M. Holographic processing of moving sources in shallow water in the presence of intense internal waves / Kuz'kin V.M., [et al.] // Radioelectronics. Nanosystems. Information Technologies. – 2022. – Vol. 14, № 2. – P. 197-204.
17. Kuz'kin V.M. Holographic method for localizing a moving sound source in the presence of intense internal waves / Kuz'kin V.M., [et al.] // Radioelectronics. Nanosystems. Information Technologies. – 2023. – Vol. 15, № 3. – P. 317-326.
18. Kuz'kin V.M. Mode selection in oceanic waveguides / Kuz'kin V.M., [et al.] // Phys. Wave Phenom. – 2022. – Vol. 30, № 2. – P. 111-118.
19. Kuz'kin V.M. Holographic method for mode selection in a shallow sea in the presence of intense internal waves / Kuz'kin V.M., [et al.] // Phys. Wave Phenom. – 2022. – Vol. 30, № 5. – P. 314-320.
20. Kuz'kin V.M. Mode selection of a noise source in shallow water by holographic interferometry in the presence of intense internal waves / Kuz'kin V.M., [et al.] // Radioelectronics. Nanosystems. Information Technologies. – 2022. – Vol. 14, № 3. – P. 279-286.
21. Kuz'kin V.M. Resolving power of the interferometric method of source localization / Kuz'kin V.M., [et al.] // Phys. Wave Phenom. – 2018. – Vol. 26, № 2. – P. 150-159.

# ГОЛОГРАММА ШУМОВОГО ИСТОЧНИКА, ДВИЖУЩЕGOЯ В БЕРЕГОВОМ КЛИНЕ

С. А. Переселков<sup>1</sup>, В. М. Кузькин<sup>2</sup>, И. М. Косенко<sup>1</sup>, С. А. Ткаченко<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Воронежский государственный университет (ВГУ), Воронеж, Россия

<sup>2</sup>Институт общей физики им А.М.Прохорова РАН (ИОФ РАН), Москва, Россия

**Аннотация.** Представлены результаты анализа голографического метода оценки параметров движущегося подводного шумового источника в мелководной акватории с нерегулярной батиметрией с использованием одиночного векторно-скалярного приемника. В качестве неоднородности дна рассматривается береговой клин, вызывающий явление горизонтальной рефракции мод звукового поля. Обработка ведётся в рамках голографического подхода.

**Ключевые слова:** голографическая обработка, локализация источника, векторно-скалярный приемник, береговой клин, горизонтальная рефракция волн.

## HOLOGRAM OF A NOISE SOURCE MOVING IN A COASTAL WEDGE

S. A. Pereselkov<sup>1</sup>, V. M. Kuz'kin<sup>2</sup>, I. M. Kosenko<sup>1</sup>, S. A. Tkachenko<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Voronezh State University (VSU), Voronezh, Russia

<sup>2</sup>General Physics Institute of the Russian Academy of Sciences (GPI RAS), Moscow, Russia

**Abstract.** The paper presents the results of an analysis of the holographic method for estimating the parameters of a moving underwater noise source in a shallow-water area with irregular bathymetry, using a single vector-scalar receiver. A coastal wedge is considered as the bottom inhomogeneity, causing horizontal refraction of the sound field modes. The processing is carried out within the framework of the holographic approach.

**Keywords:** holographic processing, source localization, vector-scalar receiver, coastal wedge, horizontal wave refraction.

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Голографический метод обработки звукового поля был создан во многом как ответ на необходимость вести работу в условиях пространственно-временной изменчивости океанической среды [1-9]. В отличие от некоторых других подходов, например, широко известных согласованных методов [10-13], он практически не требует никаких предварительных знаний о структуре волновода, характере сигнала и помехах. За такое направление отвечают так называемые адаптивные методы локализации [14-17]. Как правило, они добавляют ещё один приемник в систему на известном удалении, позволяя тем самым с помощью голографии узнать, как среда влияет на звуковое поле в зависимости от расстояния. Оценка параметров при этом может производится также на векторно-скалярных приёмниках, позволяющих рассчитывать пеленг движущегося источника.

Особенно проблема адаптации к среде актуальна для мелкого моля, где отсутствует достоверная информация о характеристиках дна, а нестационарные процессы в водной толще могут приводить к существенной гидрологической изменчивости. Высокая эффективность голографического подхода связана здесь в первую очередь с тем, что она основана на устойчивых особенностях интерференционной картины (интерферограммы) [18]. Благодаря этим особенностям удается анализировать параметры движущихся источников с минимальным вкладом

помех. На голограмме спектральная плотность полезного сигнала фокусируется в узкой области в координатах частота-время и делает возможным обнаружение и локализацию даже малошумных подводных источников звука.

В ходе натурных и численных экспериментов показано, что голографический метод обработки достаточно универсален и эффективен в неоднородных мелководных акваториях. Частные аспекты устойчивости алгоритма по отношению к вариациям параметров дна, возмущениям глубины волновода и скорости звука в толще воды проанализированы в работах [2, 19]. Восстановление параметров подводных источников звука на фоне интенсивных внутренних волн исследовано в [16, 17, 20-26].

В данной работе на основе голографической обработки рассмотрено восстановление параметров шумового источника в мелководной акватории с нерегулярной батиметрией, в роли которой выбран береговой клин, обуславливающий горизонтальную рефракцию волн. Приведены результаты численного моделирования по определению пеленга, удаленности и радиальной скорости шумового источника (проекции скорости в направлении на приемник). В качестве приемной системы используется одиночный векторно-скалярный приемник (ВСП).

## 2. РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННОГО ЭКСПЕРИМЕНТА

В рамках численного моделирования обсудим устойчивость голографического метода с применением одиночного ВСП по отношению к нерегулярной батиметрии в форме берегового клина, имитирующего изменение глубины мелководной акватории, в области которой, в зависимости от взаимного расположения источника и приемника, может наблюдаться горизонтальная рефракция или взаимодействие мод звукового поля. Для данного эксперимента помеху будем считать нулевой. Звуковые поля будем расчитывать методом модовых параболических уравнений [28].

Нерегулярная батиметрия в форме клина, расположение приемника и источника показаны на рис. 1. Изменение глубины описывается выражением  $z(x,y) = H_0 + ky$ , где  $H_0 = 50 \text{ м}$ ,  $k = \tan \alpha = 0.01$ . Параметры однородного поглощающего жидкого дна: комплексный показатель преломления  $n = 0.84(1+i0.03)$ , плотность  $\rho = 1.8 \text{ г/м}^3$ . Скорость звука в воде  $c = 1500 \text{ м/с}$ .

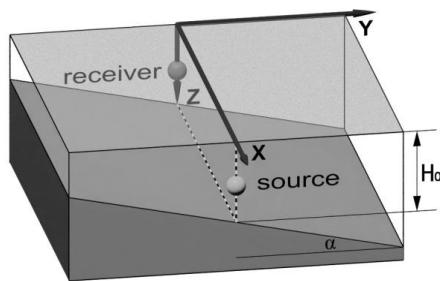


Рис. 1. Геометрия задачи.

Координаты одиночного приемника:  $x_q = y_q = 0$ ,  $z_q = 45 \text{ м}$ . Источник расположен на глубине  $z_s = 15 \text{ м}$  и с радиальной скоростью  $w = -2 \text{ м/с}$  приближается к приемнику вдоль прямой  $y = 0$ . Начальное горизонтальное расстояние между источником и приемником равно  $r_0 = 10 \text{ км}$ . Пеленг  $\theta = 0^\circ$ . Частотный диапазон  $f = 100 - 140 \text{ Гц}$ . Время наблюдения  $\Delta t = 180 \text{ с}$ , длительной реализаций  $T = 5 \text{ с}$ , временной интервал  $\delta T = 4 \text{ с}$ . Число мод  $M = 3$ . Значения постоянных распространения  $h_m(w_0)$  и групповых скоростей  $u_m(w_0) = 1/(dh_m(w_0)/d\omega)$  мод ( $\omega = 2\pi f$ ) для регулярного волновода глубиной  $H_0 = 50 \text{ м}$  приведены в таблице.

Таблица 1. Параметры мод на частоте  $f_0 = 120$  Гц

Номера мод, $m$	1	2	3
$h_m, m^{-1}$	0.5164	0.5071	0.4908
$u_m, m/c$	1493.2968	1471.2310	1430.1374

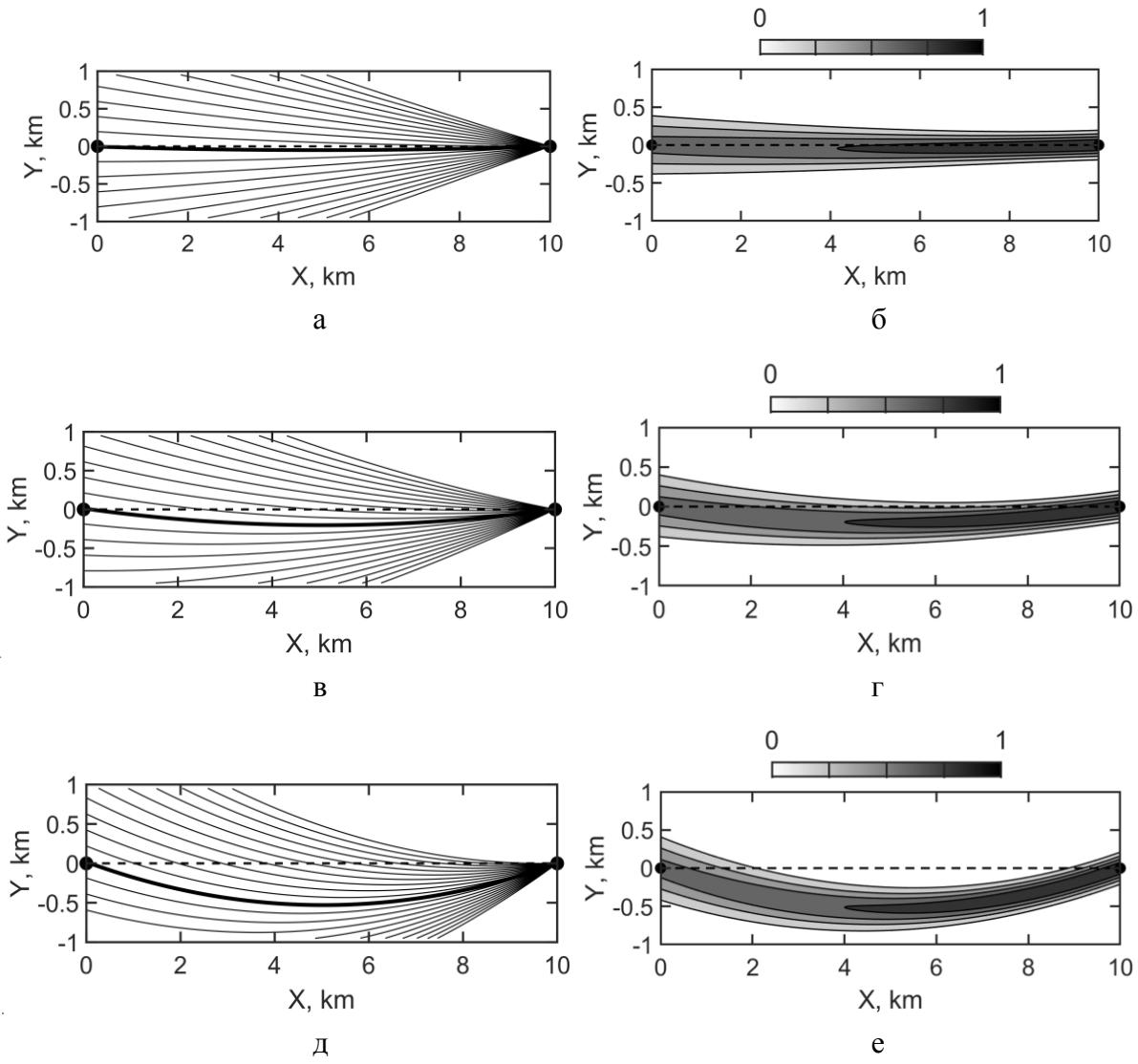


Рис. 2. Нормированная горизонтальная структура поля.

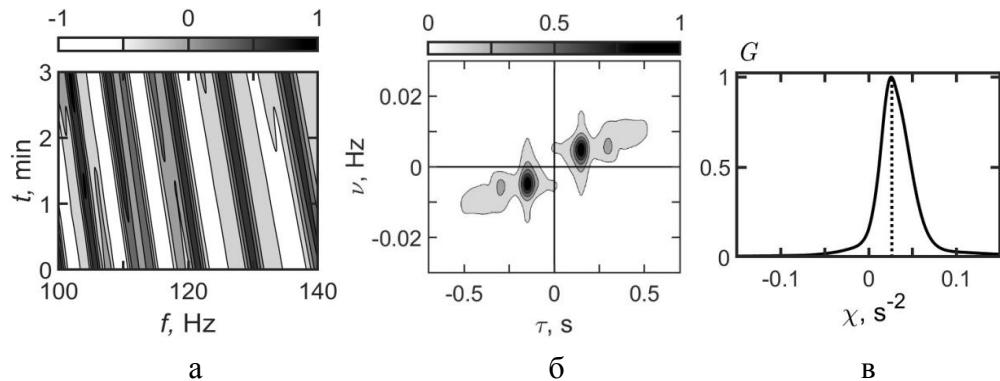


Рис. 3. Нормированные интерферограмма (а), модуль голограммы (б) и функция обнаружения (в).

Искажение звукового поля горизонтальной рефракцией волн показано на рис. 2. Слева изображены треактории горизонтальных лучей, справа – распределения амплитуды моды. (а, б) – первая мода, (а, б) – вторая мода, (д, е) – третья мода. Точками обозначены источник и приемник. Можно заметить, что по отношению к модовой структуре звукового поля проявление горизонтальной рефракции носит селективный характер: с увеличением номера моды горизонтальная рефракция проявляется сильнее. Эта особенность связана с уменьшением постоянной распространения при увеличении номера моды.

Результаты голограммической обработки по звуковому каналу ВСП приведены на рис. 3. Координаты пика первого фокального пятна  $\tau_1 = 0.15 \text{ с}$ ,  $v_1 = 3.6364 \cdot 10^{-3} \text{ Гц}$ . Согласно (3) и данным таблицы восстановленные начальное расстояние и радиальная скорость шумового источника  $r_0 = 10.14 \text{ км}$  и  $\dot{w} = -1.78 \text{ м/с}$ . По измерениям отношения максимумов функций обнаружения горизонтальный составляющихиков мощности (5) пеленг равен  $\dot{\theta} = -1.96^\circ$ . Можно увидеть, что восстановленные параметры движущегося источника достаточно близки к исходным модельным значениям.

Положение максимума функции обнаружения приходится на значение  $\chi = \varepsilon = 0.025 \text{ с}^{-2}$ .

### 3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В рамках численного эксперимента показана устойчивость голограммического метода обнаружения и локализации движущегося подводного шумового источника при нерегулярной батиметрии в форме клина, создающего горизонтальную рефракцию мод звукового поля. Восстановленные параметры: удаленность, радиальная скорость и пеленг близки к исходным модельным значениям.

### 4. БЛАГОДАРНОСТИ

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 23-61-10024, <https://rscf.ru/project/23-61-10024/>.

### ЛИТЕРАТУРА

1. Кузнецов Г.Н. Спектрограмма и локализация источника звука в мелком море / Г.Н. Кузнецов, В.М. Кузькин, С.А. Пересёлков // Акуст. журн. – 2017. – Т. 63. № 4. – С. 406–418.
2. Казначеев И.В. Интерферометрический метод обнаружения движущегося источника звука векторно-скалярным приемником / И.В. Казначеев [и др.] // Акуст. журн. – 2018. – Т. 64. № 1. – С. 33–45.
3. Kuznetsov G.N. Interferometric method for estimating the velocity of a noise sound source and the distance to it in shallow water using a vector-scalar receiver / G.N. Kuznetsov [et al.] // Phys. Wave Phenom. – 2017. – Vol. 25. No. 4. – P. 299–306.
4. Беседина Т.Н. Определение глубины источника звука в мелком море на фоне интенсивного шума / Т.Н. Беседина [и др.] // Акуст. журн. – 2015. – Т. 61. № 6. – С. 718–728.
5. Kuznetsov G.N. Wave method for estimating the sound source depth in a oceanic waveguide / G.N. Kuznetsov [et al.] // Phys. Wave Phenom. – 2016. – Vol. 24. No. 4. – P. 310–316.
6. Kuz'kin V.M. direction finding by a vector-scalar receiver / V.M. Kuz'kin [et al.] // Phys. Wave Phenom. – 2018. – Vol. 26. No. 1. – P. 63–73.

7. Kuznetsov G.N. Direction finding of a noise sound source / G.N. Kuznetsov [et al.] // Phys. Wave Phenom. – 2019. – Vol. 27. No. 3. – P. 237–241.
8. Казначеева Е.С. Оценка дальности обнаружения малогабаритного подводного аппарата по его шумовому полю / Е.С. Казначеева [и др.] // Подводные исследования и робототехника. – 2021. – № 4 (38). – С. 88–93.
9. Kuz'kin V.M. Range of detection of underwater sound source / V.M. Kuz'kin [et al.] // Phys. Wave Phenom. – 2023. – Vol. 31. No. 5. – P. 339–345.
10. Baggeroer A.B. Matched field processing: Source localization in correlated noise as an optimum parameter estimation problem / A.B. Baggeroer, W.A. Kuperman, H. Schmidt // J. Acoust. Soc. Am. – 1998. – Vol. 83. No. 2. – P. 571–587.
11. Baggeroer A.B. Why did applications of MFP fail, or did we not understand how to apply MFP? / A.B. Baggeroer // Proc. 1st Int. Conf. and Exhibition. Underwater Acoustics Corfu Island – Greece – 2013. – P. 41–49.
12. Малышкин Г.С. Оптимальные и адаптивные методы обработки гидроакустических сигналов (Обзор) / Г.С. Малышкин, Г.Б. Сидельников // Акуст. журн. – 2014. – Т. 60. № 5. – С. 526–545.
13. Сазонов А.Г., Согласованная пространственная обработка сигналов в подводных звуковых каналах (Обзор) / А.Г. Сазонов А.И. Малеханов // Акуст. журн. – 2015. – Т. 61. № 2. – С. 233–253.
14. Kaznacheeva E.S., Kuznetsov G.N., Kuz'kin V.M., Lyakhov G.A., Pereselkov S.A. Measurement capability of the interferometric method of sound source localization in the absence of data on the waveguide transfer function // Phys. Wave Phenom. – 2019. – Vol. 27. No. 1. – P. 73–78.
15. Kaznacheeva E.S. Adaptive algorithms for interferometric processing / E.S. Kaznacheeva [et al.] // Phys. Wave Phenom. – 2020. – Vol. 28. No. 3. – P. 267–273.
16. Кузькин В.М. Адаптивный алгоритм локализации шумовых подводных источников в мелководных акваториях / В.М. Кузькин [и др.] // РЭНСИТ. – 2024. – Т. 16. № 4. – С. 533–544.
17. Kuz'kin V.M. Adaptive method for holographic processing of broadband hydroacoustic signals / V.M. Kuz'kin [et al.] // Phys. Wave Phenom. – 2024. – Vol. 32. No. 5. – P. 382–391.
18. Чупров С.Д. Интерференционная структура звукового поля в слоистом океане / Акустика океана. Современное состояние. – М.: Наука, – 1982. – С. 71–82.
19. Pereselkov S.A. Interferometric processing of hydroacoustic signals for the purpose of source localization / S.A. Pereselkov, V.M. Kuz'kin // J. Acoust. Soc. Am. – 2022. – Vol. 151. No. 2. – P. 666–676.
20. Kuz'kin V.M. Intense internal waves and their manifestation in interference patterns of received signals on oceanic shelf / V.M. Kuz'kin [et al.] // Phys. Wave Phenom. – 2018. – Vol. 26. No. 2. – P. 160–167.
21. Badiey M. Intense internal waves and their manifestation in the interference patterns of received signals on oceanic shelf. Part II / M. Badiey [et al.] // Phys. Wave Phenom. – 2019. – Vol. 27. No. 4. – P. 313–319.
22. Kaznacheeva E.S. Interferometric processing of hydroacoustic information in the presence of intense internal waves / E.S. Kaznacheeva, V.M. Kuz'kin, S.A. Pereselkov // Phys. Wave Phenom. – 2021. – Vol. 29. No. 3. – P. 278–284.
23. Кузькин В.М. Передача информации через случайно-неоднородную океаническую среду / В.М. Кузькин [и др.] // Фундам. прикл. гидроф. – 2021. – Т. 14. № 2. – С. 54–64.

24. Кузькин В.М. Голографическая обработка движущихся источников в мелком море при наличии интенсивных внутренних волн / В.М. Кузькин [и др.] // РЭНСИТ. – 2022. – Т. 14. № 2. – С. 197–204.
25. Кузькин В.М. Голографический метод локализации движущегося источника звука в присутствии интенсивных внутренних волн / В.М. Кузькин [и др.] // РЭНСИТ. – 2023. – Т. 15. № 3. – С. 317–326.
26. Kuz'kin V.M. Robustness of holographic processing of hydroacoustic signals in the presence of intense internal waves / V.M. Kuz'kin [et al.] // Phys. Wave Phenom. – 2023. – Vol. 31. No. 5. – P. 346–354.
27. Бреховских Л.М., Лысанов Ю.П. Теоретические основы акустики океана. – Л.: Гидрометеоиздат, – 1982. – 264 с.
28. Collins M.D. The adiabatic mode parabolic equation / M.D. Collins // J. Acoust. Soc. Am. – 1993. – Vol. 94. No. 4. – P. 2269–2278.

#### REFERENCES

1. Kuznetsov G.N. Spectrogram and localization of a sound source in shallow water / G.N. Kuznetsov, V.M. Kuz'kin, S.A. Pereselkov // *Acoust. J.* – 2017. – Vol. 63. No. 4. – P. 406–418.
2. Kaznacheev I.V. Interferometric method for detecting a moving sound source using a vector-scalar receiver / I.V. Kaznacheev [et al.] // *Acoust. J.* – 2018. – Vol. 64. No. 1. – P. 33–45.
3. Kuznetsov G.N. Interferometric method for estimating the velocity of a noise sound source and the distance to it in shallow water using a vector-scalar receiver / G.N. Kuznetsov [et al.] // *Phys. Wave Phenom.* – 2017. – Vol. 25. No. 4. – P. 299–306.
4. Besedina T.N. Determination of the depth of a sound source in shallow water against the background of intense noise / T.N. Besedina [et al.] // *Acoust. J.* – 2015. – Vol. 61. No. 6. – P. 718–728.
5. Kuznetsov G.N. Wave method for estimating the sound source depth in an oceanic waveguide / G.N. Kuznetsov [et al.] // *Phys. Wave Phenom.* – 2016. – Vol. 24. No. 4. – P. 310–316.
6. Kuz'kin V.M. Direction finding by a vector-scalar receiver / V.M. Kuz'kin [et al.] // *Phys. Wave Phenom.* – 2018. – Vol. 26. No. 1. – P. 63–73.
7. Kuznetsov G.N. Direction finding of a noise sound source / G.N. Kuznetsov [et al.] // *Phys. Wave Phenom.* – 2019. – Vol. 27. No. 3. – P. 237–241.
8. Kaznacheeva E.S. Estimation of the detection range of a small underwater vehicle by its noise field / E.S. Kaznacheeva [et al.] // *Underwater Research and Robotics* – 2021. – No. 4 (38). – P. 88–93.
9. Kuz'kin V.M. Range of detection of an underwater sound source / V.M. Kuz'kin [et al.] // *Phys. Wave Phenom.* – 2023. – Vol. 31. No. 5. – P. 339–345.
10. Baggeroer A.B. Matched field processing: Source localization in correlated noise as an optimum parameter estimation problem / A.B. Baggeroer, W.A. Kuperman, H. Schmidt // *J. Acoust. Soc. Am.* – 1998. – Vol. 83. No. 2. – P. 571–587.
11. Baggeroer A.B. Why did applications of MFP fail, or did we not understand how to apply MFP? / A.B. Baggeroer // *Proc. 1st Int. Conf. and Exhibition. Underwater Acoustics*, Corfu Island, Greece – 2013. – P. 41–49.
12. Malyshkin G.S. Optimal and adaptive methods for processing hydroacoustic signals (Review) / G.S. Malyshkin, G.B. Sidelnikov // *Acoust. J.* – 2014. – Vol. 60. No. 5. – P. 526–545.

13. Sazontov A.G. Matched spatial processing of signals in underwater acoustic channels (Review) / A.G. Sazontov, A.I. Malehanov // *Acoust. J.* – 2015. – Vol. 61. No. 2. – P. 233–253.
14. Kaznacheeva E.S., Kuznetsov G.N., Kuz'kin V.M., Lyakhov G.A., Pereselkov S.A. Measurement capability of the interferometric method of sound source localization in the absence of data on the waveguide transfer function // *Phys. Wave Phenom.* – 2019. – Vol. 27. No. 1. – P. 73–78.
15. Kaznacheeva E.S. Adaptive algorithms for interferometric processing / E.S. Kaznacheeva [et al.] // *Phys. Wave Phenom.* – 2020. – Vol. 28. No. 3. – P. 267–273.
16. Kuz'kin V.M. Adaptive algorithm for localization of noise underwater sources in shallow water areas / V.M. Kuz'kin [et al.] // *RENSIT* – 2024. – Vol. 16. No. 4. – P. 533–544.
17. Kuz'kin V.M. Adaptive method for holographic processing of broadband hydroacoustic signals / V.M. Kuz'kin [et al.] // *Phys. Wave Phenom.* – 2024. – Vol. 32. No. 5. – P. 382–391.
18. Chuprov S.D. Interference structure of the sound field in a stratified ocean // *Ocean Acoustics. Current State.* – Moscow: Nauka, 1982. – P. 71–82.
19. Pereselkov S.A. Interferometric processing of hydroacoustic signals for the purpose of source localization / S.A. Pereselkov, V.M. Kuz'kin // *J. Acoust. Soc. Am.* – 2022. – Vol. 151. No. 2. – P. 666–676.
20. Kuz'kin V.M. Intense internal waves and their manifestation in interference patterns of received signals on an oceanic shelf / V.M. Kuz'kin [et al.] // *Phys. Wave Phenom.* – 2018. – Vol. 26. No. 2. – P. 160–167.
21. Badiey M. Intense internal waves and their manifestation in the interference patterns of received signals on an oceanic shelf. Part II / M. Badiey [et al.] // *Phys. Wave Phenom.* – 2019. – Vol. 27. No. 4. – P. 313–319.
22. Kaznacheeva E.S. Interferometric processing of hydroacoustic information in the presence of intense internal waves / E.S. Kaznacheeva, V.M. Kuz'kin, S.A. Pereselkov // *Phys. Wave Phenom.* – 2021. – Vol. 29. No. 3. – P. 278–284.
23. Kuz'kin V.M. Information transmission through a randomly inhomogeneous oceanic medium / V.M. Kuz'kin [et al.] // *Fundam. Appl. Hydophys.* – 2021. – Vol. 14. No. 2. – P. 54–64.
24. Kuz'kin V.M. Holographic processing of moving sources in shallow water in the presence of intense internal waves / V.M. Kuz'kin [et al.] // *RENSIT* – 2022. – Vol. 14. No. 2. – P. 197–204.
25. Kuz'kin V.M. Holographic method for localizing a moving sound source in the presence of intense internal waves / V.M. Kuz'kin [et al.] // *RENSIT* – 2023. – Vol. 15. No. 3. – P. 317–326.
26. Kuz'kin V.M. Robustness of holographic processing of hydroacoustic signals in the presence of intense internal waves / V.M. Kuz'kin [et al.] // *Phys. Wave Phenom.* – 2023. – Vol. 31. No. 5. – P. 346–354.
27. Brekhovskikh L.M., Lysanov Yu.P. *Theoretical Foundations of Ocean Acoustics.* – Leningrad: Hydrometeoizdat, 1982. – 264 p.
28. Collins M.D. The adiabatic mode parabolic equation / M.D. Collins // *J. Acoust. Soc. Am.* – 1993. – Vol. 94. No. 4. – P. 2269–2278.

# ВОЗМОЖНОСТЬ ОЦЕНКИ ПАРАМЕТРОВ ПОДВОДНОГО АППАРАТА ПО ХАРАКТЕРИСТИКАМ РАССЕЯНОГО СИГНАЛА

С. Л. Ильменков<sup>1</sup>, С. А. Переселков<sup>2</sup>, И. М. Косенко<sup>2</sup>, Н. В. Ладыкин<sup>2</sup>, А. С. Переселков<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Санкт-Петербургский государственный морской технический университет  
(СПбГМТУ), Санкт-Петербург, Россия

<sup>2</sup> Воронежский государственный университет (ВГУ), Воронеж, Россия

**Аннотация.** Получены результаты численного решения задачи рассеяния нестационарного звукового сигнала на конечной изотропной цилиндрической оболочке, находящейся в безграничной жидкой среде. Оболочка имеет полусферические оконечности и рассматривается в качестве модели корпуса необитаемого подводного аппарата. Рассмотрены падающие импульсы с прямоугольной огибающей и частотно-модулированные импульсные сигналы при различных углах локации модели. Вычислены и проанализированы временные и спектральные характеристики рассеяния для различных толщин и материалов оболочки для обратного, зеркального и теневого направлений.

**Ключевые слова:** изотропная цилиндрическая оболочка, импульсные звуковые сигналы, преобразование Фурье, временные и спектральные характеристики рассеяния звука.

## CAPABILITY OF ESTIMATING UNDERWATER VEHICLE PARAMETERS BASED ON SCATTERED SIGNAL CHARACTERISTICS

S. L. Ilmenkov<sup>1</sup>, S. A. Pereselkov<sup>2</sup>, I. M. Kosenko<sup>2</sup>, N. V. Ladykin<sup>2</sup>, A. S. Pereselkov<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Saint-Petersburg State Marine Technical University (SMTU), Saint Petersburg, Russia

<sup>2</sup> Voronezh State University (VSU), Voronezh, Russia

**Abstract.** The results of numerical solution of the problem of scattering of a non-stationary sound signal on a finite isotropic cylindrical shell located in an infinite liquid medium are obtained. The shell has hemispherical ends and is considered as a model of the hull of an unmanned underwater vehicle. Incident pulses with a rectangular envelope and frequency-modulated pulse signals are considered at different angles of the model location. The temporal and spectral characteristics of scattering for different thicknesses and materials of the shell for the reverse, mirror and shadow directions are calculated and analyzed.

**Keywords:** isotropic cylindrical shell, pulsed sound signals, Fourier transform, temporal and spectral characteristics of sound scattering.

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Развитие расчетных методов получения информации о параметрах упругих объектов неаналитической формы на основе анализа их характеристик рассеяния звука в жидкой среде, по-прежнему, остается актуальной задачей. Эти методы могут быть использованы для совершенствования технологий поиска и идентификации подводных аппаратов, мониторинга подводной обстановки в контролируемой акватории, гидролокационного обследования затонувших объектов и т.д.

При разработке алгоритмов решения подобных задач целесообразно рассматривать зондирующий акустический сигнал, распространяющийся с минимальными потерями, обеспечивающий варьирование своей структуры и возможность оценки пространственно-временной протяженности и физических

параметров объектов на фоне шумов и реверберационных помех. Таким требованиям в наибольшей степени отвечают импульсные звуковые сигналы, обладающие достаточной длительностью и широкой полосой частот [1].

Математические модели дифракции акустических импульсов на упругих телах неаналитической формы, помещенных в жидкость, должны опираться на принципы механики деформируемого твердого тела и решения граничных задач с помощью численных методов. В данной работе для расчёта характеристик отраженных от модели импульсных сигналов были использованы значения угловых характеристик рассеяния стационарного звукового сигнала. Последние были получены на основе на основе численного решения граничного интегрального уравнения в узловых точках криволинейных изопараметрических граничных элементов [2-4]. Реализация расчетного алгоритма выполнена с помощью специально разработанного автором программного обеспечения [5].

## 2. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

В качестве модели объекта неаналитической формы рассмотрим полую изотропную цилиндрическую оболочку длиной  $L$  (поверхность  $S_1$ ) с полусферами радиусов  $\alpha$  по торцам (поверхности  $S_1$  и  $S_1'$ ) и толщиной  $d$ , представленную на рис.1. Такая форма поверхности является весьма типичной для современных необитаемых подводных аппаратов. На рисунке введены следующие обозначения:  $\theta$ ,  $\theta_1$  - углы локации и наблюдения соответственно,  $k$  – волновой вектор падающей плоской звуковой волны,  $P(r, \theta, \phi)$  – точка наблюдения в зоне Фраунгофера (зависимость от угла  $\varphi$  отсутствует).

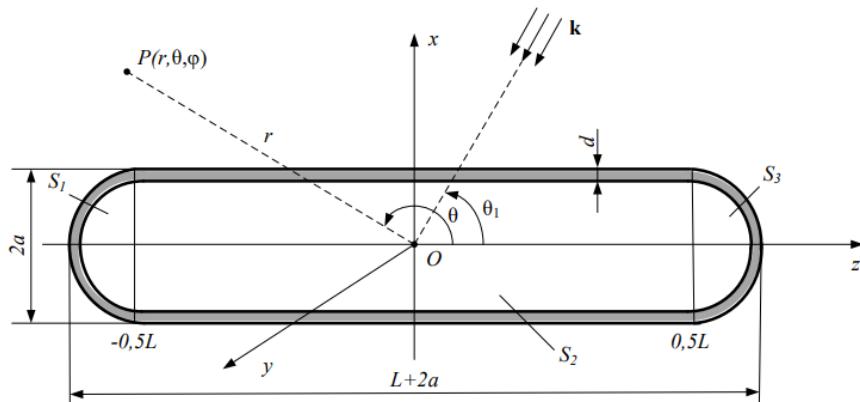


Рис.1. Цилиндрическая оболочка неаналитической формы.

Для определения характеристик рассеяния нестационарного звукового сигнала воспользуемся подходом, изложенным в [6-9]: по спектру рассеянного сигнала  $S!v"\theta\#$  в полосе частот  $\Delta\nu$  с помощью преобразования Фурье отыскивается форма и длительность рассеянного импульса  $|\Phi_s|^t \#$ , где  $t = t + t_1$ , а  $t_1$  - время прохождения сигнала от центра рассеивателя до точки наблюдения.

Плоский зондирующий волновой пакет  $p_i$  с частотой заполнения  $w_i$  и прямоугольной огибающей может быть представлен в виде [6]:

$$p_i \# x_i \# -t_1 \% = p_i \# x_i \% g \# -t_1 \% \quad (1)$$

$$g \# -t_1 \% = \exp \# -i \omega_i t \{ [U \# \$ - \% U \# - t_1 \%] \} \& \quad (2)$$

где  $x_i \# t$  - обобщенные координаты, связанные с формой рассеивателя;  $t_l$  - длительность волнового пакета;  $w_l = \pi v_l$ ;  $U(t) = \text{ единичная ступенчатая функция}$ , определяемая как:  $U(t) = 1$ , при  $t \leq t_l$ ;  $U(t) = 0$ , при  $t > t_l$ .

Используя преобразование Фурье по времени, получим [7]:

$$p(x_i \# t) = \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} p^F(x_i \# \omega) e^{-i\omega t} d\omega \quad (3)$$

$$p^F(x_i \# \omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} p(x_i \# t) e^{i\omega t} dt \quad (4)$$

С помощью (3) можно найти Фурье-изображения звуковых давлений в падающей  $p_i$  и рассеянной  $p_s$  волнах, а также скалярного  $\Phi$  и векторного  $\Psi$  потенциалов упругого рассеивателя, удовлетворяющие волновым уравнениям и связанные между собой через граничные условия на его поверхности. Полученные Фурье-изображения подчиняются уравнениям Гельмгольца и тем же граничным условиям. Далее общий ход решения задачи рассеяния импульсного звукового сигнала соответствует методу разделения переменных: разложение Фурье-изображений давлений и потенциалов в ряды по собственным функциям уравнения Гельмгольца для данной формы поверхности рассеивателя и нахождение неизвестных коэффициентов разложений из граничных условий. Обратным преобразованием Фурье определяют оригинал Фурье-изображения  $p_s^F$ , т. е. давление в рассеянной волне  $p_s(x_i \# t)$  [10].

Для расчёта были использованы значения угловых характеристик рассеяния стационарного звукового сигнала на данном теле  $D(\nu, \theta)$  в диапазоне частот  $\Delta\nu = \nu_u - \nu_\#$ ,  $\Delta\nu = \nu^u - \nu_\# = c/a$  (с шагом  $h_{\Delta\nu} = \pi v_l$ , полученные на основе численного решения граничного интегрального уравнения относительно поверхностных перемещений и напряжений, интерполируемых полиномиальными функциями через их значения в узловых точках криволинейных изопараметрических граничных элементов на фрагментах поверхности  $S_1, S_2, S_3$  [3,4]).

В численном анализе использовались падающие импульсы с прямоугольной огибающей, частотой гармонического заполнения  $\nu_l = \sqrt{\nu_u \cdot \nu_\#}$ , числом периодов частоты заполнения  $n = 10$  (рис. 2 - рис. 5), а также частотно-модулированные импульсные сигналы с несущей частотой, равной  $\nu_l$  (рис. 6) при углах локации объекта  $\theta_l = 90^\circ$ . Рассеянные импульсы вычислялись для обратного, зеркального и теневого направлений рассеяния.

Импульс падающей волны и его комплексный амплитудный спектр  $S_l(\nu)$  связаны соотношением:

$$\Psi_l(\nu) = \pi^{-1} \int_{-\pi\nu_u}^{\pi\nu_l} S_\#(\nu') i \pi \nu' d\nu' \quad (5)$$

Отражённый импульс выражается через его спектральную характеристику  $S_l(\nu)$ :

$$\Psi_s(\nu) = r^{-1} \int_{-\pi\nu_u}^{\pi\nu_l} S(\nu') i \pi \nu' d\nu' \quad (6)$$

где  $S(\nu) = S_l(\nu) D(\nu)$ ;  $r$  - расстояние до точки наблюдения. Временная характеристика отражённого импульса является нормированной, т.е. не зависит от  $r$ .

### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТА ХАРАКТЕРИСТИК РАССЕЯНИЯ

Результаты расчетов временных и спектральных характеристик рассеяния импульсного сигнала на стальной оболочке ( $L/2\alpha = 9$ ), имеющей относительную толщину  $\alpha = 0.01$  (в %), приведены на рис. 2 (для траверсной локации,  $\theta_1 = 90^\circ$ ).

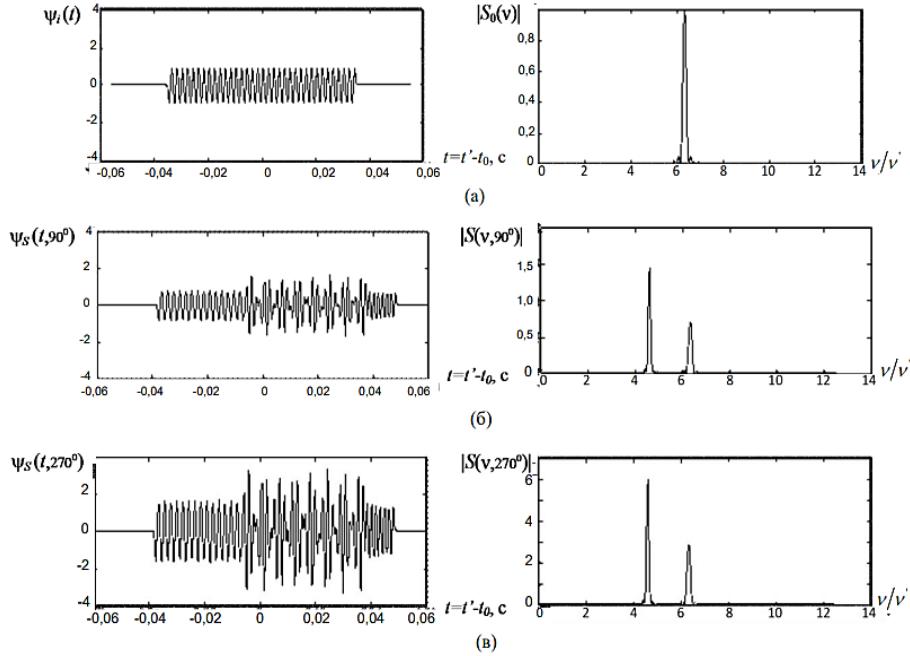


Рис. 2. Характеристики рассеяния при траверсной локации;  $L/2\alpha = 9$ :  
а) падающий импульс и модуль его спектра; б) нормированный импульс обратного рассеяния и модуль его спектра; в) нормированный импульс теневого рассеяния и модуль его спектра.

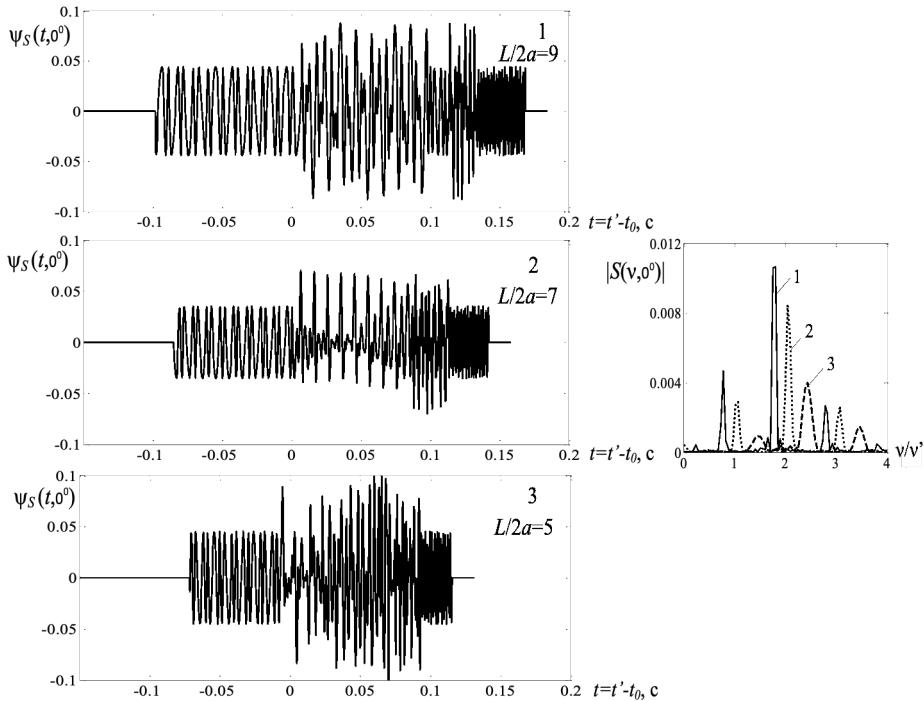


Рис. 3. Нормированные импульсы обратного рассеяния и модули их спектров при осевой локации стальной оболочки: 1 —  $L/2\alpha = 9$ ; 2 —  $L/2\alpha = 7$ ; 3 —  $L/2\alpha = 5$ .

Получено, что значения отношений амплитуд обратного и теневого сигналов, в основном, близки соответствующим значениям при стационарном режиме локации [1,4]. Отношения амплитуд отраженного и падающего сигналов при локации в осевом и траверсном направлениях соответственно равны:  $! "#\$##\ell$  и  $! "#\$###$ . Кроме того, заметно более существенное растяжение отраженных импульсов во времени при осевой локации по сравнению с траверсной, что вызвано влиянием волн, огибающих рассеиватель в противоположных направлениях [6,9]. Амплитуды волн этого типа на представленных графиках превышают амплитуды волн, непосредственно отраженных от оболочки в  $! "#\$##$  раза.

Результаты расчета характеристик рассеяния при осевой локации стальной оболочки и значениях отношений:  $! "#\alpha = \$$  (кривая 1),  $! "#\alpha = \$$  (кривая 2) и  $! "#\alpha = \$$  (кривая 3), показаны на рис.3.

На рис. 4 приводятся результаты расчета временных и спектральных характеристик обратного рассеяния для упругой оболочки ( $! "#\$##$ ) при траверсной локации частотно-модулированным импульсным сигналом с индексом модуляции  $! "#$ . Рис. 4(б) соответствует стальной оболочке с радиусами, равными  $\alpha = "#_1 \$v_1$ ;  $"_1$  – скорость звука в воде, м/с (кривая 1) и  $! "#\$alpha$  (кривая 2) соответственно. На рис. 4(в) представлены аналогичные характеристики для резиновой оболочки радиуса  $\alpha$  (кривая 3).

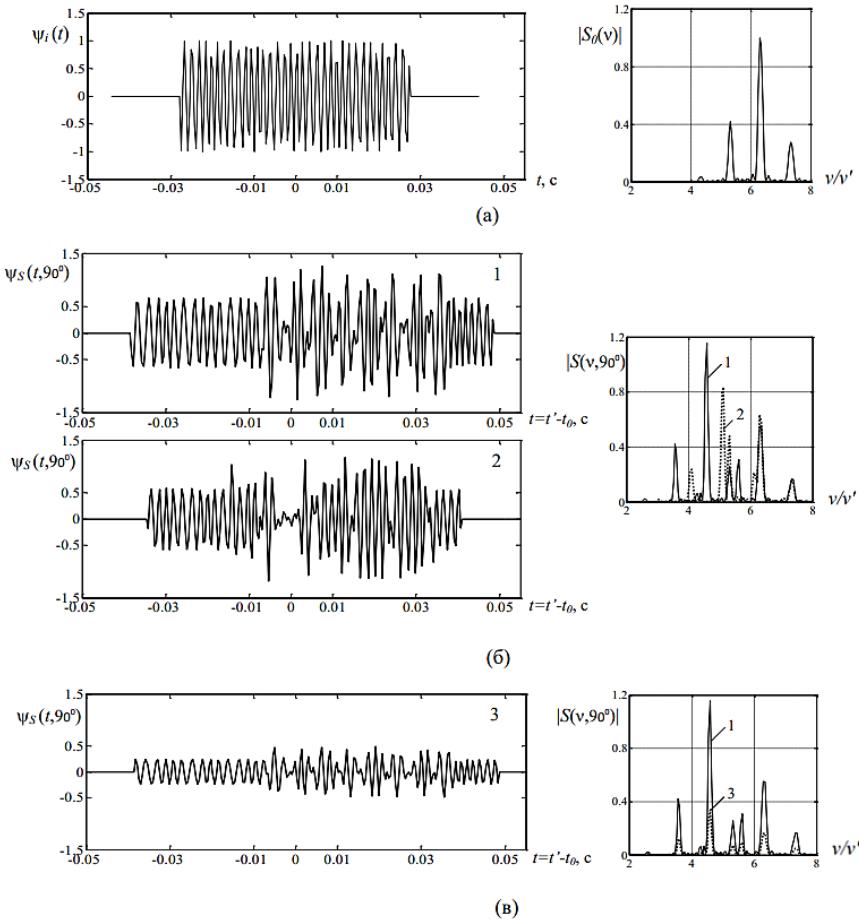


Рис. 4. Характеристики рассеяния частотно-модулированного сигнала при траверсной локации: а) падающий импульс и модуль его спектра; б) нормированный импульс обратного рассеяния и модуль его спектра для стальной оболочки; в) нормированный импульс обратного рассеяния и модуль его спектра для резиновой оболочки (3).

#### **4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ**

Полученные результаты показывают, что использование рассматриваемого алгоритма, в целом, позволяет для модельных задач получить оценку влияния параметров упругих тел неаналитической формы на вид характеристик рассеяния импульсного сигнала. Так, например, интервалы времени между приходами отдельных фрагментов рассеянных импульсов определяются размерами объекта в направлении распространения сигнала и свойствами материала. Однако, реализация процедуры определения индивидуальных особенностей объектов по форме отраженных импульсов на практике может быть затруднена по нескольким причинам. Среди наиболее часто встречающихся из них можно назвать: неоднородности материала корпуса, интерференция и рассеяние звука на неоднородностях водной среды, недостаточное превышение уровней измеряемого сигнала над уровнем помех [9] и т.д. Сравнение полученных результатов, показывает также, что рассеянные импульсные сигналы с гармоническим заполнением более устойчивы к интерференционным явлениям во временной и спектральной областях по сравнению с сигналами частотно-модулированного заполнения. Это подтверждает вывод о преимуществе использования импульсов с гармоническим заполнением для выявления индивидуальных признаков объектов, приведенный в [6,11] для тел сфероидальной формы.

В будущих исследованиях предполагается рассмотреть использование голограммических методов для обработки рассмотренных дифракционных акустических импульсов в гидроакустических волноводах. Разрабатываемая в настоящее время голограммическая обработка гидроакустических сигналов основывается на стабильных особенностях интерференционной картины (интерферограммы), создаваемой источниками звука [12-15]. Конфигурация локализованных полос интерферограммы зависит от частотного диапазона, характеристик волновода, скорости и траектории источника. Вдоль этих полос сдвиг фазы между интерферирующими модами остаётся практически постоянным. Комбинирование голограммической обработки с алгоритмами оценки глубины [16, 17] позволяет с высокой помехоустойчивостью решать задачи контроля подводной обстановки, включая обнаружение, разрешение, пеленгование, определение радиальной скорости (скорости в направлении приёмника), а также определение расстояния и глубины малошумных подводных аппаратов. Голограммические методы обнаружения и локализации таких аппаратов, применяемые как в низкочастотном [18-20], так и в высокочастотном диапазоне [21-22], обладают высокой помехоустойчивостью, небольшой чувствительностью к изменениям океанологических характеристик и обеспечивают надёжную работу в условиях пространственно-временной изменчивости среды распространения [23-27]. Голограммическая обработка даёт возможность реализации адаптивных алгоритмов [28], которые эффективно решают поставленные задачи даже при отсутствии предварительных данных о среде. В рамках этой обработки также возможна модовая селекция как в регулярных, так и в нерегулярных волноводах [29-31].

#### **5. БЛАГОДАРНОСТИ**

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 23-61-10024, <https://rscf.ru/project/23-61-10024/>.

#### **ЛИТЕРАТУРА**

1. Ильменков С.Л. Решение задачи рассеяния стационарного и импульсного звуковых сигналов на многослойной изотропной цилиндрической оболочке / С.Л. Ильменков

- // Вестник Воронежского государственного университета. Серия Физика. Математика. - 2018, №2, С.28-38.
2. Ильменков С.Л., Переселков С.А., Грачев В.И., Ладыкин Н.В. Отражение звука от упругой конечной цилиндрической оболочки различной относительной длины // РЭНСИТ: Радиоэлектроника. Наносистемы. Информационные технологии, 2023, 15(4), С.425-432.
  3. Ильменков С.Л. Использование метода граничных элементов для решения задачи дифракции звука на упругом теле неаналитической формы / С.Л. Ильменков //Сборник трудов Военно-морского политехнического института «Неделя военной науки». - Санкт-Петербург: Изд-во ВМПИ, 2016, С.222-228.
  4. Ильменков С.Л. Развитие методов решения граничных задач гидроакустики: монография // Санкт-Петербург: СПбГМТУ, 2020.-190 с.
  5. Ильменков С.Л. Расчет характеристик рассеяния звука телами неаналитической формы: свидетельство о государственной регистрации программы для ЭВМ / С.Л. Ильменков.- №2013618802.-2013.
  6. Клещёв А.А. Гидроакустические рассеиватели. - Санкт-Петербург: Прима, Второе издание, 2011, 267 с.
  7. Метсавээр Я.А. Дифракция акустических импульсов на упругих телаах.-Москва: Наука, 1979, 240 с.
  8. Подстригач Я.С. Рассеяние звуковых пучков на упругих телаах сферической и цилиндрической формы.-Киев: Наукова думка, 1986, 264 с.
  9. Шендеров Е.Л. Излучение и рассеяние звука.-Ленинград: Судостроение, 1989, 301 с.
  10. Kleshchев A. A. Scattering of Low – Frequency Pulsed Sound Signals from Elastic Cylindrical Shells // Acoustical Physics. - 2014, V.57, №2, P.375–380.
  11. Ilmenkov S.L., Kleshchев A. A., Kuznetsova E.I. Scattering of Stationary and Non-stationary (Impulse) Sound by Viscous-Elastic Cylindrical Layers // Open Journal of Mathematical Modeling. - 2013,1(1),P.1-6.
  12. Переселков С.А., Кузькин В.М., Матвиенко Ю.В., Казначеев И.В., Ткаченко С.А., Казначеева Е.С. Способ обнаружения подводного источника широкополосного шума. Патент на изобретение № 2787951. Опубликовано 13.01.2023. Заявка от 07.02.2022.
  13. Pereselkov S.A., Kuz'kin V.M. Interferometric processing of hydroacoustic signals for the purpose of source localization // J. Acoust. Soc. Am. 2022. Vol. 151. No. 2 P. 666–676.
  14. Ehrhardt M., Pereselkov S., Kuz'kin V., Kaznacheev I., Rybyanets P. Experimental observation and theoretical analysis of the low-frequency source interferogram and hologram in shallow water // Sound and Vibration. 2023. Vol. 544. P. 117388.
  15. Переселков С.А., Кузькин В.М. Голографическая обработка широкополосных гидроакустических сигналов. Воронеж: Издательский дом ВГУ, 2023. 183 с.
  16. Беседина Т.Н., Кузнецов Г.Н., Кузькин В.М., Переселков С.А. Определение глубины источника звука в мелком море на фоне интенсивного шума // Акуст. журн. 2015. Т. 61. № 6. С. 718-728.
  17. Kuznetsov G.N., Kuz'kin V.M., Pereselkov S.A., Prosovetskiy D.Yu. Wave method for estimating the sound source depth in a oceanic waveguide // Phys. Wave Phenom. 2016. Vol. 24. No. 4. P. 310-316.
  18. Казначеев И.В., Кузнецов Г.Н., Кузькин В.М., Переселков С.А. Интерферометрический метод обнаружения движущегося источника звука векторно-скалярным приемником // Акуст. журн. 2018. Т. 64. № 1. С. 33-45.
  19. Kuznetsov G.N., Kuz'kin V.M., Pereselkov S.A., Kaznacheev I.V., Grigor'ev V.A. Interferometric method for estimating the velocity of a noise sound source and the distance

- to it in shallow water using a vector-scalar receiver // Phys. Wave Phenom. 2017. Vol. 25. No. 4. P. 299-306.
20. Kuz'kin V.M., Pereselkov S.A., Kuznetsov G.N., Kaznacheev I.V. Interferometric direction finding by a vector-scalar receiver // Phys. Wave Phenom. 2018. Vol. 26. No. 1. P. 63-73.
  21. Переселков С.А., Кузькин В.М., Кузнецов Г.Н., Просовецкий Д.Ю., Ткаченко С.А. Интерференционный метод оценки координат движущегося шумового источника в мелком море с использованием высокочастотных сигналов // Акуст. журн. 2020. Т. 66. № 4. С. 437-445.
  22. Кузнецов Г.Н., Кузькин В.М., Куцов М.В., Переселков С.А. Интерференционная структура шумового поля движущегося источника в высокочастотном диапазоне // Изв. РАН. Сер. физ. 2021. Т. 85. № 6. С. 907-912.
  23. Kuz'kin V.M., Pereselkov S.A., Zvyagin V.G., Malykhin Yu.A., Prosovetskiy D.Yu. Intense internal waves and their manifestation in interference patterns of received signals on oceanic shelf // Phys. Wave Phenom. 2018. Vol. 26. No. 2. P. 160-167.
  24. Badiey M., Kuz'kin V.M., Lyakhov G.A., Pereselkov S.A., Prosovetskiy D.Yu., Tkachenko S.A. Intense internal waves and their manifestation in the interference patterns of received signals on oceanic shelf. Part II. Phys. Wave Phenom., 2019, 27(4):313-319.
  25. Кузькин В.М., Пересёлков С.А., Казначеева Е.С., Грачев В.И., Ткаченко С.А., Рыбянец П.В. Голографическая обработка движущихся источников в мелком море при наличии интенсивных внутренних волн // РЭНСИТ: Радиоэлектроника. Наносистемы. Информационные технологии. 2022. Т. 14. № 2. С. 197-204.
  26. Кузькин В.М., Пересёлков С.А., Грачев В.И., Ткаченко С.А., Ладыкин Н.В., Куцов М.В. Голографический метод локализации движущегося источника звука в присутствии интенсивных внутренних волн // РЭНСИТ: Радиоэлектроника. Наносистемы. Информационные технологии. 2023. Т. 15. № 3. С. 317-326.
  27. Pereselkov S., Kuz'kin V., Ehrhardt M., Tkachenko S., Rybyanets P., Ladykin N. Three-dimensional modeling of sound field holograms of a moving source in the presence of internal waves causing horizontal refraction // J. Mar. Sci. Eng. 2023. Vol. 11. P. 1922.
  28. Pereselkov S., Kuz'kin V., Lyakhov G., Tkachenko S., Kaznacheeva E. Adaptive algorithms for interferometric processing // Phys. Wave Phenom. 2020. Vol. 28. P. 267-273.
  29. Kuz'kin V.M., Matvienko Yu.V., Pereselkov S.A., Prosovetskiy D.Yu., Kaznacheeva E.S. Mode selection in oceanic waveguides // Phys. Wave Phenom. 2022. Vol. 30. No. 2. P. 111-118.
  30. Kuz'kin V.M., Matvienko Yu.V., Pereselkov S.A., Kaznacheeva E.S., Tkachenko S.A. Holographic method for mode selection in a shallow sea in the presence of intense internal waves // Phys. Wave Phenom. 2022. Vol. 30. No. 5. P. 314-320.
  31. Кузькин В.М., Пересёлков С.А., Казначеева Е.С., Грачев В.И., Ткаченко С.А., Рыбянец П.В. Выделение мод шумового источника в мелком море методом голографической интерферометрии в присутствии интенсивных внутренних волн // РЭНСИТ: Радиоэлектроника. Наносистемы. Информационные технологии. 2022. Т. 14. № 3. С. 279-286.

## REFERENCES

1. Il'menkov S.L. Solution of the scattering problem for stationary and impulsive sound signals on a multilayered isotropic cylindrical shell // Vestnik of Voronezh State University. Series: Physics. Mathematics. 2018. No. 2. P. 28-38.

2. Il'menkov S.L., Pereselkov S.A., Grachev V.I., Ladykin N.V. Sound reflection from a finite elastic cylindrical shell of varying relative length // RENSIT: Radioelectronics. Nanosystems. Information Technologies. 2023. Vol. 15. No. 4. P. 425-432.
3. Il'menkov S.L. Use of the boundary element method for solving the diffraction problem of sound on an elastic body of non-analytic shape // Proceedings of the Naval Polytechnic Institute "Week of Military Science". St. Petersburg: VMP Institute Publishing, 2016. P. 222-228.
4. Il'menkov S.L. Development of methods for solving boundary problems in hydroacoustics: monograph // St. Petersburg: SPbSMTU, 2020. 190 p.
5. Il'menkov S.L. Calculation of sound scattering characteristics for bodies of non-analytic shape: certificate of state registration of software // S.L. Il'menkov. No. 2013618802. 2013.
6. Kleshchev A.A. Hydroacoustic scatterers. St. Petersburg: Prima, Second edition, 2011. 267 p.
7. Metsavyeer Y.A. Diffraction of acoustic pulses on elastic bodies. Moscow: Nauka, 1979. 240 p
8. Podstrigach Y.S. Scattering of sound beams on elastic bodies of spherical and cylindrical shapes. Kiev: Naukova Dumka, 1986. 264 p.
9. Shenderov E.L. Radiation and scattering of sound. Leningrad: Sudostroenie, 1989. 301 p.
10. Kleshchev A. A. Scattering of Low – Frequency Pulsed Sound Signals from Elastic Cylindrical Shells // Acoustical Physics.- 2014, V.57, №2, P.375–380.
11. Ilmenkov S.L., Kleshchev A. A., Kuznetsova E.I. Scattering of Stationary and Non-stationary (Impulse) Sound by Viscous-Elastic Cylindrical Layers // Open Journal of Mathematical Modeling.- 2013,1(1),P.1-6.
12. Pereselkov S.A., Kuz'kin V.M., Matvienko Yu.V., Kaznacheev I.V., Tkachenko S.A., Kaznacheeva E.S. Method for detecting an underwater broadband noise source. Patent No. 2787951. Published on 13.01.2023. Applied on 07.02.2022.
13. Pereselkov S.A., Kuz'kin V.M. Interferometric processing of hydroacoustic signals for the purpose of source localization // J. Acoust. Soc. Am. 2022. Vol. 151. No. 2 P. 666–676.
14. Ehrhardt M., Pereselkov S., Kuz'kin V., Kaznacheev I., Rybyanets P. Experimental observation and theoretical analysis of the low-frequency source interferogram and hologram in shallow water // Sound and Vibration. 2023. Vol. 544. P. 117388.
15. Pereselkov S.A., Kuz'kin V.M. Holographic processing of broadband hydroacoustic signals. Voronezh: Publishing House of VSU, 2023. 183 p.
16. Besedina T.N., Kuznetsov G.N., Kuz'kin V.M., Pereselkov S.A. Determining the depth of a sound source in shallow water against intense background noise // Acoust. Phys. 2015. Vol. 61. No. 6. P. 681–691.
17. Kuznetsov G.N., Kuz'kin V.M., Pereselkov S.A., Prosovetskiy D.Yu. Wave method for estimating the sound source depth in a oceanic waveguide // Phys. Wave Phenom. 2016. Vol. 24. No. 4. P. 310-316.
18. Kaznacheev I.V., Kuznetsov G.N., Kuz'kin V.M., Pereselkov S.A. Interferometric method for detecting a moving sound source using a vector-scalar receiver // Acoust. Phys. 2018. Vol. 64. No. 1. P. 33-45.
19. Kuznetsov G.N., Kuz'kin V.M., Pereselkov S.A., Kaznacheev I.V., Grigor'ev V.A. Interferometric method for estimating the velocity of a noise sound source and the distance to it in shallow water using a vector-scalar receiver // Phys. Wave Phenom. 2017. Vol. 25. No. 4. P. 299-306.
20. Kuz'kin V.M., Pereselkov S.A., Kuznetsov G.N., Kaznacheev I.V. Interferometric direction finding by a vector-scalar receiver // Phys. Wave Phenom. 2018. Vol. 26. No. 1. P. 63-73.

21. Pereselkov S.A., Kuz'kin V.M., Kuznetsov G.N., Prosovetskiy D.Yu., Tkachenko S.A. Interferometric method for estimating the coordinates of a moving noise source in shallow sea using high-frequency signals // Acoust. Phys. 2020. Vol. 66. No. 4. P. 437-445.
22. Kuznetsov G.N., Kuz'kin V.M., Kutsov M.V., Pereselkov S.A. Interference structure of the noise field of a moving source in the high-frequency range // Bull. RAS: Phys. 2021. Vol. 85. No. 6. P. 907-912.
23. Kuz'kin V.M., Pereselkov S.A., Zvyagin V.G., Malykhin Yu.A., Prosovetskiy D.Yu. Intense internal waves and their manifestation in interference patterns of received signals on oceanic shelf // Phys. Wave Phenom. 2018. Vol. 26. No. 2. P. 160-167.
24. Badiey M., Kuz'kin V.M., Lyakhov G.A., Pereselkov S.A., Prosovetskiy D.Yu., Tkachenko S.A. Intense internal waves and their manifestation in the interference patterns of received signals on oceanic shelf. Part II. Phys. Wave Phenom., 2019, 27(4):313-319.
25. Kuz'kin V.M., Pereselkov S.A., Kaznacheeva E.S., Grachev V.I., Tkachenko S.A., Rybyanets P.V. Holographic processing of moving sources in shallow sea in the presence of intensive internal waves // RENSIT: Radioelectronics. Nanosystems. Information Technologies. 2022. Vol. 14. No. 2. P. 197-204.
26. Kuz'kin V.M., Pereselkov S.A., Grachev V.I., Tkachenko S.A., Ladykin N.V., Kutsov M.V. Holographic method for localizing a moving sound source in the presence of intensive internal waves // RENSIT: Radioelectronics. Nanosystems. Information Technologies. 2023. Vol. 15. No. 3. P. 317-326.
27. Pereselkov S., Kuz'kin V., Ehrhardt M., Tkachenko S., Rybyanets P., Ladykin N. Three-dimensional modeling of sound field holograms of a moving source in the presence of internal waves causing horizontal refraction // J. Mar. Sci. Eng. 2023. Vol. 11. P. 1922.
28. Pereselkov S., Kuz'kin V., Lyakhov G., Tkachenko S., Kaznacheeva E. Adaptive algorithms for interferometric processing // Phys. Wave Phenom. 2020. Vol. 28. P. 267-273.
29. Kuz'kin V.M., Matvienko Yu.V., Pereselkov S.A., Prosovetskiy D.Yu., Kaznacheeva E.S. Mode selection in oceanic waveguides // Phys. Wave Phenom. 2022. Vol. 30. No. 2. P. 111-118.
30. Kuz'kin V.M., Matvienko Yu.V., Pereselkov S.A., Kaznacheeva E.S., Tkachenko S.A. Holographic method for mode selection in a shallow sea in the presence of intense internal waves // Phys. Wave Phenom. 2022. Vol. 30. No. 5. P. 314-320.
31. Kuz'kin V.M., Pereselkov S.A., Kaznacheeva E.S., Grachev V.I., Tkachenko S.A., Rybyanets P.V. Mode separation of a noise source in shallow sea using holographic interferometry in the presence of intensive internal waves // RENSIT: Radioelectronics. Nanosystems. Information Technologies. 2022. Vol. 14. No. 3. P. 279-286.

# ОБЛИК ГАНПА ДЛЯ РЕШЕНИЯ ЗАДАЧ КОНТРОЛЯ МЕЛКОВОДНЫХ АКВАТОРИЙ

Ю. В. Матвиенко<sup>1</sup>, В. В. Костенко<sup>1</sup>, В. М. Кузькин<sup>2</sup>,  
С. А. Переселков<sup>3</sup>, Н. В. Ладыкин<sup>3</sup>, И. М. Косенко<sup>3</sup>

<sup>1</sup>Институт проблем морских технологий ДВО РАН (ИПМТ ДВО РАН),

Владивосток, Россия

<sup>2</sup>Институт общей физики им А.М.Прохорова РАН (ИОФ РАН), Москва, Россия

<sup>3</sup>Воронежский государственный университет (ВГУ), Воронеж, Россия

**Аннотация.** Изложена конфигурация гибридного автономного необитаемого подводного аппарата, способного скрытно обеспечивать оперативный контроль подводной обстановки в удаленном районе мелководной акватории в течение заданного времени. Аппарат оборудован системами изменения плавучести и остойчивости, позволяющими, наряду с режимом движения работающих движителей, реализовать режим подводного глайдера. На борту аппарата размещены приемная векторно-скалярная антенна для приема и обработки информации в режиме реального времени и системы навигации и связи для передачи данных на пункт управления.

**Ключевые слова:** гибридный автономный необитаемый подводный аппарат, подводный глайдер, hologрафическая обработка, связь, векторно-скалярный приемный модуль, обнаружение, локализация, связь, источник шума.

## HAUV APPEARANCE FOR SOLVING OF SHALLOW WATER MONITORING TASKS

Yu. V. Matvienko<sup>1</sup>, V. V. Kostenko<sup>1</sup>, V. M. Kuz'kin<sup>2</sup>,  
S. A. Pereselkov<sup>3</sup>, N. V. Ladykin<sup>3</sup>, I. M. Kosenko<sup>3</sup>

<sup>1</sup>Institute of Marine Technology Problems of the Far-Eastern Branch of the Russian Academy of Sciences (IMTP FEB RAS), Vladivostok, Russia

<sup>2</sup>General Physics Institute of the Russian Academy of Sciences (GPI RAS), Moscow, Russia

<sup>3</sup>Voronezh State University (VSU), Voronezh, Russia

**Abstract.** The configuration of a hybrid autonomous underwater vehicle is presented, capable of covertly providing operational control of the underwater situation in a remote area of shallow water for a specified time. The device is equipped with systems for changing buoyancy and stability, allowing, along with the mode of movement of the working propellers, to implement the underwater glider mode. On board the device there is a receiving vector-scalar antenna for receiving and processing information in real time and navigation and communication systems for transmitting data to the control center.

**Keywords:** underwater unmanned autonomous hybrid vehicle, underwater glider, holographic signal processing, underwater communication, vector-scalar receiver, noise source, source detection, source localization.

### 1. ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время большое значение придается использованию автономных необитаемых подводных аппаратов (АНПА) для выполнения задач контроля подводной обстановки, обеспечивающего обнаружение и локализацию движущихся подводных источников по их шумовому полю [1, 2]. К подводным аппаратам, реализующим этот сценарий, предъявляются требования, связанные со снижением собственного

шумоизлучения и необходимостью патрулирования подводной среды в удаленных районах мелководных акваторий. Переконфигурирование АНПА со штатными средствами движения в станцию приема слабых шумовых сигналов и с возможностью малошумного управляемого движения реализуется гибридными АНПА (ГАНПА). ГАНПА – это многофункциональный АНПА, способный работать как в режиме классического АНПА с включенными движителями, так и в режиме с выключенными движителями (подводный глайдер) за счет наличия на борту систем управления плавучести и остойчивости. На борту ГАНПА размещается одиночный векторно-скалярный приемник (ВСП) или малогабаритная антенна из ВСП (ВСА), выполняющие прием и обработку векторно-скалярных шумовых полей. Аппарат осуществляет маневры (курс, скорость и глубина) в соответствии с введенным и периодически корректируемым по каналам подводной связи и навигационной системы заданием, передаваемым с пункта управления.

На данный момент времени подводные глайдеры являются одним из многообещающих технических средств, способных скрытно обеспечивать контроль подводной обстановки благодаря малой шумности и способности нести на борту достаточное количество различного оборудования и оперативно менять программу своего передвижения и местоположения [3, 4]. Поэтому можно ожидать, что в ближайшее время подводные глайдеры, оснащенные ВСА и помехоустойчивым программным обеспечением обработки шумовых сигналов, могут существенно изменить характер обнаружения и локализации малошумных подводных аппаратов. В данной работе предложен облик ГАНПА контроля подводной обстановки, оснащенного ВСА. Определены модель применения и требуемые режимы движения. Рассмотрены основные компоненты аппарата. Обоснованы методы решения задач обнаружения и локализации малошумных подводных аппаратов с использованием ВСА. Приведены конструктивный облик и ожидаемые технические характеристики ГАНПА.

## 2. МОДЕЛЬ ПРИМЕНЕНИЯ ГАНПА

Целевое назначение ГАНПА состоит в обеспечении скрытного оперативного контроля подводной обстановки акватории в течение заданного времени. ГАНПА для систем оперативного контроля подводной обстановки, применяемый с борта носителя или базы, представляет собой подводный аппарат, который решает задачи назначения с использованием автоматического изменения своих функций при минимальном уровне шумоизлучения. Таких задач две. Первая – применение в качестве транспортного средства и носителя оборудования для приема и обработки шумовых сигналов. Вторая – формирование малошумной подводной станции приема сигналов с управляемым перемещением при поиске подводных аппаратов. Станция должна быть оснащена средствами радио и спутниковой связи и навигации, и обладать возможностью периодического или экстренного всплытия на поверхность, во время которого средствами радиосвязи и навигации в пункт управления передаются результаты контроля наблюдаемого шумового поля. Модель использования гибридного аппарата, несущего приемный модуль из ВСА, включает этап движения аппарата с выходом в точку старта работ, этап приема сигналов при контроле шумовой обстановки в акватории и этап доставки результатов контроля в пункт управления. Выход в точку старта начала работ обеспечивается движением аппарата по поверхности акватории в режиме АНПА или движением под водой в режимах АНПА или подводного глайдера. В режиме АНПА аппарат стартует от носителя или береговой базы, использует штатную систему движения и координируется по данным спутниковой навигации. При движении под водой аппарат уходит на заданную глубину погружения. Счисленные координаты аппарата определяются по данным датчиков курса и скорости движения

относительно грунта. По достижении заданной точки аппарат всплывает на поверхность и уточняет свои координаты. Накопившаяся погрешность счисления координат компенсируется маневрами аппарата на поверхности.

Режим контроля шумовой обстановки с использованием модуля ВСА на борту ГАНПА реализовывается в виде трех последовательных маневров. Первый маневр – перевод ГАНПА в вертикальное положение и движение аппарата на заданную глубину для записи шумовых векторно-скалярных полей. Переводом ГАНПА в вертикальное положение обеспечивается штатная рабочая ориентация приемного модуля, размещенного в носовой части аппарата. Режим осуществляется системой регулирования момента остойчивости, формирующей статический угол дифферента 90 град, и системой регулирования плавучести, которая создает максимальную остаточную плавучесть. В результате аппарат переходит в устойчивое вертикальное положение. Для ускорения вертикального перемещения аппарата применяются маршевые движители, которые отключаются при необходимости бесшумного зависания на заданной глубине погружения в режиме приемной станции. Второй маневр – переконфигурирование в малошумную приемную станцию. Режим обеспечивает создание условий для работы приемного модуля с минимальным влиянием шумов, создаваемых системами ГАНПА и потоками воды обтекания его корпуса. Режим реализуется выпуском приемного модуля, имеющего необходимый запас плавучести, на кабеле связи из корпуса аппарата. Длина кабеля регулируется лебедкой устройства выпуска/приема ГАНПА, оборудованного устройством автоматической укладки и измерителем выпущенной длины. Выпуск приемного модуля происходит в момент времени, когда аппарат имеет максимальное значение отрицательной плавучести и дифферент  $90^0$ . Малошумное позиционирование приемной станции на заданной глубине обеспечивается системой регулирования плавучести. Третий маневр – всплытие станции на поверхность для передачи результатов в пункт сбора информации и уточнения координат. Всплытие аппарата на поверхность происходит либо с заданными интервалами времени, либо реализуется посредством полученной информации об обнаружении и локализации шумового источника. При получении данных о шумовом источнике формируется максимальная положительная плавучесть, которая обеспечивает экстренное всплытие приемного модуля на поверхность.

### 3. Конфигурация ГАНПА

Конструктивный облик ГАНПА, обеспечивающий контроль подводной обстановки, определяется двумя основными факторами. Во-первых, возможностью реализации различных режимов движения: активного, с использованием движителей (классический АНПА), и пассивного, осуществляемого системой управления плавучестью и остойчивостью (подводный глейдер). Во-вторых, применением ВСА для обработки векторно-скалярных шумовых полей, обеспечивающей прием слабых сигналов подводных аппаратов по их шумовому полю. Перспективы применения ГАНПА определяются системами регулирования остойчивости и плавучести, методами приема и обработки данных, и средствами связи и навигации.

Возможный конструктивный облик такого ГАНПА приведен на рис. 1, основные ожидаемые технические характеристики сведены в табл. 1.

Режим подводного глейдера обеспечивается средствами управления плавучести и момента остойчивости, а также крыльевой системой, что позволяет реализовать горизонтальное движение. Система управления момента остойчивости обеспечивает регулирование статического угла дифферента в диапазоне  $\pm 90$  град за счет вращения маятникового модуля нейтральной плавучести, состоящего из груза и блока плавучести

[5]. Система регулирования плавучести состоит из двух разнесенных по длине аппарата модулей, которые обеспечивают изменение плавучести за счет изменения объемов эластичных мембран [6].

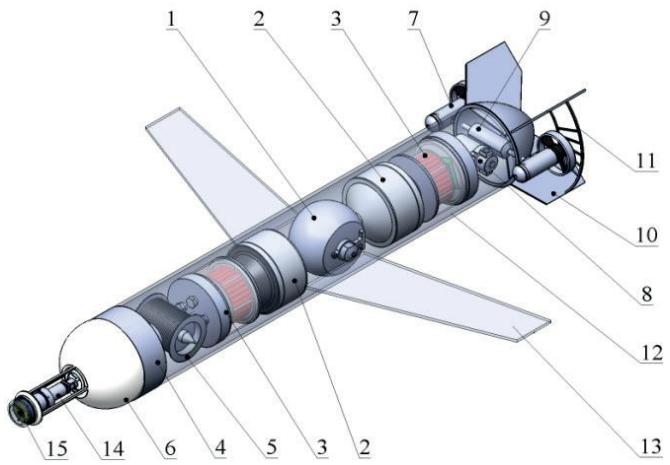


Рис. 1. Конструктивный облик ГАНПА: 1 – система регулирования момента остойчивости, 2 – система регулирования плавучести, 3 – блок электроники и аккумуляторных батарей, 4 – ловитель выпускаемого модуля ВСП, 5 – устройство выдачи/приема выпускаемого модуля ВСП, 6 – выпускаемый модуль ВСП, 7 – маршевый двигатель, 8 – блок управления привода поворота маревых двигателей, 9 – привод поворота маревых двигателей, 10 – стабилизатор, 11 – защита движителей, 12 – каркас-обтекатель аппарата, 13 – крыло, 14 – антенны радиосвязи, 15 – спутниковая навигационная система.

Таблица 1. Ориентировочные технические характеристики ГАНПА

Наименование характеристик	Значения
Масса на воздухе не более, кг	100
Размеры, длина, ширина, высота, не более, м	2.3, 1.7, 0.4
Предельная рабочая глубина, м	500
Энергоемкость системы энергообеспечения, Вт·час	2·1024
Максимальная скорость хода в режиме АНПА, не менее, м/с	2
Автономность хода в режиме АНПА на максимальной скорости, не менее, км	10
Скорость вертикального перемещения в режиме приемной станции, м/с	0.01–0,03
Максимальная скорость хода в режиме гайдера, м/с	0.35
Автономность хода в режиме гайдера, не менее, месяцев ( дальность горизонтального хода, не менее 1500 км)	2

Приемный модуль установлен в носовой части аппарата и выполнен с возможностью выхода и возвращения в корпусную часть ГАНПА. Выпускаемый приемный модуль, сформированный малошумной подводной станцией приема и обработки сигналов, оборудован приемником спутниковой навигационной системы и средствами радио или спутниковой связи с удаленным постом управления.

Система бортового управления ГАНПА в дополнение к типовым режимам работы АНПА реализует управление функциями подводного гライдера и приемной станции. Эти функции включают обработку данных приемной системы и выработку команд управления движением, величинами момента остойчивости и остаточной плавучести аппарата по результатам текущего решения задач назначения. Средствами программного управления вырабатываются решения для изменения текущих функций АНПА, необходимых для автоматизации процесса решения задачи назначения.

#### 4. ПРИЕМНАЯ СИСТЕМА ГАНПА

Важнейшим фактором целесообразности применения ГАНПА для контроля подводной обстановки является возможность обнаружения и локализации малошумных подводных аппаратов в реальном времени на борту аппарата и передачи этой информации в пункт управления. Для решения этих задач приемный модуль обработки и условия работы систем аппарата должны отвечать ряду требований.

При движении с использованием штатных движителей собственный шум АНПА, формирующийся гребными винтами, вибрациями и гидродинамическим обтеканием корпуса достаточно велик в частотном диапазоне работы приемной системы [7] и необходимы меры для его снижения. Другое требование связано с влиянием корпусных конструкций на характеристики направленности приемной системы, что ведет к увеличению погрешностей угловых измерений (пеленга). Для выполнения этих требований в предлагаемом проекте предусмотрена переконфигурация ГАНПА в малошумную приемную станцию. Штатным рабочим режимом приема сигналов шумовых источников является положение станции с выпущенным на информационном кабеле ВСА. ВСА устанавливается на карданном подвесе внутри шарообразного звукопрозрачного обтекателя, что позволяет удерживать его в горизонтальном положении независимо от наклона приемного модуля.

В верхней части приемного модуля располагаются антенны навигации и связи, с помощью которых обеспечивается информационный обмен данными с точкой сбора информации при нахождении приемного модуля на поверхности моря. В нижней части приемного модуля размещается герметичный контейнер, содержащий электронные функциональные элементы, которые обеспечивают работу приемной системы. Приемный модуль связан с ГАНПА кабелем связи, по которому подается электропитание на модуль, обеспечивается информационный обмен и синхронизация работы по системе единого времени.

В приемном модуле реализуется голограммическая обработка шумовых сигналов, построенная на устойчивых особенностях интерференционной картины (интерферограммы), формируемой источниками шума [8–11]. Конфигурация локализованных полос интерферограммы определяется частотным диапазоном, параметрами волновода, скоростью и траекторией источника. Вдоль интерференционных полос сдвиг фазы между интерферирующими модами остается практически постоянным. Сочетание голограммической обработки с алгоритмом оценки глубины [12, 13] позволяет с высокой помехоустойчивостью решать комплексную задачу контроля подводной обстановки: обнаружения, разрешения, пеленгования, определения радиальной скорости (проекция скорости в направлении на приемник), удаления и глубины малошумных подводных аппаратов.

Голограммические методы обнаружения и локализации малошумных подводных аппаратов с использованием модулей из ВСП как в низкочастотном [14–16], так и в высокочастотном диапазоне [17–18] характеризуются высокой помехоустойчивостью, малой чувствительностью к изменяющимся океанологическим характеристикам и работоспособностью в условиях пространственно-временной изменчивости среды

распространения [19-23]. Голографическая обработка позволяет реализовывать адаптивные алгоритмы [24], которые решают поставленные задачи в отсутствие априорных данных о среде распространения. В рамках голографической обработки возможно проводить модовую селекцию как в регулярных, так и в нерегулярных волноводах [25-27].

Голографическая обработка основана на квазикогерентном накоплении комплексных амплитуд принимаемого широкополосного сигнала вдоль интерференционных полос в течение заданного времени наблюдения. Накопление помехи не когерентно. Формируется интерферограмма в переменных частота-время и к ней применяется двумерное преобразование Фурье, т.е. записывается голограмма временного фрагмента излучения источника. На голограмме сигнальная спектральная плотность сконцентрирована в узкой полосе в форме фокальных пятен, спектральная плотность помехи распределена по всей области. Обработка реализует высокую помехоустойчивость. По расположению и уровню сигнальной спектральной плотности голограммы решаются задачи обнаружения, пеленга, восстановления радиальной скорости и удаленности шумового источника. Для решения задач обнаружения, пеленгования и разрешения информации о гидрофизических характеристиках среды распространения не требуется. За пределами области концентрации спектральной плотности источника голограмма очищается от помехи и выполняется обратное двумерное преобразование Фурье. По восстановленной интерферограмме регистрируется огибающая сигнала и через отношение амплитуд соседних мод оценивается глубина источника. Использование ВСА позволяет, по сравнению с одиночным ВСП, повысить помехоустойчивость обработки в раз, где  $N$  – число ВСП. Оценки дальности обнаружения, пеленга и возможности разрешения ГАНПА на фоне интенсивной помехи рассмотрены в [28–32].

Информация о контроле подводной обстановки формируется в виде сообщения, включающего факт обнаружения и параметры шумового источника (пеленг, радиальная скорость, удаленность, глубина), которая передается в систему бортового управления ГАНПА. Поступает команда в систему регулирования плавучести для формирования максимальной положительной остаточной плавучести, обеспечивающей экстренное всплытие на поверхность. После всплытия модуля ВСП на поверхность дополнительно определяются текущие координаты аппарата, которые в составе сообщения об обнаружении и локализации подводного источника шума передаются по радио или спутниковой связи в пункт принятия решения.

## 5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Предложена конфигурация ГАНПА, контролирующего подводную остановку на основе анализа шумового поля ВСА. Предлагаемая конфигурация наряду с обычными функциями АНПА обеспечивает осуществление режима подводного глейдера, реализацию малошумной приемной антенны и передачу информации в пункт управления. Обосновано применение голографической обработки шумовых сигналов, позволяющей реализовать обнаружение и локализацию малошумных подводных аппаратов.

## 6. БЛАГОДАРНОСТИ

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 23-61-10024, <https://rscf.ru/project/23-61-10024/>.

## ЛИТЕРАТУРА

1. National Security Strategy / The White House. Washington, Febr. 2015. 29 p. [https://obamawhitehouse.gov/sites/default/files/docs/2015\\_national\\_security\\_strotrgy\\_2](https://obamawhitehouse.gov/sites/default/files/docs/2015_national_security_strotrgy_2).
2. NATO News: Thirteen Allies to cooperate on the introduction of Maritime Unmanned Systems. 2018. [https://www.nato.int/cps/en/natohq/news\\_158672.htm](https://www.nato.int/cps/en/natohq/news_158672.htm).
3. Maslin E. New tech frontiers for ocean gliders // Marine Technology Reporter. 2022. P. 28–31.
4. Селезнев И.А., Ясников А.И. Перспективы применения подводных гайдеров для океанографии и освещения подводной обстановки. Обзор по материалам зарубежной печати // Подводные исследования и робототехника. 2023. № 1 (43). С. 4–13.
5. Гой В.А., Костенко В.В. Регулирование плавучести и дифферента автономного подводного робота // Подводные исследования и робототехника. 2016. №1 (21). С. 4–14.
6. Костенко В.В., Толстоногов А.Ю. Управление глубиной погружения необитаемого подводного аппарата, оснащенного системой регулирования плавучести // Подводные исследования и робототехника // 2019. №1 (27). С. 4–11.
7. Хворостов Ю.А., Матвиенко Ю.В. Характеристики собственного шумоизлучения малогабаритного АНПА // Подводные исследования и робототехника. 2019. № 4 (30). С. 58–63.
8. Переселков С.А., Кузькин В.М., Матвиенко Ю.В., Казначеев И.В., Ткаченко С.А., Казначеева Е.С. Способ обнаружения подводного источника широкополосного шума. Патент на изобретение № 2787951. Опубликовано 13.01.2023. Заявка от 07.02.2022.
9. Pereselkov S.A., Kuz'kin V.M. Interferometric processing of hydroacoustic signals for the purpose of source localization // J. Acoust. Soc. Am. 2022. Vol. 151. No. 2 P. 666–676.
10. Ehrhardt M., Pereselkov S., Kuz'kin V., Kaznacheev I., Rybyanets P. Experimental observation and theoretical analysis of the low-frequency source interferogram and hologram in shallow water // Sound and Vibration. 2023. Vol. 544. P. 117388.
11. Переселков С.А., Кузькин В.М. Голографическая обработка широкополосных гидроакустических сигналов. Воронеж: Издательский дом ВГУ, 2023. 183 с.
12. Беседина Т.Н., Кузнецов Г.Н., Кузькин В.М., Переселков С.А. Определение глубины источника звука в мелком море на фоне интенсивного шума // Акуст. журн. 2015. Т. 61. № 6. С. 718–728.
13. Kuznetsov G.N., Kuz'kin V.M., Pereselkov S.A., Prosovetskiy D.Yu. Wave method for estimating the sound source depth in a oceanic waveguide // Phys. Wave Phenom. 2016. Vol. 24. No. 4. P. 310–316.
14. Казначеев И.В., Кузнецов Г.Н., Кузькин В.М., Переселков С.А. Интерферометрический метод обнаружения движущегося источника звука векторно-скалярным приемником // Акуст. журн. 2018. Т. 64. № 1. С. 33-45.
15. Kuznetsov G.N., Kuz'kin V.M., Pereselkov S.A., Kaznacheev I.V., Grigor'ev V.A. Interferometric method for estimating the velocity of a noise sound source and the distance to it in shallow water using a vector-scalar receiver // Phys. Wave Phenom. 2017. Vol. 25. No. 4. P. 299-306.
16. Kuz'kin V.M., Pereselkov S.A., Kuznetsov G.N., Kaznacheev I.V. Interferometric direction finding by a vector-scalar receiver // Phys. Wave Phenom. 2018. Vol. 26. No. 1. P. 63-73.
17. Переселков С.А., Кузькин В.М., Кузнецов Г.Н., Просовецкий Д.Ю., Ткаченко С.А. Интерференционный метод оценки координат движущегося шумового источника в мелком море с использованием высокочастотных сигналов // Акуст. журн. 2020. Т. 66. № 4. С. 437-445.

18. Кузнецов Г.Н., Кузькин В.М., Куцов М.В., Переселков С.А. Интерференционная структура шумового поля движущегося источника в высокочастотном диапазоне // Изв. РАН. Сер. физ. 2021. Т. 85. № 6. С. 907-912.
19. Kuz'kin V.M., Pereselkov S.A., Zvyagin V.G., Malykhin Yu.A., Prosovetskiy D.Yu. Intense internal waves and their manifestation in interference patterns of received signals on oceanic shelf// Phys. Wave Phenom. 2018. Vol. 26. No. 2. P. 160-167.
20. Badiey M., Kuz'kin V.M., Lyakhov G.A., Pereselkov S.A., Prosovetskiy D.Yu., Tkachenko S.A. Intense internal waves and their manifestation in the interference patterns of received signals on oceanic shelf. Part II. Phys. Wave Phenom., 2019, 27(4):313-319.
21. Кузькин В.М., Пересёлков С.А., Казначеева Е.С., Грачев В.И., Ткаченко С.А., Рыбянец П.В. Голографическая обработка движущихся источников в мелком море при наличии интенсивных внутренних волн // РЭНСИТ: Радиоэлектроника. Наносистемы. Информационные технологии. 2022. Т. 14. № 2. С. 197-204.
22. Кузькин В.М., Пересёлков С.А., Грачев В.И., Ткаченко С.А., Ладыкин Н.В., Куцов М.В. Голографический метод локализации движущегося источника звука в присутствии интенсивных внутренних волн // РЭНСИТ: Радиоэлектроника. Наносистемы. Информационные технологии. 2023. Т. 15. № 3. С. 317-326.
23. Pereselkov S., Kuz'kin V., Ehrhardt M., Tkachenko S., Rybyanets P., Ladykin N. Three-dimensional modeling of sound field holograms of a moving source in the presence of internal waves causing horizontal refraction // J. Mar. Sci. Eng. 2023. Vol. 11. P. 1922.
24. Pereselkov S., Kuz'kin V., Lyakhov G., Tkachenko S., Kaznacheeva E. Adaptive algorithms for interferometric processing // Phys. Wave Phenom. 2020. Vol. 28. P. 267-273.
25. Kuz'kin V.M., Matvienko Yu.V., Pereselkov S.A., Prosovetskiy D.Yu., Kaznacheeva E.S. Mode selection in oceanic waveguides // Phys. Wave Phenom. 2022. Vol. 30. No. 2. P. 111-118.
26. Kuz'kin V.M., Matvienko Yu.V., Pereselkov S.A., Kaznacheeva E.S., Tkachenko S.A. Holographic method for mode selection in a shallow sea in the presence of intense internal waves // Phys. Wave Phenom. 2022. Vol. 30. No. 5. P. 314-320.
27. Кузькин В.М., Пересёлков С.А., Казначеева Е.С., Грачев В.И., Ткаченко С.А., Рыбянец П.В. Выделение мод шумового источника в мелком море методом голографической интерферометрии в присутствии интенсивных внутренних волн // РЭНСИТ: Радиоэлектроника. Наносистемы. Информационные технологии. 2022. Т. 14. № 3. С. 279-286.
28. Казначеева Е.С., Кузькин В.М., Матвиенко Ю.В., Пересёлков С.А., Хворостов Ю.А. Оценка дальности обнаружения малогабаритного подводного аппарата по его шумовому полю // Подводные исследования и робототехника. 2021. № 4 (38). С. 80–84.
29. Kuz'kin V.M., Pereselkov S.A., Tkachenko S.A., Matvienko Yu.V., Khvorostov Yu.A. Range of detection of underwater sound source // Phys. Wave Phenom. 2023. Vol. 31. No. 5. P. 339–345.
30. Глущенко М.Ю., Кузькин В.М., Матвиенко Ю.В., Пересёлков С.А., Хворостов Ю.А., Ткаченко С.А. Голографический метод идентификации шумового подводного источника в мелком море // Акуст. журн. 2024. Т. 70. № 3. С. 67–77.
31. Кузькин В.М., Пересёлков С.А., Грачев В.И., Рыбянец П.В., Ткаченко С.А. Предельная дальность обнаружения подводного шумового источника с применением голографической обработки // РЭНСИТ. 2024. Т. 16. № 1. С. 129–136.
32. Кузькин В.М., Матвиенко Ю.В., Пересёлков С.А., Рыбянец П.В. О возможности оценки предельной дальности обнаружения подводных гайдеров // Подводные исследования и робототехника. 2024. № 2 (48). С. 68–75.

## REFERENCES

1. National Security Strategy / The White House. Washington, Febr. 2015. 29 p. [https://obamawhitehouse.gov/sites/default/files/docs/2015\\_national\\_security\\_strotery\\_2](https://obamawhitehouse.gov/sites/default/files/docs/2015_national_security_strotery_2).
2. NATO News: Thirteen Allies to cooperate on the introduction of Maritime Unmanned Systems. 2018. [https://www.nato.int/cps/en/natohq/news\\_158672.htm](https://www.nato.int/cps/en/natohq/news_158672.htm).
3. Maslin E. New tech frontiers for ocean gliders // Marine Technology Reporter. 2022. P. 28–31.
4. Seleznev I.A., Iasnikov A.I. Prospects of using underwater glider for oceanography and underwater environment surveillance. Review of foreign press // Underwater Investigations and Robotics. 2023. No. 1 (43). P. 4–13.
5. Goy V.A., Kostenko V.V. Buoyancy control and trim autonomous underwater robots // Underwater Investigations and Robotics. 2016. No. 1 (21). P. 4–14.
6. Kostenko V.V., Tolstonogov A.Yu. Control of the depth of immersion of the underwater vehicle equipped with system for regulating of the buoyancy // Underwater Investigations and Robotics. 2019. No. 1 (27). P. 4–11.
7. Khvorostov Yu.A., Matvienko Yu.V. Features of intrinsic noise emission of a small-sized AUV // Underwater Investigations and Robotics. 2019. No. 4 (30). P. 58–63.
8. Pereselkov S.A., Kuz'kin V.M., Matvienko Yu.V., Kaznacheev I.V., Tkachenko S.A., Kaznacheeva E.S. Method for detecting an underwater broadband noise source. Patent No. 2787951. Published on 13.01.2023. Applied on 07.02.2022.
9. Pereselkov S.A., Kuz'kin V.M. Interferometric processing of hydroacoustic signals for the purpose of source localization // J. Acoust. Soc. Am. 2022. Vol. 151. No. 2 P. 666–676.
10. Ehrhardt M., Pereselkov S., Kuz'kin V., Kaznacheev I., Rybyanets P. Experimental observation and theoretical analysis of the low-frequency source interferogram and hologram in shallow water // Sound and Vibration. 2023. Vol. 544. P. 117388.
11. Pereselkov S.A., Kuz'kin V.M. Holographic processing of broadband hydroacoustic signals. Voronezh: Publishing House of VSU, 2023. 183 p.
12. Besedina T.N., Kuznetsov G.N., Kuz'kin V.M., Pereselkov S.A. Determining the depth of a sound source in shallow water against intense background noise // Acoust. Phys. 2015. Vol. 61. No. 6. P. 681–691.
13. Kuznetsov G.N., Kuz'kin V.M., Pereselkov S.A., Prosovetskiy D.Yu. Wave method for estimating the sound source depth in a oceanic waveguide // Phys. Wave Phenom. 2016. Vol. 24. No. 4. P. 310–316.
14. Kaznacheev I.V., Kuznetsov G.N., Kuz'kin V.M., Pereselkov S.A. Interferometric method for detecting a moving sound source using a vector-scalar receiver // Acoust. Phys. 2018. Vol. 64. No. 1. P. 33–45.
15. Kuznetsov G.N., Kuz'kin V.M., Pereselkov S.A., Kaznacheev I.V., Grigor'ev V.A. Interferometric method for estimating the velocity of a noise sound source and the distance to it in shallow water using a vector-scalar receiver // Phys. Wave Phenom. 2017. Vol. 25. No. 4. P. 299–306.
16. Kuz'kin V.M., Pereselkov S.A., Kuznetsov G.N., Kaznacheev I.V. Interferometric direction finding by a vector-scalar receiver // Phys. Wave Phenom. 2018. Vol. 26. No. 1. P. 63–73.
17. Pereselkov S.A., Kuz'kin V.M., Kuznetsov G.N., Prosovetskiy D.Yu., Tkachenko S.A. Interferometric method for estimating the coordinates of a moving noise source in shallow sea using high-frequency signals // Acoust. Phys. 2020. Vol. 66. No. 4. P. 437–445.
18. Kuznetsov G.N., Kuz'kin V.M., Kutsov M.V., Pereselkov S.A. Interference structure of the noise field of a moving source in the high-frequency range // Bull. RAS: Phys. 2021. Vol. 85. No. 6. P. 907–912.

19. Kuz'kin V.M., Pereselkov S.A., Zvyagin V.G., Malykhin Yu.A., Prosovetskiy D.Yu. Intense internal waves and their manifestation in interference patterns of received signals on oceanic shelf // Phys. Wave Phenom. 2018. Vol. 26. No. 2. P. 160-167.
20. Badiey M., Kuz'kin V.M., Lyakhov G.A., Pereselkov S.A., Prosovetskiy D.Yu., Tkachenko S.A. Intense internal waves and their manifestation in the interference patterns of received signals on oceanic shelf. Part II. Phys. Wave Phenom., 2019, 27(4):313-319.
21. Kuz'kin V.M., Pereselkov S.A., Kaznacheeva E.S., Grachev V.I., Tkachenko S.A., Rybyanets P.V. Holographic processing of moving sources in shallow sea in the presence of intensive internal waves // RENSIT: Radioelectronics. Nanosystems. Information Technologies. 2022. Vol. 14. No. 2. P. 197-204.
22. Kuz'kin V.M., Pereselkov S.A., Grachev V.I., Tkachenko S.A., Ladykin N.V., Kutsov M.V. Holographic method for localizing a moving sound source in the presence of intensive internal waves // RENSIT: Radioelectronics. Nanosystems. Information Technologies. 2023. Vol. 15. No. 3. P. 317-326.
23. Pereselkov S., Kuz'kin V., Ehrhardt M., Tkachenko S., Rybyanets P., Ladykin N. Three-dimensional modeling of sound field holograms of a moving source in the presence of internal waves causing horizontal refraction // J. Mar. Sci. Eng. 2023. Vol. 11. P. 1922.
24. Pereselkov S., Kuz'kin V., Lyakhov G., Tkachenko S., Kaznacheeva E. Adaptive algorithms for interferometric processing // Phys. Wave Phenom. 2020. Vol. 28. P. 267-273.
25. Kuz'kin V.M., Matvienko Yu.V., Pereselkov S.A., Prosovetskiy D.Yu., Kaznacheeva E.S. Mode selection in oceanic waveguides // Phys. Wave Phenom. 2022. Vol. 30. No. 2. P. 111-118.
26. Kuz'kin V.M., Matvienko Yu.V., Pereselkov S.A., Kaznacheeva E.S., Tkachenko S.A. Holographic method for mode selection in a shallow sea in the presence of intense internal waves // Phys. Wave Phenom. 2022. Vol. 30. No. 5. P. 314-320.
27. Kuz'kin V.M., Pereselkov S.A., Kaznacheeva E.S., Grachev V.I., Tkachenko S.A., Rybyanets P.V. Mode separation of a noise source in shallow sea using holographic interferometry in the presence of intensive internal waves // RENSIT: Radioelectronics. Nanosystems. Information Technologies. 2022. Vol. 14. No. 3. P. 279-286.
28. Kaznacheeva E.S., Kuz'kin V.M., Matvienko Yu.V., Pereselkov S.A., Khvorostov Yu.A. Estimation of the range detection by noise field of a small-sized underwater vehicle // Underwater Investigations and Robotics. 2021. № 4 (38). C. 80–84.
29. Kuz'kin V.M., Pereselkov S.A., Tkachenko S.A., Matvienko Yu.V., Khvorostov Yu.A. Range of detection of underwater sound source // Phys. Wave Phenom. 2023. Vol. 31. No. 5. P. 339–345.
30. Glushenko M.Yu., Kuz'kin V.M., Matvienko Yu.V., Pereselkov S.A., Hvorostov Yu.A., Tkachenko S.A. Holographic method for localizing an underwater noise source in a shallow sea // Acoust. Phys. 2024. Vol. 70. No. 3. P. 494–502.
31. Kuz'kin V.M., Pereselkov S.A., Grachev V.I., Rybyanets P.V., Tkachenko S.A. Maximum detection range of an underwater noise source using holographic processing // RENSIT. 2024. Vol. 16. No. 1. P. 129–136.
32. Kuz'kin V.M., Matvienko Yu.V., Pereselkov S.A., Rybyanets P.V. On the possibility of estimating the maximum detection range of underwater gliders // Underwater Investigations and Robotics. 2024. No. 2 (48). P. 68–75.

# ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ВЕРИФИКАЦИЯ ГОЛОГРАФИЧЕСКОЙ ОБРАБОТКИ В МЕЛКОВОДНОМ ВОЛНОВОДЕ

Ю. В. Матвиенко<sup>1</sup>, В. М. Кузькин<sup>2</sup>, С. А. Переселков<sup>3</sup>, Н. В. Ладыкин<sup>3</sup>, И. М. Косенко<sup>3</sup>

<sup>1</sup>Институт проблем морских технологий ДВО РАН (ИПМТ ДВО РАН), Владивосток,  
Россия

<sup>2</sup>Институт общей физики им А.М.Прохорова РАН (ИОФ РАН), Москва, Россия

<sup>3</sup>Воронежский государственный университет (ВГУ), Воронеж, Россия

**Аннотация.** Приведены результаты эксперимента по контролю подводной обстановки мелководной акватории в условиях интенсивного судоходства. Гидроакустическая приемная система состояла из трех одиночных векторно-скалярных приемников, разнесенных в горизонтальной плоскости. Обнаружение и локализация малошумного малогабаритного подводного аппарата по его шумовому полю осуществлялась с применением голограммической обработки шумовых сигналов. Обработка позволила реализовать обнаружение, пеленгование и разрешение подводного аппарата при малом входном отношении сигнал/помеха на фоне интенсивного судоходства.

**Ключевые слова:** мелководная акватория, векторно-скалярный приемник, шумовой источник, обнаружение, локализация, разрешение, голограммическая обработка, отношение сигнал/помеха.

## EXPERIMENTAL VERIFICATION OF HOLOGRAPHIC PROCESSING IN A SHALLOW WATER WAVEGUIDE

Yu. V. Matvienko<sup>1</sup>, V. M. Kuz'kin<sup>2</sup>, S. A. Pereselkov<sup>3</sup>, N. V. Lagykin<sup>3</sup>, I. M. Kosenko<sup>3</sup>

<sup>1</sup>Institute of Marine Technology Problems of the Far-Eastern Branch of the Russian Academy of Sciences (IMTP FEB RAS), Vladivostok, Russia

<sup>2</sup>Prokhorov General Physics Institute of the Russian Academy of Sciences (GPI RAS), Moscow, Russia

<sup>3</sup>Voronezh State University (VSU), Voronezh, Russia

**Abstract.** The paper presents the results of an experiment on monitoring the underwater environment of a shallow water area under conditions of intensive shipping. The hydroacoustic receiving system consisted of three single vector-scalar receivers spaced in a horizontal plane. Detection and localization of a low-noise small-sized underwater vehicle by its noise field was carried out using holographic processing of noise signals. The processing made it possible to detect, take bearings, and resolve the underwater vehicle at a low input signal-to-noise ratio against the background of intensive shipping.

**Keywords:** shallow water, vector-scalar receiver, noise source, detection, localization, resolution, holographic processing, signal-to-noise ratio.

### 1. ВВЕДЕНИЕ

На данный момент крайне актуальна проблема контроля подводной обстановки в мелководных акваториях, обнаружение и локализация малогабаритных автономных необитаемых подводных аппаратов (АНПА) по их шумовому полю [1, 2]. До сравнительно недавнего времени решение этой проблемы главным образом, хотя и не исключительно, ограничивалось методами пространственной обработки шумовых сигналов, согласованных со средой распространения [3–8], которые подразумевают

использование многоэлементных приемных антенн и данных о трассе распространения, позволяющих рассчитывать модельную форму принимаемого сигнала. Существенными недостатками здесь являются высокая чувствительность к рассогласованию между расчетной моделью и реальным волноводом, а также низкая помехоустойчивость. Все предложенные методы в большей или меньшей степени теряют свою результативность в условиях малого входного отношения сигнал/помеха (с/п) и неконтролируемых искажений сигнала, что делает их совершенно неприменимыми для решения современных задач обнаружения и локализации малошумных АНПА. Хотя в настоящее время и продолжаются исследования возможностей преодоления отмеченных недостатков [9, 10], практические успехи в этой области невелики до сих пор. По этой причине согласованные со средой методы обработки сигналов не получили практического применения.

Для решения проблемы освещения подводной обстановки была предложена голограммическая обработка шумовых сигналов с применением векторно-скалярных приемников (ВСП), построенная на устойчивых особенностях интерференционной картины (интерферограммы), формируемой источником звука [11, 12]. Сочетание обработки с алгоритмом оценки глубины [13, 14] позволяет в условиях пространственно-временной изменчивости характеристик акватории с высокой помехоустойчивостью решать комплексную задачу контроля подводной обстановки: обнаружения, разрешения, пеленгования, определения радиальной скорости (проекция скорости в направлении на приемник), удаления и глубины малошумных подводных аппаратов. Нынешнее состояние голограммической обработки шумовых сигналов отражено в монографии [15]. Существенную роль в развитии голограммической обработки сыграла работа С.Д. Чупрова [16], в которой впервые описан механизм формирования интерферограммы источника звука.

## 2. ОБРАБОТКА ДАННЫХ ЭКСПЕРИМЕНТА

Эксперимент проводился в мелководной акватории глубиной  $H = 8 - 10$  м, которая была удалена от района интенсивного судоходства на расстояние  $r = 1 - 2$  км. Три одиночных ВСП (ВСП1–ВСП3), разнесенные в горизонтальной плоскости ( $x, y$ ), располагались на дне. В качестве подводного шумового источника использовался малогабаритный АНПА, спектральные характеристики шумоизлучения которого приведены в [30]. Скорость подводного аппарата  $u = 1.5$  м/с, глубина погружения  $z_s = 4$  м. Схема движения АНПА приведена на рис. 1. Ориентировочные расстояния: С–ВСП1  $\approx 990$  м, С–ВСП2  $\approx 740$  м, С–ВСП3  $\approx 810$  м, ВСП1–ВСП2  $\approx 450$  м; ВСП1–ВСП3  $\approx 440$  м; ВСП2–ВСП3  $\approx 410$  м; ВСП1–линия ВСП2–ВСП3  $\approx 390$  м. Здесь С и Ф – точки старта и финиша. Начало эксперимента в 15:18:35, окончание – 15:39:40, продолжительность  $T = 21$  мин 05 с.

Шумовой сигнал по каналу звукового давления  $p$  и каналам компонент  $v_{x,y}$  вектора колебательной скорости обрабатывался в частотном диапазоне  $f = 0.8 - 1.7$  кГц. В полосе частот  $\Delta f = 0.9$  кГц для каждой шумовой реализации сигнала выполнялась голограммическая обработка с шагом по частоте  $\delta f = 1$  Гц. При спектральном анализе использовалось окно Хенninga. Параметры обработки:  $\Delta t = 60$  с,  $t_1 = 1.5$  с,  $t_2 = 0.5$  с,  $J = 30$ . Цикл обработки повторялся для последующих временных интервалов той же длительности, но сдвинутых относительно предыдущего на фиксированный интервал времени  $8T = 60$  с. За время эксперимента было сформировано  $N = [T/\Delta t] = 21$  временных интервалов, позволивших отследить динамику поведения интерферограммы, голограммы, функции обнаружения и пеленга.

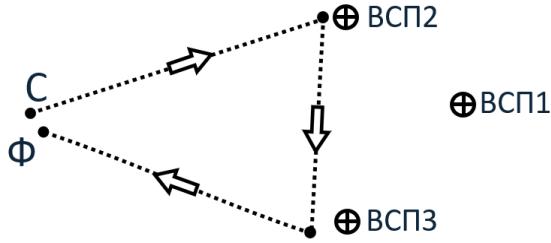


Рис. 1. Схема движения АНПА (пунктирная линия) относительно расположения ВСР, С – точка старта, Ф – точка финиша.

В момент времени  $t_i$  выходное отношение с/п  $q(t_i)$  экспериментально оценивалось по отношению мощностей спектральных плотностей сигнала и помехи на голограмме. Входное отношение с/п определялось как [31]

$$q_0(t_i)/J\gamma(t_i), \quad (1)$$

где  $\gamma$  – коэффициент, равный отношению площадей областей голограммы, на которых сконцентрированы спектральные плотности помехи и сигнала.  $J = [\Delta t / t]$  – накапливаемые независимые временные реализации. В точке старта входные отношения с/п  $q_0$  для каналов звукового давления ВСР оцениваются как:  $q_0 = -8.8$  дБ (ВСР1),  $q_0 = -10.9$  дБ (ВСР2),  $q_0 = -11.1$  дБ (ВСР3).

С целью повышения контрастности и информативности на интерферограммах вырезаны средние значения. На голограммах вдоль осей времени и частоты вырезаны узкие полосы спектральной плотности. Это выполнено для того, чтобы отфильтровать: а) фокальные пятна, отвечающие неподвижным источникам в районе интенсивного судоходства (ось времени) и б) спектральную плотность, обусловленную поверхностным волнением (ось частоты). Для некоторых моментов времени результаты голографической обработки шумового сигнала по каналу звукового давления ВСР2 приведены на рис. 2–6.

В начале эксперимента (рис. 2) интерферограмма характеризуется слабо наблюдаемой системой горизонтальных и вертикальных полос, не позволяющих разрешать отдельные источники шумоизлучения. На голограмме и функции обнаружения отчетливо регистрируются фокальные пятна и пики, отвечающие приближению АНПА и удаляющемуся судну в районе интенсивного судоходства. Уровни шумоизлучение АНПА и судна сопоставимы, что объясняет вид интерферограммы. При приближении АНПА к ВСР2 (рис. 3) наблюдается интерферограмма, сформированная преимущественно АНПА. На голограмме и функции обнаружения наблюдаются изображения подводного аппарата и судна с уровнем шумоизлучения много меньше, чем АНПА.

В течение времени 15:27–15:28 АНПА проходил точку траверса, осуществляя поворот вблизи ПМ2 (рис. 4, 5). С уменьшением расстояния между источником и приемником частотный масштаб изменчивости интерферограммы возрастает, поэтому на малых расстояниях наблюдается замазывание интерференционной картины [32]. На голограммах и функциях обнаружения видны изображения подводного аппарата и судна, уровни шумоизлучения которых соизмеримы. С увеличением расстояния между подводным аппаратом и приемным модулем частотный масштаб изменчивости интерферограммы уменьшается, что облегчает наблюдение интерференционных полос.

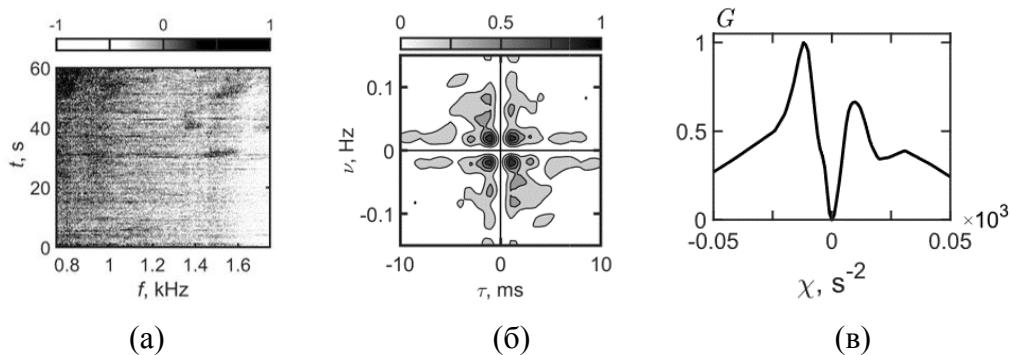


Рис. 2. Нормированные интерферограмма (а), голограмма (б), функция обнаружения (в). Время 15:20. Приближение АНПА к ПМ2.

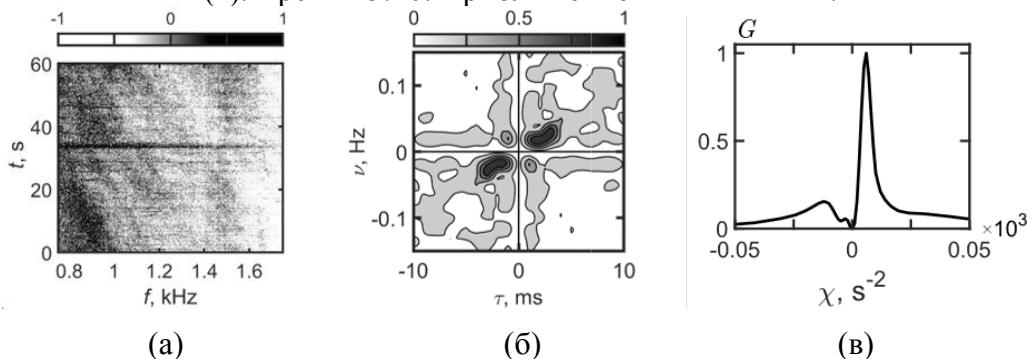


Рис. 3. Нормированные интерферограмма (а), голограмма (б), функция обнаружения (в). Время 15:25. Приближение АНПА к ПМ2.

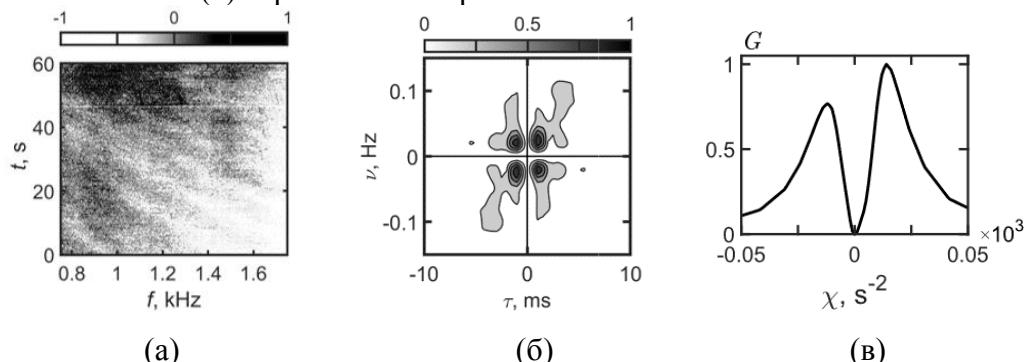


Рис. 4. Нормированные интерферограмма (а), голограмма (б), функция обнаружения (в). Время 15:27. Область траверса, приближение АНПА к ПМ2.

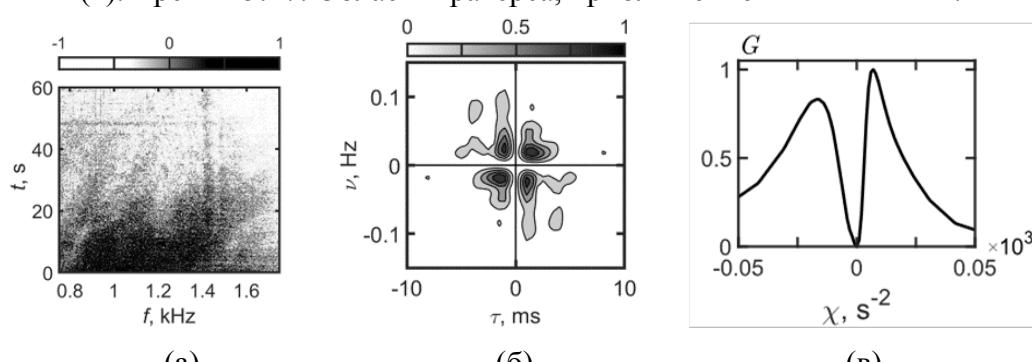


Рис. 5. Нормированные интерферограмма (а), голограмма (б), функция обнаружения (в). Время 15:28. Область траверса, удаление АНПА от ПМ2.

При удалении АНПА от ВСП2 положение максимума функции обнаружения смещается в область отрицательных значений,  $\varepsilon < 0$ , угловой коэффициент интерференционных полос  $k > 0$  (рис. 6). В области интенсивного судоходства регистрируется слабый уровень шумоизлучения судна, приближающегося к приемному модулю.

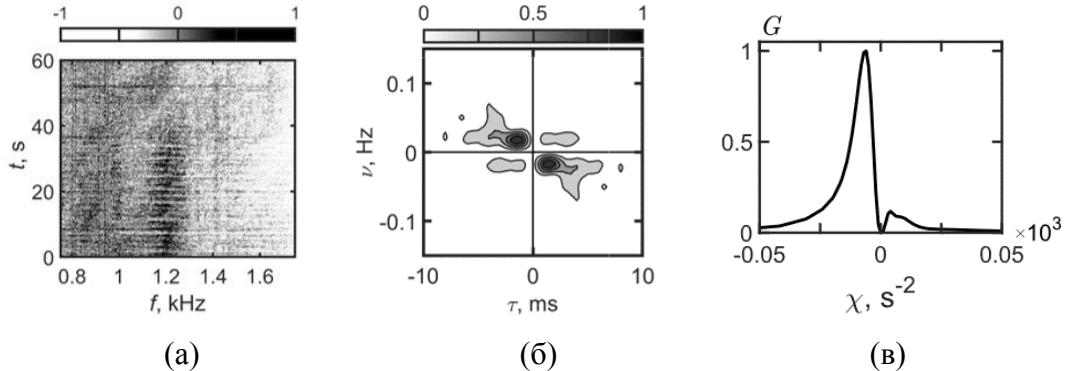


Рис. 6. Нормированные интерферограмма (а), голограмма (б), функция обнаружения (в). Время 15:30. Удаление АНПА от ПМ2.

На рис. 7 приведены экспериментальные временные зависимости  $\theta(t)$  пеленгов АНПА. Крупномасштабные скачки пеленга связаны с прохождением областей траверса. Мелкомасштабные осцилляции пеленга обусловлены двумя факторами: а) наличием помехи, обусловленной интенсивным судоходством; б) не прямолинейным движением подводного аппарата в горизонтальной плоскости ( $x, y$ ).

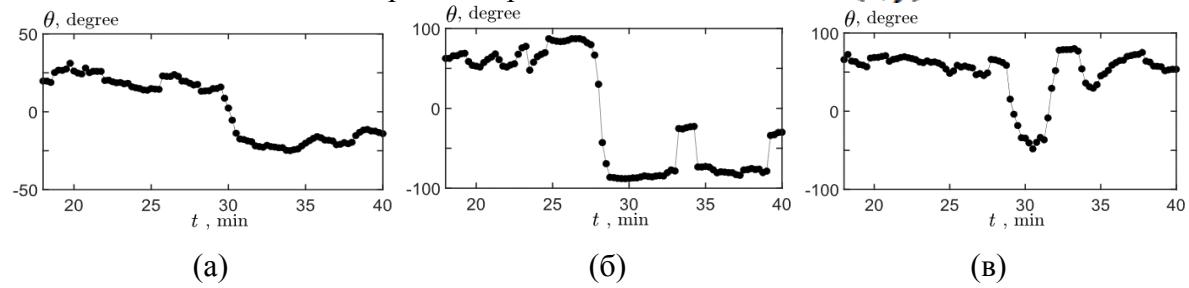


Рис. 7. Временная зависимость пеленга  $\theta(t)$ : (а) ВСП1, (б) ВСП2, (в) ВСП3.

### 3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

С применением трех одиночных ВСП в мелководной акватории Черноморского побережья в высокочастотном диапазоне продемонстрирована работоспособность голограммической обработки для обнаружения и пеленгования малогабаритного малошумного АНПА в условиях интенсивного судоходства. При выбранных параметрах обработки (длительность шумовой реализации, время наблюдения, ширина полосы шумоизлучения) обнаружение, пеленгование и разрешение АНПА надежно осуществлялось за время эксперимента с начала момента старта до момента финиша. Анализ динамики конфигурации фокальных пятен на голограммах и пиков функции обнаружения позволил оценить траекторию движения АНПА по отношению к ВСП. Во время проведения эксперимента были обнаружены суда в районе интенсивного судоходства, уровень шумоизлучения которых был сопоставим с уровнем АНПА.

### 4. БЛАГОДАРНОСТИ

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 23-61-10024, <https://rscf.ru/project/23-61-10024/>.

## ЛИТЕРАТУРА

1. National Security Strategy / The White House. Washington, Febr. 2015. 29 p.
2. NATO News: Thirteen Allies to cooperate on the introduction of Maritime Unmanned Systems. 2018. [https://www.nato.int/cps/en/natohq/news\\_158672.htm](https://www.nato.int/cps/en/natohq/news_158672.htm).
3. Jackson D.R. Ewart T.E. The effect of internal waves on matched-field processing // J. Acoust. Soc. Am. 1994. Vol. 96. No. 5. P. 2945–2955.
4. Baggeroer A.B., Kuperman W.A., Schmidt H. Matched field processing: Source localization in correlated noise as an optimum parameter estimation problem // J. Acoust. Soc. Am. 1998. Vol. 83. No. 2. P. 571–587.
5. Dosso S.E., Nielsen P.L., Wilmut M.J. Data error covariance in matched-field geoacoustic inversion // J. Acoust. Soc. Am. 2006. Vol. 119. No. 1. P. 208–219.
6. Baggeroer A.B. Why did applications of MFP fail, or did we not understand how to apply MFP? // Proc. 1st Int. Conf. and Exhibition. Underwater Acoustics / Eds. Papadakis J.S. Corfu Island, Greece, 2013. P. 41–49.
7. Малышкин Г.С., Сидельников Г.Б. Оптимальные и адаптивные методы обработки гидроакустических сигналов (Обзор) // Акуст. журн. 2014. Т. 60. № 5. С. 526–545.
8. Сазонтов А.Г., Малеханов А.И. Согласованная пространственная обработка сигналов в подводных звуковых каналах (Обзор) // Акуст. журн. 2015. Т. 61. № 2. С. 233–253.
9. Сазонтов А.Г. Локализация источника в переменном по трассе волноводе в условиях неполной информации о пространственной изменчивости среды распространения // Акуст. журн. 2022. Т. 68. № 6. С. 689–696.
10. Малеханов А.И., Смирнов И.П. Пространственная обработка акустических сигналов в каналах мелкого моря в условиях априорной неопределенности: оценки потерь эффективности // Акуст. журн. 2022. Т. 68. № 4. С. 427–439.
11. Кузнецов Г.Н., Кузькин В.М., Пересёлков С.А. Спектrogramма и локализация источника звука в мелком море // Акуст. журн. 2017. Т. 63. № 4. С. 406–418.
12. Казначеев И.В., Кузнецов Г.Н., Кузькин В.М., Пересёлков С.А. Интерферометрический метод обнаружения движущегося источника звука векторно-скалярным приемником // Акуст. журн. 2018. Т. 64. № 1. С. 33–45.
13. Беседина Т.Н., Кузнецов Г.Н., Кузькин В.М., Пересёлков С.А. Определение глубины источника звука в мелком море на фоне интенсивного шума // Акуст. журн. 2015. Т. 61. № 6. С. 718–728.
14. Kuznetsov G.N., Kuz'kin V.M., Pereselkov S.A., Prosovetskiy D.Yu. Wave method for estimating the sound source depth in a oceanic waveguide // Phys. Wave Phenom. 2016. Vol. 24. No. 4. P. 310–316.
15. Переселков С.А., Кузькин В.М. Голографическая обработка широкополосных гидроакустических сигналов. Воронеж: Издательский дом ВГУ, 2023. 183 с.
16. Чупров С.Д. Интерференционная структура звукового поля в слоистом океане / Акустика океана. Современное состояние. М.: Наука, 1982. С. 71–82.
17. Harris F.J. On the use of windows for harmonic analysis with the discrete Fourier transform // Proceedings of the IEEE. January. 1978. Vol. 66. No. 1. P. 51–83.
18. Казначеева Е.С., Кузькин В.М., Матвиенко Ю.В., Пересёлков С.А., Хворостов Ю.А. Оценка дальности обнаружения малогабаритного подводного аппарата по его шумовому полю // Подводные исследования и роботехника. 2021. № 4 (38). С. 80–84.
19. Матвиенко Ю.В., Хворостов Ю.А., Каморный А.В., Глушченко М.Ю., Кузькин В.М., Пересёлков С.А. Экспериментальные исследования системы обнаружения малошумных подводных целей в мелководных акваториях // Подводные исследования и роботехника. 2022. № 3 (41). С. 4–14.

20. Kuz'kin V.M., Pereselkov S.A., Tkachenko S.A., Matvienko Yu.V., Khvorostov Yu.A. Range of detection of underwater sound source // Phys. Wave Phenom. 2023. Vol. 31. No. 5. P. 339–345.
21. Глущенко М.Ю., Кузькин В.М., Матвиенко Ю.В., Пересёлков С.А., Хворостов Ю.А., Ткаченко С.А. Голографический метод идентификации шумового подводного источника в мелком море // Акуст. журн. 2024. Т. 70. № 3. С. 67–77.
22. Кузькин В.М., Пересёлков С.А., Грачев В.И., Рыбянец П.В., Ткаченко С.А. Предельная дальность обнаружения подводного шумового источника с применением голографической обработки // РЭНСИТ. 2024. Т. 16. № 1. С. 129–136.
23. Кузькин В.М., Матвиенко Ю.В., Пересёлков С.А., Рыбянец П.В. О возможности оценки предельной дальности обнаружения подводных гайдеров // Подводные исследования и робототехника. 2024. № 2 (48). С. 68–75.
24. Kuz'kin V.M., Pereselkov S.A., Kuznetsov G.N., Kaznacheev I.V. Interferometric direction finding by a vector-scalar receiver // Phys. Wave Phenom. 2018. Vol. 26. No. 1. P. 63–73.
25. Kuznetsov G.N., Kuz'kin V.M., Lyakhov G.A., Pereselkov S.A., Prosovetskiy D.Yu. Direction finding of a noise sound source // Phys. Wave Phenom. 2019. Vol. 27. No. 3. P. 237–241.
26. Кузькин В.М., Пересёлков С.А., Грачев В.И., Косенко И.М., Ладыкин Н.В., Переселков А.С. Локализация движущегося шумового источника в мелководной акватории с нерегулярной батиметрией // РЭНСИТ. 2024. Т. 16. № 8. С. 1081–1088.
27. Kuz'kin V.M., Kuznetsov G.N., Pereselkov S.A., Grigor'ev V.A. Resolving power of the interferometric method of source localization // Phys. Wave Phenom. 2018. Vol. 26. № 2. P. 150–159.
28. Kuz'kin V.M., Pereselkov S.A., Rybyanets P.V., Tkachenko S.A. Resolution of hydroacoustic noise signals under conditions of spatial-temporal variability of ocean environment // Phys. Wave Phenom. 2024. Vol. 32. No. 4. P. 290–299.
29. Кузькин В.М., Переселков С.А., Грачев В.И., Рыбянец П.В., Ткаченко С.А. Разрешение шумовых сигналов при наличии случайных неоднородностей океанической среды // РЭНСИТ. 2024. Т. 16. № 3. С. 395–406.
30. Хворостов Ю.А., Матвиенко Ю.В. Характеристики собственного шумоизлучения малогабаритного АНПА // Подводные исследования и робототехника. 2019. № 4 (30). С. 58–63.
31. Kuz'kin V.M., Lyakhov G.A., Pereselkov S.A., Matvienko Yu. V., Tkachenko S.A. Noise-source detection in an oceanic waveguide using interferometric processing // Phys. Wave Phenom. 2020. V. 28. № 1. P. 68–74.
32. Pereselkov S.A., Kuz'kin V.M. Interferometric processing of hydroacoustic signals for the purpose of source localization // J. Acoust. Soc. Am. 2022. V. 151. № 2. P. 666–676.

## REFERENCES

1. National Security Strategy / The White House. Washington, Febr. 2015. 29 p.
2. NATO News: Thirteen Allies to cooperate on the introduction of Maritime Unmanned Systems. 2018. [https://www.nato.int/cps/en/natohq/news\\_158672.htm](https://www.nato.int/cps/en/natohq/news_158672.htm).
3. Jackson D.R. Ewart T.E. The effect of internal waves on matched-field processing // J. Acoust. Soc. Am. 1994. Vol. 96. No. 5. P. 2945–2955.
4. Baggeroer A.B., Kuperman W.A., Schmidt H. Matched field processing: Source localization in correlated noise as an optimum parameter estimation problem // J. Acoust. Soc. Am. 1998. Vol. 83. No. 2. P. 571–587.

5. Dosso S.E., Nielsen P.L., Wilmut M.J. Data error covariance in matched-field geoacoustic inversion // *J. Acoust. Soc. Am.* 2006. Vol. 119. No. 1. P. 208–219.
6. Baggeroer A.B. Why did applications of MFP fail, or did we not understand how to apply MFP? // Proc. 1st Int. Conf. and Exhibition. Underwater Acoustics / Eds. Papadakis J.S., Corfu Island, Greece, 2013. P. 41–49.
7. Malyskin G.S., Sidel'nikov G.B. Optimal and adaptive methods of processing hydroacoustic signals (Review) // *Acoust. Phys.* 2014. Vol. 5. No. 5. P. 570–587.
8. Sazontov A.G., Malekhanov A.I. Matched field signal processing in underwater sound channels (Review) // *Acoust. Phys.* 2015. Vol. 61. No. 2. P. 213–230.
9. Sazontov A.G. Source localization in a range-dependent waveguide with incomplete information on spatial variability of the propagation medium // *Acoust. Phys.* 2022. Vol. 68. No. 6. P. 641–648.
10. Malekhanov A.I. Smirnov I.P. Array acoustic signal processing in shallow-water channels under conditions of a priori uncertainty: estimates of the efficiency loss // *Acoust. Phys.* 2022. Vol. 68. No. 4. P. 382–394.
11. Kuznetsov G.N., Kuz'kin V.M., Pereselkov S.A. Spectrogram and localization of a sound source in shallow water // *Acoust. Phys.* 2017. Vol. 63. No. 4. P. 449–461.
12. Kaznacheev I.V., Kuznetsov G.N., Kuz'kin V.M., Pereselkov S.A. An interferometric method for detecting a moving sound source with a vector-scalar receiver // *Acoust. Phys.* 2018. Vol. 64. No. 1. P. 37–48.
13. Besedina T.N., Kuznetsov G.N., Kuz'kin V.M., Pereselkov S.A. Determining the depth of a sound source in shallow water against intense background noise // *Acoust. Phys.* 2015. Vol. 61. No. 6. P. 681–691.
14. Kuznetsov G.N., Kuz'kin V.M., Pereselkov S.A., Prosovetskiy D.Yu. Wave method for estimating the sound source depth in a oceanic waveguide // *Phys. Wave Phenom.* 2016. Vol. 24. No. 4. P. 310–316.
15. Pereselkov S.A., Kuz'kin V.M. Holographic processing of broadband hydroacoustic signals. Voronezh: Publishing House of VSU, 2023. 183 p.
16. Chuprov S.D. Interference structure of sound in a layered ocean // Ocean acoustics. Current state. Moscow: Nauka, 1982. P. 71–91.
17. Harris F.J. On the use of windows for harmonic analysis with the discrete Fourier transform // Proceedings of the IEEE. January. 1978. Vol. 66. No. 1. P. 51–83.
18. Kaznacheeva E.S., Kuz'kin V.M., Matvienko Yu.V., Pereselkov S.A., Khvorostov Yu.A. Estimation of the range detection by noise field of a small-sized underwater vehicle // *Underwater Investigations and Robotics.* 2021. № 4 (38). P. 80–84.
19. Matvienko Yu.V., Khvorostov Yu.A., Kamorny A.V., Glushenko M.Yu., Kuz'kin V.M., Pereselkov S.A. Experimental studies of the system for detecting low-noise underwater targets in shallow waters // *Underwater Investigations and Robotics.* 2022. No. 3 (41). P. 4–14.
20. Kuz'kin V.M., Pereselkov S.A., Tkachenko S.A., Matvienko Yu.V., Khvorostov Yu.A. Range of detection of underwater sound source // *Phys. Wave Phenom.* 2023. Vol. 31. No. 5. P. 339–345.
21. Glushenko M.Yu., Kuz'kin V.M., Matvienko Yu.V., Pereselkov S.A., Hvorostov Yu.A., Tkachenko S.A. Holographic method for localizing an underwater noise source in a shallow sea // *Acoust. Phys.* 2024. Vol. 70. No. 3. P. 494–502.
22. Kuz'kin V.M., Pereselkov S.A., Grachev V.I., Rybyanets P.V., Tkachenko S.A. Maximum detection range of an underwater noise source using holographic processing // *RENSIT.* 2024. Vol. 16. No. 1. P. 129–136.

23. Kuz'kin V.M., Matvienko Yu.V., Pereselkov S.A., Rybyanets P.V. On the possibility of estimating the maximum detection range of underwater gliders // Underwater Investigations and Robotics. 2024. No. 2 (48). P. 68–75.
24. Kuz'kin V.M., Pereselkov S.A., Kuznetsov G.N., Kaznacheev I.V. Interferometric direction finding by a vector-scalar receiver // Phys. Wave Phenom. 2018. Vol. 26. No. 1. P. 63–73.
25. Kuznetsov G.N., Kuz'kin V.M., Lyakhov G.A., Pereselkov S.A., Prosovetskiy D.Yu. Direction finding of a noise sound source // Phys. Wave Phenom. 2019. Vol. 27. No. 3. P. 237–241.
26. Kuz'kin V.M., Pereselkov S.A., Grachev V.I., Kosenko I.M., Ladykin N.V., Pereselkov A.S. Localization of a moving noise in a shallow water area with irregular bathymetry // RENSIT. 2024. Vol. 16. No. 8. P. 1081–1088.
27. Kuz'kin V.M., Kuznetsov G.N., Pereselkov S.A., Grigor'ev V.A. Resolving power of the interferometric method of source localization // Phys. Wave Phenom. 2018. Vol. 26. № 2. P. 150–159.
28. Kuz'kin V.M., Pereselkov S.A., Rybyanets P.V., Tkachenko S.A. Resolution of hydroacoustic noise signals under conditions of spatial-temporal variability of ocean environment // Phys. Wave Phenom. 2024. Vol. 32. No. 4. P. 290–299.
29. Kuz'kin V.M., Pereselkov S.A., Grachev V.I., Rybyanets P.V., Tkachenko S.A. Noise signals resolution in the random inhomogeneities presence of oceanic environment // RENSIT. 2024. Vol. 16. No. 3. P. 395–406.
30. Khvorostov Yu.A., Matvienko Yu.V. Features of intrinsic noise emission of a small-sized AUV // Underwater Investigations and Robotics. 2019. No. 4 (30). P. 58–63.
31. Kuz'kin V.M., Lyakhov G.A., Pereselkov S.A., Matvienko Yu. V., Tkachenko S.A. Noise-source detection in an oceanic waveguide using interferometric processing // Phys. Wave Phenom. 2020. V. 28. № 1. P. 68–74.
32. Pereselkov S.A., Kuz'kin V.M. Interferometric processing of hydroacoustic signals for the purpose of source localization // J. Acoust. Soc. Am. 2022. V. 151. № 2. P. 666–676.

# **ОПРЕДЕЛЕНИЕ КОМПЛЕКСНОГО ХАРАКТЕРИСТИЧЕСКОГО СОПРОТИВЛЕНИЯ ДЛЯ ПРЯМОУГОЛЬНОГО ВОЛНОВОДА, ЗАПОЛНЕННОГО ДИЭЛЕКТРИКОМ С ПОТЕРЯМИ**

А. М. Бобрешов, А. А. Кононов, Е. В. Кущенко, Г. К. Усков

Воронежский государственный университет (ВГУ), Воронеж, Россия

**Аннотация.** В работе вводится обобщённое определение эквивалентного характеристического сопротивления прямоугольного волноводного тракта, позволяющее за счёт введения мнимой части учесть наличие произвольных потерь в диэлектрической среде, заполняющей внутренне пространство волновода. Также описана методика определения величины скачка сопротивления на неоднородности, представляющей собой смену заполнения, по результатам эксперимента или моделирования. На конкретных примерах показана корректность предлагаемого подхода.

**Ключевые слова:** металлический волновод; диэлектрическая среда с потерями; эквивалентное сопротивление; параметры рассеяния.

## **DEFINITION OF THE COMPLEX CHARACTERISTIC IMPEDANCE FOR A RECTANGULAR WAVEGUIDE FILLED WITH A LOSSY DIELECTRIC**

A. M. Bobreshov, A. A. Kononov, E. V. Kushchenko, G. K. Uskov

Voronezh State University (VSU), Voronezh, Russia

**Abstract.** The paper introduces a generalized definition of the equivalent characteristic impedance of a rectangular waveguide tract, which makes it possible, by introducing an imaginary part, to take into account the presence of arbitrary losses in the dielectric medium filling the internal space of the waveguide. A technique is also described for estimating the impedance discontinuity at an inhomogeneity representing a change in the filling medium, based on the results of an experiment or simulation. Particular examples show the correctness of the proposed approach.

**Keywords:** metallic waveguide; lossy dielectric medium; equivalent impedance; scattering parameters.

### **1. ВВЕДЕНИЕ**

Актуальность высокоточного анализа волноводных трактов объясняется, в числе прочего, возможностью применения прямоугольных металлических волноводов с продольно-частичным заполнением для определения электрофизических параметров диэлектрических материалов, пригодных для использования в качестве рабочего вещества в технологиях 3D-печати [1–3]. Основные результаты на этом направлении, достигнутые на данный момент (см., например, список литературы в [2]), включают теоретические соотношения для расчёта всех основных величин, необходимых для применения методики минимизации квадрата нормы невязки [1, 2], однако оставляют возможности для усовершенствования. Так, эквивалентное характеристическое сопротивление волновода в классических исследованиях (рассматривающих, как правило, случай заполнения без потерь) является вещественной величиной; таковой же оно остаётся и в вышеуказанных работах, где для его вычисления используется традиционный подход, в котором просто используются новые, уточнённые выражения для постоянных распространения и т. п.

В то же время, как известно [4], вещественное волновое сопротивление свойственно именно линиям с нулевыми потерями, так что возникает некоторое противоречие. Целью настоящей работы является формулировка такого определения волнового сопротивления, которое представляло бы собой комплексную величину, что может позволить более корректно учитывать потери в заполняющей среде.

При этом проверка точности предлагаемого подхода затрудняется ввиду того обстоятельства, что эквивалентное волновое сопротивление в случае волновода не допускает непосредственного экспериментального измерения. Поэтому далее в основном тексте работы также описана методика, позволяющая определить хотя бы отношение двух волновых сопротивлений по параметрам рассеяния волновода с продольно-частичным заполнением.

## 2. КОМПЛЕКСНОЕ ВОЛНОВОЕ СОПРОТИВЛЕНИЕ: ВЫВОД ОСНОВНОЙ ФОРМУЛЫ

В работе [5] подробно рассмотрены электромагнитные процессы во внутреннем пространстве металлического волноводного тракта с поперечным сечением в виде прямоугольника со сторонами  $a > b$  (рис. 1). В частности, там найден явный вид всех компонент электромагнитного поля для произвольной моды и получено выражение для комплексной постоянной распространения, которое можно записать в виде

$$\dot{\beta} = \sqrt{\dot{k}^2 - \pi^2 \left( \frac{m^2}{a^2} + \frac{n^2}{b^2} \right)}, \quad (1)$$

где  $m, n$  — индексы, определяющие тип волновой моды;

$\dot{k}$  — комплексное волновое число, вычисляемое на рассматриваемой частоте  $\omega$  как

$$\dot{k} = \omega \cdot \sqrt{\dot{\epsilon} \epsilon_0 \mu \mu_0}, \quad (2)$$

где  $\epsilon_0 \approx 8.854 \cdot 10^{-12} \text{ Ф/м}$  — электрическая постоянная;

$\mu_0 \approx 1.2566 \cdot 10^{-6} \text{ Гн/м}$  — магнитная постоянная;

$\mu$  — относительная магнитная проницаемость среды, заполняющей волновод;

$\dot{\epsilon}$  — комплексная относительная диэлектрическая проницаемость заполняющего диэлектрика, выражаемая через его «обычную» относительную диэлектрическую проницаемость  $\epsilon$  и тангенс угла потерь  $\operatorname{tg} \vartheta$  формулой

$$\dot{\epsilon} = \epsilon \cdot (1 - i \cdot \operatorname{tg} \vartheta). \quad (3)$$

Компоненты поля моды  $H_{m0}$  задаются соотношениями

$$\begin{cases} \dot{E}_x = 0, \dot{E}_z = 0, \dot{H}_y = 0, \\ \dot{E}_y = -\dot{D}\omega \frac{\pi m}{a} \sin \frac{\pi mx}{a} e^{j(\omega t - \dot{\beta} z)}, \\ \dot{H}_x = \frac{\dot{D} \cdot \dot{\beta}}{\mu \mu_0} \frac{\pi m}{a} \sin \frac{\pi mx}{a} e^{j(\omega t - \dot{\beta} z)}, \\ \dot{H}_z = \frac{-j \dot{D} \pi^2}{\mu \mu_0} \cdot \frac{m^2}{a^2} \cos \frac{\pi mx}{a} e^{j(\omega t - \dot{\beta} z) - \alpha z}. \end{cases} \quad (4)$$

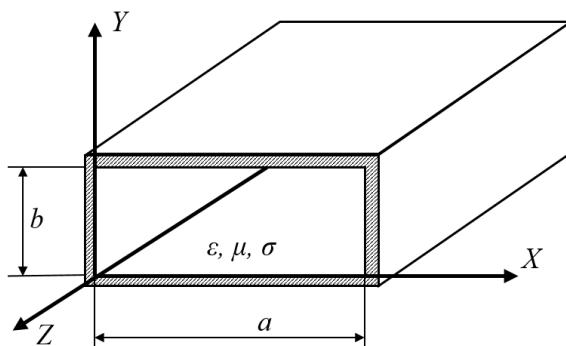


Рис. 1. Прямоугольный волноводный тракт

Для определения комплексного волнового сопротивления мы будем использовать модификацию традиционного подхода «по эквивалентным значениям напряжения и мощности» [6, 7]:

$$\dot{R} = \frac{|U|^2}{2\dot{P}^*}, \quad (5)$$

где, в отличие от классических работ, мощность полагается комплексной вместе с вектором Пойнтинга  $\vec{\dot{\mathcal{S}}}$ , через который она вычисляется следующим образом [8]:

$$\dot{P} = \int_0^a dx \int_0^b (\vec{\dot{\mathcal{S}}}, \vec{e}_z) dy, \quad \vec{\dot{\mathcal{S}}} = \frac{1}{2} [\vec{\dot{E}} \times \vec{\dot{H}}^*]. \quad (6)$$

В выражении (6) учтено, что продольная ось волновода совпадает с  $Oz$ ; расписывая в декартовых компонентах, находим

$$\vec{\dot{\mathcal{S}}} = \frac{1}{2} [\vec{\dot{E}} \times \vec{\dot{H}}^*] = \frac{1}{2} \begin{vmatrix} \vec{e}_x & \vec{e}_y & \vec{e}_z \\ \dot{E}_x & \dot{E}_y & \dot{E}_z \\ \dot{H}_x^* & \dot{H}_y^* & \dot{H}_z^* \end{vmatrix} \Rightarrow (\vec{\dot{\mathcal{S}}}, \vec{e}_z) = \frac{1}{2} (\dot{E}_x \dot{H}_y^* - \dot{E}_y \dot{H}_x^*), \quad (7)$$

что для мод  $H_{m0}$  — см. (4) — упрощается до

$$-\frac{1}{2} \dot{E}_y \dot{H}_x^* = \frac{1}{2} \cdot \frac{|\dot{D}|^2 \dot{\beta}^* \omega}{\mu \mu_0} \left( \frac{\pi m}{a} \right)^2 \sin^2 \frac{\pi mx}{a} \cdot e^{-2\alpha z}, \quad (8)$$

где  $\alpha$  — амплитудная постоянная распространения, связанная с  $\dot{\beta}$  формулами

$$\alpha = -\operatorname{Re} \dot{\beta}, \quad \dot{\beta} = \beta - i\alpha \Rightarrow e^{-i\dot{\beta}z} = e^{-i\beta z} \cdot e^{-\alpha z} \quad (9)$$

( $\beta$  — вещественная фазовая постоянная). Принимая во внимание тождество

$$\int_0^a \sin^2 \frac{\pi mx}{a} dx = \int_0^a \frac{1}{2} \left( 1 - \cos \frac{2\pi mx}{a} \right) dx = \frac{a}{2}, \quad (10)$$

после подстановки (8) в (6) получаем

$$\dot{P} = \frac{1}{2} \cdot \frac{|\dot{D}|^2 \dot{\beta}^* \omega}{\mu \mu_0} \left( \frac{\pi m}{a} \right)^2 \cdot \frac{a}{2} \cdot b \cdot e^{-2\alpha z} = \frac{|\dot{D}|^2 \dot{\beta}^* \omega \pi^2 m^2 b}{4\mu \mu_0 a \cdot e^{2\alpha z}}, \quad (11)$$

вещественная часть этого выражения совпадает с выражением для мощности, полученным в соответствующем случае классическим путём (через  $\operatorname{Re} \dot{\mathcal{S}}$ ) [1–3, 8, 9].

Для полноты поясним, что наличие сопряжения в (5) следует из вывода этого выражения для обычных линий передачи:

$$\dot{P} = \frac{1}{2} \dot{U} \cdot \dot{I}^* = \frac{1}{2} \dot{U} \cdot (\dot{U} / \dot{R})^* = \frac{|\dot{U}|^2}{2\dot{R}^*} \Rightarrow \dot{R}^* = \frac{|\dot{U}|^2}{2\dot{P}}; \quad (12)$$

отсюда же ясно, что и при «обобщённой» комплексной трактовке напряжение принципиально входит в формулу только в виде квадрата модуля. У мод  $H_{m0}$  оно может быть традиционно оценено как максимальная разность потенциалов в противолежащих точках на широких стенах волновода (рис. 2). Вычисление даёт [2, 9]

$$|U| = \max_{x \in [0; a]} \left| \int_0^b \dot{E}_y dy \right| = \max_{x \in [0; a]} \left| \int_0^b -\dot{D} \omega \frac{\pi m}{a} \sin \frac{\pi mx}{a} e^{-\alpha z} dy \right| = \frac{|\dot{D}| \omega \pi m b e^{-\alpha z}}{a}; \quad (13)$$

подставляя (13) и (12) в (5), находим окончательно

$$\dot{R} = \frac{|U|^2}{2\dot{P}^*} = \frac{|\dot{D}|^2 \omega^2 \pi^2 m^2 b^2 e^{-2\alpha z}}{2a^2} \cdot \frac{4\mu \mu_0 a \cdot e^{2\alpha z}}{|\dot{D}|^2 \dot{\beta} \omega \pi^2 m^2 b} = \frac{2\omega b \mu \mu_0}{a \dot{\beta}} = \frac{4\pi f b \mu \mu_0}{a \dot{\beta}}; \quad (14)$$

это и есть искомое обобщение формулы из [1–3, 9], где вместо  $\dot{\beta}$  стоит  $\beta$ .

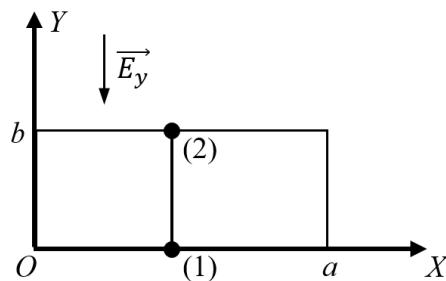


Рис. 2. Оценка величины напряжения в прямоугольном волноводе.

### 3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ОЦЕНКА СКАЧКА СОПРОТИВЛЕНИЯ

Модель волноводного тракта, содержащего фрагмент с диэлектрическим заполнением (рис. 3), может быть построена с помощью математического аппарата матриц рассеяния и передачи [10]. В частности, для однородных участков линии передачи матрицы  $T$ -параметров имеют вид

$$T_n = \begin{pmatrix} e^{-i\beta_n L_n} & 0 \\ 0 & e^{i\beta_n L_n} \end{pmatrix}, \quad (15)$$

где  $\dot{\beta}_n, L_n$  — комплексная постоянная распространения и длина, характеризующие участок номер  $n \in \{1; 2\}$ . Для неоднородности же (т. е. для скачка сопротивления)

$$T_R = \frac{1}{2\sqrt{\dot{R}_1 \dot{R}_2}} \begin{pmatrix} \dot{R}_2 + \dot{R}_1 & \dot{R}_2 - \dot{R}_1 \\ \dot{R}_2 - \dot{R}_1 & \dot{R}_2 + \dot{R}_1 \end{pmatrix}, \quad (16)$$

где  $\dot{R}_n$  — волновое сопротивление участка номер  $n$ .

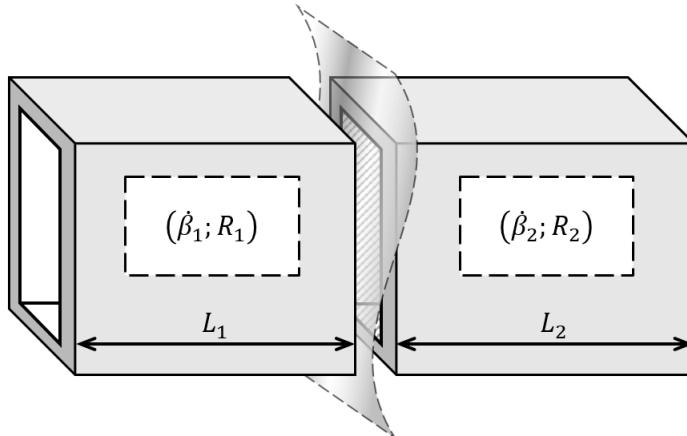


Рис. 3. Волновод с продольно-частичным заполнением.

Вводя величину скачка сопротивлений

$$\dot{\rho} := \dot{R}_2 / \dot{R}_1, \quad (17)$$

преобразуем (16) к следующей форме

$$T_R = \frac{1}{2\sqrt{\dot{\rho}}} \begin{pmatrix} \dot{\rho} + 1 & \dot{\rho} - 1 \\ \dot{\rho} - 1 & \dot{\rho} + 1 \end{pmatrix}. \quad (18)$$

В то же время, параметры рассматриваемой системы в целом (обозначим их  $T_E$ ) допускают измерение (точнее, обычно экспериментально определяются  $S$ -параметры, затем применяются известные формулы перехода). Далее, согласно свойству  $T$ -матриц для каскадно соединённых участков, справедливо уравнение

$$T_E = T_1 T_R T_2, \quad (19)$$

откуда получается выражение для «экспериментальной версии» матрицы  $T_R$  вида

$$\begin{pmatrix} \dot{T}_{11} & \dot{T}_{12} \\ \dot{T}_{21} & \dot{T}_{22} \end{pmatrix} = T_1^{-1} T_E T_2^{-1}. \quad (20)$$

Сопоставляя (20) и (18), запишем систему

$$\begin{cases} \dot{T}_{11} = \frac{1}{2} \left( \sqrt{\dot{\rho}} + \frac{1}{\sqrt{\dot{\rho}}} \right) = \dot{T}_{22}, \\ \dot{T}_{12} = \frac{1}{2} \left( \sqrt{\dot{\rho}} - \frac{1}{\sqrt{\dot{\rho}}} \right) = \dot{T}_{21}, \end{cases} \quad (21)$$

являющуюся переопределённой (например, рассчитанные по результатам замеров параметры  $\dot{T}_{11}$  и  $\dot{T}_{22}$  вовсе не обязательно окажутся в точности равными). В связи с этим рекомендуется находить  $\dot{\rho}$  путём усреднения. Поскольку

$$\dot{T}_{11} + \dot{T}_{21} = \dot{T}_{22} + \dot{T}_{12} = \sqrt{\dot{\rho}}, \quad \dot{T}_{11} - \dot{T}_{12} = \dot{T}_{22} - \dot{T}_{21} = \frac{1}{\sqrt{\dot{\rho}}}, \quad (22)$$

можно положить

$$\dot{\rho} = \frac{1}{2} \cdot \left( \left( \frac{\dot{T}_{11} + \dot{T}_{21} + \dot{T}_{12} + \dot{T}_{22}}{2} \right)^2 + \left( \frac{\dot{T}_{11} - \dot{T}_{12} + \dot{T}_{22} - \dot{T}_{21}}{2} \right)^2 \right) \quad (23)$$

или

$$\dot{\rho} = \left( \frac{1}{2} \cdot \left( \frac{\dot{T}_{11} + \dot{T}_{21} + \dot{T}_{12} + \dot{T}_{22}}{2} \right)^2 + \frac{2}{\dot{T}_{11} - \dot{T}_{12} + \dot{T}_{22} - \dot{T}_{21}} \right)^2; \quad (24)$$

на практике эти способы дают весьма близкие результаты (что было установлено при рассмотрении примеров, к которым мы сейчас и переходим).

#### 4. НЕКОТОРЫЕ ЧИСЛЕННЫЕ ПРИМЕРЫ

В системе CST Studio Suite было осуществлено моделирование волноводного тракта структуры, показанной на рис. 3, в которой сегмент 1 был задан пустым, а сегмент 2 имел заполнение из диэлектрического материала, а именно абстрактного диэлектрика с параметрами  $\epsilon = 2.6$ ,  $\operatorname{tg} \vartheta = 0.004$  (близкими к свойствам т. н. ABS-пластика, то есть акрилонитрилбутадиенстиrolа). Размеры поперечного сечения волновода:  $a = 22.86$  мм,  $b = 10.16$  мм (частота отсечки на mode  $H_{10}$ :  $\approx 6.56$  ГГц); длины сегментов — по 25 мм.

По полученным данным были вышеописанным путём рассчитаны значения  $\dot{\rho}$  в диапазоне частот от 3 до 20 ГГц; кроме того, соответствующие значения были вычислены и теоретическим путём — на основе следующего из (14) выражения

$$\dot{\rho} = \frac{\dot{R}_2}{\dot{R}_1} = \frac{4\pi f b_2 \mu_2 \mu_0}{a_2 \dot{\beta}_2} \cdot \frac{a_1 \dot{\beta}_1}{4\pi f b_1 \mu_1 \mu_0} = \frac{b_2 \mu_2}{a_2 \dot{\beta}_2} \cdot \frac{a_1 \dot{\beta}_1}{b_1 \mu_1}, \quad (25)$$

которое при отсутствии магнитных свойств у заполняющих сред и равенстве размеров поперечного сечения обоих сегментов сводится просто к отношению  $\dot{\beta}_1/\dot{\beta}_2$ .

Сравнение теоретических и экспериментальных значений (рис. 4, а) выявило весьма точное совпадение: даже на частотах ниже критической комплексное волновое сопротивление (14) претерпевает скачок, соответствующий величине  $\dot{\rho}$  (вычисленной из экспериментальных данных), с точностью до флюктуаций фазы, вызванных ростом погрешностей из-за сильного ослабления сигнала.

Аналогичное моделирование было проведено также для абстрактного диэлектрика с большими потерями, характеризующегося параметрами  $\epsilon = 2.2$ ,  $\operatorname{tg} \vartheta = 0.04$  (рис. 4, б). Здесь из-за ещё более сильного ослабления сигнала наблюдается небольшое расхождение в самом низу заданного частотного диапазона, в остальных же его частях результаты снова сходятся (видно также, что выше частоты отсечки  $\arg \dot{\rho}$  имеет положительное, но весьма малое значение; этим объясняется вполне удовлетворительная применимость стандартной методики с вещественной величиной  $R$  к случаям с малым  $\operatorname{tg} \vartheta$ ).

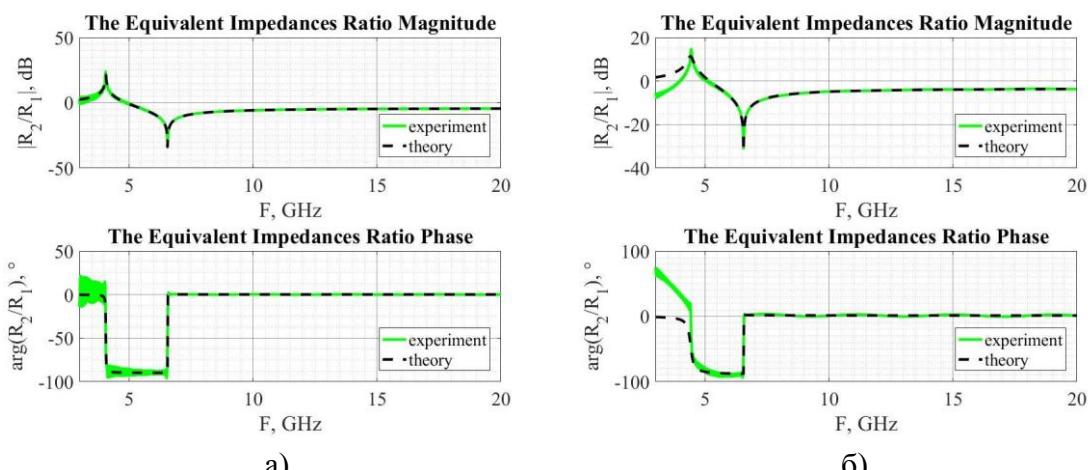


Рис. 4. Сравнение теоретических данных с результатами моделирования.

## **5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ**

В работе введено математическое определение эквивалентного волнового сопротивления для прямоугольного волновода, являющееся комплексным аналогом соответствующей классической вещественной величины и более корректным образом отражающее влияние наличия потерь в диэлектрической среде, заполняющей волновод. Также изложена методика, позволяющая по полученным в результате моделирования или эксперимента параметрам рассеяния определять величину относительного скачка характеристического сопротивления для волноводного тракта с неоднородностью. С помощью разработанной методики на конкретных примерах подтверждена корректность предлагаемого определения комплексного сопротивления.

## **6. БЛАГОДАРНОСТИ**

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 24-19-00891, <https://rscf.ru/project/24-19-00891/>. Для выполнения численных расчетов в работе использовалось оборудование учебно-научного дизайн-центра проектирования радиоэлектронных систем СВЧ, терагерцевого и оптического диапазонов на отечественной электронной компонентной базе ФГБОУ ВО «ВГУ» в рамках реализации федерального проекта «Подготовка кадров и научного фундамента для электронной промышленности».

## **ЛИТЕРАТУРА**

1. Кононов А. А. Методика определения электрофизических параметров диэлектрических материалов по параметрам рассеяния волновода с продольно-частичным заполнением / Кононов А. А., Усков Г. К., Смусева К. В. // Сборник докладов XXVIII Всероссийской открытой научной конференции «Распространение радиоволн» – Йошкар-Ола, 2023. – С. 523 – 526.
2. Бобрешов А. М. Одновременное определение двух основных электрофизических параметров диэлектрика методом минимизации нормы невязки / Бобрешов А. М., Усков Г. К., Смусева К. В., Кононов А. А. // Сборник трудов XXX Международной научно-технической конференции «Радиолокация, навигация, связь». – Воронеж, 2024, Т. 3. – С. 303–313.
3. Uskov G. K. A Method for Experimentally Determining the Electrophysical Parameters of Lossy Dielectrics Using a Measuring Waveguide / Uskov G. K., Smuseva K. V., Kononov A. A. // 2024 IEEE 9th All-Russian Microwave Conference (RMC). – Р. 261–264.
4. Калинин В. И., Герштейн Г. М. Введение в радиофизику. М.: Государственное издательство технико-теоретической литературы, 1957. – 660 с.
5. Kononov A. A. A Model of Electromagnetic Field Propagation Processes in a Rectangular Waveguide Filled With a Lossy Dielectric Medium / Kononov A. A., Velichkina A. S., Uskov G. K., Smuseva K. V. // 2022 IEEE 8th All-Russian Microwave Conference (RMC). – Рр. 318–321.
6. Лебедев И. В. Техника и приборы СВЧ, Т. 1. М. : Высшая школа, 1970. – 440 с.
7. Гупта К., Гардж Р., Чадха Р. Машинное проектирование СВЧ устройств. – М.: Радио и связь, 1987. – 428 с.
8. Бобрешов А. М. Влияние скин-эффекта на распространение электромагнитных сигналов в прямоугольном волноводе с произвольным диэлектрическим заполнением / Бобрешов А. М., Усков Г. К., Смусева К. В., Кононов А. А. // Сборник трудов XXIX Международной научно-технической конференции «Радиолокация, навигация, связь». – Воронеж, 2023, Т. 3. – С. 295–301.

9. Усков Г. К. Исследование эквивалентных электрофизических параметров метаматериалов при помощи измерительной волноводной линии / Усков Г. К., Смусева К. В., Кононов А. А. // Инфокоммуникационные и радиоэлектронные технологии, 2024, Т. 7, № 4. – С. 734–751.
10. Бобрешов А.М. Аналитическая модель измерительной волноводной линии для оценки электрофизических параметров диэлектрических материалов / Бобрешов А. М., Кононов А. А., Корчагин Ю. Э., Смусева К. В., Усков Г. К. // Сборник трудов XXVII Международной научно-технической конференции «Радиолокация, навигация, связь» – Воронеж, 2021, Т. 3. – С. 125–131.

#### REFERENCES

1. Kononov, A. A. A method for determining the electrophysical parameters of dielectric materials based on the scattering parameters of a longitudinally partially filled waveguide / Kononov A. A., Uskov G. K., Smuseva K. V. // The collection of the reports of XXVIII All-Russian open scientific conference «Propagation of Radio Waves», Yoshkar-Ola, 2023. – Pp. 523–526.
2. Bobreshov, A.M. Simultaneous determination of two main electrophysical parameters of a dielectric by the discrepancy norm square minimization method / Bobreshov A. M., Smuseva K. V., Uskov G. K., Kononov A. A. // The collection of the works of XXX International technological conference «Radiolocation, navigation, communication», Voronezh, 2024, Vol. 3. – Pp. 303–313.
3. Uskov, G. K. A Method for Experimentally Determining the Electrophysical Parameters of Lossy Dielectrics Using a Measuring Waveguide / Uskov G. K., Smuseva K. V., Kononov A. A. // 2024 IEEE 9th All-Russian Microwave Conference (RMC). – Pp. 261–264.
4. Kalinin, V. I., Gershtein, G. M. Introduction to radiophysics. M.: State Publishing House of Technical and Theoretical Literature, 1957. – 660 p.
5. Kononov, A. A. A Model of Electromagnetic Field Propagation Processes in a Rectangular Waveguide Filled With a Lossy Dielectric Medium / Kononov A. A., Velichkina A. S., Uskov G. K., Smuseva K. V. // 2022 IEEE 8th All-Russian Microwave Conference (RMC). – Pp. 318–321.
6. Lebedev, I. V. Microwave Devices and Technologies, Vol. 1. M.: Higher School, 1970. – 440 p.
7. Gupta, K. C., Garg, R., Chadha, R. Computer-Aided Design of Microwave Circuits. Artech House, Mass., 1981. – 656 p.
8. Bobreshov, A.M. Influence of the skin effect on the propagation of electromagnetic signals in a rectangular waveguide with arbitrary dielectric filling / Bobreshov A. M., Smuseva K. V., Uskov G. K., Kononov A. A. // The collection of the works of XXIX International technological conference «Radiolocation, navigation, communication», Voronezh, 2023, Vol. 3. – Pp. 295–301.
9. Uskov, G. K. Investigation of Equivalent Electrophysical Parameters of Metamaterials with the Use of a Measuring Waveguide Line / Uskov G. K., Smuseva K. V., Kononov A. A. // Infocommunications and Radio Technologies, 2024, Vol. 7, No. 4. – Pp. 734–751.
10. Bobreshov, A.M. Analytical model of a measuring waveguide line for evaluating the electrophysical parameters of dielectric materials / Bobreshov A.M., Kononov A.A., Korchagin Y.E., Smuseva K.V., Uskov G.K. // The collection of the works of XXVII International technological conference «Radiolocation, navigation, communication», Voronezh, 2021, Vol. 3. – Pp. 125–131.

# **ФОРМИРОВАНИЕ СВЕРХКОРОТКИХ ИМПУЛЬСОВ РАЗЛИЧНЫХ ФОРМ С ПОМОЩЬЮ КВАДРАТУРНОГО НАПРАВЛЕННОГО ОТВЕТВИТЕЛЯ**

А.С. Величкина, Г. К. Усков, А. М. Бобрешов

Воронежский Государственный Университет (ВГУ), Воронеж, Россия

**Аннотация:** В статье предложен метод формирования сверхкоротких импульсов различной формы с использованием квадратурного направленного ответвителя. Показано, что разность фаз  $90^\circ$  между выходами устройства эквивалентна преобразованию Гильберта, что позволяет преобразовывать исходный квазигауссов импульс в две принципиально разные формы сигналов. На одном выходе ответвителя формируется моноцикл Гаусса, характеризующийся двуполярной структурой, а на втором сохраняется исходная квазигауссова форма. Результаты математического и электродинамического моделирования подтверждают эффективность метода и его устойчивость к искажениям. Предложенный подход может быть применён в системах сверхбыстрой передачи данных и высокоточной радиолокации, где требуется генерация широкополосных импульсов с управляемой формой. Ключевые преимущества метода включают простоту реализации, отсутствие необходимости в нелинейных элементах и возможность работы с различными типами входных сигналов.

**Ключевые слова:** квадратурный направленный ответвитель, преобразование Гильберта, сверхкороткие импульсы, моноцикл Гаусса, квазигауссов импульс, субнаносекундные сигналы.

## **FORMATION OF ULTRA-SHORT PULSES OF VARIOUS SHAPE USING A QUADRATURE DIRECTIONAL COUPLER**

A. S. Velichkina, G. K. Uskov, A. M. Bobreshov

Voronezh State University (VSU), Voronezh, Russia

**Abstract.** The article proposes a method for generating ultrashort pulses of various shapes using a quadrature directional coupler. It is shown that the phase difference of  $90^\circ$  between the device outputs is equivalent to the Hilbert transform, which allows converting the original quasi-Gaussian pulse into two fundamentally different signal shapes. At one output of the coupler, a Gaussian monocycle characterized by a bipolar structure is formed, and at the second, the original quasi-Gaussian shape is preserved. The results of mathematical and electrodynamic modeling confirm the efficiency of the method and its resistance to distortions. The proposed approach can be applied in ultra-fast data transmission systems and high-precision radar, where generation of broadband pulses with a controlled shape is required. Key advantages of the method include ease of implementation, no need for nonlinear elements, and the ability to work with various types of input signals.

**Keywords:** ultrashort pulse, quadrature coupler, adder, Gaussian monocycle, quasi-Gaussian pulse, ultra-wide-band.

### **1. ВВЕДЕНИЕ**

Сверхкороткие импульсы субнаносекундной длительности играют ключевую роль в современных технологиях, таких как высокоскоростная передача данных, радиолокационные системы с повышенным разрешением [1], биомедицинские [2], научноемкие технические приложения [3]. Особый интерес представляет генерация

импульсов в форме моноцикла Гаусса, обладающих двуполярной структурой и нулевой площадью под кривой, что делает их незаменимыми в задачах минимизации межсимвольных помех и повышения энергоэффективности систем. Однако существующие методы формирования таких импульсов сталкиваются с рядом принципиальных ограничений.

Большинство традиционных подходов, включая использование нелинейных преобразователей [4], специализированных фильтров или схем на базе резонансных структур [5], позволяют получать только один тип сигнала (например, моноцикл) на выходе. При этом их работа часто жёстко привязана к конкретным параметрам входного импульса — длительности, амплитуде или спектральному составу. Например, методы на основе дифференцирующих цепей требуют точной подстройки под определённую крутизну фронта, а схемы с использованием линий задержки требуют соблюдения достаточной фазовой длины [6]. Это существенно сужает область их применения, особенно в системах, где необходима адаптивность к изменяющимся условиям или генерация импульсов с варьируемыми характеристиками.

В данной работе предложен альтернативный подход, устраняющий указанные недостатки. Его основу составляет квадратурный направленный ответвитель, обеспечивающий разность фаз  $90^\circ$  между выходными сигналами, что эквивалентно применению преобразования Гильберта к исходному импульсу. В отличие от существующих решений, данная система позволяет одновременно формировать два принципиально разных сигнала на выходах: квазигауссовый импульс и двуполярный импульс.

Ключевое преимущество метода — его универсальность. Механизм преобразования не зависит от конкретной длительности или амплитуды входного импульса, что позволяет использовать его как для субнаносекундных, так и для более протяжённых сигналов. Кроме того, отсутствие нелинейных элементов минимизирует искажения и обеспечивает линейность обработки. Результаты математического моделирования и электродинамических расчётов подтверждают, что предложенная система сохраняет стабильность характеристик в широком диапазоне параметров, включая вариации амплитуды, длительности и формы входного импульса.

## 2. ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ОПИСАНИЕ ПРЕДЛОЖЕННОГО ПОДХОДА

### a. Принцип функционирования направленного ответвителя

Для теоретического и математического описания предложенного метода сначала рассмотрим принцип функционирования квадратурного направленного ответвителя. Стоит отметить, что для различных конфигураций этих устройств, например, таких как tandemный ответвитель или сумматор с вертикальной вставкой, физические и электродинамические принципы функционирования отличаются, но в их основе лежат одни и те же математические соотношения.

Итак, квадратурный направленный ответвитель представляет собой четырёхпортовое устройство, в котором входной сигнал разделяется на два выходных канала с взаимно ортогональными фазами. В устройстве на связанных линиях передачи при этом сигнал на прямом выходе отличается от сигнала на «связанной» линии на  $90^\circ$ . Этот вывод делается из следующих соображений.

Для идеального направленного ответвителя S-параметры могут быть записаны следующим образом [7]:

$$\begin{cases} S_{11} = S_{41} = 0 \text{ — отражение и изолированный выход} \\ S_{21} = \exp\left(-j\frac{(\beta_e + \beta_o)}{2}\right) \cos\left(\frac{(\beta_e + \beta_o)l}{2}\right) \text{ — прямая линия} \\ S_{31} = -j \exp\left(-j\frac{(\beta_e + \beta_o)}{2}\right) \sin\left(\frac{(\beta_e + \beta_o)l}{2}\right) \text{ — связанная линия} \end{cases} \quad (1)$$

где  $\beta_e$  и  $\beta_o$  — постоянные распространения четной и нечетной моды связанных линий;  $l$  — длина связанной линии.

Соответственно, из анализа выражений для  $S_{21}$  и  $S_{31}$  и следует разница фаз на выходе устройства в  $90^\circ$ . Остальное описание принципов работы устройства в данном докладе будет опущено, так как не имеет существенной математической и физической ценности для предлагаемой методики.

## 6. Преобразование Гильберта и его связь с фазовым сдвигом

Классическое определение преобразования Гильберта:

$$\mathcal{H}[u(t)] = \frac{1}{\pi} v.p. \int_{-\infty}^{\infty} \frac{s(\tau)}{t - \tau} d\tau \quad (2)$$

В литературе [7] также показано, что преобразование Гильберта связано с преобразованием Фурье, и в частотной области эта операция эквивалентна сдвигу фазы на  $90^\circ$ , что и происходит на одном из выходов квадратурного направленного ответвителя.

Для анализа положим, что сверхкороткий импульс колокольной формы может быть записан математически как:

$$s(t) = \exp -\frac{t^2}{\tau} \quad (3)$$

Следовательно, преобразование Гильберта для такого типа сигнала дает:

$$\mathcal{H}[s(t)] = \frac{1}{\pi} v.p. \int_{-\infty}^{\infty} \exp\left(-\frac{\tau^2}{\tau_1}\right) * \frac{1}{\tau - \tau_1} d\tau \quad (4)$$

Результатом интегрирования для такого выражения является интеграл Доусона [8]. Классическое определение интеграла Доусона имеет вид:

$$D(x) = \exp(-x^2) \int_0^x \exp(t^2) dt \quad (5)$$

график которой показан на рисунке 1.

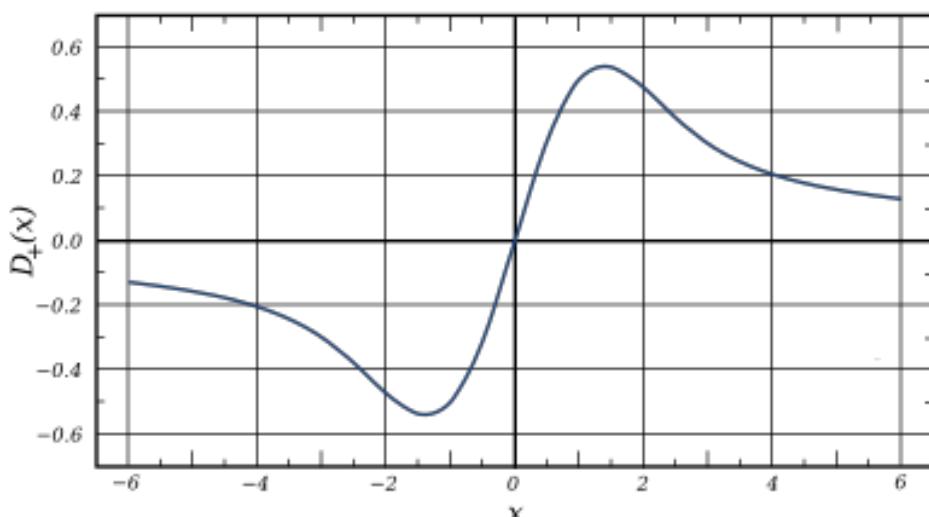


Рис. 1. График функции Доусона

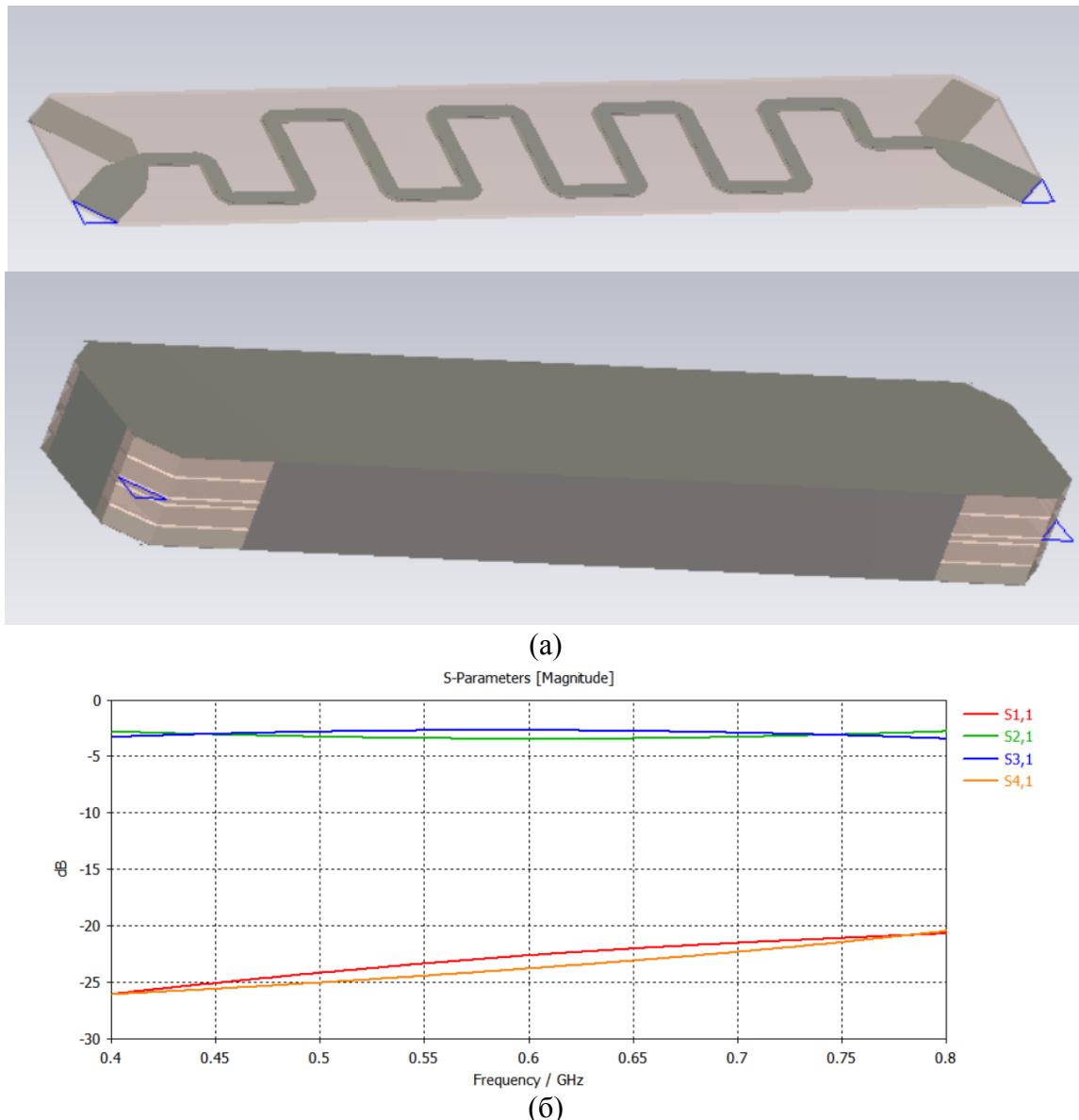
Для случая математической модели идеального Гауссового СКИ результат преобразования Гильберта даст:

$$\mathcal{H}[s(t)] = 2\pi^{-\frac{1}{2}}F(t) \quad (6)$$

Следовательно, сигнал после преобразования Гильберта имеет фазовое отличие на  $90^\circ$  градусов. При действии на гауссов сигнал, преобразование Гильберта дает двуполярный сигнал со свойствами, идентичными моноциклику Гаусса. Предполагается, что аналогичным образом квадратурный ответвитель действует на квазигауссовый СКИ.

### 3. ПРОЕКТИРОВАНИЕ И МОДЕЛИРОВАНИЕ НАПРАВЛЕННОГО ОТВЕТВИТЕЛЯ

Для исследования предложенного метода формирования импульсов различных форм с помощью квадратурного направленного ответвителя была разработана его электродинамическая модель. Для определенности был выбран стек из материала RO4003C,  $\epsilon = 3.55$  и препрег RO4450F. Полученная модель и результаты моделирования приведены на рисунке 2. Основание выполнено на диэлектрике толщиной 0.2 мм.



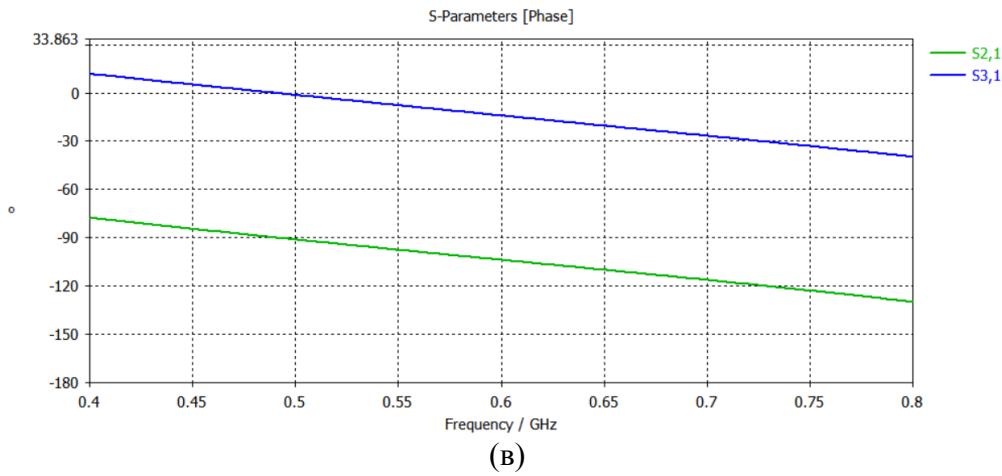


Рис. 2. Модель квадратурного направленного ответвителя (а), её S-параметры (б) и фазовая характеристика (в).

Таким образом, рабочий диапазон частот устройства 400-800 МГц, отражение и развязка между портами не хуже -20 дБ. Ответвитель трехдекибелльный, раскрыв между кривыми S-параметров прямого и связанного портов 0.3 дБ. По фазовым характеристикам (рисунок 2(в)) составляет 90 градусов во всем рабочем диапазоне частот.

Конфигурация устройства выбрана так, чтобы обеспечить меньшие геометрические размеры. Анализ характеристик разработанного устройства показывает, что оно подходит для проведения моделирования, подтверждающего предложенную идею.

Согласно разработанной модели был разработан экспериментальный макет. Его изображение приведено на рисунке 3. Измерение его характеристик показало хорошее совпадение с результатами моделирования.

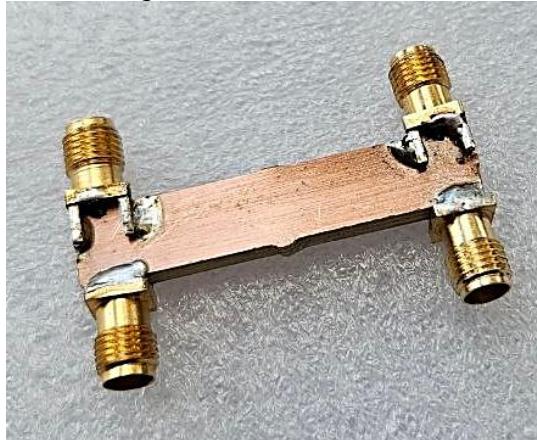


Рис. 3. Экспериментальный макет направленного ответвителя

#### 4. МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ ФОРМИРОВАНИЯ ИМПУЛЬСОВ РАЗЛИЧНЫХ ФОРМ ДЛЯ ИДЕАЛЬНЫХ И РЕАЛЬНЫХ СИГНАЛОВ

Затем с полученной моделью была проведена серия моделей для различных случаев. На один из портов модели сначала был подан идеальный гауссовый импульс (рис. 4 (а)). Черным и коричневым цветом показаны выходные импульсы: на связанном порте был получен биполярный импульс, на прямом — гауссовый с уменьшенной амплитудой. Таким образом, предложенный метод дал желательный результат.

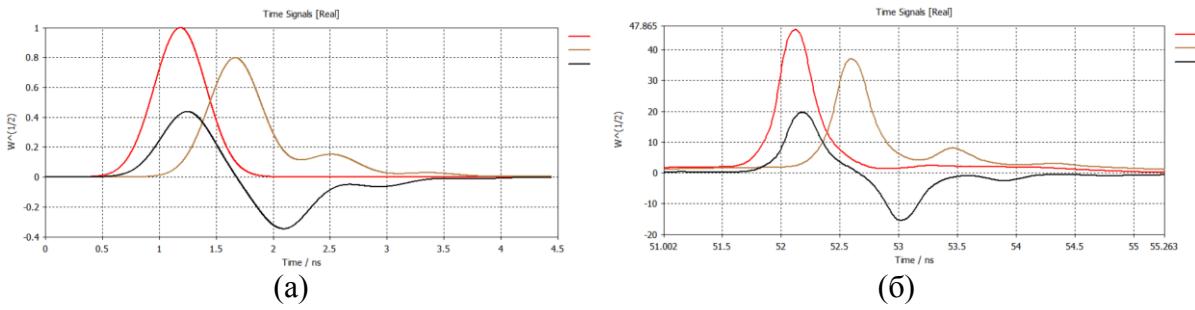


Рис. 4. Сигналы на выходе квадратурного направленного ответвителя:  
 (а) – идеальный сигнал, (б) – реальный сигнал.

Затем на вход модели был подан импульс, полученный с реального прототипа генератора СКИ [10]. Для него результаты моделирования также показали совпадения с ожиданиями от метода. При моделировании были использованы сигналы с прототипа генератора СКИ с различными амплитудами и длительностями, которые также показали ожидаемые результаты. Следует также отметить, что в ходе моделирования было показано, что искажения на заднем фронте импульса вносятся за счет влияния отраженной волны.

## 5. СРАВНЕНИЕ С ДРУГИМИ МЕТОДАМИ

В данном разделе будет проведено сравнение с другим методом формирования СКИ с помощью сумматора. Ранее был предложен метод формирования биполярных импульсов с помощью сумматора конструкции Уилкинсона [11]. Такой метод позволяет формировать биполярные импульсы с большей амплитудой и меньшим уровнем искажений на заднем фронте сигнала. Также к преимуществам такого метода относится возможность перестройки: за счет изменения задержки между двумя импульсами перед суммированием можно изменять длительности импульсов и их амплитуду.

Теперь рассмотрим преимущества предложенного метода. Использование квадратурного сумматора позволяет использовать только один генератор для формирования сигнала, при этом с помощью одного устройства можно получать одновременно два типа сигнала: биполярный и однополярный импульс. Такое решение хорошо подойдет для систем связи, в которых кодирование информации может быть обеспечено за счет изменения формы несущего информацией сигнала.

## 6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, в работе предложен и проверен с помощью моделирования подход к формированию сверхкоротких импульсов различных форм с применением квадратурного направленного ответвителя. Предложенная схема позволяет одновременно формировать импульсы двух форм: однополярные и биполярные импульсы, что может быть полезно при разработке систем связи с использованием сверхширокополосных сигналов для кодирования информации. Моделирование показало, что предложенный метод и модель могут показывать ожидаемый результат с импульсами различных амплитуд и длительностей.

В дальнейшем планируется полная экспериментальная проверка предложенного метода с разработанными экспериментальными макетами.

## 7. БЛАГОДАРНОСТИ

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 24-19-00891, <https://rscf.ru/project/24-19-00891>

Для выполнения численных расчетов в работе использовалось оборудование учебно-научного дизайн-центра проектирования радиоэлектронных систем СВЧ, терагерцового и оптического диапазонов на отечественной электронной компонентной базе ФГБОУ ВО «ВГУ» в рамках реализации федерального проекта «Подготовка кадров и научного фундамента для электронной промышленности».

## ЛИТЕРАТУРА

1. D. Gao, A. Li and J. Fu, "Analysis of positioning performance of UWB system in metal NLOS environment," 2018 Chinese Automation Congress (CAC), Xi'an, China, 2018, pp. 600-604
2. T. Toyooka and Y. Minamitani, "Development of a cluster burst pulse generator based on a SOS diode switch for bioelectronics applications," 2011 IEEE Pulsed Power Conference, Chicago, IL, USA, 2011, pp. 1186-1189
3. Z. Pei, X. Li, Q. Zhang, Z. Wu, Y. Zhao and X. Chen, "Development of a high voltage, 240ps pulse generator in GIS for PD testing," 2018 IEEE International Power Modulator and High Voltage Conference (IPMHVC), Jackson, WY, USA, 2018, pp. 261-263
4. M. Rahman and K. Wu, "A Reconfigurable Picosecond Pulse Generator in Non-linear Transmission Line for Impulse Radar Ultrawideband Applications," in IEEE Microwave and Wireless Components Letters, vol. 32, no. 5, pp. 448-451, May 2022
5. H. Öztürk, K. Yeğin and H. Nazlı, "High Fidelity Gaussian Monocycle Generation Using Microstrip Lines," in IEEE Microwave and Wireless Components Letters, vol. 24, no. 10, pp. 722-724, Oct. 2014
6. I. V. Grekhov, S. V. Korotkov, A. L. Stepaniants, D. V. Khristyuk, V. B. Voronkov and Y. V. Aristov, "High-power semiconductor-based nano and subnanosecond pulse Generator with a low delay time," in IEEE Transactions on Plasma Science, vol. 33, no. 4, pp. 1240-1244, Aug. 2005
7. Mongia R., Bahl I., Bhartia P. RF and Microwave Coupled-Line Circuits. Norwood: Artech House; 1999.
8. Баскаков С.И. Радиотехнические цепи и сигналы: Учеб. для вузов по спец. «Радиотехника». – 2-е. изд., перераб. и доп. – М.: Высшая школа, – 1998 г. – 448с.
9. Abramowitz, M. and Stegun, I. A. (Eds.). Handbook of Mathematical Functions with Formulas, Graphs, and Mathematical Tables, 9th printing. New York: Dover, pp. 295 and 319, 1972.
10. Генератор гауссовых импульсов с независимым управлением временем накопления и рассасывания заряда / А. С. Величкина, А. Е. Елфимов, Г. К. Усков, А. М. Бобрешов // Радиотехника. – 2024. – Т. 88, № 12.
11. Формирование дуплета Гаусса с помощью конфигурируемого генератора СШП сигналов / Г. К. Усков, А. Е. Елфимов, К. В. Смусева [и др.] // Журнал радиоэлектроники. – 2023. – № 9.

## REFERENCES

1. D. Gao, A. Li and J. Fu, "Analysis of positioning performance of UWB system in metal NLOS environment," 2018 Chinese Automation Congress (CAC), Xi'an, China, 2018, pp. 600-604
2. T. Toyooka and Y. Minamitani, "Development of a cluster burst pulse generator based on a SOS diode switch for bioelectronics applications," 2011 IEEE Pulsed Power Conference, Chicago, IL, USA, 2011, pp. 1186-1189
3. Z. Pei, X. Li, Q. Zhang, Z. Wu, Y. Zhao and X. Chen, "Development of a high voltage, 240ps pulse generator in GIS for PD testing," 2018 IEEE International Power Modulator and High Voltage Conference (IPMHVC), Jackson, WY, USA, 2018, pp. 261-263

4. M. Rahman and K. Wu, "A Reconfigurable Picosecond Pulse Generator in Non-linear Transmission Line for Impulse Radar Ultrawideband Applications," in IEEE Microwave and Wireless Components Letters, vol. 32, no. 5, pp. 448-451, May 2022
5. H. Öztürk, K. Yeğin and H. Nazlı, "High Fidelity Gaussian Monocycle Generation Using Microstrip Lines," in IEEE Microwave and Wireless Components Letters, vol. 24, no. 10, pp. 722-724, Oct. 2014
6. I. V. Grekhov, S. V. Korotkov, A. L. Stepaniants, D. V. Khristyuk, V. B. Voronkov and Y. V. Aristov, "High-power semiconductor-based nano and subnanosecond pulse Generator with a low delay time," in IEEE Transactions on Plasma Science, vol. 33, no. 4, pp. 1240-1244, Aug. 2005
7. Mongia R., Bahl I., Bhartia P. RF and Microwave Coupled-Line Circuits. Norwood: Artech House; 1999.
8. Baskakov S.I. Radio engineering circuits and signals: Textbook for higher education institutions in the specialty "Radio engineering". - 2nd ed., revised and enlarged. - M.: Higher School, - 1998. - 448 p.
9. Abramowitz, M. and Stegun, I. A. (Eds.). Handbook of Mathematical Functions with Formulas, Graphs, and Mathematical Tables, 9th printing. New York: Dover, pp. 295 and 319, 1972.
10. Gaussian pulse generator with independent control of charge accumulation and dissipation time / A. S. Velichkina, A. E. Elfimov, G. K. Uskov, A. M. Bobreshov // Radio engineering. - 2024. - V. 88, No. 12.
11. Formation of a Gaussian doublet using a configurable UWB signal generator / G. K. Uskov, A. E. Elfimov, K. V. Smuseva [et al.] // Journal of Radio Electronics. – 2023. – No. 9.

# СИНТЕЗ СВЕРХШИРОКОПОЛОСНЫХ ХАОТИЧЕСКИХ РАДИОИМПУЛЬСОВ ЗАДАННОЙ ФОРМЫ

Л. В. Кузмин, Е. В. Ефремова, П. А. Владыка, В. В. Ицков

Институт радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН  
(ИРЭ им. В. А. Котельникова РАН), Москва, Россия

**Аннотация.** Предлагается новый способ генерации хаотических колебаний, при помощи которого можно как изменять, так и повторять форму хаотических радиоимпульсов произвольной длительности. Генератор выполняет функции резервуара и репликатора, из которого при внешнем воздействии можно извлечь сигнал определенной формы и эту форму воспроизвести. Длительность получаемых хаотических радиоимпульсов во много раз больше характерного времени расхождения хаотических траекторий. Приведены результаты экспериментальной реализации в диапазоне частот от 100 до 500 МГц с длительностью совпадающих по форме импульсов около 20–200 квазипериодов колебаний (500 нс). Предлагаемый метод обеспечивает техническую возможность формирования импульсов, длина которых может изменяться в широких пределах, что важно для реализации больших накоплений в различных беспроводных приложениях. Метод может быть реализован в различных диапазонах частот в классе аналоговых генераторов хаотических колебаний, поскольку применяется модуляция режима колебаний генератора напряжением питания.

**Ключевые слова:** хаос; хаотические радиоимпульсы; когерентная обработка; беспроводная связь; хаотические сверхширокополосные сигналы.

## SYNTHESIS OF ULTRA-WIDEBAND CHAOTIC RADIO PULSES OF A GIVEN SHAPE

L. V. Kuzmin, E. V. Efremova, P. A. Vladyka, V. V. Itskov

Kotelnikov Institute of Radioengineering and Electronics of Russian Academy of Sciences  
(IRE RAS), Moscow, Russia

**Abstract.** In this paper, a new method for generating chaos is proposed, which can both change and repeat the shape of a chaotic signal of arbitrary duration, i.e., long chaotic radio pulses. The generator acts as a reservoir and as a replicator from which, under external influence, a signal of a certain shape can be extracted, and this shape can be reproduced. The term “long” in this case means that the duration of chaotic radio pulses is many times greater than the characteristic time of divergence of chaotic trajectories. The results of its experimental implementation in the frequency range of 100 to 500 MHz with a pulse duration of about 20 to 200 quasi-periods of oscillations (up to 500 ns) are given. The proposed method provides the technical possibility of forming pulses whose dimensions can vary in a wide range, which is important for implementing large processing gains in various wireless applications. The method can be implemented in various frequency ranges in the class of analog generators of chaotic oscillations, since the employed modulation of a transistor generator by supply voltage.

**Keywords:** chaos; chaotic pulse shaping; coherent processing; wireless communications; UWB chaotic signals; UWB signals.

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Авто- и кросс-корреляционные свойства хаотических сигналов, которые аналогичны свойствам шума, и метод их генерации с использованием относительно

простых устройств постоянно стимулируют разрабатывать новые методы их использования в задачах передачи и обработки данных. Одной из таких проблем, которая когда-то вызвала волну интереса к хаотическим сигналам, была беспроводная радиосвязь [1 – 4], подводная связь [5 – 7] и радиолокационные системы, основанные на шумоподобных сигналах [8 – 11].

Одна из ключевых идей, которая лежит в основе такого рода систем заключается в синтезе шумоподобных сигналов с дельтаобразной функцией автокорреляции, которая была бы невосприимчива к многолучевому замиранию.

Здесь предлагается метод синтеза длинных хаотических радиоимпульсов заданной формы при помощи аналоговых генераторов, без применения методов цифрового синтеза. Аналоговые хаотические системы и сигналы интересны для беспроводных приложений по следующим причинам. Во-первых, аналоговые системы свободны от проблем, связанных с цифровой деградацией сигналов, когда применяется конечная арифметика на цифровых устройствах. Во-вторых, аналоговые генераторы могут генерировать сигнал непосредственно в требуемом диапазоне частот, поэтому нет необходимости переноса сигнала из/в видео диапазон.

Новизна данной работы в том, что

- Разработан подход к формированию идентичных хаотических радиоимпульсов произвольной длительности, преодолевающий ограничение, связанное с разбеганием хаотических траекторий;
- Экспериментально показана возможность генерации длинных идентичных хаотических радиоимпульсов в отдельных образцах генераторов.

Решение основано на модуляции генератора регулярным сигналом, а именно последовательностью прямоугольных импульсов с постоянной амплитудой, параметры которых (период следования импульсов и скважность) задаются таким образом, что генератор формирует радиоимпульс с шумоподобной формой и заданной длительностью. Форму импульсов можно контролировать, и эта форма сохраняется как в одном генераторе, так и в разных экземплярах этого генератора, если они выполнены из радиодеталей с небольшим разбросом номиналов.

Метод формирования повторяющихся импульсов длительностью в десятки и сотни квазипериодов колебаний (квазипериод – средний временной интервал между двумя последовательными локальными максимумами формы сигнала) представляет практический интерес для реализации усиления обработки в различных беспроводных технологиях: связи, навигации, радиолокации.

## 2. ГЕНЕРАТОР ХАОТИЧЕСКИХ КОЛЕБАНИЙ

В этом исследовании используются генераторы хаоса, описанные в [12]. Генераторы формируют колебания в диапазоне частот 100–500 МГц. На основе схемы генератора [12] изготовлены восемь экземпляров генераторов, каждый из которых оснащен собственным источником питания и системой модуляции. Фотография генераторов представлена на рисунке 1.

Теоретический механизм и способ генерации коротких хаотических радиоимпульсов близкой формы в таких генераторах ранее исследовались на основе модели генератора (в частности, с помощью численного моделирования и экспериментального макетирования); результаты опубликованы в [12]. Разброс номиналов радиокомпонентов генераторов находится в пределах 2%. Использовались радиокомпоненты общего назначения, доступные на рынке. Экспериментально показано, что этого достаточно для достижения цели генерации хаотических радиоимпульсов с идентичным начальным участком [12].

Идея генерации импульсов одинаковой формы, представленная в [12], заключается в том, что динамическая система, описывающая генератор на рис. 1, имеет единственное положение равновесия (неподвижную точку), из которой траектории начинаются при включении генератора (при подаче питания). Благодаря этому все траектории имеют одинаковый начальный участок в течение определенного времени, пока неустойчивость, присущая хаотической системе, не разделит траектории.

При выключении генератора фазовая траектория возвращается в это положение равновесия. Результаты данной статьи основаны на этом свойстве.

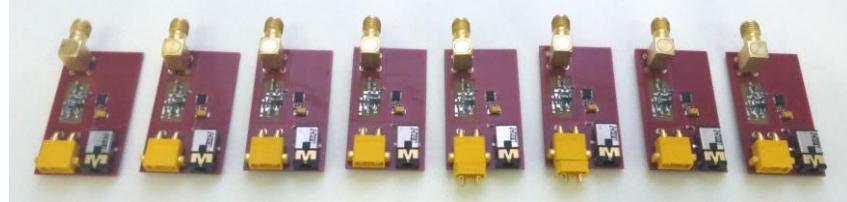


Рис. 1. Восемь идентичных экземпляров генератора.

### 3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА ДЛЯ ГЕНЕРАЦИИ СИГНАЛОВ ОДИНАКОВОЙ ФОРМЫ

Эксперимент по формированию хаотических радиоимпульсов одинаковой формы и их воспроизведению различными образцами генераторов проводился по схеме рис. 2а на установке, изображённой на рис. 2б.

Установка состоит из источника модулирующих видеопульсов, реализованного на отладочной плате DE10-Lite; импульсы подаются на вход генератора  $s(t)$  через кросс-плату.

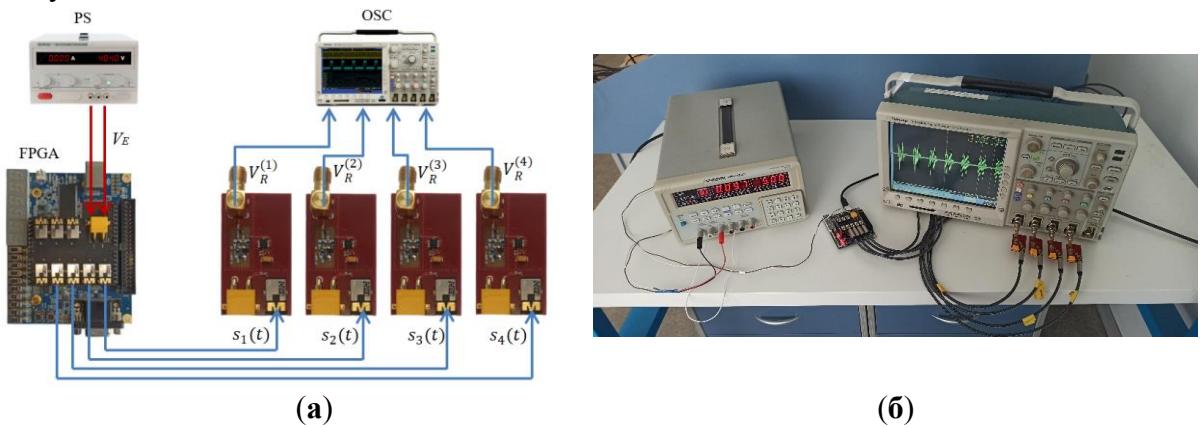


Рис. 2. (а) Схема установки: PS – блок питания, FPGA – отладочная плата с установленной на неё кросс-платой, OSC – 4-канальный осциллограф,  $s_1(t) \dots s_4(t)$  – сигналы модуляции,  $V_E$  – напряжение питания,  $V_R^{(i)}$  – выходы генераторов  $G_i$ ,  $i = 1 \dots 4$ ; (б) – экспериментальная установка.

Напряжение  $V_E$  подается на генератор, если  $s(t) = 0$ , и не подается в противном случае. Режим колебаний генератора зависит от напряжения питания  $V_E$ . Видеосигнал модуляции формируется с помощью отладочной платы ПЛИС. Длины кабелей, передающих сигнал модуляции на вход каждого генератора, идентичны, чтобы гарантировать одновременное включение генераторов. Выходной сигнал каждого генератора подается на соответствующий вход 4-канального осциллографа.

### 4. ФОРМИРОВАНИЕ ДЛИННЫХ ПОВТОРЯЮЩИХСЯ ИМПУЛЬСОВ

Подход к формированию длинных одинаковых импульсов с управляемой формой определяется двумя вещами: продемонстрированными выше фундаментальными свойствами экспоненциальной неустойчивости хаотической траектории по отношению к

неопределенности начальных условий и воспроизводимостью колебаний подобной формы на ограниченном интервале времени. Эти два свойства являются взаимодополняющими в контексте поставленной задачи.

Термин «длинный» в данном случае означает, что длительность импульса больше времени расхождения траектории  $T_{Lim}$  ( $T_{Lim} = 35$  нс) при старте из тех же начальных условий. Таким образом, задача состоит в получении импульсов длительностью  $T_P >> T_{Lim}$ .

Идея заключается в том, чтобы генерировать радиоимпульсы каждый раз из новых начальных условий управляемым образом с помощью модуляции видеоимпульсами. Управляемое формирование радиоимпульсов основано на чередовании периодов включения и выключения генератора на временных интервалах ограниченной длительности. На временном интервале включения амплитуда колебаний экспоненциально нарастает. На временном интервале выключения происходит обратный процесс, т.е. экспоненциальное затухание амплитуды колебаний. Задание определенной длительности видеоимпульсов и межимпульсных интервалов позволяет выбирать начальные условия, с которых начинается траектория в начале каждого интервала.

При этом должны соблюдаться два условия:

(1) длительность интервала включения генератора должна быть меньше времени расхождения траекторий;

(2) длительность интервала выключения генератора должна быть меньше времени возврата траектории в неподвижную точку динамической системы.

Выполнение условия (1) позволяет повторять траекторию от импульса к импульсу, а выполнение условия (2) позволяет изменять форму радиоимпульса путем выбора различных начальных условий.

Например, если выполняется только условие (1) и не выполняется условие (2), то мы получаем последовательность идентичных радиоимпульсов, как показано ранее в [12]. Если выполняется только условие (2) и не выполняется условие (1), то мы получаем последовательность импульсов с непредсказуемой формой.

На рис.3 схематически проиллюстрирована эта идея: на нем условно изображен модулирующий сигнал (синяя кривая — последовательность видеоимпульсов с разной длительностью и с разными промежутками между ними) и фазовая траектория генератора, стартующего из постоянных начальных условий (последовательность видеоимпульсов начинается в положении равновесия).

Благодаря этому включая генератор на ограниченный интервал времени, который меньше  $T_{Lim}$ , т. е. меньше интервала, после которого колебания потеряли повторяемость, можно выбирать начальную точку траектории для следующего интервала включения после текущего, как показано на рис. 3: Генератор включается на время  $[0, T_1^{(on)}]$ ,  $T_1^{(on)} < T_{Lim}$ , в течение которого колебания развиваются от фиксированной точки  $\bar{P}_0$  до некоторого значения  $\bar{P}(T_1^{(on)})$ , затем питание выключается. В течение интервала времени  $T_1^{(off)}$  колебания затухают, после чего фазовая траектория динамической системы принимает некоторое новое значение  $\bar{P}(T_1^{(off)})$ . Затем все повторяется для следующей пары интервалов  $[T_1^{(off)}, T_2^{(on)}]$  и  $[T_2^{(on)}, T_2^{(off)}]$ , где  $T_2^{(on)} - T_1^{(off)} < T_{Lim}$ .

Таким образом, на интервале  $[0, T_1^{(off)}]$  имеется подинтервал  $[0, T_1^{(on)}]$ , на котором амплитуда колебаний растет экспоненциально, и подинтервал  $[T_1^{(on)}, T_1^{(off)}]$ ,

на котором она экспоненциально убывает (рассеивая энергию). Изменяя длительность обоих подинтервалов, можно контролировать выбирать начальные условия для каждого подинтервала в определенных пределах (т.е. изменять значения  $\bar{P}(T_1^{(on)})$  и  $\bar{P}(T_1^{(off)})$ ), на которых огибающая колебаний снова будет расти/убывать по экспоненте. Из-за изменения начальных значений на каждом интервале форма колебаний будет каждый раз разной от интервала к интервалу. При этом, если не выходить за пределы  $T_{(Lim)}$ , (т.е. выполнять условие  $T_1^{(on)} < T_{Lim}$ ), ограничивающего интервал повторяемости (интервал когерентности) формы колебаний, то будет достигнут требуемый результат: управление формой колебаний с возможностью повторения этой формы.

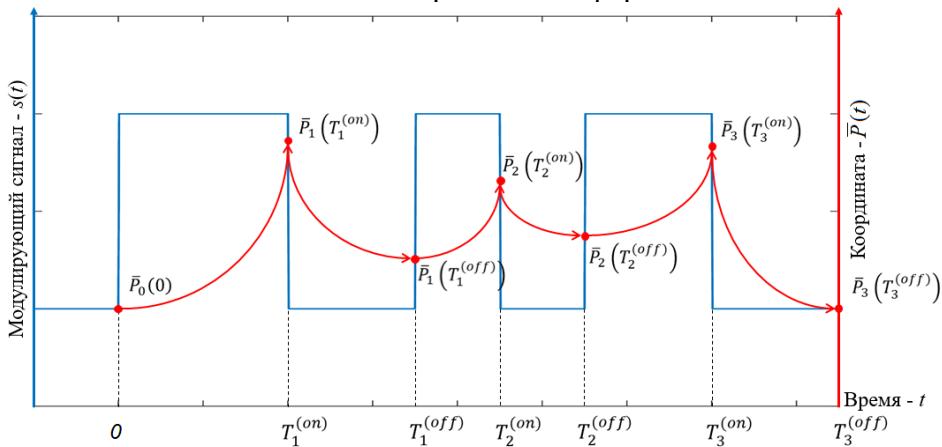


Рис. 3. Модулирующий сигнал (последовательность видеоимпульсов) для формирования повторяющихся хаотических радиоимпульсов произвольной длительности: синий – видеоимпульсный сигнал; красный – условно изображенная фазовая траектория генератора.

Даже если длительность интервалов  $[T_1^{(off)}, T_2^{(on)}]$  и  $[T_2^{(on)}, T_2^{(off)}]$  одинакова, траектория в начале каждого активного интервала (т.е.  $T_1^{(off)}$  или  $T_2^{(on)}$ ) начинается с новых начальных условий, что каждый раз дает сигналы с различной формой.

Была выдвинута гипотеза, что описанный процесс может повторяться бесконечно с вариациями длительности (под)интервалов, так что теоретически можно будет генерировать сигнал той или иной формы в течение сколь угодно длительного времени.

Для подтверждения этой гипотезы была проведена серия экспериментов, описанных ниже.

## 5. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Согласно предложенному методу, первая серия экспериментов включала модуляцию сигналами двух типов: содержащими два или три интервала включения генератора.

Сначала проверялась идея о том, что при изменении начальных условий в начале каждого активного интервала будет меняться форма импульса на этом интервале. Для этого генератор модулировался двухвидеоимпульсным сигналом. Длительности видеоимпульсов составляли 12 и 6 нс соответственно, а интервал между передними фронтами импульсов принимал значения 18, 20 или 22 нс, т. е. пассивная пауза между импульсами составляла 6, 8 или 10 нс (рис.4а). Воздействие такого сигнала на генератор показано на рис. 4б.

Эксперимент наглядно демонстрирует, что в пределах первого импульса, где начальные условия одинаковы для трех типов модулирующих сигналов, мы имеем одинаковую форму сигнала. Формы волн в пределах положения второго

модулирующего импульса существенно различаются, поскольку траектории начинаются с разных начальных условий.

Этот эксперимент подтвердил возможность выбора начальных условий путем выбора момента включения генератора.

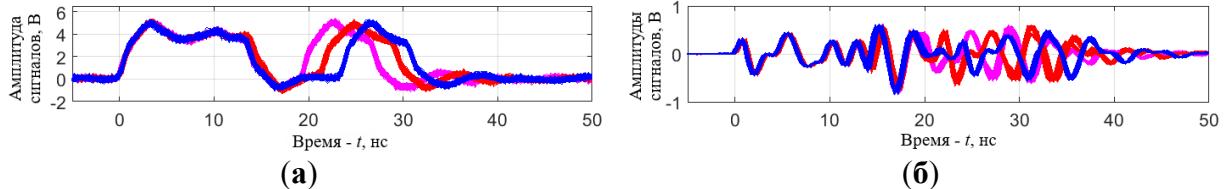


Рис. 4. (а) Наложенные друг на друга 100 осцилограмм двух-видеоимпульсного (12 нс и 6 нс) модулирующего сигнала. (б) Наложенные друг на друга 100 осцилограмм радиоимпульсов, сформированных хаотическим генератором  $CS_1$ ,  $CS_2$ ,  $CS_3$  под управлением модулирующих сигналов (а). Напряжение питания генератора 4 В.

Во второй серии экспериментов использовался сигнал в виде последовательности из трех импульсов, каждый длительностью 10 нс (рис. 5а). Межимпульсный интервал принимал два значения: 5 нс и 7 нс (напряжение питания было постоянным  $V_E = 4$  В).

Результат тот же: мы имеем импульсы с полностью двумя типами форм, которые повторяются от импульса к импульсу (рис. 5б). Более того, этот эксперимент продемонстрировал возможность использования экспоненциального расхождения траектории для управления формой импульса, даже если генератор модулируется периодическим сигналом.

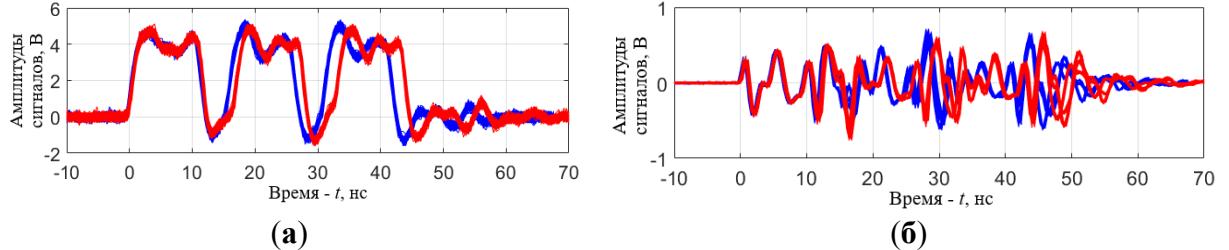


Рис. 5. (а) Наложенные друг на друга 100 форм волн модулирующего сигнала. Пассивный интервал между 10 нс модулирующими видеоимпульсами составляет: 5 нс (синяя линия) или 7 нс (красная линия). (б) Всего 100 наложенных радиоимпульсов, сформированных генераторами хаотических колебаний ( $CS_1$ ,  $CS_2$ ,  $CS_3$ ) под управлением модулирующих видеоимпульсов (а). Напряжение питания генератора составляет 4 В.

Модуляция генераторов такими сигналами подтвердила высказанную выше гипотезу: возможно формирование полностью воспроизводимых импульсов различной формы даже для разных экземпляров генераторов (рис. 4).

Для ответа на вопрос, возможно ли бесконечно продолжать процесс увеличения длительности повторяющихся хаотических радиоимпульсов, была поставлена задача синтеза последовательности, включающей несколько десятков видеоимпульсов (пачек видеоимпульсов) с переменной длительностью импульсов в пачке. Общая длительность хаотического радиоимпульса при таком подходе составит несколько сотен квазипериодов хаотических колебаний.

Предлагаемое решение основано на синтезе модулирующего сигнала путем объединения двух периодических прямоугольных последовательностей с несколько различающимися частотами следования импульсов  $f_1 = 1/T_1$  и  $f_2 = 1/T_2$  и скважностями  $D_1 = T_1/\tau_1$  и  $D_2 = T_2/\tau_2$  (Рис. 6). Объединение (логическое ИЛИ) этих последовательностей дает сигнал, состоящий из периодически повторяющихся пакетов прямоугольных меандров, в котором длина пакета равна  $T_{Pack} = T_1T_2/(T_2 - T_1)$ . Максимальная длительность прямоугольного импульса в пакете равна  $\tau_1 + \tau_2$ , а

минимальная –  $\min(\tau_1, \tau_2)$ . Длительность каждого отдельного меандра в последовательности с частотами  $f_1$  и  $f_2$  меньше  $T_{Lim} = 35$  нс, т.е. меньше времени, необходимого для расхождения траекторий. Следовательно, можно ожидать воспроизведимости сигнала.

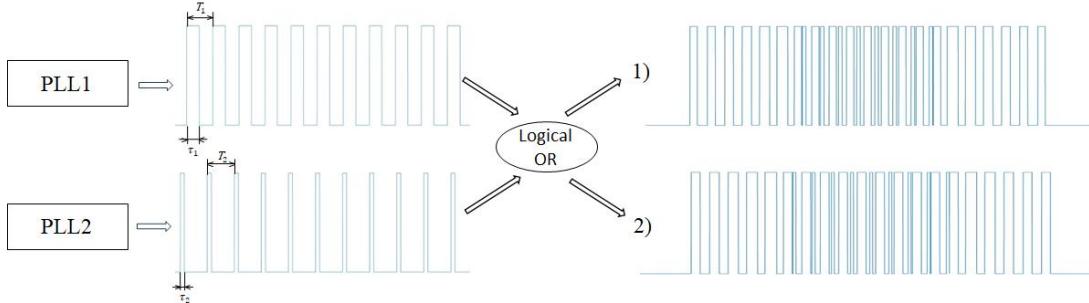


Рис. 6. Два типа модулирующих сигналов  $s(t)$  для формирования длинных хаотических радиоимпульсов: сигнал (1) 1-го типа,  $T_1 = 24$  нс,  $T_2 = 25$  нс,  $\tau_1 = 10$  нс,  $\tau_2 = 5$  нс; сигнал (2) 2-го типа,  $T_1 = 25$  нс,  $T_2 = 26$  нс,  $\tau_1 = 12$  нс,  $\tau_2 = 4$  нс.

Ниже (рис. 7) приведён результат генерации длинного хаотического радиоимпульса для модулирующего сигнала  $s(t)$  с набором параметров:  $T_1 = 24$  нс,  $T_2 = 25$  нс,  $\tau_1 = 10$  нс,  $\tau_2 = 5$  нс.

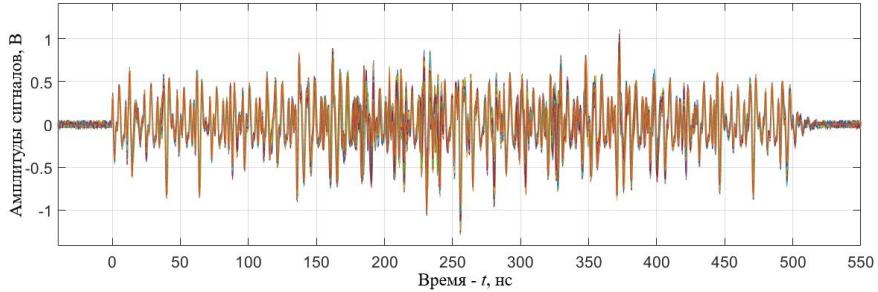


Рис. 7. Наложенные друг на друга 240 хаотических радиоимпульсов  $p_i^{(k)}$  ( $i = 1 \dots 30, k = 1 \dots 8$ ) одинаковой формы от генераторов  $CS_1 \dots CS_8$ . Напряжение питания 4 В.

На рис. 7 показаны формы 240 хаотических радиоимпульсов, сформированных восемью генераторами  $CS_1 \dots CS_8$  (от каждого генератора взято 30 импульсов), выровненных по времени старта. Видно, что (1) гипотеза о возможности повторения формы импульса на протяжении  $\approx 200$  квазипериодов колебаний подтверждается (импульс имеет длительность 500 нс), и (2) форма импульса изменяется при изменении формы периодического модулирующего видеосигнала.

Таким образом, высказанные выше предположения получили экспериментальное подтверждение: воздействие на хаотическую систему периодического модулирующего видеосигнала, периоды которого делятся меньше характерного времени расхождения траекторий, позволяет формировать совпадающие по форме импульсы, причем форму таких импульсов можно изменять.

## 6. АВТО- И КРОСС-КОРРЕЛЯЦИОННЫЕ СВОЙСТВА ИМПУЛЬСОВ

Визуальное сравнение форм импульсов, полученных в экспериментах, показывает высокую степень совпадения (рис. 7). Однако формальным критерием их идентичности является коэффициент взаимной корреляции, тогда как автокорреляционная функция каждого импульса покажет степень его шумоподобности.

В идеале одинаковые импульсы должны иметь коэффициент корреляции, равный единице, тогда как коэффициент корреляции импульсов разной формы должен быть равен нулю (ортогональность) или минус единице (антиноминальность), что также крайне привлекательно для когерентной связи на основе хаотических сигналов. Конечно,

строго ортогональные и, тем более, антиподальные импульсы таким образом получить нельзя, но необходимо оценить степень их неортогональности. Антиподальность теоретически возможна, если умножение на минус единицу технически допустимо.

Были проанализированы авто- и кросскорреляционные функции импульсов, форма которых представлена на рис.7. Результаты расчета авто- и кросскорреляционных функций представлены на рис.8.

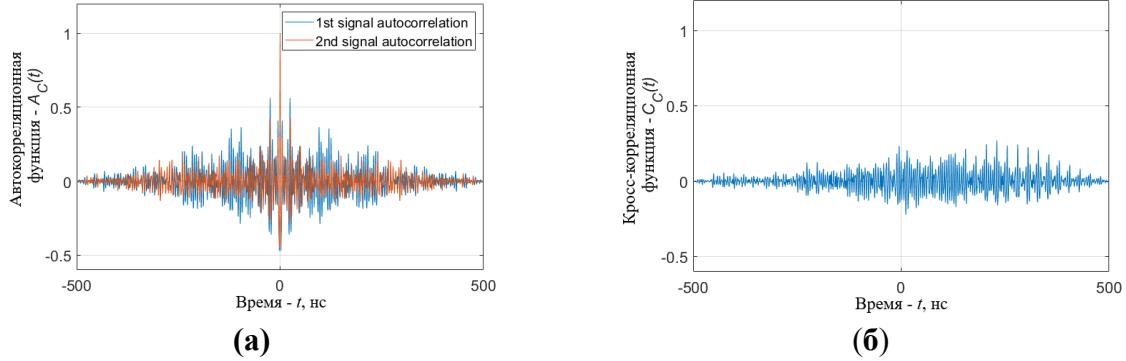


Рис. 8. (а) Автокорреляционные функции  $A_C(\Delta t)$  для длинных импульсов 1-го и 2-го типов: синий цвет – для радиоимпульсов 1-го типа, красный цвет – для радиоимпульсов 2-го типа; (б) кросскорреляционная функция  $C_C(\Delta t)$  для длинных импульсов 1-го и 2-го типов.

С ростом  $\Delta t$  уровень боковых лепестков падает, что прямо доказывает, что импульсы, полученные предложенным в работе методом, не коррелированы и сохраняют свои шумоподобные свойства.

Для количественной оценки степени идентичности импульсов как между собой (импульсы, полученные от одного генератора), так и между импульсами, полученными от разных генераторов, были рассчитаны коэффициенты корреляции Пирсона  $r_{ij}^{(k,p)}$  между импульсами  $P_i^{(k)}$  и  $P_j^{(p)}$ , где  $k, p$  – номера генераторов, а  $i, j$  – номера форм импульсов  $k$ -го и  $p$ -го генераторов соответственно (рис. 9). Коэффициент корреляции равен единице, если формы импульсов  $P_1$  и  $P_2$  полностью совпадают,  $P_1 = P_2$ , и минус единице, если сигналы противоположны, т. е.  $P_1 = -P_2$ .

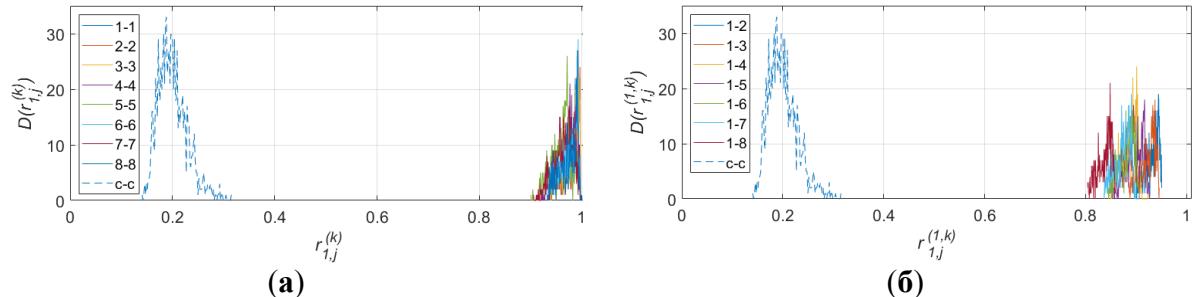


Рис. 9. Распределения  $D$  коэффициентов корреляции  $r_{ij}$  при  $V_E = 4$  В для сигналов с модуляцией 1-го типа (а, б); (а) – результаты кросскорреляции одного импульса от указанного генератора со всеми другими импульсами от того же генератора; (б) – результаты кросскорреляции одного импульса от генератора  $CS_1$  с импульсами от генераторов  $CS_2 \dots CS_8$ . Цветные линии представляют распределения коэффициентов корреляции для данной пары импульсов. Пунктирная линия (с-с) обозначает распределение коэффициентов кросскорреляции для фрагментов непрерывного хаотического сигнала с длительностью равной длительности импульса  $T_P = 500$  нс.

Здесь предполагается, что импульсы представлены набором дискретных выборок с частотой дискретизации осциллографа  $f_s$ :  $P_j^{(k)} = \{p_j^{(k)}(t)\}, t = 1 \dots N_P$ . Количество

выборок на импульс равно  $N_P = T_P f_s$ , где  $f_s = 2,5$  ГГц,  $T_P = 500$  нс - длительность импульса. Рассчитанные распределения  $D(r_{ij}^{(k,p)})$  коэффициентов корреляции для импульсов от разных пар генераторов показаны на рис.9.

Коэффициенты корреляции импульсов сосредоточены в диапазоне от 0,8 до 1. Для сравнения штриховой линией (с-с) показано распределение корреляций различных фрагментов непрерывного хаотического сигнала. Длительность фрагментов равна длительности хаотических радиоимпульсов (рис.7).

## 7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Предложен и экспериментально подтвержден способ формирования длинных хаотических радиоимпульсов путем модуляции напряжения питания хаотического генератора. Установлено, что авто- и кросскорреляционные свойства таких импульсов сохраняют свои шумоподобные свойства. Причем, в силу чувствительности генераторов хаоса к начальным условиям, это происходит естественным образом; в аналоговых генераторах нет необходимости беспокоиться о сохранении слабой корреляции между импульсами.

Показана практическая возможность формирования сверхширокополосных хаотических радиоимпульсов, форма которых может воспроизводиться от импульса к импульсу, а также принципиальная и техническая возможность сделать длительность таких импульсов сколь угодно большой, что открывает широкие возможности для реализации больших накоплений при когерентной обработке сигналов в различных беспроводных приложениях.

## 8. БЛАГОДАРНОСТИ

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда № 23-29-00297.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Dmitriev, A.S.; Panas, A.I.; Starkov, S.O. Experiments on speech and music signals transmission using chaos. *Int. J. Bifurc. Chaos* 1995, 5, 1249–1254.
2. Andreyev, Y.V.; Dmitriev, A.S.; Efremova, E.V.; Khilinsky, A.D.; Kuzmin, L.V. Qualitative theory of dynamical systems, chaos and contemporary wireless communications. *Int. J. Bifurc. Chaos* 2005, 15, 3639–3651.
3. Kuzmin, L.V.; Efremova, E.V. Filtering and Detection of Ultra-Wideband Chaotic Radio Pulses with a Matched Frequency-Selective Circuit. *Electronics* 2023, 12, 1324.
4. Efremova, E.V.; Kuzmin, L.V.; Itskov, V.V. Measuring Received Signal Strength of UWB Chaotic Radio Pulses for Ranging and Positioning. *Electronics* 2023, 12, 4425.
5. Yao, Z.J.; Meng, Q.H.; Li, G.W.; Lin, P. Non-crosstalk real-time ultrasonic range system with optimized chaotic pulse positionwidth modulation excitation. In Proceedings of the 2008 IEEE Ultrasonics Symposium, Beijing, China, 2–5 November 2008; pp. 729–732.
6. Zhang, L.; Wang, J.; Tao, J.; Liu, S. A New Pulse Modulation Method for Underwater Acoustic Communication Combined with Multiple Pulse Characteristics. In Proceedings of the 2018 IEEE International Conference on Signal Processing, Communications and Computing (ICSPCC), Qingdao, China, 14–16 September 2018; pp. 1–6.
7. Bai, C.; Ren, H.P.; Baptista, M.S.; Grebogi, C. Digital underwater communication with chaos. *Commun. Nonlinear Sci. Numer. Simul.* 2019, 73, 14–24. : 10.1016/j.cnsns.2019.01.027

8. Lukin, K.A. Radar design using chaotic and noise waveforms. In Proceedings of the 2006 International Waveform Diversity & Design Conference, Orlando, FL, USA, 22–27 January 2006; pp. 1–5.
9. Haimovich, A.M.; Blum, R.S.; Cimini, L.J. MIMO Radar with Widely Separated Antennas. *IEEE Signal Process. Mag.* 2008, 25, 116–129.
10. Stove, A.; Galati, G.; De Palo, F.; Wasserzier, C.; Erdogan, A.Y.; Savci, K.; Lukin, K. Design of a Noise Radar Demonstrator. In Proceedings of the 2016 17th International Radar Symposium (IRS), Krakow, Poland, 10–12 May 2016; pp. 1–6.
11. Ben Jemaa, Z.; Belghith, S. Chaotic sequences with good correlation properties for MIMO radar application. In Proceedings of the 2016 24th International Conference on Software, Telecommunications and Computer Networks (SoftCOM), Split, Croatia, 22–24 September 2016; pp. 1–5.
12. Kuzmin, L.V.; Efremova, E.V.; Itsikov, V.V. Modulation, Shaping and Replicability of UWB Chaotic Radiopulses for Wireless Sensor Applications. *Sensors* 2023, 23, 6864.

## REFERENCES

1. Dmitriev, A.S.; Panas, A.I.; Starkov, S.O. Experiments on speech and music signals transmission using chaos. *Int. J. Bifurc. Chaos* 1995, 5, 1249–1254.
2. Andreyev, Y.V.; Dmitriev, A.S.; Efremova, E.V.; Khilinsky, A.D.; Kuzmin, L.V. Qualitative theory of dynamical systems, chaos and contemporary wireless communications. *Int. J. Bifurc. Chaos* 2005, 15, 3639–3651.
3. Kuzmin, L.V.; Efremova, E.V. Filtering and Detection of Ultra-Wideband Chaotic Radio Pulses with a Matched Frequency-Selective Circuit. *Electronics* 2023, 12, 1324.
4. Efremova, E.V.; Kuzmin, L.V.; Itsikov, V.V. Measuring Received Signal Strength of UWB Chaotic Radio Pulses for Ranging and Positioning. *Electronics* 2023, 12, 4425.
5. Yao, Z.J.; Meng, Q.H.; Li, G.W.; Lin, P. Non-crosstalk real-time ultrasonic range system with optimized chaotic pulse positionwidth modulation excitation. In Proceedings of the 2008 IEEE Ultrasonics Symposium, Beijing, China, 2–5 November 2008; pp. 729–732.
6. Zhang, L.; Wang, J.; Tao, J.; Liu, S. A New Pulse Modulation Method for Underwater Acoustic Communication Combined with Multiple Pulse Characteristics. In Proceedings of the 2018 IEEE International Conference on Signal Processing, Communications and Computing (ICSPCC), Qingdao, China, 14–16 September 2018; pp. 1–6.
7. Bai, C.; Ren, H.P.; Baptista, M.S.; Grebogi, C. Digital underwater communication with chaos. *Commun. Nonlinear Sci. Numer. Simul.* 2019, 73, 14–24. : 10.1016/j.cnsns.2019.01.027
8. Lukin, K.A. Radar design using chaotic and noise waveforms. In Proceedings of the 2006 International Waveform Diversity & Design Conference, Orlando, FL, USA, 22–27 January 2006; pp. 1–5.
9. Haimovich, A.M.; Blum, R.S.; Cimini, L.J. MIMO Radar with Widely Separated Antennas. *IEEE Signal Process. Mag.* 2008, 25, 116–129.
10. Stove, A.; Galati, G.; De Palo, F.; Wasserzier, C.; Erdogan, A.Y.; Savci, K.; Lukin, K. Design of a Noise Radar Demonstrator. In Proceedings of the 2016 17th International Radar Symposium (IRS), Krakow, Poland, 10–12 May 2016; pp. 1–6.
11. Ben Jemaa, Z.; Belghith, S. Chaotic sequences with good correlation properties for MIMO radar application. In Proceedings of the 2016 24th International Conference on Software, Telecommunications and Computer Networks (SoftCOM), Split, Croatia, 22–24 September 2016; pp. 1–5.
12. Kuzmin, L.V.; Efremova, E.V.; Itsikov, V.V. Modulation, Shaping and Replicability of UWB Chaotic Radiopulses for Wireless Sensor Applications. *Sensors* 2023, 23, 6864.

# ПРОЕКТИРОВАНИЕ И ИЗГОТОВЛЕНИЕ ШИРОКОПОЛОСНОГО ДЕЛИТЕЛЯ МОЩНОСТИ ДЛЯ L-ДИАПАЗОНА

Н. М. Хунг<sup>1</sup>, Н. Х. Зян<sup>1</sup>, Д.К. Хиев<sup>2</sup>, Н. М. Жанг<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Ханойский открытый университет, Ханой, Вьетнам

<sup>2</sup>Технический университет имени Ле Куя Дона, Ханой, Вьетнам

**Аннотация.** В данной статье представлены результаты разработки широкополосных делителей мощности на основе ортогональных полиномов Чебышева. Описаны детальные уравнения для вычисления основных параметров устройства. Приведены теоретические и экспериментальные результаты. Доказано, что спроектированный делитель мощности обладает широкополосными характеристиками с полосой пропускания 133%, при этом в рабочем диапазоне потери на отражение превышают 10 дБ.

**Ключевые слова:** полином Чебышева; деление мощности; широкополосный; согласование импеданса.

## DESIGN AND FABRICATION OF A BROADBAND POWER DIVIDER FOR THE L-BAND

N. M. Hung<sup>1</sup>, N. H. Giang<sup>1</sup>, D.Q. Hieu<sup>2</sup>, N. M. Giang<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Hanoi Open University, Ha Noi, Vietnam

<sup>2</sup>Le Quy Don Technical University, Ha Noi, Vietnam

**Abstract.** This paper presents the results of the development of wideband power dividers based on Chebyshev polynomials. Detailed equations for calculating the main parameters of the device are provided. Theoretical and experimental results are presented. It has been demonstrated that the designed power divider exhibits wideband characteristics with a bandwidth of 133%, while the return loss remains greater than 10 dB within the operating frequency range.

**Keywords:** Chebyshev polynomial; power division; wideband; impedance matching.

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Делители мощности (ДМ) являются одними из важных элементов в системах радиосвязи. Делители мощности используются для балансных усилителей, высокомощных передатчиков, согласования импедансов и управления фазой в фазированных антенных решетках [1]. Традиционные делители мощности, такие как делитель Уилкинсона [2], имеют узкую полосу пропускания и не могут быть применены для широкополосных приложений. Было предложено множество методов разработки широкополосных делителей мощности. В работе [3] был представлен метод использования сосредоточенных элементов; однако полученная полоса пропускания составляет всего 40%. Широкополосный ДМ с неравным делением мощности был построен в [4]. Эта схема сложна, так как требует использования чрезвычайно узких линий и заземляющих щелей. Метод проектирования широкополосного ДМ, основанный на многочленах Чебышева [5], обеспечивает широкую полосу пропускания, простоту изготовления, лёгкость реализации и компактные размеры схемы. В данной статье представлены результаты проектирования и измерений широкополосного делителя мощности Т-образной конфигурации на основе многочленов Чебышёва. Делитель мощности работает на центральной частоте 1.5 ГГц.

## 2. МЕТОД ПРОЕКТИРОВАНИЯ ШИРОКОПОЛОСНОГО ДЕЛИТЕЛЯ МОЩНОСТИ

Для широкополосного согласования импеданса используются многосекционные структуры, каждая секция которых имеет электрическую длину  $\lambda/4$  (Рис. 1) [2].

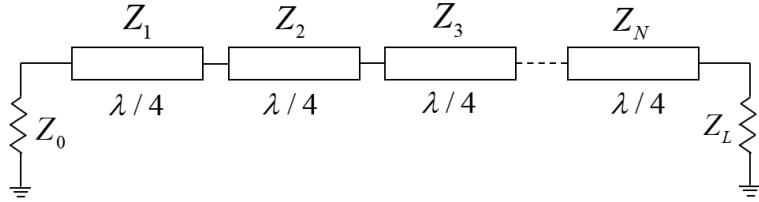


Рис. 1. Многосекционная схема согласования импеданса между  $Z_0$  и  $Z_L$ .

Предположим, что схема состоит из  $N$  секций, каждая из которых имеет характеристическое сопротивление  $Z_n$  и коэффициент отражения  $\Gamma_n$  ( $n=1\dots N$ ). Согласно теории малых отражений [4], полный коэффициент отражения цепи определяется выражением:

Для  $N$  – четное число:

$$\Gamma(\theta) = 2e^{-jN\theta} \left[ \Gamma_0 \cos N\theta + \Gamma_1 \cos(N-2)\theta + \dots + \Gamma_n \cos(N-2n)\theta + \dots + \frac{1}{2} \Gamma_{N/2} \right]$$

Для  $N$  нечетное число:

$$\Gamma(\theta) = 2e^{-jN\theta} \left[ \Gamma_0 \cos N\theta + \Gamma_1 \cos(N-2)\theta + \dots + \Gamma_n \cos(N-2n)\theta + \dots + \Gamma_{(N-1)/2} \cos \theta \right]$$

Цепь согласования импеданса с равной пульсацией в полосе пропускания можно синтезировать, сделав коэффициент отражения  $\Gamma(\theta)$  пропорциональным с  $T_N(\sec \theta_m \cos \theta)$ , где  $T_N$  - полиномы Чебышёва и определяется по уравнению [2]:

$$T_N(x) = 2xT_{N-1}(x) - T_{N-2}(x) \quad (1)$$

В котором первые 4 многочлена Чебышёва определяются следующим образом:

$$T_1(x) = x$$

$$T_2(x) = 2x^2 - 1$$

$$T_3(x) = 4x^3 - 3x$$

$$T_4(x) = 8x^4 - 8x^2 + 1$$

Отсюда следует:

$$\begin{aligned} \Gamma(\theta) &= 2e^{-jN\theta} [\Gamma_0 \cos N\theta + \Gamma_1 \cos(N-2)\theta + \dots + \Gamma_n \cos(N-2n)\theta + \dots] \quad (2) \\ &= Ae^{-jN\theta} T_N(\sec \theta_m \cos \theta) \end{aligned}$$

где  $A$  — коэффициент согласования импеданса, который можно определить при условии  $\theta = 0$

$$\Gamma(0) = \frac{Z_L - Z_0}{Z_L + Z_0} = AT_N(\sec \theta_m) \quad (3)$$

или

$$A = \frac{1}{T_N(\sec \theta_m)} \frac{Z_L - Z_0}{Z_L + Z_0} \quad (4)$$

Из-за  $|T_N(\sec \theta_m)| \leq 1$ , тогда максимальный коэффициент отражения в полосе пропускания равен  $\Gamma_m = |A|$ . Из (4), имеем

$$T_N(\sec \theta_m) = \frac{1}{\Gamma_m} \frac{Z_L - Z_0}{Z_L + Z_0} \approx \frac{1}{2\Gamma_m} \ln \left( \frac{Z_L}{Z_0} \right) \quad (5)$$

Решая (5), определяем электрическую длину  $\theta_m$ . Относительная полоса пропускания определяется выражением:

$$\frac{\Delta f}{f} = 2 - \frac{4\theta_m}{\pi} \quad (6)$$

Сопротивления каждой секции связаны формулой:

$$Z_{n+1} = Z_n e^{2\Gamma_n} \quad (7)$$

Применяя представленный выше метод проектирования широкополосной схемы согласования импеданса, можно разработать схему широкополосного делителя мощности.

Традиционный ДМ [1] и широкополосный ДМ показаны на рисунке 2.

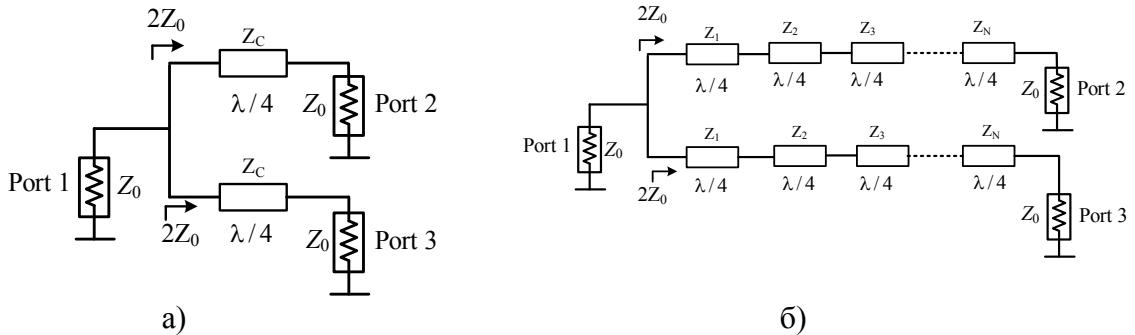


Рис. 2. Традиционное ДМ (а) и широкополосное Т-образное ДМ (б).

Традиционный ДМ состоит из двух четвертьволновых ветвей с одинаковым характеристическим сопротивлением, которое определяется как

$$Z_C = Z_0 \sqrt{2} = 70.71 \Omega \quad (8)$$

Для проектирования широкополосного ДМ каждая четвертьволновая линия  $Z_C$  передачи традиционного ДМ заменяется на  $N$  четвертьволновыми секциями  $Z_1, Z_2, \dots$ . Значения импеданса  $Z_i$  рассчитываются по уравнению (7).

### 3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ПРОВЕРКА

Для проверки метода проектирования был разработан, изготовлен и протестирован делитель мощности на основе многочленов Чебышёва. Конструктивные параметры схемы: центральная рабочая частота 1.5 ГГц, минимальные входные обратные потери в полосе пропускания — 20 дБ. Выбранное число секций составляет  $N$

= 4. Согласно приведённым ранее проектным уравнениям, характеристические импедансы элементов схемы делителя мощности соответственно равны  $Z_1 = 58.42 \Omega$ ,  $Z_2 = 66.09 \Omega$ ,  $Z_3 = 75.70 \Omega$ ,  $Z_4 = 85.64 \Omega$ . На основании расчетных данных схема была разработана и изготовлена на материале Rogers 4003C. Изготовленный вариант схемы представлен на рисунке 3.

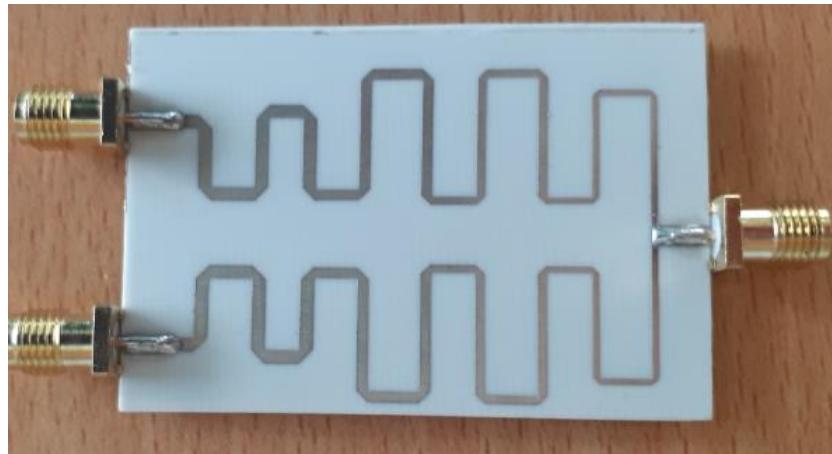


Рис. 3. Изготовленный широкополосный ДМ.

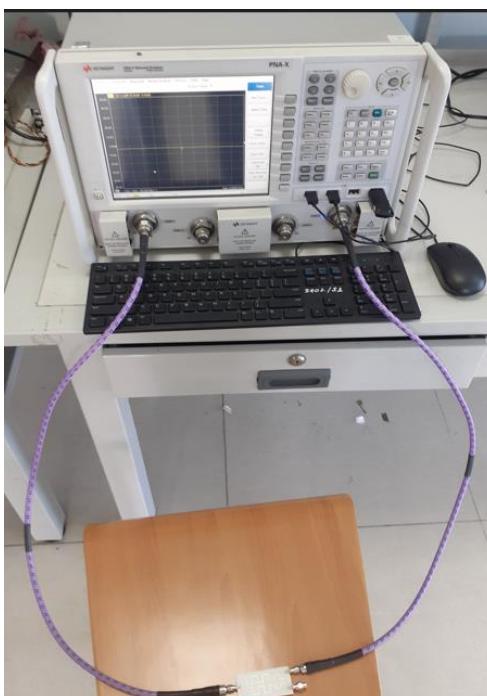


Рис. 4. Изготовленный широкополосный ДМ.

ДМ измеряется с помощью векторного анализатора цепей. Результаты измерения параметров рассеяния схем широкополосного ДМ показаны на рисунке 4.

Рисунки 5, 6 и 7 представляют результаты измерения параметров рассеяния делителя мощности. Результаты измерений, представленные на рисунке 5, показывают, что делитель мощности имеет S11 лучше -10 дБ в диапазоне частот от 0,5 до 2,5 ГГц, что соответствует относительной полосе пропускания 133 %.

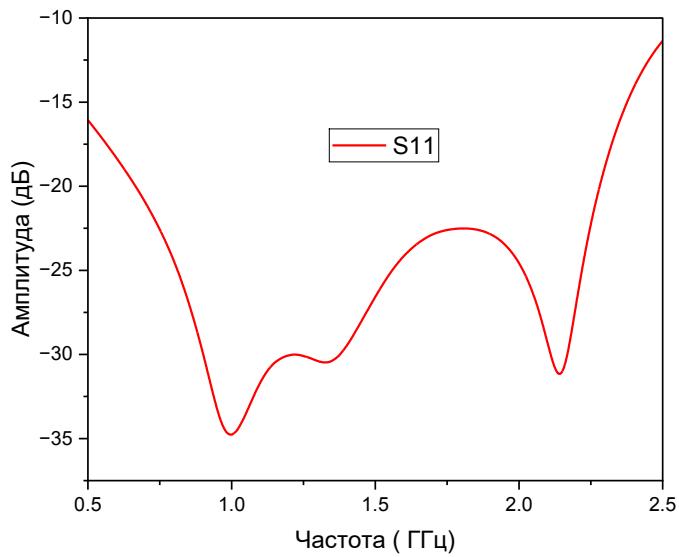


Рис. 5. Результаты измерения параметра рассеяния  $S_{11}$  широкополосного ДМ.

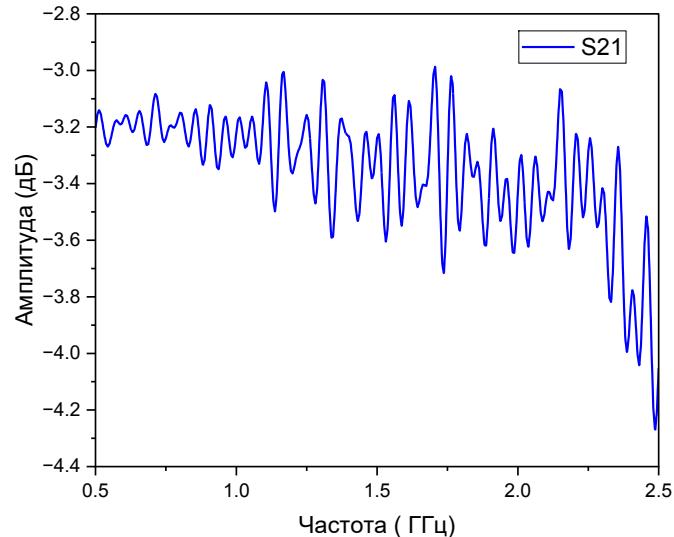


Рис. 6. Результаты измерения параметра рассеяния  $S_{21}$  широкополосного ДМ.

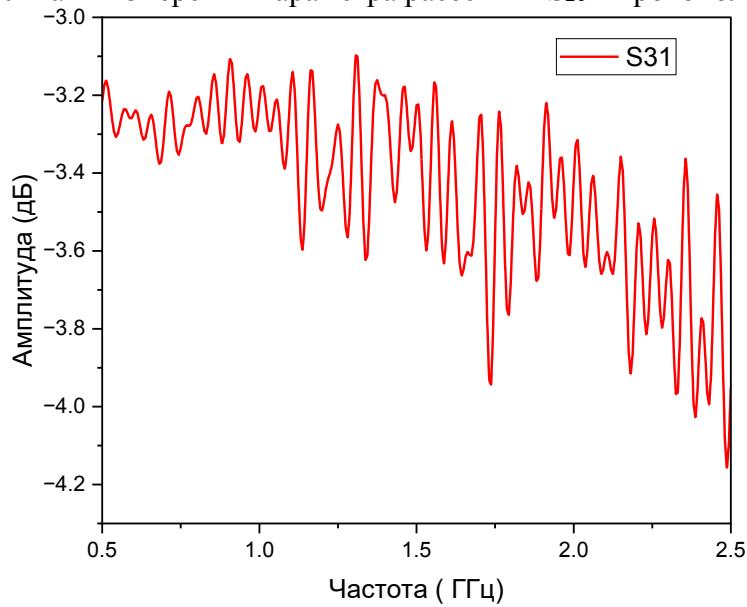


Рис. 7. Результаты измерения параметра рассеяния  $S_{31}$  широкополосного ДМ

Рисунки 6 и 7 представляют результаты измерений передаточных коэффициентов  $S_{21}$  и  $S_{31}$  делителя мощности. Видно, что в диапазоне частот от 0,5 ГГц до 2,5 ГГц вносимые потери не превышают 4,2 дБ, что означает отклонение от идеального значения -3 дБ не более чем на 1,2 дБ. Таким образом, делитель мощности обеспечивает низкие вносимые потери в широкой полосе частот.

Преимущество метода проектирования широкополосного делителя мощности с использованием функции Чебышева заключается в том, что ширину полосы пропускания можно легко увеличить до требуемого значения путем увеличения количества секций согласующего каскада.

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Широкополосный делитель мощности, работающий на частоте 1,5 ГГц, был спроектирован на основе многочлена Чебышева и представлен в данной статье. Разработка и моделирование схемы выполнены в программной среде Keysight ADS. Результаты измерений показывают, что делитель мощности обеспечивает относительную полосу пропускания 133 %. В пределах этой полосы параметры  $S_{21}$  и  $S_{31}$  лучше -4,2 дБ, а параметр  $S_{11}$  лучше -10 дБ. Преимуществом схемы является её простота в изготовлении, а также возможность настройки ширины полосы пропускания путем изменения количества секций согласующего каскада.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Лебедев И. В. Техника и приборы сверхвысоких частот. Т. I. М.; Л.: Госэнергоиздат, 1961. – 512 с.
2. D. M. Pozar. Microwave Engineering. // Wiley, New York, 2012. – Vol. 4.
3. H. Mizuno, T. Kawai. Unequal Wilkinson Power Dividers with In-/Reverse-Phase Using Lumped-Element Circuits. // Asia-Pacific Microwave Conference (APMC 2008), Hong Kong and Macau, 2008. – P. 1–4.
4. Y. J. Ko, J. Y. Park, J. U. Bu. Fully Integrated Unequal Wilkinson Power Divider with EBG CPW. // IEEE Microwave and Wireless Components Letters, 2003, Vol. 13, No. 7. – P. 276–278.
5. S.-K. Li, P. Guo. Ultra-Wideband 3-Way Equal-Power Divider Based on Multi-Section Chebyshev Matching Method. // IEEE MTT-S International Microwave Workshop Series on Advanced Materials and Processes for RF and THz Applications (IMWS-AMP), Chongqing, China, 2021. – P. 320–322.

#### REFERENCES

1. I. V. Lebedev. Microwave Technology and Instruments. Vol. I. Moscow; Leningrad: Gosenergoizdat, 1961. – 512 p.
2. D. M. Pozar. Microwave Engineering. // Wiley, New York, 2012. – Vol. 4.
3. H. Mizuno, T. Kawai. Unequal Wilkinson Power Dividers with In-/Reverse-Phase Using Lumped-Element Circuits. // Asia-Pacific Microwave Conference (APMC 2008), Hong Kong and Macau, 2008. – P. 1–4.
4. Y. J. Ko, J. Y. Park, J. U. Bu. Fully Integrated Unequal Wilkinson Power Divider with EBG CPW. // IEEE Microwave and Wireless Components Letters, 2003, Vol. 13, No. 7. – P. 276–278.
5. S.-K. Li, P. Guo. Ultra-Wideband 3-Way Equal-Power Divider Based on Multi-Section Chebyshev Matching Method. // IEEE MTT-S International Microwave Workshop Series on Advanced Materials and Processes for RF and THz Applications (IMWS-AMP), Chongqing, China, 2021. – P. 320–322.

# ВЛИЯНИЕ ПОМЕХ НА ТОЧНОСТЬ ОБНАРУЖЕНИЯ ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНОСТИ СВЕРХШИРОКОПОЛОСНЫХ СИГНАЛОВ

Т.Т. Доан<sup>1</sup>, П.А. Трифонов<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Воронежский государственный университет, Воронеж, Россия

**Аннотация.** Выполнен синтез и анализ алгоритмов обнаружения последовательности сверхширокополосных сигналов неизвестной формы, принимаемых на фоне помех и гауссовского белого шума. Проведено исследование влияния помех на точность обнаружения сигналов.

**Ключевые слова:** квазиоптимальный, отношение помеха-шум, режекторный фильтр, сверхширокополосный сигнал.

## INFLUENCE OF INTERFERENCE ON THE DETECTION ACCURACY OF ULTRA-WIDEBAND SIGNALS SEQUENCES

T.T. Doan<sup>1</sup>, P.A. Trifonov<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Voronezh State University, Voronezh, Russia

**Abstract.** The synthesis and analysis of algorithms for detecting a sequence of ultra-wideband signals of unknown shape received against a background of interference and Gaussian white noise was performed. The influence of interference on the accuracy of signal detection was studied.

**Keywords:** quasi-optimal, interference-to-noise ratio, notch filter, ultra-wideband signal.

### 1. ВВЕДЕНИЕ

В последние годы в развитых иностранных государствах сверхширокополосные (СШП) технологии все более широко используются в радиоэлектронных системах. Для повышения эффективности обработки сигналов в СШП системах предлагается синтезировать алгоритмы функционирования перспективных средств обнаружения сверхширокополосных сигналов (СШПС). Учитывается, что при приеме СШПС могут присутствовать как преднамеренные помехи, так и непреднамеренные помехи [1, 2], кроме того, могут быть неизвестны некоторые параметры сигналов и помех. Вследствие наличия априорной неопределенности о характеристиках сигналов и помех, а также в условиях сложной сигнально-помеховой обстановки эффективность обнаружения может значительно снизиться. В связи с этим, на данной работе определим влияние помех на точность обнаружения последовательности СШПС.

### 2. КВАЗИОПТИМАЛЬНЫЙ АЛГОРИТМ ОБНАРУЖЕНИЯ СШПС НА ФОНЕ ПОМЕХ

Рассмотрим модель последовательности СШПС [1] и её основные параметры

$$s_N(t) = \sum_{k=0}^{N-1} s[t - (k - \mu)\theta - \lambda], t \in [0, T]. \quad (1)$$

Здесь  $\theta$  – период следования СШП импульсов,  $\lambda$  – время прихода СШПС, параметр  $\mu$  определяет точку последовательности, с которой связано ее время прихода и  $s(t)$  – форма одиночного СШПС.

Спектр последовательности СШПС (1) при  $\mu = \lambda = 0$  можно представить в виде

$$S_N(j\omega) = S(j\omega) \sum_{k=0}^{N-1} \exp(-jk\omega\theta) = S(j\omega) \frac{e^{j\omega\theta} - e^{-j\omega\theta(N-1)}}{e^{j\omega\theta} - 1}, \quad (2)$$

где  $S(j\omega)$  – спектр одиночного СШПС.

Пусть на интервале времени  $[0, T]$  в случае наличия сигнала наблюдается реализация (гипотеза  $H_1$ ):  $x(t) = s_N(t) + n(t) + \gamma(t)$ , а в случае отсутствия сигнала (гипотеза  $H_0$ ):  $x(t) = n(t) + \gamma(t)$ . Здесь  $n(t)$  – реализация гауссовского белого шума (ГБШ) с односторонней спектральной плотностью  $N_0$ , а  $\gamma(t)$  – реализация преднамеренной помехи, имеющей корреляционную функцию  $B_\gamma(t_2 - t_1)$  и спектральную плотность  $G_\gamma(\omega)$ .

Рассмотрим квазиоптимальный алгоритм обнаружения СШПС при наличии помех и ГБШ. В этом случае обнаружитель должен формировать логарифм функционала отношения правдоподобия (ФОП) [1]

$$L_1 = \frac{2}{N_0} \int_0^T x(t)s_N(t)dt = \frac{2}{N_0} \sum_{k=0}^{N-1} \int_0^T x(t)s[t - (k - \mu)\theta - \lambda]dt, \quad (3)$$

и сравнить с порогом

$$\begin{matrix} L_1 & \xrightarrow[H_1]{>} h \\ & \xleftarrow[H_0]{<} \end{matrix}, \quad (4)$$

где  $h$  – порог, определяемый исходя из выбранного критерия оптимальности обнаружения. Поскольку  $L_1$  (4) является гауссовой случайной величиной (СВ) [3, 4], для исследования ее характеристики определим ее математическое ожидание  $m_i$  и дисперсию  $\sigma_i^2$  этой СВ.

Рассмотрим вначале случай, когда помеха отсутствует. При отсутствии сигнала находим математическое ожидание и дисперсию СВ (4) в виде

$$m_0 = 0, \quad \sigma_0^2 = \left\{ \frac{2}{N_0} \sum_{k=0}^{N-1} \int_0^T n(t)s[t - (k - \mu)\theta - \lambda]dt \right\}^2 = \frac{2N}{N_0} \int_0^T s^2(t)dt \quad (5)$$

– отношение сигнал-шум (ОСШ) при приеме последовательности (1) на фоне ГБШ, которое обозначается  $z^2$ .

При наличии сигнала находим СВ (4) в виде

$$m_1 = \sigma_0^2, \quad \sigma_1^2 = \sigma_0^2. \quad (6)$$

Рассмотрим вначале случай, когда помеха присутствует, находим

$$\begin{aligned}
m_0 &= 0, \quad \sigma_0^2 = \left\{ \frac{2}{N_0} \sum_{k=0}^{N-1} \int_0^T [n(t) + \xi_\gamma(t)] s[t - (k - \mu)\theta - \lambda] dt \right\}^2 = \\
&= \frac{2N}{N_0} \int_0^T s^2(t) dt + \sum_{k=0}^{N-1} \sum_{m=0}^{N-1} \frac{4}{N_0^2} \int_0^T \int_0^T (\xi_\gamma(t_1) \xi_\gamma(t_2)) s[t_1 - (k - \mu)\theta - \lambda] \times \\
&\quad \times s[t_2 - (m - \mu)\theta - \lambda] dt_1 dt_2 = z^2 + \sigma_\xi^2,
\end{aligned} \tag{7}$$

$$m_1 = \frac{2N}{N_0} \int_0^T s^2(t) dt, \quad \sigma_1^2 = \sigma_0^2. \tag{8}$$

Здесь

$$\sigma_\xi^2 = \frac{4N}{N_0^2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} B_\gamma(t_2 - t_1) s(t_1) s(t_2) dt_1 dt_2 \tag{9}$$

– составляющая дисперсии СВ (4), обусловленная действием помехи.

Представим ОСШ на выходе обнаружителя (3) при воздействии помехи

$$z_1^2 = (m_1 - m_0)^2 / \sigma_1^2. \tag{10}$$

И находим

$$z_1^2 = z^4 / (z^2 + \sigma_\xi^2) = z^2 / \chi_1. \tag{11}$$

Здесь параметр

$$\chi_1 = z^2 / z_1^2 = 1 + \sigma_\xi^2 / z^2 \tag{12}$$

показывает снижение эффективности обнаружения последовательности СШПС при воздействии помехи. В дальнейшем параметр  $\chi_1$  называется проигрыш в ОСШ.

Подставляя (5) и (9) в (12), находим параметр  $\chi_1$  как

$$\chi_1 = 1 + \frac{2}{N_0} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} B_\gamma(t_2 - t_1) s(t_1) s(t_2) dt_1 dt_2 / \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} B_\gamma(t_2 - t_1) s(t_1) s(t_2) dt_1 dt_2. \tag{13}$$

Используя спектральное представление, можно переписать (13) как

$$\chi_1 = 1 + \frac{2}{N_0} \int_0^{\infty} G_\gamma(\omega) |S(j\omega)|^2 d\omega / \int_0^{\infty} |S(j\omega)|^2 d\omega. \tag{14}$$

В качестве примера рассмотрим эффективность обнаружения последовательности СШПС, одиночный импульс которой имеет форму приподнятого синуса

$$s(t) = \frac{4b}{\pi\sqrt{\tau}} \frac{\cos[\pi t(1+b)/\tau] + \frac{\sin[\pi t(1-b)/\tau]}{4bt/\tau}}{1 - [4bt/\tau]^2} \tag{15}$$

Здесь  $\tau$  – длительность импульса и  $b = 0.5$  – коэффициент сглаживания.

Форма сигнала представлена на рис. 1. Количество импульсов в последовательности  $K = 5$ .

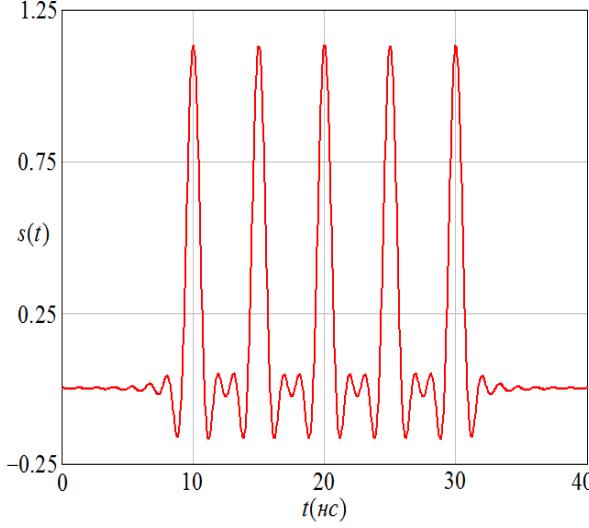


Рис. 1. Форма сигнала.

Далее в качестве помех рассмотрим помехи следующих видов:

1. Последовательность помехи имеет одиничный вид импульса Гаусса:  $f(t) = a \exp(-\pi t^2 / 2\tau^2)$  со спектром

$$G_K(j\omega) = G(j\omega) \sum_{i=0}^{K-1} a_i \exp(-jk\omega\theta), \quad (16)$$

где  $G(j\omega)$  – спектр одиничного импульса Гаусса.

2. Гауссовская узкополосная помеха (ГУП). В частном случае, спектральную плотность ГУП можно представить в виде [5]

$$G_\xi(\omega) = \sum_{i=1}^K \frac{\gamma_i}{2} \left[ I\left(\frac{\omega_{0i} - \omega}{\Omega_i}\right) + I\left(\frac{\omega_{0i} + \omega}{\Omega_i}\right) \right], \quad (17)$$

где  $\omega_{0i}$  – центральная частота,  $\Omega_i$  – эквивалентная полоса частот ГУП,  $\gamma$  – величина спектральной плотности ГУП (интенсивность),  $I(x) = \begin{cases} 1, & |x| < 1/2 \\ 0, & |x| > 1/2 \end{cases}$ .

Для исследования влияния помех на точность алгоритма обнаружения СШПС определим величины проигрыша в ОСШ.

Найдем проигрыши в ОСШ при воздействии помех видов последовательностей импульса Гаусса и ГУП соответственно

$$\chi_g = 1 + \frac{2}{N_0} \frac{\int_0^\infty |G_K(j\omega)|^2 |S(j\omega)|^2 d\omega}{\int_0^\infty |S(j\omega)|^2 d\omega}, \quad (18)$$

$$\chi_\xi = 1 + \frac{2}{N_0} \frac{\int_0^\infty |G_\xi(\omega)|^2 |S(j\omega)|^2 d\omega}{\int_0^\infty |S(j\omega)|^2 d\omega}, \quad (19)$$

Поставляя (17) в (19) получим

$$\chi_{\xi} = 1 + \sum_{i=0}^K \frac{\gamma_i}{N_0} \int_{\omega_{0i}-\Omega_i/2}^{\omega_{0i}+\Omega_i/2} |S(j\omega)|^2 d\omega / \int_0^\infty |S(j\omega)|^2 d\omega. \quad (20)$$

Полагаем, что величина  $q = \sum_{i=0}^{K-1} \frac{2a_i^2}{N_0} = \sum_{i=0}^K \frac{\gamma_i}{N_0}$  и называем ее как отношение помеха-шум, а  $\varepsilon$  – относительная доля энергии СШПС, пораженной ГУП

$$\varepsilon = \sum_{i=0}^K \int_{\omega_{0i}-\Omega_i/2}^{\omega_{0i}+\Omega_i/2} |S(j\omega)|^2 d\omega / \int_0^\infty |S(j\omega)|^2 d\omega. \quad (21)$$

На рис. 2 представлены зависимости проигрыша в ОСШ от отношения помеха-шум при воздействии помех видов последовательностей импульса Гаусса (18) и ГУП (19) при  $\varepsilon = 0.3$  и  $K = 5$ .

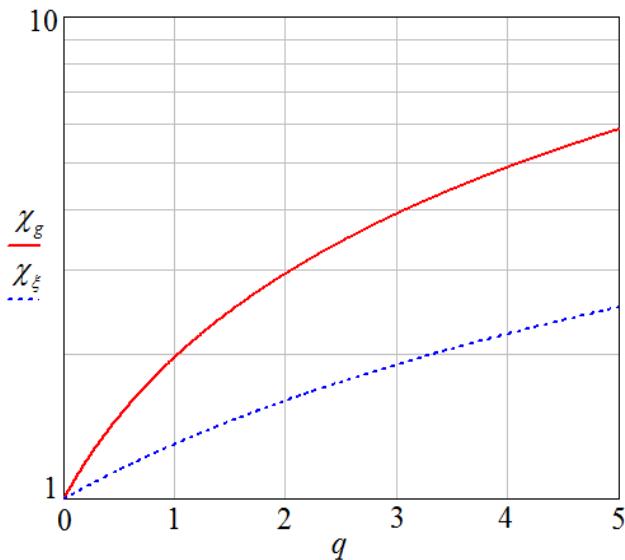


Рис. 2. Зависимости проигрыша в ОСШ от отношения помеха-шум.

Анализируя зависимости, представленные на рис. 3 видно, что в случае, когда принимаемый СШПС имеет вид последовательности прямоугольного импульса, при одном и том же значении отношения помеха-шум проигрыш в ОСШ при воздействии помехи вида последовательности импульса Гаусса больше чем в случае, при воздействии ГУП.

### 3. РЕЖЕКТИРОВАНИЕ ПОМЕХ ПРИ ОБНАРУЖЕНИИ СШПС НА ФОНЕ ПОМЕХ

В качестве модели преднамеренной помехи [1] используем ГУП  $\xi(t)$  с нулевым средним и имеет корреляционную функцию

$$B_{\xi}(t_2 - t_1) = \sum_{i=1}^K B_{i\xi}(t_2 - t_1). \quad (22)$$

Если частотные параметры помехи априори известны или могут быть измерены с достаточной точностью, можно повысить эффективность обнаружения СШПС, включив на

входе обнаружителя (3) режекторный фильтр (РФ). Для помех с прямоугольными спектральными плотностями (17) передаточная функция РФ имеет вид

$$H(j\omega) = 1 - \sum_{i=1}^K \frac{\gamma_i}{2} \left[ I\left(\frac{\omega_{0i} - \omega}{\Omega_i}\right) + I\left(\frac{\omega_{0i} + \omega}{\Omega_i}\right) \right]. \quad (23)$$

Рассмотрим обнаружитель, оптимальный для приема профильтрованной последовательности СШПС на фоне ГБШ. Такой обнаружитель должен формировать величину

$$L_2 = \frac{2}{N_0} \int_0^T \tilde{x}(t) \tilde{s}_N(t) dt = \frac{2}{N_0} \sum_{k=0}^{N-1} \int_0^T \tilde{x}(t) \tilde{s}[t - (k - \mu)\theta - \lambda] dt. \quad (24)$$

Здесь  $\tilde{s}_N(t)$  – отклики РФ на последовательность СШПС и  $\tilde{x}(t)$  – отклик РФ на реализацию наблюдаемых данных.

На рис. 3. представлена блок-схема КП обнаружителя (24). Здесь РФ – режекторный фильтр, ПД – пиковый детектор, определяющий величину максимума сигнала на интервале времени, РУ – решающее устройство, осуществляющее сравнение выходного сигнала пикового детектора с порогом  $h$  для вынесения решения о наличии или отсутствии сигнала.

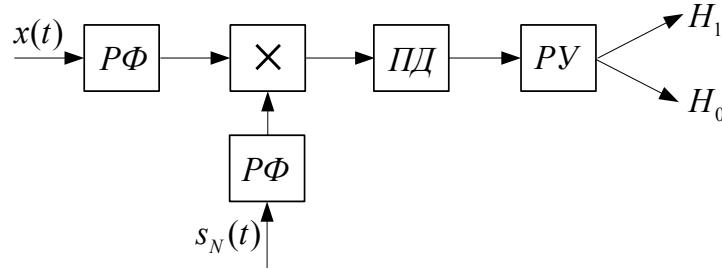


Рис. 3. Часть блок-схемы КП обнаружителя.

Для ОСШ на выходе обнаружителя (24) находим

$$z_2^2 = \frac{2N}{N_0} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{s}^2(t) dt = z^2 / \chi_2. \quad (25)$$

Здесь

$$\chi_2 = z^2 / z_2^2 = \int_{-\infty}^{\infty} s^2(t) dt / \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{s}^2(t) dt. \quad (26)$$

Используя спектральное представление, (26) перепишем как

$$\chi_2 = \int_0^{\infty} |S(j\omega)|^2 d\omega / \int_0^{\infty} |S(j\omega)|^2 |H(j\omega)|^2 d\omega. \quad (27)$$

Подставляя (23) в (26) находим

$$\chi_2 = (1 - \sum_{i=1}^N \varepsilon_i)^{-1}. \quad (28)$$

Сопоставляя в свою очередь (14) и (29), можно определить условия, при которых целесообразно применение обнаружителя (23) вместо обнаружителя (3). Действительно,

применение обнаружителя (23) повышает эффективность обнаружения, если  $\chi_1 > \chi_2$ , или отношение

$$\chi_{12} = \chi_1 / \chi_2 > 1. \quad (29)$$

Величина (29) показывает увеличение ОСШ на выходе обнаружителя (23) по сравнению с обнаружителем (3).

Показано, что при использовании алгоритма (23) для обнаружения СШПС возможно реализовать потенциально достижимую эффективность без априорного знания спектральных плотностей преднамеренных помех.

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, найденные структуры и характеристики алгоритмов обнаружения СШПС на фоне помех позволяют сделать обоснованный выбор структуры обнаружителя в зависимости от имеющейся априорной и получаемой в ходе мониторинга текущей информации о параметрах помех, а также в зависимости от требований, предъявляемых к эффективности аппаратуры обнаружения СШПС в различных условиях сигнально-помеховой обстановки.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Радзиевский В. Г., Трифонов П. А. Обработка сверхширокополосных сигналов и помех. – М.: Радиофизика, 2009. – 288с.
2. Трифонов П. А. Квазипримимальное обнаружение сверхширокополосного сигнала при воздействии узкополосной помехи / П. А. Трифонов, И. В. Гущин, // Физика волновых процессов и радиотехнические системы. – 2013. – Т.16 № 2. – С. 96-100.
3. Тихонов В. И. Оптимальный прием сигналов – М.: Сов. радио, 1985 – 320 с.
4. Бакут П. А. Теория обнаружения сигналов. – М.: Сов.радио, 1984 – 440 с.
5. Трифонов П. А. Квазиправдоподобное обнаружение сверхширокополосного сигнала неизвестной формы на фоне узкополосных помех и белого шума / П. А. Трифонов, И. В. Гущин, М.Б. Беспалова // ВЕСТНИК ВГУ. СЕРИЯ: ФИЗИКА. МАТЕМАТИКА. – 2014. – № 2. – С. 42-53.

#### REFERENCES

1. Radzievskiy, V. G., Trifonov, P. A. Processing of ultra-wideband signals and interference. – M.: Radiophysics, 2009. – 288 p.
2. Trifonov, P. A. Quasi-optimal detection of ultra-wideband signal under the influence of narrowband interference / P. A. Trifonov, I. V. Gushchin, // Physics of wave processes and radio engineering systems. – 2013. – Vol.16 – No. 2. – P. 96-100.
3. Tikhonov, V. I. Optimal reception of signals – M.: Sov. radio, 1985 – 320 p.
4. Bakut, P.A. Theory of signal detection. – M.: Sov.radio, 1984 – 440 p.
5. Trifonov, P. A. Quasi-plausible detection of an ultra-wideband signal of unknown shape against the background of narrow-band interference and white noise / P. A. Trifonov, I. V. Gushchin, M. B. Bespalova // VESTNIK OF VORONEZH STATE UNIVERSITY. SERIES: PHYSICS. MATHEMATICS. – 2014. – No. 2. – Pp. 42-53.

# ЩЕЛЕВЫЕ SIW-АНТЕННЫ НА ОСНОВЕ ДИЭЛЕКТРИКА ФАФ-4Д С- И КУ-ДИАПАЗОНОВ

С. И. Деревянкин<sup>1,2</sup>, А. В. Останков<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Воронежский государственный технический университет, г. Воронеж, Россия

<sup>2</sup> ООО «АЕДОН», г. Воронеж, Россия

**Аннотация.** Приводятся результаты разработки волноводно-щелевых антенн С- и К-диапазонов, выполненных на основе технологии SIW с применением отечественного диэлектрика ФАФ-4Д. Первый вариант SIW-антенны обладает двумя относительно широкими участками рабочих частот в диапазоне от 6 до 7 ГГц, в пределах которых КНД составляет от 18,0 до 20,5 дБ. При этом луч диаграммы направленности сканирует в угловом секторе 21°. Узкополосная антенна диапазона 12,5 - 15 ГГц, частотно-сканирующая в двух полосах частот, характеризуется КНД 19,0 - 20,6 дБ и сектором сканирования 24°. Обсуждаются направления дальнейшего совершенствования разработанных антенн.

**Ключевые слова:** волноводно-щелевая антenna, SIW-технология, ФАФ-4Д.

## SLOT SIW ANTENNAS BASED ON FAF-4D C- AND KU-BAND DIELECTRIC

S. I. Derevyankin<sup>1,2</sup>, A. V. Ostankov<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Voronezh State Technical University, Voronezh, Russian Federation

<sup>2</sup>AEDON, Voronezh, Russian Federation

**Abstract.** The paper presents the results of developing waveguide slot antennas for the C- and Ku-bands, based on SIW technology using domestic dielectric FAF-4D. The first version of the SIW antenna has two relatively wide sections of operating frequencies in the range from 6 to 7 GHz, within which the gain is from 18.0 to 20.5 dB. In this case, the beam of the directional pattern scans in an angular sector of 21°. The narrow-band antenna of the 12.5 - 15 GHz range, frequency scanning in two frequency bands, is characterized by a gain of 19.0 - 20.6 dB and a scanning sector of 24°. Directions for further improvement of the developed antennas are discussed.

**Keywords:** waveguide-slot antenna, SIW technology, FAF-4D.

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Технология «Substrate integrated waveguide» позволяет значительно снизить массогабаритные характеристики и затраты на реализацию антенн за счет экономии материалов. Изучение и разработка новых видов излучающих систем на основе данной технологии – одно из важных направлений проектной деятельности разработчиков антенн и устройств СВЧ как в гражданской, так и в военной области. Современные применения антенн, выполненных по технологии SIW, охватывают широкий спектр сфер: от радиосвязи и спутниковых систем до беспроводных сенсорных сетей и мобильной связи пятого поколения. Кроме того, данные антенны могут быть легко интегрированы в различные носители – от летательных аппаратов до мобильных устройств, что еще больше увеличивает их востребованность.

В работе [1] авторы исследуют метод увеличения коэффициента усиления частотно-сканирующей антенны на основе SIW с круговой поляризацией за счет использования фазокорректирующей решетки. Антенна включает излучающую линию

передачи и частично отражающую поверхность с массивом металлических патчей, оптимизированных для повышения характеристики направленности. Получены следующие результаты: основной луч сканирует в диапазоне от «минус»  $38^\circ$  до  $28^\circ$  на частотах 9,1 - 14,6 ГГц, а КНД увеличился на 3,3 - 6,0 дБ по сравнению с базовым вариантом. Максимальный КНД составил 14,6 дБ, а 3 дБ полоса по осевому отношению – 29 %. Преимуществами такой антенны являются высокая эффективность, компактность и широкая полоса рабочего диапазона. Недостатком является сложность реализации градиентной структуры частично отражающей поверхности.

В работе [2] описана низкопрофильная антенная решетка с частотным сканированием в диапазонах X/Ku, реализованная на основе технологии SIW. В конструкции антенны использованы излучающие элементы, расположенные внутри SIW-волновода. В ходе эксперимента установлен диапазон сканирования от  $52^\circ$  до «минус»  $17^\circ$  при изменении частоты от 8,5 до 14,1 ГГц. Преимуществами антенны являются компактные размеры и удобство интеграции с печатными платами, а также простота изготовления и отсутствие необходимости в сложных фазовых цепях. Недостатком является относительно скромные направленные свойства. Авторы проводят сравнительный анализ с аналогичными разработками, демонстрируя конкурентоспособность по габаритам и электрическим характеристикам.

В работе [3] автор предлагает меандровую антенну, реализованную на основе технологии SIW, предназначенную для радаров на частоте 60 ГГц. Конструкция антенны обеспечивает частотное сканирование основного луча за счет использования меандровой линии, которая влияет на задержку, а следовательно, угловую ориентацию фазового фронта излучения при изменении рабочей частоты. Интеграция меандровой топологии в SIW позволяет уменьшить вес и размеры конструкции. Моделирование показало, что угловой сектор сканирования диаграммы направленности (ДН) составляет почти  $68^\circ$  при изменении частоты от 57 до 64 ГГц. Преимуществом предлагаемой конструкции является возможность частотного сканирования без использования сложных фазовых цепей, что снижает общую стоимость и повышает надежность конструкции. Недостатком такой антенны является сложность реализации меандровой линии, которая предполагает высокую точность изготовления, что может стать критическим фактором при массовом производстве.

В работе [4] авторы представляют микрополосковую решётку для К-диапазона с частотным сканированием, реализованную с использованием технологии волновода, интегрированного в подложку. Исследование включает теоретический анализ, численное моделирование и экспериментальную проверку работы антенны. Макет обеспечивает сканирование луча от «минус»  $45^\circ$  до  $40^\circ$  с коэффициентом усиления от 15 до 19 дБ в полосе рабочих частот 23,5 - 25,5 ГГц. Преимуществом решения является простота интеграции с печатными платами и уменьшение затрат на производство за счет применения SIW, а также отсутствие необходимости в сложных фазовых цепях. Недостатком конструкции является зависимость характеристик от погрешностей исполнения микрополосковых элементов и SIW-структурь.

В работе [5] рассматривается антenna, которая использует SIW-технологию, с излучающим элементом в виде продольной щели. Антenna размером  $7,9 \times 128$  мм<sup>2</sup> имеет рабочую полосу частот 14,5 - 22,5 ГГц с угловым сектором сканирования от «минус»  $60^\circ$  до  $57,5^\circ$  и максимальным коэффициентом усиления 16 дБ при КПД, равном 71 %. Использование технологии SIW обеспечивает низкие потери отражения и простую интеграцию с печатными платами, что делает решение экономичным и компактным. Дополнительное размещение продольных слотов с обеих сторон верхней пластины улучшает пространственное распределение излучения и снижает уровень ортогональной поляризации.

В настоящем докладе представлены две реализованные по технологии SIW волноводно-щелевые антенны С и Ku-диапазонов. Цель работы состояла в обеспечении высоких показателей направленности щелевой SIW-антенны в разных диапазонах частот. Основное внимание уделено влиянию на характеристики антенны свойств отечественного фольгированного диэлектрика ФАФ-4Д, обладающего высокой доступностью и температурной стойкостью.

## 2. КОНСТРУКЦИЯ ЩЕЛЕВОЙ SIW-АНТЕННЫ С-ДИАПАЗОНА И РЕЗУЛЬТАТЫ ЕЕ МОДЕЛИРОВАНИЯ

SIW-структура представляет собой планарную структуру, объединяющую такие преимущества волноводных антенн как низкие потери и положительные аспекты микрополосковых антенн в виде компактности и простоты изготовления. Реализация антенны в виде SIW-структурой гарантирует ей обладающую малой массой, компактную, а также более дешевую в производстве конструкцию по сравнению с традиционными волноводными антеннами.

В качестве диэлектрика для волновода, интегрированного в подложку, выбран российский фольгированный диэлектрический материал, широко используемый в СВЧ-технике – ФАФ-4Д – с относительной диэлектрической проницаемостью, равной 2,5, и тангенсом угла диэлектрических потерь 0,001. Толщина диэлектрической подложки составляет 11,7 мм. Заметим, что по сравнению с зарубежными аналогами, такими как, Rogers RO3003 и RO4003C существенных различий в позиционируемых диэлектрических потерях не установлено, что подтверждает потенциальную применимость ФАФ-4Д в SIW-антеннах.

Для расчета волновода щелевой антенны использованы общеизвестные формулы для SIW структур [6,7]. Внешний вид волноводно-щелевой антенны приводится на рисунке 1.

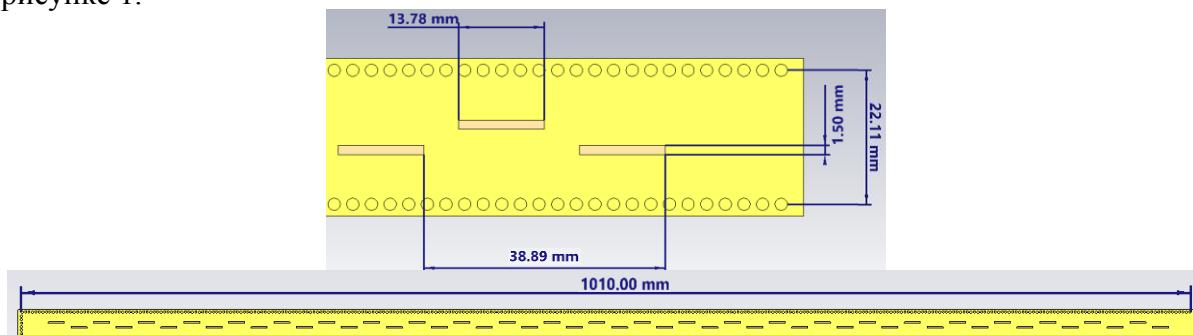


Рис. 1. Щелевая антenna С-диапазона на основе SIW-волновода

При формировании апертуры щелевой антенной решетки были выбраны следующие размеры для продольных щелей, которые соответствуют целевому диапазону частот:  $13,78 \times 1,5$  мм<sup>2</sup>. Щели размещены на апертуре в шахматном порядке с шагом 38,89 мм. Величина смещения щелей относительно оси симметрии волновода и его периферии оптимизирована в пакете электромагнитного моделирования «CST Microwave Studio».

С использованием сформированной модели производилось полноволновое электромагнитное моделирование в пакете «CST Microwave Studio». Анализ результатов моделирования начнем с параметров матрицы рассеивания (рисунок 2). Из рисунка 2 следует, что коэффициент отражения по напряжению от входного порта антенны С-диапазона принимает значения, не превышающие «минус» 10 дБ, в полосе частот от 6,5 до 19,2 ГГц.

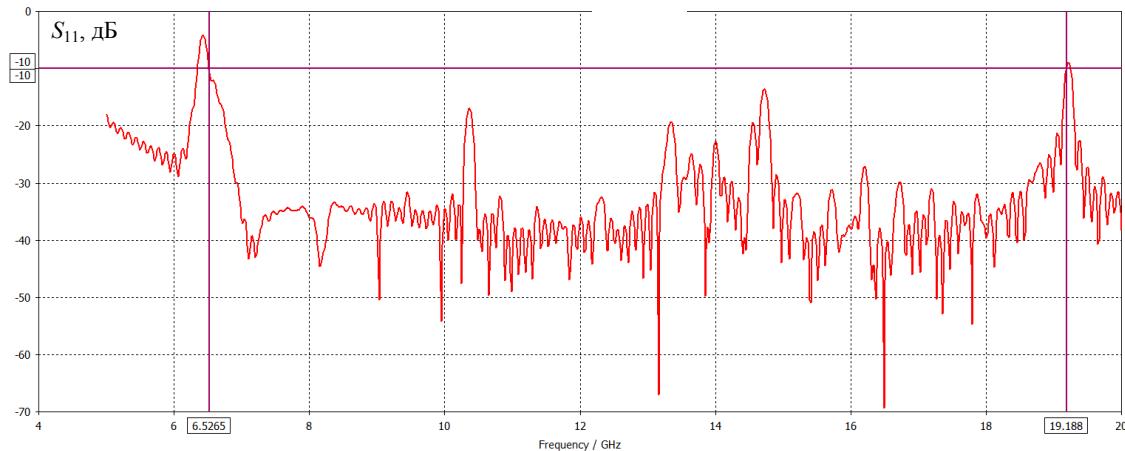


Рис. 2. Возвратные потери волноводно-щелевой антенны С-диапазона

Далее проанализируем КПД антенны (рисунок 3).

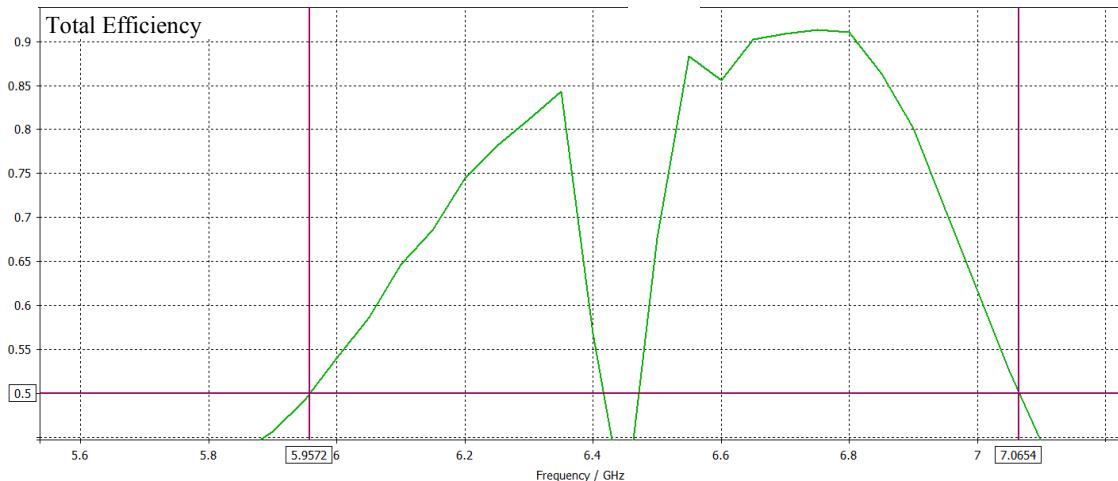


Рис. 3. КПД волноводно-щелевой антенны С-диапазона

Анализ показывает, что КПД заметно снижается в центре полосы рабочих частот антенны. Очевидно, это связано с проявлением эффекта нормали или брэгговской дифракции [8]. Для композитных волноводно-щелевых антенн эффект нормали может быть устранен за счет уравновешивания последовательных и параллельных резонансов в отрезке излучающей линии на частоте перехода [9,5,10-11]. В случае периодических щелевых антенн также существуют подходы к подавлению полосы заграждения в окрестности направления поперечного излучения. К ним относятся: нарушение строгой периодичности излучающей апертуры за счет изменения геометрического параметра базового элемента в продольном направлении или применении асимметричной техники расположения излучающих элементов [12-14]; разбиение периодической апертуры на подрешетки и оптимизация расстояний между ними [15-16]. Кроме того, достаточно эффективным способом устранения эффекта нормали является добавление дополнительного излучающего элемента на периоде апертуры на расстоянии одной четверти длины волны в линии передачи от основного излучающего элемента [17,8].

КПД антенны, превышающий 50 % с учётом потерь в диэлектрике и достигающий на отдельных частотах 90 % и более, указывает на эффективное преобразование подводимой мощности в излучение. На основании этого считаем полосами пропускания частотные участки 5,95 - 6,42 ГГц и 6,45 - 7,07 ГГц.

Далее рассмотрим диаграммы направленности антенны. В качестве примера выберем частоты 5,95 ГГц, 6,45 ГГц и 7,05 ГГц (рисунок 4).

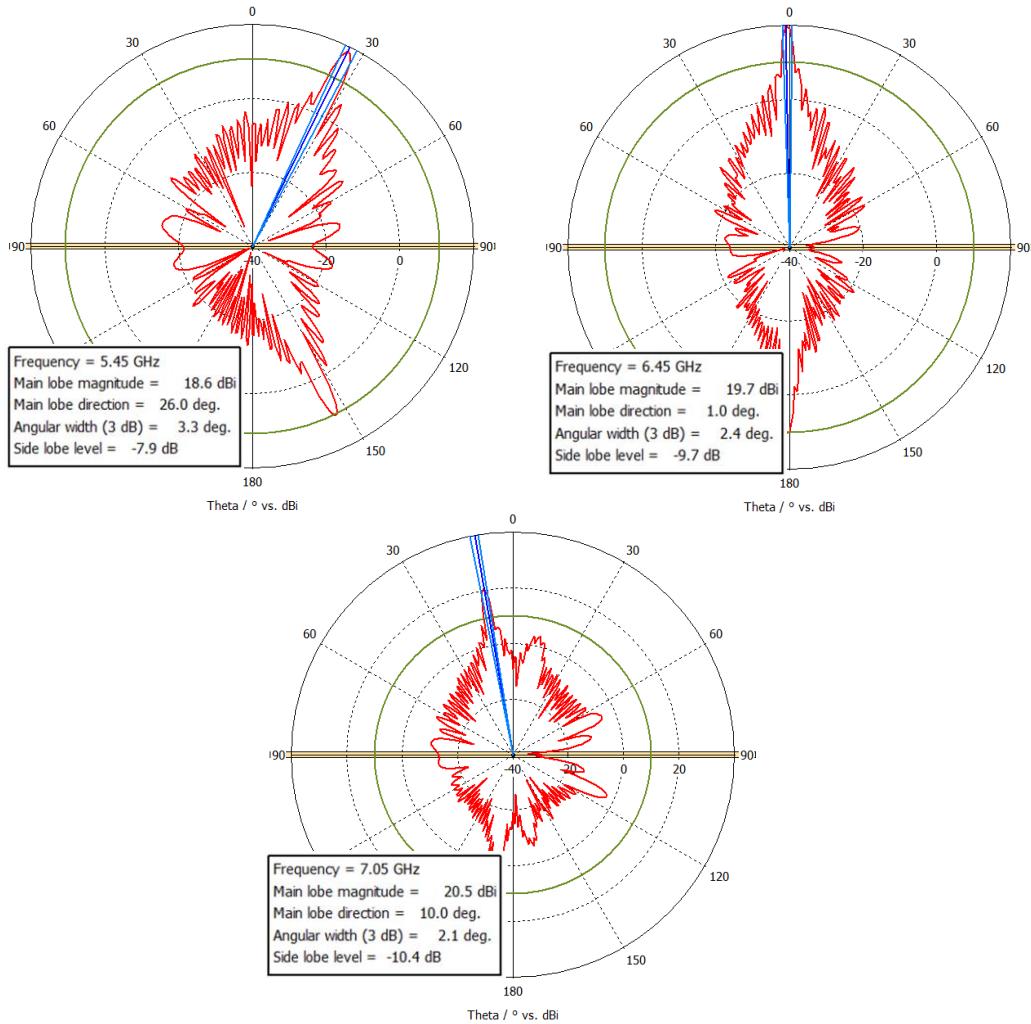


Рис. 4. Диаграммы направленности антенны на частотах 5,95 ГГц, 6,45 ГГц и 7,05 ГГц

Из полученных результатов следует, что разработанная антenna способна эффективно функционировать в С-диапазоне на частотах 5,95 - 6,42 ГГц и 6,45 - 7,07 ГГц, которые используются в спутниковой связи, радарах и других радиосистемах. Антenna способна изменять направление максимального излучения за счёт вариации рабочей частоты, т.е. относится к частотно-сканирующей антенне. Сектор сканирования включает угловые направления от «минус» 11° до 10° относительно нормали к апертуре.

В пределах полос рабочих частот коэффициент направленного действия антенны составил от 18,6 до 20,5 дБ, что свидетельствует об относительно высокой направленности и малой ширине главного лепестка ДН. Уровень боковых лепестков составляет от «минус» 7,9 до «минус» 10,4 дБ. Для задач, где необходимо повысить помехоустойчивость системы, этот показатель может быть улучшен за счёт дополнительной оптимизации конструкции [18,19].

### 3. КОНСТРУКЦИЯ ВОЛНОВОДНО-ЩЕЛЕВОЙ SIW-АНТЕННЫ КУ-ДИАПАЗОНА И РЕЗУЛЬТАТЫ ЕЕ МОДЕЛИРОВАНИЯ

Рассмотрим вторую волноводно-щелевую антенну, выполненную по технологии SIW. В качестве диэлектрика был выбран все тот же ФАФ-4Д с относительной

диэлектрической проницаемостью, равной 2,5, и тангенсом угла диэлектрических потерь 0,001. Толщина материала подложки составляет 5,6 мм. Внешний вид антенны приводится на рисунке 5.

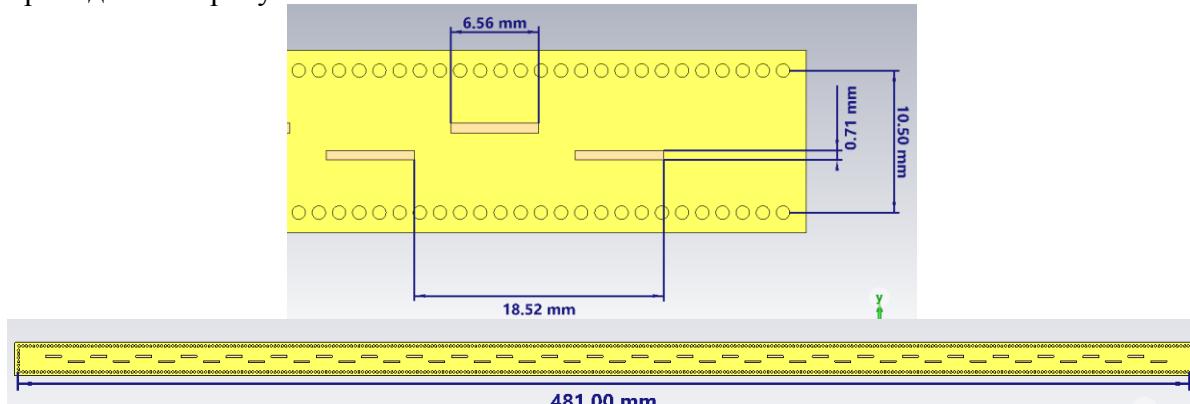


Рис. 5. Волноводно-щелевая антenna Ки-диапазона на основе SIW-волновода

При формировании апертуры щелевой антенной решетки были выбраны следующие размеры для продольных щелей, которые соответствуют целевому диапазону частот:  $6,56 \times 0,71$  мм<sup>2</sup>. Щели размещены на апертуре в шахматном порядке с шагом 18,52 мм. Величина смещения щелей относительно оси симметрии волновода и его периферии оптимизирована в пакете электромагнитного моделирования «CST Microwave Studio».

Анализ результатов моделирования также предлагается начать с показателей матрицы рассеивания (рисунок 6).

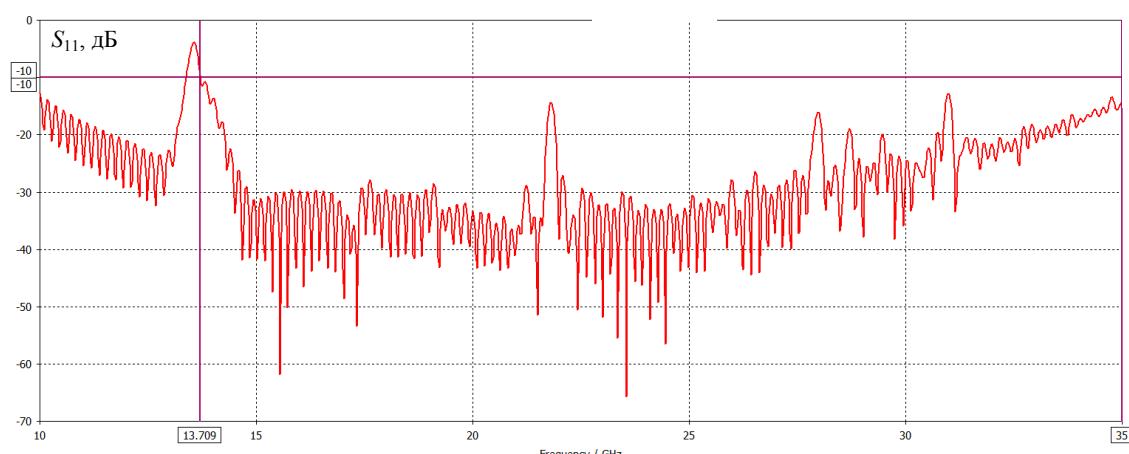


Рис. 6. Возвратные потери волноводно-щелевой антенны Ки-диапазона

Из рисунка 6 следует, что коэффициент отражения принимает значения, не превышающие «минус» 10 дБ, в полосе частот от 13,71 до 35 ГГц. Далее проанализируем КПД антенны (рисунок 7).

КПД, составляющий 50 % и более, указывает на относительно эффективное преобразование подводимой к антенне мощности в излучаемую радиоволну, и наблюдается в полосах частот 12,42 - 13,52 ГГц и 13,65 - 14,95 ГГц. Заметим, что пиковые значения КПД превышают 90 %.

Далее рассмотрим диаграммы направленности антенны. В качестве примера выберем частоты 12,45 ГГц, 13,65 ГГц и 14,95 ГГц (рисунок 8).

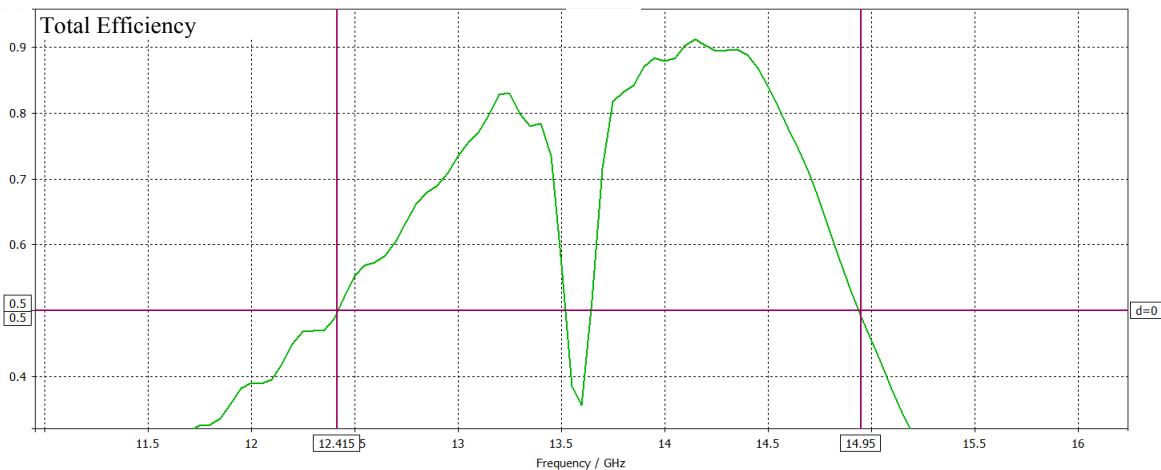


Рис. 7. КПД волноводно-щелевой антенны Ки-диапазона

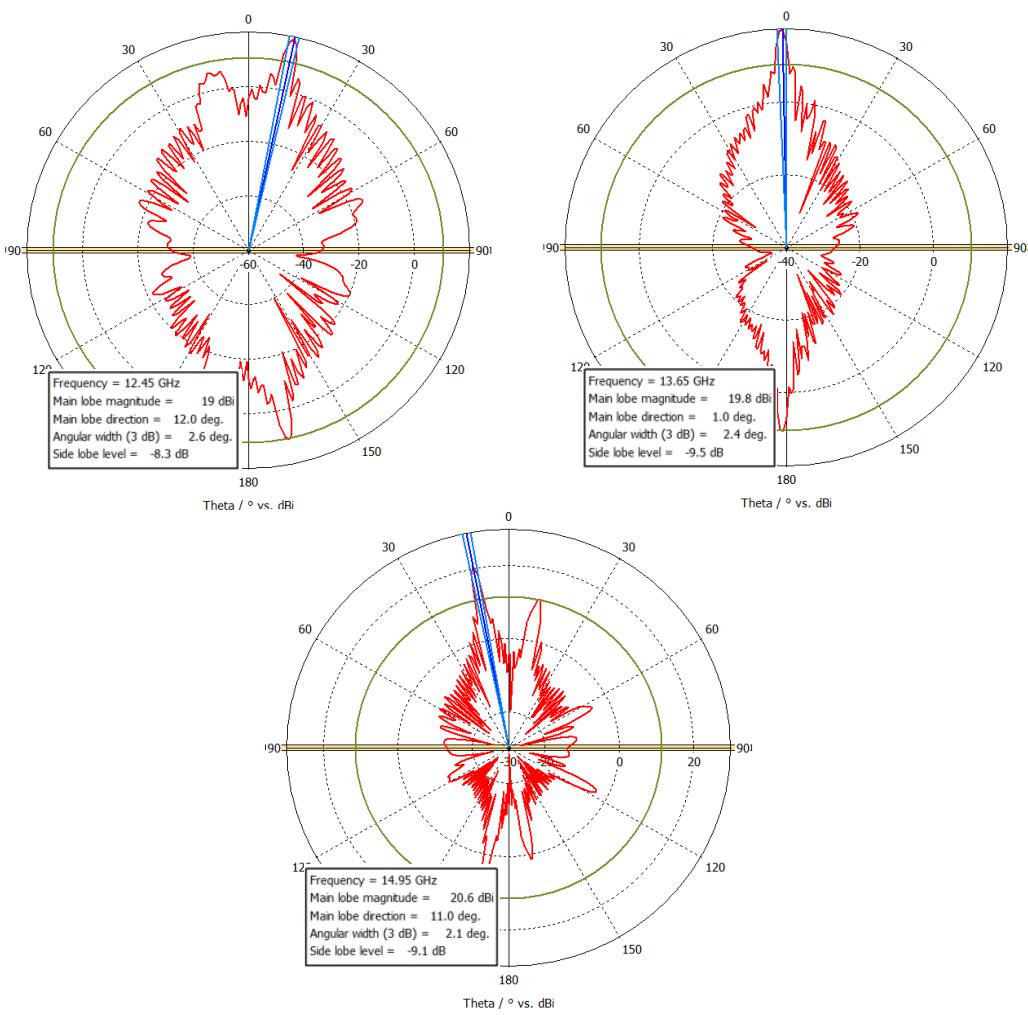


Рис. 8. Диаграммы направленности антенны на частотах 12,45 ГГц, 13,65 ГГц и 14,95 ГГц

Антенна относится к узкополосным планарным волноводно-щелевым антеннам, реализованным по технологии SIW, с частотным сканированием в Ки-диапазоне – на частотах 12,42 - 13,52 ГГц и 13,65 - 14,95 ГГц. Антенна способна сканировать главным лепестком диаграммы направленности секторе углов от «минус» 11° до 13°. КПД более 50 % обеспечивает умеренную эффективность, а КНД величиной 19,0 - 20,6 дБ свидетельствует об относительно высокой направленности и узком луче сканирования. Уровень боковых лепестков не выходит за пределы от «минус» 8,3 до «минус» 9,5 дБ.

#### **4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ**

Выполненное исследование демонстрирует актуальность и перспективность разработки волноводно-щелевых антенн на основе технологии SIW с использованием отечественного диэлектрического материала ФАФ-4Д для С- и Ки-диапазонов.

Разработанная волноводно-щелевая антенна С-диапазона обеспечивает эффективную работу на двух участках частот: 5,95 - 6,42 ГГц и 6,45 - 7,07 ГГц, с коэффициентом направленного действия 18,0 - 20,5 дБ и сектором частотного сканирования в пределах от «минус 11° до 10°.

Узкополосная антенна Ки-диапазона, предназначенная для частот 12,42 - 13,52 ГГц и 13,65 - 14,95 ГГц, обладает КНД 19 - 20,6 дБ и углами сканирования от «минус» 11° до 13°.

Представленные результаты подтверждают возможность создания SIW-антенн с использованием отечественного диэлектрика примерно. Дальнейшее исследование может включать на более детальное сравнение антенн на основе ФАФ-4Д и разновидностей Rogers.

Так же стоит отметить провал КПД центральной части рабочей полосы, связанный с конструктивными особенностями антенны. Планируется оптимизация геометрии щелей, что должно позволить устраниить указанный недостаток.

Полученные результаты открывают возможности для дальнейшего совершенствования SIW-антенн, включая увеличение полосы пропускания и снижение уровня боковых лепестков.

#### **ЛИТЕРАТУРА**

1. Ma W. Gain enhancement for circularly polarized SIW frequency beam scanning antenna using a phase-correcting grating cover / Ma W., Cao W., Shi S., Zeng Z., Yang X. // IEEE Transactions on Antennas and Propagation, 2019, Vol. 7. – Pp. 52680-52688.
2. Yang X.-X. Low-profile frequency-scanned antenna based on substrate integrated waveguide / Yang X.-X., Di L., Yu Y., Gao S. // IEEE Transactions on Antennas and Propagation, 2017, Vol. 65, No. 4. – Pp. 2051-2056.
3. Walden M. C. A frequency-scanning substrate-integrated-waveguide meanderline antenna for radar applications at 60 GHz // 2017 IEEE International Symposium on Antennas and Propagation & USNC/URSI National Radio Science Meeting, 2017. – Pp. 2669-2670.
4. Ren K., Fu Y. A K-band frequency scanning microstrip array using SIW // 2016 IEEE International Conference on Microwave and Millimeter Wave Technology (ICMWT), 2016. – Pp. 452-454.
5. Kamalzadeh S., Soleimani M. A novel SIW leaky-wave antenna for continuous beam scanning from backward to forward // Electronics, 2022, Vol. 11, No. 12, 1804.
6. Guo Y. Designs of substrate integrated waveguide (SIW) and its transition to rectangular waveguide. Auburn: Auburn University, 2015. – 84 p.
7. Останков А. В., Хрипунов Е. Г. Рупорная SIW-антенна со специальным копланарным переходом и диэлектрической линзой для питания планарной антенны вытекающей волны // Радиостроение, 2020, № 2. – С. 1-26.
8. Останков А. В., Крюков Д. Ю. Диэлектрическая антенна вытекающей волны с поперечным излучением // Вестник Воронежского государственного технического университета, 2024, Т. 20, № 2. – С. 80-91.
9. Caloz C., Itoh T., Rennings A. CRLH metamaterial leaky-wave and resonant antennas // IEEE Antennas and Propagation Magazine, 2008, Vol. 50, No. 5. – Pp. 25-39.

10. Ostankov A., Khripunov E., Kashkarov V. A compact nonuniform composite right/left-handed leaky-wave scanning antenna with elliptical polarization for X-band application // Progress In Electromagnetics Research C, 2021, Vol. 114. – Pp. 43-56.
11. Антипов С. А. Компактная антенна вытекающей волны со сканированием диаграммы направленности на основе композитных право- и левосторонних структур / Антипов С. А., Калинин Ю. Е., Останков А. В., Хрипунов Е. Г., Дасян С. Ю. // Радиотехника, 2021, Т. 85, № 6. – С. 34-39.
12. Shaaban M. N. A promising Ka band leaky-wave antenna based on a periodic structure of non-identical irregularities / Shaaban M.N., Ali M. H. E., Yasseen M. S., Nasibullin A. R., Sedelnikov Y. E. // Eurasip Journal on Wireless Communications and Networking, 2022, Art. 1. – Pp. 1-16.
13. Останков А. В. Интегрированная линейная антенна вытекающей волны с большим коэффициентом усиления / Останков А. В., Чернышев А. Ю., Крюков Д. Ю., Калинин Ю. Е. // Радиотехника, 2024, Т. 88, № 7. – С. 64-67.
14. Belwal P., Agrawal R., Gupta S. C. Substrate integrated waveguide leaky wave antenna with continuous beam steering // 2018 5th IEEE Uttar Pradesh Section International Conference on Electrical, Electronics and Computer Engineering, 2018. – Pp. 1-3.
15. Овчинникова Е. В. Антенные решётки спутниковых мобильных телекоммуникационных систем / Овчинникова Е. В., Гаджиев Э.В., Кондратьева С. Г. и др. // Вопросы электромеханики. Труды ВНИИЭМ, 2021, Т. 182, № 3. – С. 39-54.
16. Рябчунов А. И., Хрипунов Е. Г., Останков А. В. Вычислительные эксперименты по исследованию возможности устранения дифракции Брэгга в диэлектрической антенне вытекающей волны // Актуальные направления научных исследований XXI века: теория и практика, 2017, Т. 5, № 7-2(33-2). – С. 256-260.
17. Калошин В. А., Калиничев В. И. Линейная волноводно-щелевая антенная решетка со 180-градусным сектором частотного сканирования // Радиотехника и электроника, 2019, Т. 64, № 7. – С. 678-683.
18. Галуза М. А., Ерошенко Д. А., Климов А. И. Плоская антенна СВЧ с высоким коэффициентом усиления и низким уровнем боковых лепестков диаграммы направленности // Вестник Воронежского института МВД России, 2022, № 4. – С. 124-133.
19. Останков А. В, Кирпичева И. А. Расчет параметров решетки из проводящих лент на экранированном диэлектрическом волноводе для антенны дифракционного излучения // Современная наука: актуальные проблемы теории и практики. Серия: Естественные и технические науки, 2015, № 1-2. – С. 3-10.

#### REFERENCES

1. Ma, W. Gain enhancement for circularly polarized SIW frequency beam scanning antenna using a phase-correcting grating cover / Ma W., Cao W., Shi S., Zeng Z., Yang X. // IEEE Transactions on Antennas and Propagation, 2019, Vol. 7. – Pp. 52680-52688.
2. Yang, X.-X. Low-profile frequency-scanned antenna based on substrate integrated waveguide / Yang X.-X., Di L., Yu Y., Gao S. // IEEE Transactions on Antennas and Propagation, 2017, Vol. 65, No. 4. – Pp. 2051-2056.
3. Walden, M. C. A frequency-scanning substrate-integrated-waveguide meanderline antenna for radar applications at 60 GHz // 2017 IEEE International Symposium on Antennas and Propagation & USNC/URSI National Radio Science Meeting, 2017. – Pp. 2669-2670
4. Ren, K., Fu, Y. A K-band frequency scanning microstrip array using SIW // 2016 IEEE International Conference on Microwave and Millimeter Wave Technology (ICMMT), 2016. – Pp. 452-454.

5. Kamalzadeh, S., Soleimani, M. A novel SIW leaky-wave antenna for continuous beam scanning from backward to forward // Electronics, 2022, Vol. 11, No. 12, 1804.
6. Guo, Y. Designs of substrate integrated waveguide (SIW) and its transition to rectangular waveguide. Auburn: Auburn University, 2015. – 84 p.
7. Ostankov, A. V., Khrripunov, E. G. SIW horn antenna with a special coplanar transition and dielectric lens for feeding a leaky-wave antenna // Radioengineering, 2020, No. 2. – Pp. 1-26.
8. Ostankov, A. V., Kryukov, D. Yu. Leaky-wave dielectric antenna with transverse radiation // Bulletin of Voronezh State Technical University, 2024, Vol. 20, No. 2. – Pp. 80-91.
9. Caloz, C., Itoh, T., Rennings, A. CRLH metamaterial leaky-wave and resonant antennas // IEEE Antennas and Propagation Magazine, 2008, Vol. 50, No. 5. – Pp. 25-39.
10. Ostankov, A., Khripunov, E., Kashkarov, V. A compact nonuniform composite right/left-handed leaky-wave scanning antenna with elliptical polarization for X-band application // Progress In Electromagnetics Research C, 2021, Vol. 114. – Pp. 43-56.
11. Antipov, S. A. A compact composite right/left-handed leaky wave scanning antenna / Antipov S. A., Kalinin Yu. E., Ostankov A. V., Khripunov E. G., Dashyan S. Yu. // Radio Engineering, 2021, Vol. 85, No. 6. – P. 34-39.
12. Shaaban, M. N. A promising Ka band leaky-wave antenna based on a periodic structure of non-identical irregularities / Shaaban M.N., Ali M. H. E., Yasseen M. S., Nasibullin A. R., Sedelnikov Y. E. // Eurasip Journal on Wireless Communications and Networking, 2022, Art. 1. – Pp. 1-16.
13. Ostankov, A. V. Integrated linear leaky wave antenna with high gain // Ostankov A. V., Chernyshev A. Yu., Kryukov D. Yu., Kalinin Yu. E. // Radio Engineering, 2024, Vol. 88, No. 7. – Pp. 64-67.
14. Belwal, P., Agrawal, R., Gupta, S. C. Substrate integrated waveguide leaky wave antenna with continuous beam steering // 2018 5th IEEE Uttar Pradesh Section International Conference on Electrical, Electronics and Computer Engineering, 2018. – Pp. 1-3.
15. Ovchinnikova, E. V. Antenna arrays of satellite mobile telecommunication systems / Ovchinnikova E. V., Gadzhiev E. V., Kondratieva S. G. et al. // Questions of electromechanics. Proceedings of VNIIEM, 2021, Vol. 182, No. 3. – Pp. 39-54.
16. Ryabchunov, A. I., Khripunov, E. G., Ostankov A. V. Computational experiments to study the possibility of eliminating Bragg diffraction in a leaky wave dielectric antenna // Current directions of scientific research in the 21st century: theory and practice, 2017, Vol. 5. No. 7-2(33-2). – Pp. 256-260.
17. Kaloshin, V. A., Kalinichev, V. I. Linear waveguide-slot antenna array with a 180-degree frequency scanning sector // Radio engineering and electronics, 2019, Vol. 64, No. 7. – Pp. 678-683.
18. Galuza, M.A., Eroshenko, D.A., Klimov, A.I. Flat microwave antenna with high gain and low side lobe level of the radiation pattern // Bulletin of the Voronezh Institute of the Ministry of Internal Affairs of Russia, 2022, No. 4. – Pp. 124-133.
19. Ostankov, A. V., Kirpicheva, I. A. Calculation of the parameters of a lattice of conductive tapes on a shielded dielectric waveguide for a diffraction radiation antenna // Modern science: current problems of theory and practice. Series: Natural and technical sciences, 2015, No. 1-2. – Pp. 3-10.

# **ПОЛОСНО-ПРОПУСКАЮЩИЙ ФИЛЬТР НА ОСНОВЕ ЩЕЛЕВОЙ ЛИНИИ СО СМЕЩЕНИЕМ ВХОД-ВЫХОД НА ШИРИНУ НЕОДНОРОДНОСТИ**

А.А. Борисов<sup>1,2</sup>, В.В. Демшевский<sup>1,2</sup>, С.Б. Клюев<sup>1,2</sup>, А.А. Потапов<sup>3</sup>, Г.Г. Щучкин<sup>2</sup>

<sup>1</sup>АО «НПП «Исток» им. Шокина» г. Фрязино, Россия

<sup>2</sup>Филиал «МИРЭА - Российский технологический университет» (филиал РТУ МИРЭА в г. Фрязино) г. Фрязино, Россия

<sup>3</sup>Институт радиотехники и электроники им. В.А.Котельникова Российской академии наук (ИРЭ им. Котельникова РАН), г. Москва, Россия

**Аннотация.** В работе рассматривается модель полосно-пропускающего фильтра на основе асимметричной щелевой линии – открытой волноведущей структуры. Конструктивной особенностью полосно-пропускающего фильтра является неоднородность в виде резонатора прямоугольной формы, образованного расширением ширины щели в металлизированной полуплоскости к центру диэлектрической подложки, в нижней части которого расположена щель как продолжение асимметричной линии. Проведено электродинамическое моделирование полосно-пропускающего фильтра с использованием метода конечных элементов. Определены геометрические размеры резонатора для достижения требуемых параметров рассматриваемого фильтра. Результаты численного расчета характеристик рассматриваемого полосно-пропускающего фильтра получены в диапазоне частот 5,0-10,0 ГГц.

**Ключевые слова:** асимметричная щелевая линия, открытая волноведущая структура, полосно-пропускающий фильтр, диэлектрическая проницаемость подложки, резонатор, метод конечных элементов, вносимые потери, матрица рассеяния, волновое сопротивление.

## **BANDPASS FILTER BASED ON A SLOT LINE WITH AN INPUT-OUTPUT OFFSET BY THE WIDTH OF THE NON-UNIFORMITY**

A.A. Borisov<sup>1,2</sup>, V.V. Demshevsky<sup>1,2</sup>, S.B. Klyuev<sup>1,2</sup>, A.A. Potapov<sup>3</sup>, G.G. Shchuchkin<sup>2</sup>

<sup>1</sup>JSC «RPC «Istok» named after Shokin» Fryazino, Russia

<sup>2</sup>MIREA - Russian Technological University (RTU MIREA)  
Fryazino, Russia

<sup>3</sup>Kotelnikov Institute of Radioengineering and Electronics of Russian  
Academy of Sciences ( Kotelnikov IRE RAS), Moscow, Russia

**Abstract.** The paper considers a model of a band-pass filter based on an asymmetric slot line, an open waveguide structure. A design feature of the band-pass filter is the inhomogeneity in the form of a rectangular resonator formed by extending the width of the slot in the metallized half-plane to the center of the dielectric substrate, in the lower part of which the slot is located as a continuation of the asymmetric line. Mathematical modeling of a band-pass filter by the finite element method is accomplished. The geometric dimensions of the resonator are determined to implement the required parameters of the filter under consideration. The results of numerical calculation of the characteristics of the band-pass filter under consideration in the frequency range 5.0-10.0 GHz are obtained.

**Keywords:** asymmetrical slot line, open waveguide structure, band-pass filter, permittivity, cavity, finite element method, insertion loss, scattering matrix, wave impedance.

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Современное развитие технологий позволяет на ранних этапах разработки создавать базовые элементы (БЭ) функционально-интегрированных узлов (ФИУ) для реализации многозадачных устройств СВЧ. Их создание и работа основаны на использовании физических эффектах и явлениях в ФИУ, в том числе, и с распределенными параметрами, преимущества которых особенно заметно, начиная с диапазона СВЧ (например, повторяемость параметров, стабильность и качество при их производстве). Возможность реализации БЭ таких ФИУ, а именно, фильтров с распределенными параметрами, как элемента частотно-селективных устройств и части общей электродинамической системы, является важной областью исследования для применения в блоках, устройствах СВЧ. В качестве элемента таких устройств применяются полосно-пропускающие фильтры (ППФ), спроектированные, изготовленные на основе открытых линий передач (ЛП) и представляющие собой пассивные цепи.

По определению ППФ (*bandpass filter*) – фильтр с единственной полосой пропускания (или полосой пропускания с малым относительным затуханием), которая простирается от нижней граничной частоты, большей нуля, до конечной верхней граничной частоты [1]. ППФ должны обладать следующими характеристиками для применения в устройствах СВЧ: минимальными вносимыми потерями в полосе пропускания, стабильной работой в широком диапазоне рабочих температур и др. Эти требования могут обеспечить ППФ с распределенными параметрами, изготовленные на диэлектрической подложке из высокочастотной керамики по тонкопленочной технологии.

Проектирование и создание таких ППФ соответствует концепции отрезков линий, которая представляет собой применение отрезков различных открытых типов ЛП, с помощью которых формируются ФИУ [2].

## 2. МОДЕЛЬ ПОЛОСНО-ПРОПУСКАЮЩЕГО ФИЛЬТРА

Для ЛП открытого типа уравнения Максвелла решаются вместе с граничным условием Неймана (непрерывности тангенциальных составляющих магнитного поля на границе диэлектрика с воздухом). Нахождение характеристик ППФ приходится решать приближенно с помощью численных методов математического моделирования, обоснованность применения которых приведена, например, в [3, 4]. Одним из основных методов для решения этих задач является метод конечных элементов (МКЭ). Применяя МКЭ, можно моделировать сложные геометрические формы объекта, любую электромагнитную среду и любые граничные условия.

Основой математической модели для создания ППФ выбран один из вариантов классической симметричной щелевой линии, а именно, асимметричной щелевой линии (АСЩЛ, рис.1) – отрезок щелевой линии со смещением центра щели к краю диэлектрической подложки, которая ранее рассматривалась в [3]. В АСЩЛ щель шириной  $w$  смещена относительно центра симметрии структуры на расстояние  $a_1 = (0,64 - 0,66) \times a$ .

Геометрические и электромагнитные параметры рассматриваемой модели ППФ (рис. 2) соответствуют параметрам АСЩЛ (рис. 1), а именно,  $a \times b = 15 \times 30$  мм,  $w = 0,5$  мм (ширина щели на входе и на выходе равны);  $d = 0,5$  мм;  $t = 0,008$  мм, диэлектрическая проницаемость подложки  $\epsilon_r = 9,8$  и  $\operatorname{tg}\delta = 1 \times 10^{-4}$  (материал диэлектрической подложки – алюмооксидная керамика – поликор).

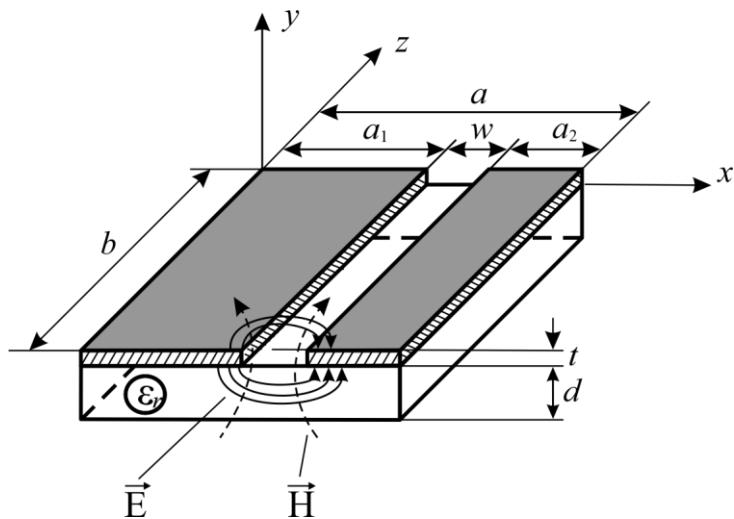


Рис. 1. Модель и линии напряженности основной волны АСЦЛ, где  $a$  - ширина отрезка линии ( $a=a_1+w+a_2$ ),  $b$  – длина отрезка линии,  $d$  – толщина подложки с диэлектрической проницаемостью  $\epsilon_r$ ,  $w$  – ширина щели,  $t$  – толщина металлических экранов.

Для создания варианта ППФ на основе щелевой линии в АСЦЛ было предложено ввести неоднородность (резонатор – расширение ширины щели  $w$  к центру рассматриваемой ВС) с геометрическими параметрами:  $l$  – длина резонатора и  $h$  – его ширина (рис. 2). Резонатор образован скачкообразным расширением щели АСЦЛ в виде прямоугольника, одна сторона которого расширяется к центру ЛП в сторону центра симметрии ППФ на величину  $h$  (так что общее расстояние от края ВС составляет  $a_2+h$ ) длиной  $l$ . На величину  $h$  перемещается и щель шириной  $w$ .

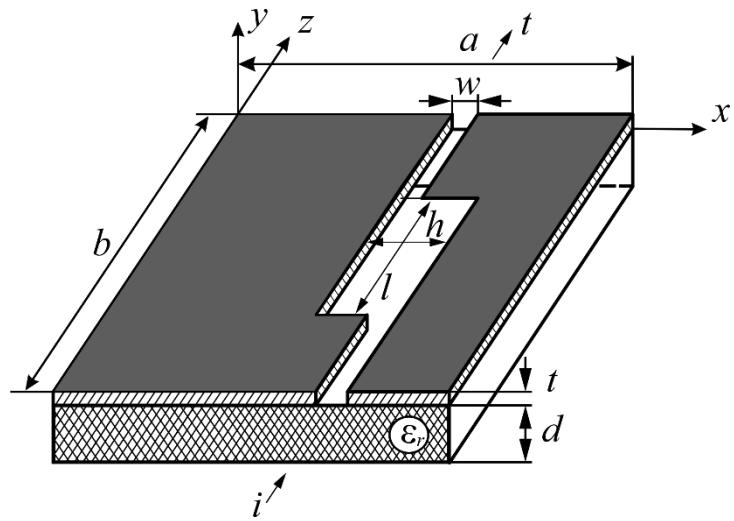


Рис. 2. Модель ППФ на основе АСЦЛ, где  $a$  - ширина отрезка линии,  $b$  – длина отрезка линии,  $d$  – толщина подложки с диэлектрической проницаемостью  $\epsilon_r$ ,  $w$  – ширина щели,  $t$  – толщина металлических экранов,  $l$  – длина неоднородности (резонатора),  $h$  – ширина неоднородности (резонатора).

### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Для расчета характеристик модели ППФ (вносимые потери и волновое сопротивление) выбран диапазон частот  $\Delta f=5,0-10,0$  ГГц. Основным элементом ППФ является неоднородность ЛП, поэтому для обеспечения требуемых характеристик ППФ (минимальные вносимые потери и волновое сопротивление) необходимо определить

геометрические размеры резонатора. В результате параметрического синтеза геометрических параметров резонатора определены его размеры: длина  $l=3\lambda_{\text{в}}/5$ , где  $\lambda_{\text{в}}$  - длина волны в линии, а отношение ширины щели к ширине резонатора составило  $w/h=0,25$ . Для рассчитанных параметров резонатора получены значения коэффициентов матрицы рассеяния и волнового сопротивления ППФ, представленные на рис. 3.

Анализ полученных результатов (рис. 3) показывает, что наилучшие характеристики ППФ для указанных выше геометрических размеров резонатора составили: полоса пропускания на уровне -3 дБ  $\Delta f=5,73-9,24$  ГГц (рис. 3, а),  $S_{11}=-25,5$  дБ и  $S_{21}=-0,1$  дБ на частоте  $\Delta f=7,5$  ГГц (рис. 3, а). Так как вход и выход ППФ разнесены друг от друга относительно размера резонатора, то и волновые сопротивления ( $Z_{\text{вх}}$  и  $Z_{\text{вых}}$ ) принимают разные значения (рис. 3, б): для  $Z_{\text{вх}}=58-66$  Ом, а для  $Z_{\text{вых}}=66-71$  Ом в рассматриваемом диапазоне частот. Отметим, что величина  $Z_{\text{вых}}$  в начале частотного диапазона больше  $Z_{\text{вх}}$  на 13%, в конце – на 8%.

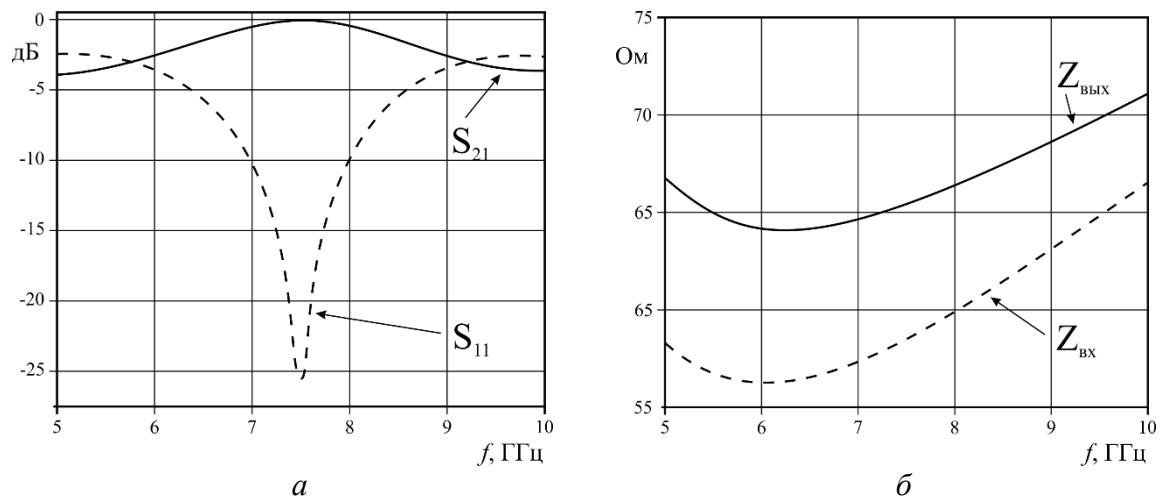


Рис. 3 Зависимости коэффициентов матрицы рассеяния (а) и волнового сопротивления (б) ППФ от частоты.

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На примере применения в регулярной асимметричной щелевой линии неоднородности в виде прямоугольного резонатора показана возможность создания полосно-пропускающего фильтра с распределенными параметрами. Анализ полученных результатов показывает возможность создания полосно-пропускающего фильтра с минимальными вносимыми потерями -0,1 дБ на центральной частоте и волновыми сопротивлениями со значениями в диапазоне 58-71 Ом.

Рассмотренная в работе модель полосно-пропускающего фильтра показывает возможность его применения в многослойных печатных платах для устройств СВЧ диапазона и как составная часть многослойных интегральных схем, входящих в приемо-передающие модули.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. ГОСТ Р 8.714-2010 Фильтры полосовые октавные и на доли октавы, Москва, Стандартинформ, 2012. – 24с.
2. Банков С.Е. Интегральная СВЧ-оптика. – М.: ФИЗМАТЛИТ, 2018, - 600 с.
3. Клюев С.Б., Иовдальский В.А., Демшевский В.В., Марин В.П. Исследование характеристик щелевой линии со смещением щели к краю диэлектрической подложки //

Нанотехнологии: разработка, применение - XXI век. 2023. Т. 23. №4, с. 53-63. DOI: <https://doi.org/10.18127/j22250980-202304-06>.

4. Клюев С.Б., Демшевский В.В., Лободин В.В. Полосно-пропускающий фильтр на основе щелевой линии со смещением центра щели // Актуальные проблемы инфотелекоммуникаций в науке и образовании. XIII Международная научно-техническая и научно-методическая конференция; сб. науч. ст. в 4 т. / Под. ред. Р. В. Киричка; сост. А. А. Нестеров. СПб.: СПбГУТ, 2024. Т. 3. С. 548-551.

#### REFERENCES

1. GOST R 8.714-2010 Octave and fractional octave bandpass filters, Moscow, Standartinform, 2012. – 24 p.
2. Bankov S.E. Integrated microwave optics. – M.: FIZMATLIT, 2018, - 600 p.
3. Klyuev S.B., Iovdal'skiy V.A., Demshevsky V.V., Marin V.P. Study of the characteristics of a slot line with a slot shift to the edge of a dielectric substrate // Nanotechnology: development, application - XXI century. 2023. Vol. 23. No. 4, pp. 53-63. DOI: <https://doi.org/10.18127/j22250980-202304-06>.
4. Klyuev S.B., Demshevsky V.V., Lobodin V.V. Bandpass filter based on a slot line with a shift in the center of the slot // Actual problems of infotelecommunications in science and education. XIII International scientific-technical and scientific-methodical conference; collection of scientific articles in 4 volumes / Ed. R.V. Kirichok; compiled by A.A. Nesterov. SPb .: SPbSUT, 2024. Vol. 3. P. 548-551.

# **ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЗМОЖНОСТИ ВОССТАНОВЛЕНИЯ ФОРМЫ ПОВЕРХНОСТНОГО ИЗЛУЧАТЕЛЯ ПО СТРУКТУРЕ ПОЛЯ В БЛИЖНЕЙ ЗОНЕ**

A. A. Кононов, Г. К. Усков

Воронежский государственный университет (ВГУ), Воронеж, Россия

**Аннотация.** В работе рассматривается вопрос о потенциальной возможности синтеза формы апертурного источника радиоволн по информации, содержащейся в пространственном распределении поля его излучения в ближней зоне. Показано, что на основе интегральных формул, лежащих в основе решения прямых задач апертурной теории, можно сформировать систему линейных уравнений, из которых определяются дискретные отсчёты искомой величины. Обсуждается высокая степень неустойчивости этой системы, продемонстрирована возможность применения метода регуляризации. Приведён пример успешного восстановления формы источника электромагнитного поля.

**Ключевые слова:** восстановление формы излучателя; структура ближнего поля; задача обратного синтеза; неустойчивое уравнение; метод регуляризации.

## **INVESTIGATION OF THE POSSIBILITY OF RECONSTRUCTING THE SHAPE OF A SURFACE RADIATOR BASED ON THE NEAR FIELD STRUCTURE**

A. A. Kononov, G. K. Uskov

Voronezh State University (VSU), Voronezh, Russia

**Abstract.** The paper considers the question of the potential possibility of synthesizing the shape of an aperture radio wave source based on information contained in the spatial distribution of its radiation field in the near zone. It is shown that based on the integral formulas underlying the solution of direct problems of aperture theory, it is possible to form a system of linear equations from which discrete samples of the desired value are determined. The high degree of instability of this system is discussed, and the possibility of using a regularization method is demonstrated. An example of successful restoration of the shape of an electromagnetic field source is given.

**Keywords:** reconstruction of the radiator shape; near field structure; reverse synthesis problem; unstable equation; regularization method.

### **1. ВВЕДЕНИЕ**

Обратные задачи теории излучения, связанные с восстановлением структуры и свойств источника радиоволн по их фактическому распределению в пространстве или же с синтезом того или иного излучателя по требуемым характеристикам создаваемого им электромагнитного поля, как правило, относятся в радиофизике к числу наиболее актуальных, но в то же время и наиболее сложных проблем. Одним из главных затруднений является имеющая место в большинстве случаев математическая некорректность постановки подобных задач, приводящая к неоднозначности и неустойчивости их решений [1, 2]. Для преодоления этих обстоятельств существуют специальные приёмы, носящие общее название методов регуляризации [1, 3].

В целом обратные задачи обычно строятся на основе задач прямых (т. е. связанных с анализом излучения известных источников) посредством подстановки заданной картины излучённого поля и поиска подходящей структуры излучателя, которая

удовлетворяла бы полученному уравнению. Поскольку одним из наиболее общих способов решения прямых задач является подход, основанный на апертурной теории, представляется целесообразным исследовать возможность решения обратных задач в рамках этого подхода. Ниже изложены детали одного из возможных способов реализации восстановления структуры апертурного источника по заданным свойствам его излучения.

## 2. ОПИСАНИЕ МЕТОДИКИ

Итак, пусть известны замеры поля  $\dot{E}$  в ряде точек, принадлежащих некоторому счётному объёму (обозначим их  $\vec{r}_1, \vec{r}_2, \dots, \vec{r}_M$ ). Поставим себе целью определить распределение функции освещённости  $\dot{q}(\vec{r}_a)$  по апертуре  $S_a \ni \vec{r}_a$ , считая её геометрическую форму и расположение в пространстве заданными. В простейшем (но весьма важном) случае это сводится к тому, что задаётся некоторая (возможно, неограниченная) поверхность, ограниченный участок которой и является искомой апертурой, в пределах которой  $\dot{q}(\vec{r}_a) = 1$ , а вне её  $\dot{q}(\vec{r}_a) = 0$  (то есть  $\dot{q}$  выполняет роль характеристической функции). Далее, однако, мы увидим, что в определённом смысле проще сразу искать функцию  $\dot{q}$  без каких-либо ограничений на множество её возможных значений (включая в рассмотрение, таким образом, случаи неравномерной и даже несинфазной освещённости).

Формулы для решения прямых задач апертурной теории можно представить в виде

$$\dot{E}(\vec{r}) = \iint_{S_a} \dot{q}(\vec{r}_a) \dot{\alpha}(\vec{r}, \vec{r}_a) dS_a, \quad (1)$$

где множитель  $\dot{\alpha}$  описывает распространение сигнала из точки интегрирования по апертуре ( $\vec{r}_a$ ) в точку наблюдения  $\vec{r}$ .

После дискретизации по принципу

$$\iint_{S_a} f(\vec{r}, \vec{r}_a) dS_a \approx \sum_{n=1}^N f(\vec{r}, \vec{r}_{a_n}) \Delta S_{a_n} \quad (2)$$

выражение (1) принимает форму

$$\underbrace{\begin{pmatrix} \dot{E}(\vec{r}_1) \\ \vdots \\ \dot{E}(\vec{r}_M) \end{pmatrix}}_{=\hat{E}} = \underbrace{\begin{pmatrix} \dot{\alpha}(\vec{r}_1, \vec{r}_{a_1}) \Delta S_{a_1} & \cdots & \dot{\alpha}(\vec{r}_1, \vec{r}_{a_N}) \Delta S_{a_N} \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ \dot{\alpha}(\vec{r}_M, \vec{r}_{a_1}) \Delta S_{a_1} & \cdots & \dot{\alpha}(\vec{r}_M, \vec{r}_{a_N}) \Delta S_{a_N} \end{pmatrix}}_{=\hat{A}} \cdot \underbrace{\begin{pmatrix} \dot{q}(\vec{r}_{a_1}) \\ \vdots \\ \dot{q}(\vec{r}_{a_N}) \end{pmatrix}}_{=\hat{q}}, \quad (3)$$

где  $\hat{E}$  — вектор отсчётов излучённого поля (размерности  $M \times 1$ );

$\hat{q}$  — вектор отсчётов функции освещённости (размерности  $N \times 1$ );

$\hat{A}$  — матрица отсчётов ядра интегрального уравнения (размерности  $M \times N$ ).

Дискретизация (2) соответствует 2-мерной «формуле прямоугольников» и имеет самостоятельный интерес как средство численного расчёта встречающихся в апертурной теории поверхностных интегралов, но в нашем случае — при заданных  $\dot{E}(\vec{r}_1)$  — она позволяет рассмотреть (3) как систему вида

$$\hat{E} = \hat{A} \cdot \hat{q} \quad (4)$$

относительно неизвестного вектора  $\hat{q}$ , который, следовательно, может быть найден методом псевдоинверсии [3]:

$$\hat{q} = \hat{A}^+ \cdot \hat{E}. \quad (5)$$

Таким образом, формально для определения  $\hat{q}$  достаточно знать зависимость поляризационного множителя от взаимного расположения  $\vec{r}_a$  и  $\vec{r}$ ; она обычно вводится на основе той или иной модели, например, если считать поле удовлетворяющим волновому уравнению Гельмгольца, а апертуру — лежащей в одной плоскости (скажем,  $z = 0$ ), то множитель  $\dot{\alpha}$  в (1) выражается как

$$\dot{\alpha}(\vec{r}, \vec{r}_a) = \frac{ik}{2\pi} \left( 1 + \frac{1}{ikR} \right) \cdot (\vec{n}_a, \vec{e}_R), \quad (6)$$

где  $k$  — волновое число;

$\vec{n}_a$  — нормаль к апертуре (направленная из-за неё внутрь счётного объёма);

$R$  — расстояние между  $\vec{r}_a$  и  $\vec{r}$ ;

$\vec{e}_R$  — единичный вектор, направленный из  $\vec{r}_a$  в  $\vec{r}$ .

Для случая, когда  $S_a$  лежит в плоскости  $z = 0$ , можно представить (6) более явно:

$$\dot{\alpha}(\vec{r}, \vec{r}_a) = \frac{ik}{2\pi} \left(1 + \frac{1}{ikR}\right) \cdot \frac{z}{R}, \quad R = \sqrt{(x - x_a)^2 + (y - y_a)^2 + z^2}; \quad (7)$$

если пренебречь вторым слагаемым в скобках, то мы придём фактически к т. н. поляризационному множителю из работы [4].

Заметим, что предлагаемая методика с применением формулы (5) не лишена своеобразных затруднений. Дело в том, что матрица системы линейных алгебраических уравнений, получаемая дискретизацией некоторой непрерывной функции на сетке достаточно близко расположенных узлов, оказывается очень плохо обусловленной, вследствие чего приходится привлекать те или иные методы регуляризации [1]. Сколь либо подробное рассмотрение относящихся сюда вопросов выходит за рамки настоящей работы, имеющей своей целью и результатом в первую очередь предоставление хотя бы теоретической возможности вычисления решений обратных задач апертурной теории. В связи с вышесказанным, ограничимся здесь тем, что приведём пример решения одной из таких задач (это будет сделано в следующем разделе), а также укажем наиболее простой (по всей видимости) способ регуляризации некорректности обратной задачи.

Именно, поскольку неустойчивость решений вызывается весьма малой величиной определителя матрицы  $\hat{A}$ , к ней можно прибавить единичную матрицу  $\hat{I}$  соответствующего размера, домноженную на некоторое малое число  $\delta$  (параметр регуляризации). По сравнению с (5), решение типа

$$\hat{q} = (\hat{A} + \delta \hat{I})^+ \cdot \hat{E} \quad (8)$$

обладает повышенной устойчивостью при правильном выборе  $\delta$  (обоснование этого выбора является весьма сложным вопросом и заслуживает отдельного исследования).

### 3. ПРИМЕР ВОССТАНОВЛЕНИЯ ФОРМЫ АПЕРТУРЫ

В среде MATLAB была виртуальным образом смоделирована плоская апертура треугольной формы (с единичной освещённостью), вписанная в квадрат со стороной 0.8 м (и расположенная в плоскости  $z = 0$ ), рассчитано её поле на рабочей частоте в 3.0 ГГц для значений  $-0.4 \text{ м} \leq x \leq 0.4 \text{ м}$ ,  $0.5 \text{ м} \leq z \leq 1.5 \text{ м}$ ,  $y = z - 1.0 \text{ м}$  (то есть на наклонной плоскости в ближней зоне). Эти данные затем использовались для решения обратной задачи восстановления функции освещённости (то есть, в данном случае, по сути для распознавания формы апертуры, так как в её пределах в идеале должно было получиться  $\hat{q} \equiv 1$ , а вне её  $\hat{q} \equiv 0$ ). Однако (как уже говорилось) предложенный метод сразу находит некоторое оптимальное решение  $\hat{q}$ , с одной стороны, не обязательно имеющее вид характеристической функции, а с другой — потенциально способное обнаружить неравномерность распределения освещённости (отсутствующую, впрочем, в рассматриваемом примере).

Результат, вместе с исходной апертурой, показан на рис. 1. Несмотря на наличие заметных флюктуаций вокруг изначальной апертурной области, видно достаточно чётко обозначенные её контуры (и весьма равномерное распределение освещённости внутри). Были также построены графические представления полей излучения в точках наблюдения — для исходной апертуры (рис. 2, а), то есть по сути данные, которые легли в основу  $\hat{E}$ , затем для восстановленной апертуры (рис. 2, б), — видно хорошее совпадение (методу псевдоинверсии вообще свойственно в первую очередь обеспечивать минимум невязки левой и правой частей уравнения, даже при неидеальном восстановлении решения), и для синфазно и однородно освещённой плоскости (рис. 2, в). В последнем случае картина полностью другая, т. е. разобранный пример действительно нетривиален.

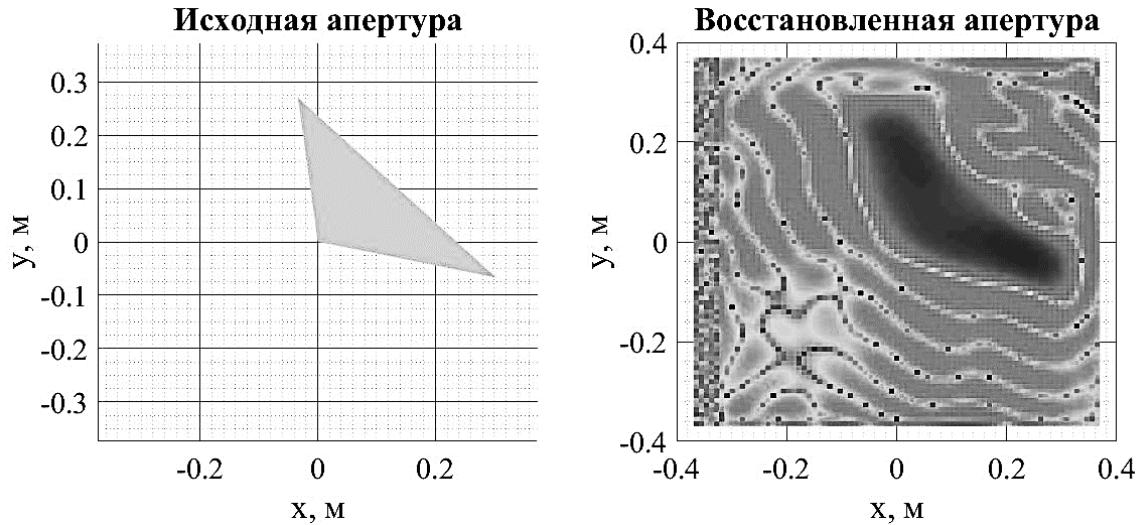


Рис. 1. Пример восстановления формы апертуры по её ближнему полю

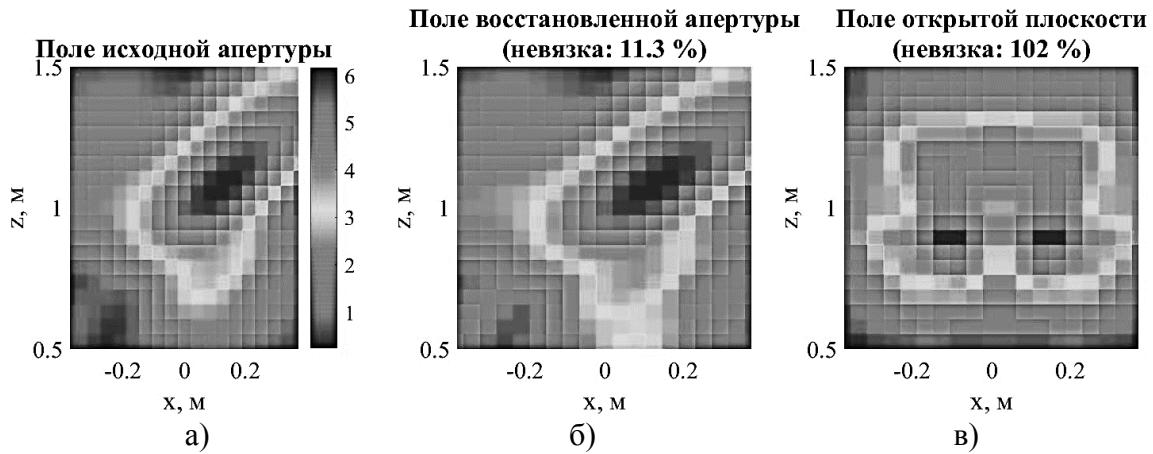


Рис. 2. Поля, создаваемые плоской апертурой

В ходе расчётов апертурная область при решении обратной задачи делилась на 80 точек в каждом направлении, а итоговое решение определялось псевдоинверсией по принципу (8) с величиной параметра регуляризации в  $0.0000002 = 2 \cdot 10^{-7}$ . Увеличение количества отсчётов привело бы к возможности получения более плавно выглядящих результатов, но вызвало бы и рост неустойчивости (чем ближе соседние значения  $\vec{r}_a$ , тем меньше отличаются соседние столбцы  $\hat{A}$ , из-за чего уменьшается определитель).

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе исследована возможность решения базовой обратной задачи апертурной теории, то есть восстановления априори неизвестной формы апертуры по заданному фактическому распределению поля её излучения в пространстве, относящемся к ближней зоне. Описан алгоритм построения системы линейных алгебраических уравнений методом дискретизации интегрального уравнения, в основу которого положена одна из формул для решения прямых задач апертурной теории. Отдельно указано на такие обстоятельства, как существенная некорректность и неустойчивость вышеупомянутой системы, а также на возможность преодоления этих затруднений с помощью метода регуляризации. Приведён конкретный пример, подтверждающий принципиальную возможность достаточно качественного восстановления формы апертуры по точечным замерам её ближнего поля.

## **5. БЛАГОДАРНОСТИ**

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 24-19-00891, <https://rscf.ru/project/24-19-00891/>. Для выполнения численных расчетов в работе использовалось оборудование учебно-научного дизайн-центра проектирования радиоэлектронных систем СВЧ, терагерцового и оптического диапазонов на отечественной электронной компонентной базе ФГБОУ ВО «ВГУ» в рамках реализации федерального проекта «Подготовка кадров и научного фундамента для электронной промышленности».

## **ЛИТЕРАТУРА**

1. Тихонов А. Н., Арсенин В. Я. Методы решения некорректных задач. М. : Наука, 1986. – 288 с.
2. Сazonov D. M. Антенны и устройства СВЧ. М. : Высшая школа, 1988. – 432 с.
3. Тыртышников Е. Е. Матричный анализ и линейная алгебра. М. : ФИЗМАТЛИТ, 2007. – 480 с.
4. Лысенко Н. А. Поляризационные множители для анализа полей апертурных антенн во временной области методом импульсных характеристик / Лысенко Н. А., Бобрешов А. М., Копытин В. Е., Усков Г. К., Скулкин С. П. // Сборник трудов XXVI Международной научно-технической конференции «Радиолокация, навигация, связь». – Воронеж, 2020, Т. 5. – С. 144–155.

## **REFERENCES**

1. Tikhonov, A. N., Arsenin, V. Ya. Methods for solving incorrect problems. M. : Science, 1986. – 288 p.
2. Sazonov, D. M. Antennas and Microwave Devices. M. : Higher School, 1988. – 432 p.
3. Tyrtysnikov, E. E. Matrix calculus and linear algebra. M. : FIZMATLIT, 2007. – 480 p.
4. Lysenko, N. A. The polarization multipliers for aperture antennas field analysis in time domain for the method of pulse characteristics / Lysenko N. A., Bobreshov A. M., Kopytin V. E., Uskov G. K., Skulkin S. P. // The collection of the works of XXVI International scientific and technical conference «Radiolocation, navigation, communication», Voronezh, 2020, Vol. 5. – Pp. 144–155.

# **ПРИМЕНЕНИЕ ТЕОРЕТИЧЕСКОГО МЕТОДА РАСЧЕТА МОНОХРОМАТИЧЕСКОГО ПОЛЯ ИЗЛУЧЕНИЯ НЕПЛОСКОЙ ПОВЕРХНОСТИ НА ПРИМЕРЕ СФЕРЫ**

А. А. Кононов, Г. К. Усков

Воронежский государственный университет (ВГУ), Воронеж, Россия

**Аннотация.** В работе изложены детали расчёта пространственного распределения поля, излучаемого неплоской апертурой на произвольной частоте. В качестве примера выбран и проанализирован случай сферической поверхности. Сформулирована строгая постановка задачи, дано решение в виде функционального ряда. Разобраны конкретные примеры, а также рассмотрен вопрос об излучении элементарного бесконечно малого участка сферической апертуры.

**Ключевые слова:** неплоская апертура; сферическая поверхность; анализ ближнего поля; поляризационный множитель.

## **APPLICATION OF THE THEORETICAL METHOD FOR CALCULATING MONOCHROMATIC RADIATION FIELD OF A NON-PLANAR SURFACE ON THE EXAMPLE OF A SPHERE**

А. А. Kononov, G. K. Uskov

Voronezh State University (VSU), Voronezh, Russia

**Abstract.** The paper describes the details of calculating the spatial distribution of the field radiated by a non-planar aperture at an arbitrary frequency. The case of a spherical surface is selected and analyzed as an example. A rigorous problem statement is formulated, and a solution is given in the form of a functional series. Specific examples are analyzed, and the issue of the radiation of an elementary infinitesimal portion of a spherical aperture is considered.

**Keywords:** non-planar aperture; near field analysis; polarization factor.

### **1. ВВЕДЕНИЕ**

Проблема расчёта электромагнитного поля, излучаемого неплоской апертурой, является среди прямых задач апертурной теории наиболее общей, что объясняет как её большую актуальность, так и сравнительно высокую сложность соответствующих расчётов. Необходимость анализа излучения в ситуациях, в которых поле задано в точках поверхности произвольной формы, может возникать в различных радиофизических исследованиях [1, 2], в особенности в имеющей сейчас большую значимость области, связанной со сверхширокополосными (СШП) сигналами [3, 4].

Проведённые ранее исследования, основанные на вычислении импульсных характеристик и переходных процессов во временной области в конкретных случаях, выявили ряд особенностей, в число которых входит существенное отличие хода явлений в зависимости от расположения точки наблюдения в пределах ближней зоны, а также нетривиальность вопроса о выборе границы участка апертуры, «видимого» из этой точки (см., например, [5, 6]). В настоящей работе рассматривается сферическая апертура, на примере которой удобно изучить вышеозначенные нюансы; в частности, при любом положении точки наблюдения найдётся, очевидно, участок поверхности, «не видимый» оттуда (в рамках геометрического подхода). Далее излагается строгое построение общего решения и разбор ряда частных случаев, причём анализ будет вестись в частотной области (что позволяет получить точное описание дифракционных эффектов).

## 2. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ. ОБЩЕЕ РЕШЕНИЕ

Не останавливаясь на доказательстве того общезвестного факта, что из уравнений Максвелла в случае свободного пространства (под которым подразумевается идеальная, однородная, изотропная, линейная, локальная и стационарная среда без дисперсии) для монохроматического процесса следует волновое уравнение Гельмгольца вида

$$\Delta \dot{E} + k^2 \dot{E} = 0, \quad (1)$$

где  $k$  — волновое число, а  $\dot{E}$  — искомое поле (это может быть не только любая декартова компонента комплексной векторной амплитуды электрической напряжённости  $\vec{E}$ , но и любая компонента вектора  $\vec{H}$  или векторного потенциала  $\vec{A}$ , а также скалярный потенциал  $\phi$ ), передём сразу к исследованию его решений.

С одной стороны, стандартные методы математической физики [7, 8] позволяют получить расчётное соотношение в форме

$$\dot{E}(\vec{r}) = \iint_{S_a} \frac{\partial \dot{G}(\vec{r}, \vec{r}_a)}{\partial \vec{n}_a} \dot{E}(\vec{r}_a) dS_a, \quad (2)$$

где  $\vec{r}$  — точка наблюдения;

$\vec{r}_a$  — точка интегрирования по апертуре  $S_a$ ;

$\dot{G}$  — функция Грина, удовлетворяющая уравнению (1) внутри пространства точек наблюдения  $V$  (т. н. «счётный объём») и обращающаяся в ноль на  $S_a$  (таким образом, речь идёт, по сути, о функции Грина для задачи Дирихле);

$\vec{n}_a$  — единичная нормаль к апертуре, направленная внутрь счётного объёма  $V$ .

Заметим, что, вводя расстояние  $R = |\vec{r} - \vec{r}_a|$  и поляризационный множитель

$$\dot{\alpha}(\vec{r}, \vec{r}_a) = \frac{2\pi}{ik} \cdot \frac{\partial \dot{G}(\vec{r}, \vec{r}_a)}{\partial \vec{n}_a} \cdot R \cdot e^{ikR}, \quad (3)$$

выражение (2) можно привести к традиционно используемому в качестве исходного положения для получения апертурных формул во временной области виду

$$\dot{E}(\vec{r}) = \frac{ik}{2\pi} \iint_{S_a} \dot{E}(\vec{r}_a) \dot{\alpha}(\vec{r}, \vec{r}_a) \frac{e^{-ikR}}{R} dS_a. \quad (4)$$

Однако явное вычисление функции Грина для сложных (неплоских) поверхностей  $S_a$  представляется весьма затруднительным; даже в случае  $k \rightarrow 0$  (электростатический предел) точные решения известны лишь в ряде наиболее геометрически простых случаев. В связи с этим целесообразно рассмотреть использование иных методов, среди которых стоит отметить разложение по собственным функциям и метод потенциалов.

Воспользуемся тем, что в настоящей работе исследуется апертура  $S_a$  в форме сферы, то есть имеющая непосредственное отношение к сферической системе координат. В этом случае существует точное решение соответствующей внешней краевой задачи для уравнения Гельмгольца (1), имеющее вид ряда

$$\dot{E}(\vec{r}) = \sum_{l=0}^{l=\infty} \sum_{m=-l}^{m=l} a_{lm} \cdot \sqrt{\frac{R_a}{r}} \cdot \frac{\mathcal{H}_{l+\frac{1}{2}}^{(2)}(kr)}{\mathcal{H}_{l+\frac{1}{2}}^{(2)}(kR_a)} \cdot Y_l^m(\theta, \varphi), \quad (5)$$

где  $R_a$  — радиус сферы (её центр считается расположенным в начале координат);  $r = |\vec{r}|$  — расстояние от начала координат до точки наблюдения;

$\theta, \varphi$  — стандартные угловые переменные сферической системы координат;

$\mathcal{H}_{l+1/2}^{(2)}$  — функция Ханкеля 2-го рода порядка  $(l + 1/2)$ ;

$Y_l^m$  — сферическая функция с индексами  $l$  и  $m$ ;

$a_{lm}$  — коэффициенты разложения в ряд, вычисляемая как

$$a_{lm} = \frac{1}{\|Y_l^m\|^2} \int_0^{2\pi} d\phi \int_0^\pi \dot{E}_a(\theta, \phi) \cdot (Y_l^m(\theta, \phi))^* \cdot \sin \theta d\theta, \quad (6)$$

где  $\dot{E}_a$  — заданное распределение поля на сфере  $S_a$ ;

$\|Y_l^m\|$  — норма сферической функции, определяемая соотношением

$$\|\mathcal{Y}_l^m\|^2 = \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^\pi |\mathcal{Y}_l^m(\theta, \varphi)|^2 \cdot \sin \theta d\theta. \quad (7)$$

Подставляя (6) в (5), можно получить

$$\dot{E}(\vec{r}) = \sqrt{\frac{R_a}{r}} \int_0^{2\pi} \int_0^\pi \sum_{l,m} \frac{\mathcal{H}_{l+\frac{1}{2}}^{(2)}(kr)}{\mathcal{H}_{l+\frac{1}{2}}^{(2)}(kR_a)} \frac{y_l^m(\theta, \varphi) \cdot (y_l^m(\theta, \varphi))^*}{\|y_l^m\|^2} \dot{E}_a(\theta, \varphi) \sin \theta d\theta d\varphi, \quad (8)$$

откуда, по аналогии с (2) (и с учётом, что  $dS_a = R_a^2 \sin \theta d\theta d\varphi$ ),

$$\frac{\partial \dot{C}(\vec{r}, \vec{r}_a)}{\partial \vec{n}_a} = \sum_{l=0}^{\infty} \sum_{m=-l}^l \sqrt{\frac{R_a}{r}} \cdot \frac{\mathcal{H}_{l+\frac{1}{2}}^{(2)}(kr)}{\mathcal{H}_{l+\frac{1}{2}}^{(2)}(kR_a)} \cdot \frac{y_l^m(\theta, \varphi) \cdot (y_l^m(\theta, \varphi))^*}{R_a^2 \cdot \|y_l^m\|^2}, \quad (9)$$

после чего (3) даёт

$$\dot{\alpha}(\vec{r}, \vec{r}_a) = \frac{2\pi}{ik\sqrt{R_a r}} \cdot \sum_{l=0}^{\infty} \sum_{m=-l}^l \frac{\mathcal{H}_{l+\frac{1}{2}}^{(2)}(kr)}{\mathcal{H}_{l+\frac{1}{2}}^{(2)}(kR_a)} \cdot \frac{y_l^m(\theta, \varphi) \cdot (y_l^m(\theta, \varphi))^*}{\|y_l^m\|^2} \cdot \frac{R}{R_a} \cdot e^{ikR}, \quad (10)$$

где расстояние  $R$  определяется как

$$R = \sqrt{(\vec{r} - \vec{r}_a)^2} = \sqrt{|\vec{r}|^2 + |\vec{r}_a|^2 - 2(\vec{r} \cdot \vec{r}_a)}; \quad (11)$$

подразумевается, что в сферических координатах

$$\vec{r} = r \cdot \begin{pmatrix} \sin \theta \cos \varphi \\ \sin \theta \sin \varphi \\ \cos \theta \end{pmatrix}, \quad \vec{r}_a = R_a \cdot \begin{pmatrix} \sin \theta \cos \phi \\ \sin \theta \sin \phi \\ \cos \theta \end{pmatrix}, \quad (12)$$

так что (11) превращается в

$$R = \sqrt{r^2 + R_a^2 - 2R_a r \cdot (\cos \theta \cos \phi + \sin \theta \sin \phi \cos(\varphi - \phi))}. \quad (13)$$

Для удобства и единобразия в вышеприведённых формулах рекомендуется использовать следующий вариант определения сферических функций:

$$\mathcal{Y}_l^m(\theta, \varphi) = \sqrt{\frac{2l+1}{4\pi} \cdot \frac{(l-|m|)!}{(l+|m|)!}} \cdot \frac{\mathcal{P}_l^{|m|}(\cos \theta) \cdot e^{im\varphi}}{(\delta_{m0} - \operatorname{sgn} m)^m}, \quad (14)$$

где присоединённые полиномы Лежандра  $\mathcal{P}_l^{|m|}$ , в свою очередь, соотношением

$$\mathcal{P}_l^{|m|}(\mu) = \left(\sqrt{1-\mu^2}\right)^{|m|} \cdot \frac{d^{|m|}}{d\mu^{|m|}} \mathcal{P}_l(\mu), \quad (15)$$

выражаются через «обыкновенные» полиномы Лежандра  $\mathcal{P}_l$ :

$$\mathcal{P}_l(\mu) = \frac{1}{2^l l!} \cdot \frac{d^l}{d\mu^l} (\mu^2 - 1)^l; \quad (16)$$

использование формул (14)–(16) гарантирует, что сферические функции будут уже нормированы, т. е.  $\|\mathcal{Y}_l^m\| = 1$ . Отметим для полноты, что множитель в знаменателе (14), равный  $(-1)^m$  при  $m \geq 0$  и обращающийся в 1 для  $m < 0$  (т. н. фаза Кондона — Шортли), внесён в определение  $\mathcal{Y}_l^m$ , в то время как иногда его вместо этого включают в  $\mathcal{P}_l^{|m|}$  (в частности, в системе Wolfram Mathematica используется именно такой подход). Наконец, приведём формулы для вычисления функций Ханкеля 2-го рода:

$$\mathcal{H}_\nu^{(2)}(x) = \mathcal{J}_\nu(x) - i\mathcal{N}_\nu(x), \quad (17)$$

где  $\mathcal{J}_\nu$  — функция Бесселя 1-го рода порядка  $\nu$ :

$$\mathcal{J}_\nu(x) = \sum_{m=0}^{\infty} \frac{(-1)^m}{m! \Gamma(m+n+1)} \cdot \left(\frac{x}{2}\right)^{2m+n}; \quad (18)$$

$\mathcal{N}_\nu$  — функция Бесселя 2-го рода (функция Неймана) порядка  $\nu$ :

$$\mathcal{N}_\nu(x) = \begin{cases} \frac{\mathcal{J}_\nu(x) \cos \nu\pi - \mathcal{J}_{-\nu}(x)}{\sin \nu\pi}, & \nu \notin \mathbb{Z}, \\ \frac{1}{\pi} \left( \frac{\partial \mathcal{J}_\nu(x)}{\partial \nu} - (-1)^\nu \cdot \frac{\partial \mathcal{J}_{-\nu}(x)}{\partial \nu} \right), & \nu \in \mathbb{Z}. \end{cases} \quad (19)$$

Для полуцелых индексов, как в (5), выражения (18)–(19) упрощаются:

$$\mathcal{J}_{l+1/2}(x) = (-x)^l \sqrt{\frac{2x}{\pi}} \cdot \left(\frac{1}{x} \frac{d}{dx}\right)^l \frac{\sin x}{x}, \quad \mathcal{J}_{-l-1/2}(x) = x^l \sqrt{\frac{2x}{\pi}} \cdot \left(\frac{1}{x} \frac{d}{dx}\right)^l \frac{\cos x}{x}, \quad (20)$$

$$\mathcal{N}_{l+1/2}(x) = (-1)^{l+1} \cdot \mathcal{J}_{-l-1/2}(x) = -(-x)^l \sqrt{\frac{2x}{\pi}} \cdot \left(\frac{1}{x} \frac{d}{dx}\right)^l \frac{\cos x}{x}, \quad (21)$$

так что

$$\mathcal{H}_{l+1/2}^{(2)}(x) = i \cdot (-x)^l \sqrt{\frac{2x}{\pi}} \cdot \left(\frac{1}{x} \frac{d}{dx}\right)^l \frac{e^{-ix}}{x}. \quad (22)$$

Полученные выражения, при некоторой своей громоздкости, дают совершенно точное решение задачи, причём автоматически удовлетворяющее на бесконечности т. н. условиям излучения Зоммерфельда [7, 8]. Далее мы применим их к нескольким частным случаям для более обозримой демонстрации.

### 3. НЕКОТОРЫЕ ЧАСТНЫЕ СЛУЧАИ

Прежде всего, рассмотрим наиболее простую ситуацию, когда поле на апертуре равно константе, что соответствует равномерной синфазной освещённости.

Поскольку  $\mathcal{P}_0^0(x) = \mathcal{P}_0(x) = 1 \Rightarrow \mathcal{Y}_0^0(\theta, \varphi) = 1/(2\sqrt{\pi})$ , при  $\dot{E}_a(\theta, \varphi) \equiv 1$  имеем

$$a_{lm} = 1 \cdot \int_0^{2\pi} d\phi \int_0^\pi 2\sqrt{\pi} \cdot \mathcal{Y}_0^0(\theta, \phi) \left( \mathcal{Y}_l^m(\theta, \phi) \right)^* \sin \theta d\theta = 2\sqrt{\pi} \cdot \delta_{l0} \delta_{m0} \quad (23)$$

ввиду ортонормированности системы сферических функций. Значит, (5) сводится к

$$\dot{E}(\vec{r}) = 2\sqrt{\pi} \cdot \sqrt{\frac{R_a}{r}} \cdot \frac{\mathcal{H}_{1/2}^{(2)}(kr)}{\mathcal{H}_{1/2}^{(2)}(kR_a)} \cdot \mathcal{Y}_0^0(\theta, \varphi) = \sqrt{\frac{R_a}{r}} \cdot \frac{\mathcal{H}_{1/2}^{(2)}(kr)}{\mathcal{H}_{1/2}^{(2)}(kR_a)}; \quad (24)$$

принимая во внимание тот факт, что

$$\mathcal{H}_{1/2}^{(2)}(x) = i \cdot \sqrt{\frac{2x}{\pi}} \cdot \frac{e^{-ix}}{x} = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \cdot \frac{ie^{-ix}}{\sqrt{x}} \Rightarrow \frac{\mathcal{H}_{1/2}^{(2)}(x_1)}{\mathcal{H}_{1/2}^{(2)}(x_2)} = \sqrt{\frac{x_2}{x_1}} \cdot e^{-i(x_1-x_2)}, \quad (25)$$

получаем в итоге

$$\dot{E}(\vec{r}) = \frac{R_a}{r} \cdot e^{-ik(r-R_a)} = \frac{e^{-ikr}}{r} \cdot \left( \frac{e^{-ikR_a}}{R_a} \right)^{-1}. \quad (26)$$

Таким образом, излучение сферической апертуры с константным распределением поля совпадает с излучением точечного источника, который был бы расположен в её центре и создавал бы на ней поле, равное заданному. Этот результат подтверждает корректность используемой методики.

Пусть теперь  $\dot{E}_a(\theta, \varphi) = \cos^2 \frac{\theta}{2} = \frac{1+\cos \theta}{2}$ . Здесь замечаем, что

$$\mathcal{P}_1^0(x) = \mathcal{P}_1(x) = x \Rightarrow \mathcal{Y}_1^0(\theta, \varphi) = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{3}{\pi}} \cdot \cos \theta, \quad (27)$$

следовательно (напомним, что  $1 = \mathcal{Y}_0^0(\theta, \varphi) \cdot 2\sqrt{\pi}$ ),

$$\dot{E}_a = \sqrt{\frac{\pi}{3}} \mathcal{Y}_1^0(\theta, \varphi) + \frac{1}{2} \cdot 1 = \sqrt{\frac{\pi}{3}} \mathcal{Y}_1^0(\theta, \varphi) + \sqrt{\pi} \mathcal{Y}_0^0(\theta, \varphi), \quad (28)$$

то есть в данном случае равны нулю все коэффициенты  $a_{lm}$ , кроме

$$a_{00} = \sqrt{\pi}, \quad a_{10} = \sqrt{\pi/3} \quad (29)$$

(это вновь обосновывается ортонормированностью  $\mathcal{Y}_l^m$ ). Из (22) находим

$$\mathcal{H}_{1+1/2}^{(2)}(x) = i \cdot (-x)^1 \sqrt{\frac{2x}{\pi}} \cdot \frac{1}{x} \frac{d}{dx} \frac{e^{-ix}}{x} = \frac{-ix}{x} \sqrt{\frac{2x}{\pi}} \cdot \frac{-ix-1}{x^2} e^{-ix} = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \cdot \frac{i-x}{\sqrt{x}} \frac{e^{-ix}}{x}; \quad (30)$$

$$\frac{\mathcal{H}_{1+1/2}^{(2)}(x_1)}{\mathcal{H}_{1+1/2}^{(2)}(x_2)} = \sqrt{\frac{x_2}{x_1}} \cdot \frac{x_2}{x_1} \cdot \frac{i-x_1}{i-x_2} \cdot e^{-i(x_1-x_2)}; \quad (31)$$

значит, выписанное на основе (5) решение

$$\dot{E}(\vec{r}) = \sqrt{\pi} \cdot \sqrt{\frac{R_a}{r}} \cdot \frac{\mathcal{H}_{1/2}^{(2)}(kr)}{\mathcal{H}_{1/2}^{(2)}(kR_a)} \mathcal{Y}_0^0(\theta, \varphi) + \sqrt{\frac{\pi}{3}} \cdot \sqrt{\frac{R_a}{r}} \cdot \frac{\mathcal{H}_{1+1/2}^{(2)}(kr)}{\mathcal{H}_{1+1/2}^{(2)}(kR_a)} \mathcal{Y}_1^0(\theta, \varphi) \quad (32)$$

приобретает вид

$$\dot{E}(\vec{r}) = \sqrt{\pi} \cdot \frac{R_a}{r} \cdot e^{-ik(r-R_a)} \cdot \frac{1}{2\sqrt{\pi}} + \sqrt{\frac{\pi}{3}} \cdot \left(\frac{R_a}{r}\right)^2 \cdot \frac{i-kr}{i-kR_a} \cdot e^{-i(x_1-x_2)} \cdot \sqrt{\frac{3}{\pi}} \cdot \frac{\cos \theta}{2} \quad (33)$$

и окончательно упрощается до итоговой формулы

$$\dot{E}(\vec{r}) = \frac{e^{-ikr}}{r} \cdot \left(\frac{e^{-ikR_a}}{R_a}\right)^{-1} \cdot \frac{1}{2} \left(1 + \frac{R_a}{r} \cdot \frac{i-kr}{i-kR_a} \cdot \cos \theta\right). \quad (34)$$

Зависимость от угла  $\varphi$  здесь отсутствует, как и в граничном условии, что позволяет визуализировать полученное решение в формате трёхмерного графика сечения  $\dot{E}(\vec{r})$  при  $\varphi = \text{const}$ . Соответствующие поверхности показаны на рис. 1–2.

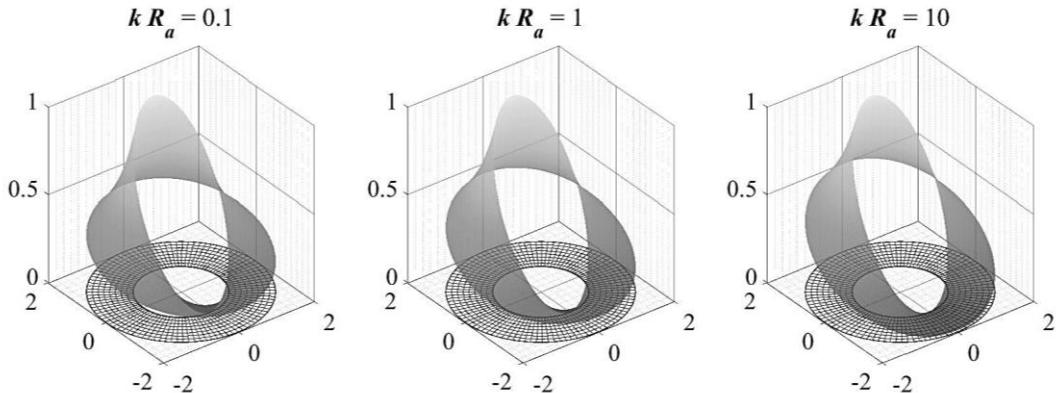


Рис. 1. Модуль решения (34) при разных соотношениях  $R_a$  и  $k$

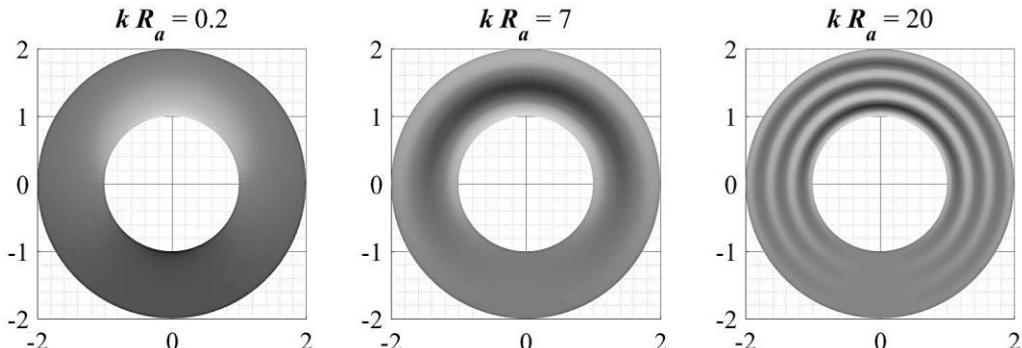


Рис. 2. Вещественная часть решения (34) при разных соотношениях  $R_a$  и  $k$

Видно, что по абсолютной величине поле распределяется примерно одинаково в весьма широком диапазоне значений параметра  $k \cdot R_a$ , но вещественная часть с ростом  $k$  принимает более быстро колеблющийся характер (как и следовало ожидать, исходя из физического смысла  $k$  как волнового числа). Поясним, что графики были построены для  $r \in [R_a; 2R_a]$ , так что масштаб по осям «нормирован на величину  $R_a$ »; кроме того,  $\theta = 0$  соответствует на рис. 2 направлению вертикально вверх (и можно видеть, что в противоположном направлении поле наиболее ослаблено).

Далее положим  $\dot{E}_a(\theta, \varphi) = \cos^2 \theta$ . Рассуждения строятся аналогично:

$$\mathcal{P}_2^0(x) = \mathcal{P}_2(x) = \frac{3x^2 - 1}{2} \Rightarrow \mathcal{Y}_2^0(\theta, \varphi) = \frac{1}{4} \sqrt{\frac{5}{\pi}} \cdot (3 \cos^2 \theta - 1), \quad (35)$$

так что (напомним, что  $1 = \mathcal{Y}_0^0(\theta, \varphi) \cdot 2\sqrt{\pi}$ ),

$$\dot{E}_a = \frac{1}{3} \left( 4 \sqrt{\frac{\pi}{5}} \mathcal{Y}_2^0(\theta, \varphi) + 1 \right) = \frac{4}{3} \sqrt{\frac{\pi}{5}} \mathcal{Y}_2^0(\theta, \varphi) + \frac{1}{3} \cdot \overbrace{2\sqrt{\pi} \mathcal{Y}_0^0(\theta, \varphi)}^{=1}, \quad (36)$$

то есть в равны нулю все коэффициенты  $a_{lm}$ , кроме

$$a_{00} = \frac{2}{3}\sqrt{\pi}, \quad a_{20} = \frac{4}{3}\sqrt{\pi/5}; \quad (37)$$

затем (22) даёт

$$\mathcal{H}_{2+1/2}^{(2)}(x) = i \cdot (-x)^2 \sqrt{\frac{2x}{\pi}} \cdot \left(\frac{1}{x} \frac{d}{dx}\right)^2 \frac{e^{-ix}}{x} \ominus \quad (38)$$

$$\frac{1}{x} \frac{d}{dx} \left(\frac{e^{-ix}}{x}\right) = \frac{-ix-1}{x^3} \cdot e^{-ix} \Rightarrow \left(\frac{1}{x} \frac{d}{dx}\right)^2 \frac{e^{-ix}}{x} = \left(\frac{2i}{x^3} + \frac{3}{x^4} + \frac{i}{x^3} - \frac{1}{x^2}\right) \cdot \frac{e^{-ix}}{x} \Rightarrow \quad (39)$$

$$\mathcal{H}_{2+1/2}^{(2)}(x) \ominus i \cdot x^2 \sqrt{\frac{2x}{\pi}} \cdot \left(\frac{3i}{x^3} + \frac{3}{x^4} - \frac{1}{x^2}\right) \frac{e^{-ix}}{x} = i \cdot \sqrt{\frac{2}{\pi}} \left(\frac{3i}{x} + \frac{3}{x^2} - 1\right) \frac{e^{-ix}}{\sqrt{x}}; \quad (40)$$

$$\frac{\mathcal{H}_{2+1/2}^{(2)}(x_1)}{\mathcal{H}_{2+1/2}^{(2)}(x_2)} = \sqrt{\frac{x_2}{x_1}} \cdot \left(\frac{x_2}{x_1}\right)^2 \cdot \frac{3ix_1+3-x_1^2}{3ix_2+3-x_2^2} \cdot e^{-i(x_1-x_2)}; \quad (41)$$

значит, на основе (5)

$$\dot{E}(\vec{r}) = \frac{2}{3}\sqrt{\pi} \cdot \sqrt{\frac{R_a}{r}} \cdot \frac{\mathcal{H}_{1/2}^{(2)}(kr)}{\mathcal{H}_{1/2}^{(2)}(kR_a)} Y_0^0(\theta, \varphi) + \frac{4}{3}\sqrt{\frac{\pi}{5}} \cdot \sqrt{\frac{R_a}{r}} \cdot \frac{\mathcal{H}_{2+1/2}^{(2)}(kr)}{\mathcal{H}_{2+1/2}^{(2)}(kR_a)} Y_2^0(\theta, \varphi), \quad (42)$$

подставляя (25) и (41), имеем

$$\dot{E}(\vec{r}) = \frac{2\sqrt{\pi} R_a}{3r} e^{-ik(r-R_a)} \frac{1}{2\sqrt{\pi}} + \frac{4\sqrt{\pi}}{3\sqrt{5}} \left(\frac{R_a}{r}\right)^3 \frac{3ikr+3-k^2r^2}{3ikR_a+3-k^2R_a^2} e^{-ik(r-R_a)} \sqrt{\frac{5}{\pi}} \frac{3\cos^2\theta-1}{4} \quad (43)$$

и окончательно

$$\dot{E}(\vec{r}) = \frac{e^{-ikr}}{r} \cdot \left(\frac{e^{-ikR_a}}{R_a}\right)^{-1} \cdot \left(\frac{1}{3} + \left(\frac{R_a}{r}\right)^2 \frac{3ikr+3-(kr)^2}{3ikR_a+3-(kR_a)^2} \cdot \frac{3\cos^2\theta-1}{3}\right). \quad (44)$$

Графики показаны на рис. 3–4. Здесь граничное условие было задано так, что можно наблюдать по два направления максимального и минимального излучения. В остальном графики представляют собой как бы обобщение представленных на рис. 1–2.

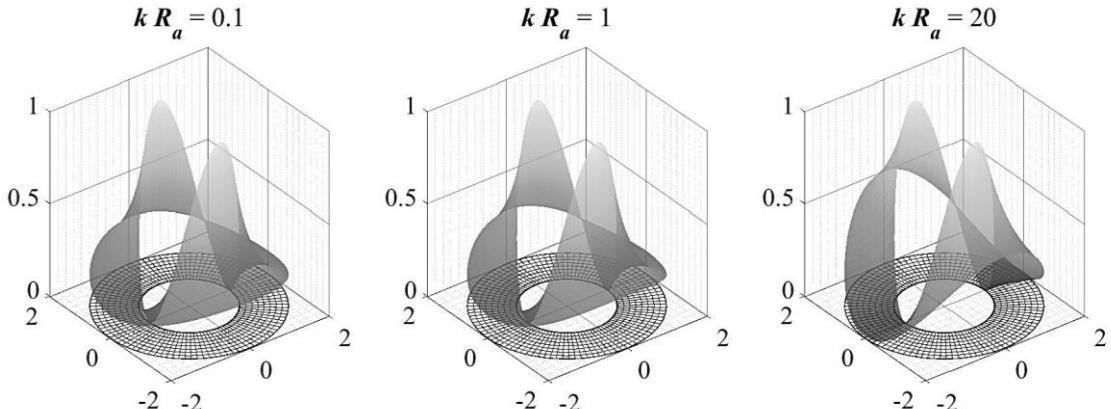


Рис. 3. Модуль решения (44) при разных соотношениях  $R_a$  и  $k$

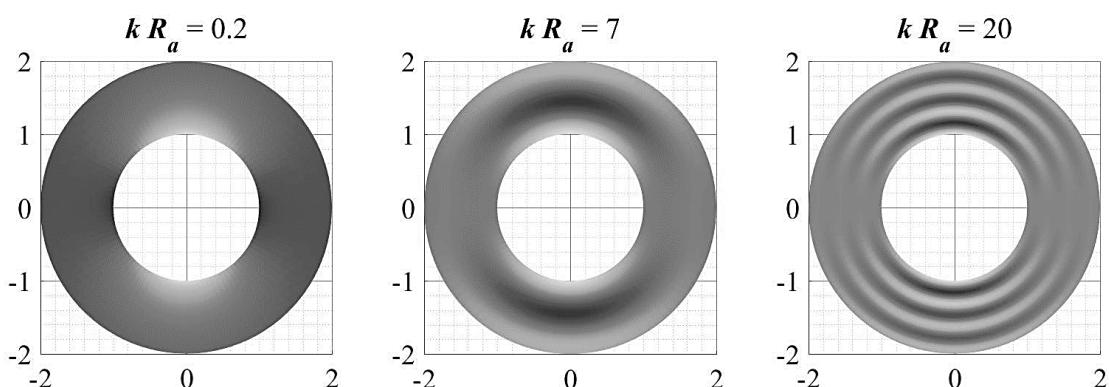


Рис. 4. вещественная часть решения (44) при разных соотношениях  $R_a$  и  $k$

Наконец, рассмотрим случай «элементарного точечного источника», другими словами, предположим, что  $\dot{E}_a$  имеет дельта-образный характер, то есть при интегрировании по углам «выкальвает» значение в «точке»  $(\theta_0; \varphi_0)$  по принципу

$$\dot{E}(\vec{r}) = \int_0^{2\pi} \int_0^\pi f(\theta, \varphi) \dot{E}_a(\theta, \varphi) \sin \theta d\theta d\varphi = f(\theta_0, \varphi_0); \quad (45)$$

значит, из (8) получится, что поле излучения такого «бесконечно малого участка сферической апертуры» имеет вид

$$\dot{E}(\vec{r}) = \sqrt{\frac{R_a}{r}} \sum_{l,m} \frac{\mathcal{H}_{l+\frac{1}{2}}^{(2)}(kr)}{\mathcal{H}_{l+\frac{1}{2}}^{(2)}(kR_a)} \frac{y_l^m(\theta, \varphi) (y_l^m(\theta_0, \varphi_0))^*}{\|y_l^m\|^2}. \quad (46)$$

Без ограничения общности положим  $\theta_0 = 0, \varphi_0 = 0$ . Тогда  $y_l^m(\theta_0, \varphi_0) = 0$  при всех  $m \neq 0$  (т. к. из (14)–(15) видно, что  $y_l^m \sim \sqrt{1 - \mu^2} \Big|_{\mu \mapsto \cos \theta} = \sin \theta$  для  $m \neq 0$ ). Далее,

$$y_l^0(\theta, \varphi) = \sqrt{\frac{2l+1}{4\pi}} \cdot \frac{(l-|m|)!}{(l+|m|)!} \cdot \frac{\mathcal{P}_l^{|m|}(\cos \theta) \cdot e^{im\varphi}}{(\delta_{m0} - \operatorname{sgn} m)^m} = \sqrt{\frac{2l+1}{4\pi}} \cdot \mathcal{P}_l(\cos \theta) \cdot 1, \quad (47)$$

поэтому

$$y_l^0(\theta_0, \varphi_0) = y_l^0(0, 0) = \sqrt{\frac{2l+1}{4\pi}} \cdot \mathcal{P}_l(1) \cdot 1 = \frac{\sqrt{2l+1}}{2\sqrt{\pi}} \quad (48)$$

(т. к. известно, что полиномы Лежандра принимают значение 1 в точке 1). С учётом нормировки сферических функций, подставляя (47)–(48) в (46), получим

$$\dot{E}(\vec{r}) = \sqrt{\frac{R_a}{r}} \sum_{l=0}^{\infty} \frac{\mathcal{H}_{l+1/2}^{(2)}(kr)}{\mathcal{H}_{l+1/2}^{(2)}(kR_a)} \frac{2l+1}{4\pi} \mathcal{P}_l(\cos \theta); \quad (49)$$

графики этой зависимости (с конечной суммой) показаны на рис. 5–6.

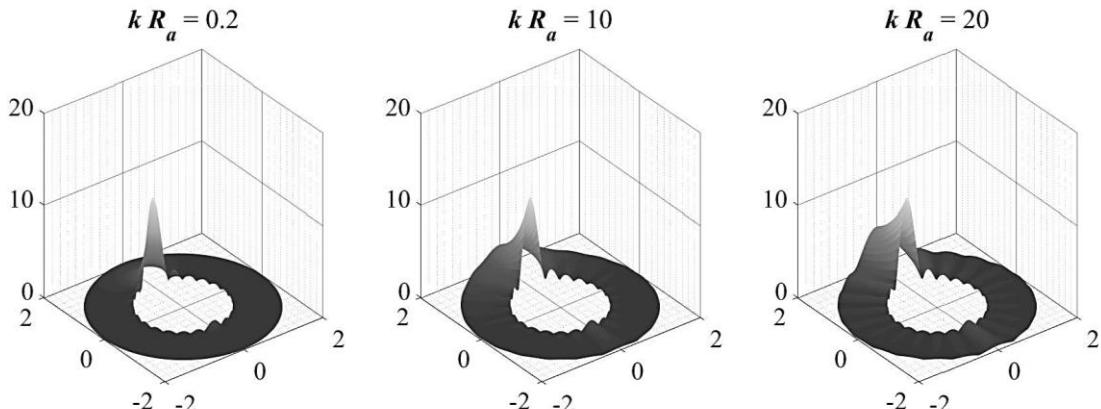


Рис. 5. Модуль частичной суммы (49) при разных соотношениях  $R_a$  и  $k$

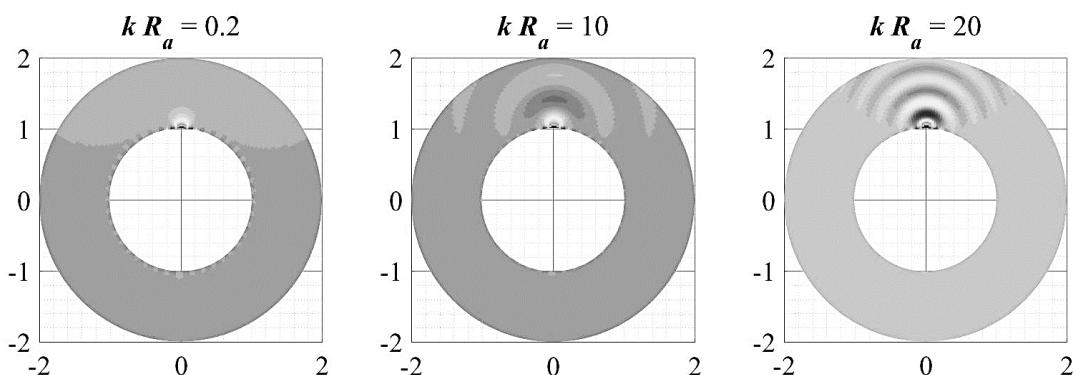


Рис. 6. вещественная часть частичной суммы (49) при разных соотношениях  $R_a$  и  $k$

На рис. 5 в сумме (49) были взяты слагаемые с  $l \leq 10$ . Видно, что с ростом  $kR_a$  наблюдается «ухудшение сходимости». Графики на рис. 6 были получены при вычислении суммы (49) до  $l = 40$  включительно. На них видно, что основное влияние, оказываемое точечным участком апертуры на результирующую картину излучения, сосредоточено примерно в области геометрической видимости этого участка, другими словами, там, где апертурная поверхность не заслоняет точку наблюдения от рассматриваемого элементарного фрагмента никакими своими частями. Это даёт основания полагать, что к неплоским апертурам корректно применять строгие подходы, ориентирующиеся на анализ суперпозиции прямолинейно распространяющихся сигналов во временной области. Развитие таких методов, конечно, выходит далеко за рамки данной работы, однако можно указать, например, что имеет интерес возможность перехода от (10) к соответствующему представлению во временной области, — тем более что описывающий распространение сигнала и превращающийся при взятии обратного преобразования Фурье в «оператор затухания и задержки» множитель  $e^{-ikr}/r$  будет присутствовать во всех слагаемых сумм типа (5) или (10) (ввиду (22)).

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе разобрана задача теоретического вычисления пространственной зависимости излучения, создаваемого сферической апертурой с произвольно заданным распределением поля. Приводится строгая постановка задачи в терминах уравнений математической физики, дано точное решение, справедливое для любых значений волнового числа. В качестве иллюстрации рассмотрен ряд конкретных примеров, включающих как однородное распределение поля на апертуре (для этого случая показано совпадения результата применения расчётных соотношений с выражениями для поля точечного источника, расположенного в центре сферы), так и разные варианты неоднородной освещённости. Кроме того, исследован вопрос о том, какой вклад в итоговую картину излучения вносит элементарный бесконечно малый участок сферической поверхности, находящийся в некоторой фиксированной точке апертуры.

#### 5. БЛАГОДАРНОСТИ

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 24-19-00891, <https://rscf.ru/project/24-19-00891/>. Для выполнения численных расчетов в работе использовалось оборудование учебно-научного дизайн-центра проектирования радиоэлектронных систем СВЧ, терагерцевого и оптического диапазонов на отечественной электронной компонентной базе ФГБОУ ВО «ВГУ» в рамках реализации федерального проекта «Подготовка кадров и научного фундамента для электронной промышленности».

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Bruton L. T. On the Dynamical Response of the Ideal Paraboloidal Reflector / Bruton L. T., Premaratne S., Agathoklis P. // IEEE Access, 2022, Vol. 2. – P. 6899–6908.
2. Skulkin S. P. Transient Far-Fields of Offset Reflector Antenna / Skulkin S. P., Turchin V. I. // IEEE Antennas and Propagation Society International Symposium. 2001 Digest. Boston, MA, USA, 2001. Vol. 1. – P. 546–549.
3. Bobreshov A. M. Ultrawideband TEM Horn with Inhomogeneous Dielectric Medium / Bobreshov A. M., Uskov G. K., Kretov P. A., Sbitnev N. S. // Microwave and Optical Technology Letters, 2020, Vol. 63, №. 2. – P. 581–586.
4. Bobreshov A. M. Experimental Study of the Characteristics of Ultrawideband TEM Horn with the Dielectric Filling / Bobreshov A. M., Uskov G. K., Smuseva K. V., Sbitnev N. S.

- // Proceedings – 2020 IEEE 7th All-Russian Microwave Conference (RMC). – Moscow, 2020. – P. 189–191.
5. Бобрешов А. М. Применение аналитического метода расчета импульсно-переходной характеристики для анализа импульсного поля, излученного цилиндрической апертурой / Бобрешов А. М., Кононов А. А., Серегина Е. А., Смусева К. В., Усков Г. К., Скулкин С. П. // Сборник трудов XXIX Международной научно-технической конференции «Радиолокация, навигация, связь». – Воронеж, 2023, Т. 4. – С. 227–233.
  6. Кононов А. А. Метод расчета первообразной импульсной характеристики для анализа импульсного поля цилиндрической апертуры / Кононов А. А., Серегина Е. А., Смусева К. В., Усков Г. К., Скулкин С. П. // СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии. – Севастополь, 2023, № 5. – С. 81–82.
  7. Владимиров В. С. Уравнения математической физики. М. : Наука, 1981. – 512 с.
  8. Тихонов А. Н., Самарский А. А. Уравнения математической физики. М. : Наука, 1972. – 736 с.

#### REFERENCES

1. Bruton, L. T. On the Dynamical Response of the Ideal Paraboloidal Reflector / Bruton L. T., Premaratne S., Agathoklis P. // IEEE Access, 2022, Vol. 2. – Pp. 6899–6908.
2. Skulkin, S. P. Transient Far-Fields of Offset Reflector Antenna / Skulkin S. P., Turchin V. I. // IEEE Antennas and Propagation Society International Symposium. 2001 Digest. Boston, MA, USA, 2001, Vol. 1. – Pp. 546–549.
3. Bobreshov, A. M. Ultrawideband TEM Horn with Inhomogeneous Dielectric Medium / Bobreshov A. M., Uskov G. K., Kretov P. A., Sbitnev N. S. // Microwave and Optical Technology Letters, 2020, Vol. 63, No. 2. – Pp. 581–586.
4. Bobreshov, A. M. Experimental Study of the Characteristics of Ultrawideband TEM Horn with the Dielectric Filling / Bobreshov A. M., Uskov G. K., Smuseva K. V., Sbitnev N. S. // Proceedings – 2020 IEEE 7th All-Russian Microwave Conference (RMC). – Moscow, 2020. – Pp. 189–191.
5. Bobreshov, A. M. Application of the analytical method for calculating the pulse-transient characteristic for the analysis of the pulse field emitted by a cylindrical aperture / Bobreshov A. M., Kononov A. A., Seregina E. A., Smuseva K. V., Uskov G. K., Skulkin S. P. // The collection of the works of XXIX International scientific and technical conference «Radiolocation, navigation, communication», Voronezh, 2023, Vol. 4. – Pp. 227–233.
6. Kononov, A. A. Method for calculating the primitive impulse response for analyzing the pulse field of a cylindrical aperture / Kononov A. A., Seregina E. A., Smuseva K. V., Uskov G. K., Skulkin S. P. // «Microwave and Telecommunication Technology», Sevastopol, 2023, No. 5. – Pp. 81–82.
7. Vladimirov, V. S. Equations of mathematical physics. M. : Science, 1981. – 512 p.
8. Tikhonov, A. N., Samarskiy, A. A. Equations of mathematical physics. M. : Science, 1972. – 736 p.

# **МЕТОДИКА АНАЛИТИЧЕСКОГО ВЫЧИСЛЕНИЯ ДЕЛЬТА-ОТКЛИКА ДЛЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ, СОЗДАННОГО ПРОИЗВОЛЬНЫМ ПРОСТРАНСТВЕННЫМ РАСПРЕДЕЛЕНИЕМ ТОКОВ**

А. А. Кононов, К. В. Смусева, Г. К. Усков

Воронежский государственный университет (ВГУ), Воронеж, Россия

**Аннотация.** В работе построена методика аналитического расчёта временной зависимости электромагнитного поля, созданного произвольным распределением плотности тока в пространстве, при условии, что все источники излучили сигнал в виде дельта-функции. Общность рассмотрения допускает любое расположение точки наблюдения, а также единое описание случаев, когда токи сосредоточены в некотором объёме, на поверхности или кривой. Основные выражения, содержащие обобщённые функции, упрощены в общем виде для получения конечных расчётных соотношений. Рассмотрены примеры, показано совпадение с результатами, полученными ранее в соответствующих частных случаях.

**Ключевые слова:** импульсная характеристика; переходные процессы; обобщённые функции; сверхширокополосные сигналы; распространение волн.

## **TECHNIQUE FOR ANALYTICAL CALCULATION OF THE DELTA-RESPONSE FOR ELECTROMAGNETIC FIELD CREATED BY ARBITRARY SPATIAL DISTRIBUTION OF CURRENTS**

A. A. Kononov, K. V. Smuseva, G. K. Uskov

Voronezh State University (VSU), Voronezh, Russia

**Abstract.** The paper presents a method for analytical calculation of the time dependence of electromagnetic field created by an arbitrary distribution of current density in space, provided that all sources emit a signal in the form of the delta function. The generality of consideration allows for any location of the observation point, as well as for a unified description of cases when currents are concentrated in a certain volume, on a surface or on a curve. The basic expressions containing generalized functions are simplified in a general way to obtain the final computational relations. Examples are considered, and their agreement with the results obtained earlier in the relevant special cases is shown.

**Keywords:** impulse response; transient processes; generalized functions; ultrawideband signals; waves propagation.

### **1. ВВЕДЕНИЕ**

Анализ сверхширокополосных переходных процессов электромагнитной природы является важной и востребованной частью многих современных исследований из различных областей приложения радиофизики. Одним из ключевых инструментов теоретических расчётов во временной области справедливо считать понятие импульсной характеристики, или дельта-отклика, то есть поля, представляющего собой результат излучения источниками импульса в форме дельта-функции Дирака: как известно [1], знание этого отклика позволяет легко находить поля, возникающие при излучении теми же произвольных сигналов, выполняя операцию свёртки этих сигналов с импульсной характеристикой. Однако непосредственные расчёты в отдельных случаях оказываются непростой и нетривиальной задачей [2–4].

В данной работе предлагается единообразный и общий подход, основанный на применении математического аппарата теории обобщённых функций для анализа поля, сформированного дельта-образными сигналами источниками, сосредоточенных на произвольном пространственном многообразии, и позволяющий получать расчётные соотношения для соответствующих частных случаев (кривых, поверхностей и т. п.) значительно более автоматизированным образом. Прежде чем перейти к изложению указанной методики, изложим некоторые основные математические понятия, несколько выходящие за рамки стандартных курсов подготовки по радиотехническим специальностям (см. также [5–8]).

## 2. ИНТЕГРИРОВАНИЕ ПО МНОГООБРАЗИЯМ

Для обоснования главных результатов настоящей работы нам впоследствии потребуется находить значения интегральных выражений вида

$$E_\delta(\vec{r}, t) = \int_{S_a} \psi(\vec{r}_a, \vec{r}, t) \cdot \delta(F(\vec{r}_a, \vec{r}, t)) dS_{\vec{r}_a}, \quad (1)$$

где  $S_a \subseteq \mathbb{R}^n$  —  $k$ -мерное многообразие в  $n$ -мерном пространстве ( $1 \leq k \leq n$ );

$\vec{r}_a \in \mathbb{R}^n$  —  $n$ -мерный вектор координат точки интегрирования;

$\vec{r} \in \mathbb{R}^n$  —  $n$ -мерный параметр, принадлежащий тому же пространству, что и  $\vec{r}_a$ ;

$t$  — одномерный параметр, не имеющий ничего общего с  $\vec{r}_a$  и  $\vec{r}$ ;

$\psi, F$  — некоторые «достаточно хорошие» (физичные) функции;

где  $S_a \subseteq \mathbb{R}^n$  —  $m$ -мерное многообразие в  $n$ -мерном пространстве ( $1 \leq m \leq n$ ), скажем, сфера  $S_R \equiv S(\vec{0}; R) \equiv \{\vec{r} \mid |\vec{r}| = R\}$  в  $\mathbb{R}^3$  (этот пример мы будем развивать и далее параллельно с общим изложением).

Предположим для простоты, что  $S_a$  параметризуется всюду одним и тем же соотношением  $\vec{r} = \vec{r}(\vec{u})$ ,  $\vec{u} \in U \subseteq \mathbb{R}^k$  — в реальных условиях, конечно, обычно приходится разбивать многообразие на отдельные участки со своими параметризациями («локальными картами» — см. [8], а также обзор в [9]), что не представляет никаких затруднений в силу аддитивности интеграла (так, для упомянутой выше сферы  $S_R$  в декартовых координатах требуются две «ветви» параметризации, например, имеющие вид  $z = \pm\sqrt{R^2 - x^2 - y^2}$ ). Более того, мы не будем также обращать особого внимания на нередко возникающие мелкие нюансы вроде множеств меры нуль, на которых параметризация не работает (для сферических координат, в которых  $S_R$  задаётся как  $\vec{r}(\theta, \varphi) = R \cdot (\sin \theta \cos \varphi; \sin \theta \sin \varphi; \cos \theta)$ , сказанное имеет место в точках 2 отрезков:  $\theta \in \{0; \pi\}$ ,  $\varphi \in [0; 2\pi]$ ) — опять же потому, что нас в первую очередь здесь занимают преобразования подынтегральных выражений, корректность которых достаточна лишь почти всюду [6] (поскольку проблемные области меры нуль на значение интеграла всё равно не влияют).

Вся внутренняя геометрия  $S_a$  определяется метрическим тензором [7]

$$g = [\![g_{mp}(\vec{u})]\!]_{p \leq k}^{m \leq k}, \quad g_{mp}(\vec{u}) := \sum_{i=1}^n \frac{\partial r_i(\vec{u})}{\partial u_m} \frac{\partial r_i(\vec{u})}{\partial u_p} = \left( \frac{\partial \vec{r}(\vec{u})}{\partial u_m}, \frac{\partial \vec{r}(\vec{u})}{\partial u_p} \right), \quad (2)$$

который напрямую связан с матрицей Якоби (для выбранной параметризации)

$$\mathcal{D}\vec{r}(\vec{u}) = \frac{d\vec{r}(\vec{u})}{d\vec{u}} = \left[ \frac{\partial r_i(\vec{u})}{\partial u_p} \right]_{p \leq k}^{i \leq n} = [\![\vec{\nabla}_{\vec{u}} r_i]\!]_{p=1}^{i \leq n} = \left[ \frac{\partial \vec{r}(\vec{u})}{\partial u_p} \right]_{p \leq k}^{i=1} \quad (3)$$

посредством соотношений

$$g(\vec{u}) = [\![g_{mp}(\vec{u})]\!]_{p \leq k}^{m \leq k} = \left[ \sum_{i=1}^n \frac{\partial r_i(\vec{u})}{\partial u_m} \frac{\partial r_i(\vec{u})}{\partial u_p} \right]_{p \leq k}^{m \leq k} = (\mathcal{D}\vec{r}(\vec{u}))^\top (\mathcal{D}\vec{r}(\vec{u})), \quad (4)$$

гарантирующих, что  $\det g \geq 0$  (как определитель матрицы вида  $A^\dagger A$ , собственные числа которой неотрицательны ввиду её эрмитовости) для многообразий (в отличие от произвольных римановых пространств [7]). Это обосновывает корректность определения

$$dS_{\vec{r}_a} = \sqrt{|\det g(\vec{u})|} |d^k \vec{u}| = \sqrt{\det g(\vec{u})} |d^k \vec{u}| = \sqrt{(\mathcal{D}\vec{r}(\vec{u}))^\top (\mathcal{D}\vec{r}(\vec{u}))} |d^k \vec{u}|, \quad (5)$$

позволяющего найти элемент ( $m$ -мерного) объёма многообразия в общем случае. В частности, интеграл (1) теперь может быть переписан в более явной форме

$$E_\delta(\vec{r}, t) = \int_U \psi(\vec{r}_a(\vec{u}), \vec{r}, t) \cdot \delta(F(\vec{r}_a(\vec{u}), \vec{r}, t)) \cdot \sqrt{\det g(\vec{u})} \cdot |d^k \vec{u}|; \quad (6)$$

мы будем иногда, как здесь, писать  $\det g$  для краткости, памятуя о возможности всегда получить итоговое расчётное выражение посредством (2) или (4). Для наиболее важных случаев (5) упрощается. Так, если  $S_a$  — поверхность (многообразие размерности на единицу меньшей, чем у объемлющего её пространства) в  $\mathbb{R}^3$ ; тогда (2) в применении к параметризации вида  $\vec{r} = \vec{r}(u, v)$  приводит к известному результату

$$dS_a = \sqrt{\begin{vmatrix} |\vec{r}'_u|^2 & (\vec{r}'_u, \vec{r}'_v) \\ (\vec{r}'_v, \vec{r}'_u) & |\vec{r}'_v|^2 \end{vmatrix}} dudv = |[\vec{r}'_u, \vec{r}'_v]| dudv; \quad (7)$$

если же теперь  $L_a$  — кривая (одномерное многообразие в  $\mathbb{R}^n$ ), то, представив её параметризацию как  $\vec{r} = \vec{r}(t)$ , получим

$$dL_a = \sqrt{\det(\vec{r}'(t)^\top \cdot \vec{r}'(t))} dt = \sqrt{(\vec{r}'(t), \vec{r}'(t))} = |\vec{r}'(t)| dt = |d\vec{r}|, \quad (8)$$

что также совпадает с классической формулой. Отметим, что для квадрата элемента длины дуги, заданной «косвенной параметризацией»  $\vec{u} = \vec{u}(t)$  на многообразии  $\vec{r} = \vec{r}(\vec{u})$  требуется уже более общее выражение

$$dl^2 = \sum_{i=1}^n (dr_i)^2 = \sum_{m,p=1}^k g_{mp}(\vec{u}) du_m du_p = (d\vec{u})^\top g(\vec{u}) d\vec{u}, \quad (9)$$

откуда (8) получается при  $g = \hat{1}$  (что соответствует трактовке самого  $\mathbb{R}^n$  как объемлющего многообразия с тривиальной параметризацией  $\vec{u} = \vec{r}$ ). Кстати, процедура замены координат  $\vec{r} = \vec{r}(\vec{\xi})$  в  $\mathbb{R}^n$  может интерпретироваться как параметризация (уже нетривиальная!) всего  $\mathbb{R}^n$ , и выражение (5) для элемента  $n$ -мерного объёма даёт

$$|d^n \vec{r}| = \sqrt{\det \left( \left( \frac{d\vec{r}}{d\vec{\xi}} \right)^\top \left( \frac{d\vec{r}}{d\vec{\xi}} \right) \right)} |d^k \vec{\xi}| = \left| \det \frac{d\vec{r}}{d\vec{\xi}} \right| \cdot |d^n \vec{\xi}|, \quad (10)$$

то есть попросту классическую формулу замены переменных в кратном интеграле (было учтено, что  $\frac{d\vec{r}}{d\vec{\xi}}$  — квадратная матрица порядка  $n$ ).

### 3. Случай поверхности, заданной уравнением

Рассмотрим подробнее случай, когда некоторая поверхность  $S$  определена как множество решений уравнения  $F(\vec{r}) = 0$ . Без ограничения общности можно считать, что оно задаёт координату  $r_1$  как неявную функцию  $r_1 = \vec{f}(\vec{u})$ ,  $\vec{u} = (r_2; \dots; r_n) \in U \subseteq \mathbb{R}^{n-1}$  (на практике, скорее всего, поверхность пришлось бы разделить на участки, в пределах каждого из которых верно какое-то своё представление указанного вида). Это порождает параметризацию  $\vec{r}(\vec{u}) = (\vec{f}(\vec{u}); \vec{u})$ ; запишем для неё метрический тензор, учитывая, что  $u_i = r_{i+1}$  и  $\frac{\partial u_i}{\partial u_m} = \delta_{im}$ :

$$g_{mp} = \sum_{i=1}^n \frac{\partial r_i}{\partial u_m} \frac{\partial r_i}{\partial u_p} = \frac{\partial r_1}{\partial u_m} \frac{\partial r_1}{\partial u_p} + \sum_{i=1}^{n-1} \delta_{im} \delta_{ip} = \frac{\partial f}{\partial r_{m+1}} \frac{\partial f}{\partial u_{p+1}} + \delta_{mp} \Rightarrow, \quad (11)$$

$$g = \begin{pmatrix} (f'_{r_2})^2 + 1 & f'_{r_2} f'_{r_3} & \cdots & f'_{r_2} f'_{r_n} \\ f'_{r_2} f'_{r_3} & (f'_{r_3})^2 + 1 & \cdots & f'_{r_3} f'_{r_n} \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ f'_{r_2} f'_{r_n} & f'_{r_3} f'_{r_n} & \cdots & (f'_{r_n})^2 + 1 \end{pmatrix} = \vec{\nabla}_{\vec{u}} f \cdot \vec{\nabla}_{\vec{u}}^\top f + \hat{1}_{n-1}, \quad (12)$$

где  $\hat{1}_{n-1}$  — единичная матрица с явным указанием размерности.

Для вычисления  $\det g(\vec{u})$  докажем вспомогательное тождество, известное как «Weinstein — Aronszajn identity». Напомним сначала соотношение [10]

$$\det \begin{pmatrix} A & B \\ \hat{0} & C \end{pmatrix} = \det A \cdot \det C, \quad (13)$$

справедливое для всех квадратных блочных матриц указанного специального вида.

Далее заметим, что (по правилу перемножения блочных матриц [11])

$$\begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} A^{-1} & -A^{-1}B \\ \hat{0} & \hat{1} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \hat{1} & \hat{0} \\ CA^{-1} & -CA^{-1}B + D \end{pmatrix}, \quad (14)$$

$$\begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \hat{1} & \hat{0} \\ -D^{-1}C & D^{-1} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} A - BD^{-1}C & BD^{-1} \\ \hat{0} & \hat{1} \end{pmatrix}; \quad (15)$$

приравнивая определители обеих частей в (14) и (15), с учётом (13) получаем

$$\det \begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix} = \det A \cdot \det(D - CA^{-1}B) = \det D \cdot \det(A - BD^{-1}C). \quad (16)$$

Все это верно в предположении обратимости матриц  $A$  и  $D$ , которая как раз будет иметь место в предстоящем выводе собственно «Weinstein — Aronszajn identity». Именно, при  $B \in \mathbb{C}^{m \times n}$  и  $C \in \mathbb{C}^{n \times m}$  положим  $A = \hat{1}_m$  и  $D = \hat{1}_n$ , тогда (16) даёт

$$\det \begin{pmatrix} \hat{1}_m & B \\ C & \hat{1}_n \end{pmatrix} = \det \hat{1}_m \cdot \det(\hat{1}_n - C\hat{1}_m^{-1}B) = \det \hat{1}_n \cdot \det(\hat{1}_m - B\hat{1}_n^{-1}C), \quad (17)$$

откуда

$$\det(\hat{1}_n - CB) = \det(\hat{1}_m - BC) \Rightarrow \boxed{\det(\hat{1}_n + AB) = \det(\hat{1}_m + BA)}; \quad (18)$$

искомое тождество (в рамке) было получено переобозначением  $C \mapsto -A$ .

В частности,

$$\det(\hat{1} + \vec{a} \cdot \vec{b}^\top) = 1 + \vec{b}^\top \vec{a}, \quad (19)$$

так что из (12) сразу следует (с учётом того факта, что  $\frac{\partial f}{\partial r_1} = \frac{\partial r_1}{\partial r_1} = 1$ )

$$\det g = 1 + |\vec{\nabla}_{\vec{u}} f(\vec{u})|^2 = |\vec{\nabla}_{\vec{r}} f(\vec{u})|^2. \quad (20)$$

Приведём (20) к более универсальному виду. Теорема о неявной функции в виде

$$\vec{F}(\vec{a}, \vec{b}) = \vec{0} \Rightarrow \frac{d\vec{F}(\vec{a}, \vec{b})}{d\vec{a}} \cdot \frac{d\vec{a}}{d\vec{b}} + \frac{d\vec{F}(\vec{a}, \vec{b})}{d\vec{b}} \Big|_{\vec{a}=\vec{a}(\vec{b})} = \hat{0} \Leftrightarrow \frac{d\vec{a}}{d\vec{b}} = - \left( \frac{d\vec{F}}{d\vec{a}} \right)^{-1} \cdot \frac{d\vec{F}}{d\vec{b}} \Big|_{\vec{a}=\vec{a}(\vec{b})} \quad (21)$$

применительно к нашей ситуации приводит к тождеству

$$\vec{\nabla}_{\vec{u}} f(\vec{u}) = - \left( F'_{r_1}(r_1, \vec{u}) \right)^{-1} \cdot \vec{\nabla}_{\vec{u}} F(r_1, \vec{u}) \Big|_{r_1=r_1(\vec{u})} \quad (22)$$

и его следствию:

$$|f'_{r_i}(\vec{u})| = |F'_{r_1}(r_1, \vec{u})|^{-1} \cdot |F'_{r_i}(r_1, \vec{u})| \Big|_{r_1=r_1(\vec{u})} \quad (23)$$

(для  $r_i = u_{i-1}$  это обосновано только что выписаным покомпонентным равенством градиентов (22), а для  $r_1$  сводится к тривиальному  $|1| = 1$ ). Тогда из (20) получается

$$\det g = \left| \frac{\vec{\nabla}_{\vec{r}} F(r_1, \vec{u})}{|F'_{r_1}(r_1, \vec{u})|^2} \right|_{r_1=r_1(\vec{u})} \Rightarrow dS = \frac{|\vec{\nabla}_{\vec{r}} F(\vec{r}(\vec{u}))|}{|F'_{r_1}(\vec{r}(\vec{u}))|} \cdot |d^{n-1}\vec{u}|; \quad (24)$$

такая форма записи (выбор  $r_1$ , конечно, не принципиален — эту компоненту можно заменить на  $r_2$  и т. п.) пригодится нам в ближайшем разделе.

#### 4. СВЯЗЬ ДЕЛЬТА-ФУНКЦИИ НЕЛИНЕЙНОГО МНОГОМЕРНОГО ВЫРАЖЕНИЯ С ПРОСТЫМ СЛОЕМ НА ПОВЕРХНОСТИ, ГДЕ ОНО ОБРАЩАЕТСЯ В НОЛЬ

Напомним, что в одномерном случае дельта-функция нелинейного аргумента  $f(x)$  действует на пробную функцию  $\phi$  по принципу

$$\langle \delta(f(x)), \phi(x) \rangle = \sum_{f(x_0)=0} \frac{\phi(x_0)}{|f'(x_0)|} \Leftrightarrow \delta(f(x)) = \sum_{f(x_0)=0} \frac{\delta(x-x_0)}{|f'(x_0)|}. \quad (25)$$

В  $n$ -мерном же случае

$$\langle \delta(F(\vec{r})), \phi(\vec{r}) \rangle = \int_{\mathbb{R}^n} \delta(F(\vec{r})) \phi(\vec{r}) |d^n \vec{r}|, \quad (26)$$

что можно расписать как повторный интеграл, вводя обозначение  $\vec{r} = (r_1, \vec{u})$ :

$$\langle \delta(F(\vec{r})), \phi(\vec{r}) \rangle = \int_{\mathbb{R}^{n-1}} |d^{n-1} \vec{u}| \int_{-\infty}^{\infty} \delta(F(r_1, \vec{u})) \phi(r_1, \vec{u}) dr_1, \quad (27)$$

где во внутреннем интеграле  $\vec{u}$  выступают в роли параметров; проанализируем его подробнее. Может случиться так, что при некоторых значениях параметров  $\vec{u}$  выражение  $F(r_1, \vec{u})$  не обращается в ноль ни при каких  $r_1 \in \mathbb{R}$ . Все прочие значения  $\vec{u}$  отнесём к некоторому множеству  $U \subseteq \mathbb{R}^{n-1}$ ; очевидно, что внешний интеграл в (27) берётся, в сущности, именно по этому множеству.

Далее, пусть уравнение  $F(r_1, \vec{u}) = 0$  задаёт в  $\mathbb{R}^n$  некоторую поверхность  $S$ , проекцией которой на « $\vec{u}$ -координаты»  $(r_2; \dots; r_n)$  является как раз множество  $U$ . Ясно, что в общем случае «над» этой проекцией могут располагаться несколько слоёв поверхности  $S$ ; это соответствует наличию нескольких корней у нелинейного уравнения  $F(r_1, \vec{u}) = 0$ . По сути теперь внутренний интеграл в (27) нужно раскрыть по определению одномерной дельта-функции нелинейного аргумента (учитывая, конечно, специфику, вносимую присутствием параметров  $\vec{u}$ ).

Для начала предположим единственность корня, который обозначим  $r_1 = r_1(\vec{u})$ , подчёркивая, что он (вместе с самим уравнением  $F(r_1, \vec{u}) = 0$ ) зависит от параметров  $\vec{u}$ ; внутренний интеграл в (27) берётся при фиксированных их значениях с помощью (25):

$$\langle \delta(F(\vec{r})), \phi(\vec{r}) \rangle = \int_U \frac{\phi(r_1(\vec{u}), \vec{u})}{|F'_{r_1}(r_1(\vec{u}), \vec{u})|} |d^{n-1} \vec{u}| = \int_U \frac{\phi(\vec{r}(\vec{u}))}{|F'_{r_1}(\vec{r}(\vec{u}))|} |d^{n-1} \vec{u}|, \quad (28)$$

где возникла параметризация  $S$  по принципу  $\vec{r} = \vec{r}(\vec{u}) = (r_1(\vec{u}); \vec{u})$  — именно такого вида, какой рассматривался в конце предыдущего раздела. Используя (24), преобразуем:

$$\langle \delta(F(\vec{r})), \phi(\vec{r}) \rangle = \int_U \frac{\phi(\vec{r}(\vec{u}))}{|\vec{v}_{\vec{r}} F(\vec{r}(\vec{u}))|} \cdot \frac{|\vec{v}_{\vec{r}} F(\vec{r}(\vec{u}))|}{|F'_{r_1}(\vec{r}(\vec{u}))|} |d^{n-1} \vec{u}| = \int_S \frac{\phi(\vec{r}(\vec{u})) dS}{|\vec{v}_{\vec{r}} F(\vec{r}(\vec{u}))|}. \quad (29)$$

Возвращаясь к более общей ситуации, заметим, что с целью сохранить в силе проделанный вывод нам пришлось бы разбить  $U$  на подмножества, в пределах каждого из которых параметризация неизменна, и при интегрировании по ним складывать результаты для всех «кусков» поверхности  $S$ , проецирующихся на каждое соответствующее подмножество. Однако это не повлияло бы на конечный результат (29), имеющий вид поверхностного интеграла, потому что в общем случае подобные интегралы именно так и считаются (путём разбиения многообразия на участки с однозначной параметризацией и последующего суммирования, основанного на аддитивности интеграла). Итак,

$$\delta(F(\vec{r})) = \frac{1}{|\vec{v}_{\vec{r}} F(\vec{r})|} \cdot \delta_S = \frac{1}{|\vec{v}_{\vec{r}} F(\vec{r})|} \cdot \delta_{\{\vec{r} \in \mathbb{R}^n | F(\vec{r})=0\}}, \quad (30)$$

где  $S$  — поверхность, заданная уравнением  $F(\vec{r}) = 0$ ;

$\nu \cdot \delta_S$  — так называемый «простой слой» на поверхности  $S$  с плотностью  $\nu$  (в данном случае  $\nu = \frac{1}{|\vec{v}_{\vec{r}} F(\vec{r})|}$ , то есть обобщённая функция, действующая по правилу

$$\langle \nu(\vec{r}) \delta_S(\vec{r}), \phi(\vec{r}) \rangle = \int_S \nu(\vec{r}) \phi(\vec{r}) dS. \quad (31)$$

Полученное тождество (30) имеет весьма большое практическое значение: дельта-функция нелинейного многомерного аргумента (то есть некоторого явного выражения) сводится к простому слою на вполне определённой поверхности (параметризовать её, как и вычислять интеграл, можно любым удобным способом, выбор которого, в отличие от некоторых промежуточных выкладок, уже совершенно не зависит от вида задающего эту поверхность уравнения) и с вполне определённой плотностью (как бы вбирающей в себя всю зависимость от вида  $F$ ). Заметим: принципиально, чтобы формальный градиент в знаменателе (29) или (30) вычислялся не как вектор — «с физической точки зрения» — а чисто буквально, т. е. именно по тем координатам, по которым ведётся интегрирование.

Формулы (29)–(30) ценные из-за своей инвариантности (поскольку они записаны через такие имеющие собственный смысл конструкции как градиент и «элемент площади поверхности  $S$ »), но в практических расчётах часто полезнее оказывается промежуточный результат (28), который уже выражен через конкретный кратный интеграл. Разумеется, если параметризация указанного там вида  $\vec{r} = \vec{r}(\vec{u}) = (r_1(\vec{u}), \vec{u})$  по какой-либо причине неудобна, придётся вновь вернуться к (29)–(30) как к инвариантным аналогам, позволяющим перейти к любой параметризации (см. раздел 2).

Например, интеграл (1) теперь можно представить как

$$E_\delta(\vec{r}, t) = \int_U \psi(\vec{r}_a(\vec{u}), \vec{r}, t) \cdot \delta(F(\vec{r}_a(\vec{u}), \vec{r}, t)) \cdot \sqrt{\det g(\vec{u})} \cdot |d^k \vec{u}|, \quad (32)$$

где  $\vec{r}_a = \vec{r}_a(\vec{u})$  — параметризация апертуры. В  $\vec{u}$ -пространстве уравнение  $F = 0$  задаёт некоторую поверхность  $\Gamma$ , параметризованную, в свою очередь, посредством соотношения  $\vec{u} = \vec{u}(\vec{v})$ ,  $\vec{v} \in \mathcal{V} \subseteq \mathbb{R}^{k-1}$ , имеющего вид  $u_1 = u_1(\vec{v})$ ,  $\vec{v} = (u_2; \dots; u_k)$ . Тогда, обозначая

$$\chi(\vec{u}, \vec{r}, t) = \psi(\vec{r}_a(\vec{u}), \vec{r}, t) \cdot \sqrt{\det g(\vec{u})}, \quad (33)$$

вычисляем (задействуя (30) и (24))

$$E_\delta(\vec{r}, t) = \langle \delta(F), \chi \rangle = \left\langle \frac{\delta_F}{|\vec{v}_{\vec{u}} F(\vec{r}_a)|}, \chi \right\rangle = \int_{\Gamma} \frac{\chi(\vec{u}) d\Gamma_{\vec{u}}}{|\vec{v}_{\vec{u}} F|} = \int_{\mathcal{V}} \frac{\chi(\vec{u}(\vec{v}))}{|F'_{u_1}(\vec{r}_a(\vec{u}(\vec{v})))|} |d^{k-1} \vec{v}|; \quad (34)$$

подставим явный вид  $\chi$  и перейдём к произвольной параметризации поверхности  $\Gamma$ :  $\vec{u} = \vec{u}(\vec{\phi})$ ,  $\vec{\phi} \in T = T(\vec{r}, t) \subseteq \mathbb{R}^{n-2} \Rightarrow u_1 = u_1(\vec{\phi})$ ,  $\vec{v} = \vec{v}(\vec{\phi})$ ,

$$E_\delta(\vec{r}, t) = \int_T \psi(\vec{r}_a(\vec{u}), \vec{r}, t) \cdot \sqrt{\det \left( (D\vec{r}_a(\vec{u}))^\top (D\vec{r}_a(\vec{u})) \right)} \cdot \frac{|\det D\vec{v}(\vec{\phi})| \cdot |d^{k-1} \vec{\phi}|}{|F'_{u_1}(\vec{r}_a(\vec{u}(\vec{\phi})))|}. \quad (35)$$

В следующем разделе это выражение будет применяться к функции  $F$  частного вида

$$F(\vec{r}_a, \vec{r}, t) = t - \frac{|\vec{r} - \vec{r}_a|}{c}; \quad (36)$$

для неё

$$F'_{u_1} = \bar{\nabla}_{\vec{r}_a} F \cdot \frac{\partial \vec{r}_a}{\partial u_1} = -\frac{1}{c} \left( \frac{\vec{r}_a - \vec{r}}{|\vec{r}_a - \vec{r}|}, \frac{\partial \vec{r}_a}{\partial u_1} \right) = \frac{1}{cR} \cdot \left( \vec{r} - \vec{r}_a, \frac{\partial \vec{r}_a}{\partial u_1} \right), \quad (37)$$

где  $R = |\vec{r} - \vec{r}_a|$ . Здесь же пока добавим, что формула (35) допускает дальнейшее упрощение: если ввести  $\vec{\xi} = (u_1; \vec{\phi}) \in \mathbb{R}^k$ , то

$$\frac{d\vec{u}}{d\vec{\xi}} = \begin{pmatrix} \frac{\partial u_1}{\partial u_1} & \frac{\partial u_1}{\partial \phi_1} & \dots & \frac{\partial u_1}{\partial \phi_{n-2}} \\ 0 & \frac{\partial u_2}{\partial \phi_1} & \dots & \frac{\partial u_2}{\partial \phi_{n-2}} \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ 0 & \frac{\partial u_{n-1}}{\partial \phi_1} & \dots & \frac{\partial u_{n-1}}{\partial \phi_{n-2}} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & \bar{\nabla}_{\vec{\phi}} u_1 \\ \vec{0} & \frac{d\vec{v}}{d\vec{\phi}} \end{pmatrix} \Rightarrow \det \frac{d\vec{u}}{d\vec{\xi}} = \det \frac{d\vec{v}}{d\vec{\phi}} \quad (38)$$

(с учётом (13)), поэтому в (35)

$$\sqrt{\det \left( (D\vec{r}_a(\vec{u}))^\top (D\vec{r}_a(\vec{u})) \right)} \cdot |\det D\vec{v}(\vec{\phi})| = \sqrt{\det \left( \left( \frac{d\vec{r}_a}{d\vec{u}} \right)^\top \frac{d\vec{r}_a}{d\vec{u}} \right)} \cdot \left| \det \frac{d\vec{v}}{d\vec{\phi}} \right| \ominus \quad (39)$$

$$|\det D\vec{v}(\vec{\phi})| = \left| \det \frac{d\vec{v}}{d\vec{\phi}} \right| = \left| \det \frac{d\vec{u}}{d\vec{\xi}} \right| = \sqrt{\det \left( \frac{d\vec{u}}{d\vec{\xi}} \right)^\top} \cdot \sqrt{\det \left( \frac{d\vec{u}}{d\vec{\xi}} \right)}, \quad (40)$$

$$\sqrt{\det \left( (D\vec{r}_a(\vec{u}))^\top (D\vec{r}_a(\vec{u})) \right)} \cdot |\det D\vec{v}(\vec{\phi})| \ominus \sqrt{\det \left( \left( \frac{d\vec{u}}{d\vec{\xi}} \right)^\top \left( \frac{d\vec{r}_a}{d\vec{u}} \right)^\top \frac{d\vec{r}_a}{d\vec{u}} \cdot \frac{d\vec{u}}{d\vec{\xi}} \right)}; \quad (41)$$

используя свойство матриц Якоби, находим далее  $\frac{d\vec{r}_a}{d\vec{u}} \cdot \frac{d\vec{u}}{d\vec{\xi}} = \frac{d\vec{r}_a}{d\vec{\xi}}$  и окончательно

$$E_\delta(\vec{r}, t) = \int_T \psi(\vec{r}_a(\vec{u}), \vec{r}, t) \cdot \sqrt{\det \left( \left( \frac{d\vec{r}_a}{d\vec{\xi}} \right)^\top \frac{d\vec{r}_a}{d\vec{\xi}} \right)} \cdot \frac{|d^{k-1} \vec{\phi}|}{|F'_{u_1}(\vec{r}_a(\vec{u}(\vec{\phi})))|}. \quad (42)$$

Выбор компоненты  $u_1$  здесь снова не принципиален (т. е. в (35) или (42) можно заменить  $u_1$  на  $u_2, u_3$  и т. п. — с соответствующей корректировкой  $\vec{\xi}$ ).

Для 2-мерной ( $k = 2$ ) поверхности в 3-мерном ( $n = 3$ ) пространстве теперь можно разобрать соответствующий частный случай, в котором (при  $\vec{r}_a = \vec{r}_a(u, v)$ ) с учётом (7)

$$E_\delta(\vec{r}, t) = \int_T \psi(\vec{r}_a(u(\phi), v(\phi)), \vec{r}, t) \cdot \left\| \left[ \frac{\partial \vec{r}_a}{\partial u}, \frac{\partial \vec{r}_a}{\partial v} \right] \right\| \cdot \frac{|\nu'_\phi| \cdot |d\phi|}{|F'_u(\vec{r}_a(u(\phi), v(\phi)))|}; \quad (43)$$

это получено из (35), в то время как из (42) (или непосредственно из (43)) следует

$$E_\delta(\vec{r}, t) = \int_T \psi(\vec{r}_a(u(\phi), v(\phi)), \vec{r}, t) \cdot \left\| \left[ \frac{\partial \vec{r}_a}{\partial u}, \frac{\partial \vec{r}_a}{\partial \phi} \right] \right\| \cdot \frac{|d\phi|}{|F'_u(\vec{r}_a(u(\phi), v(\phi)))|}, \quad (44)$$

где внесение  $\nu'_\phi$  внутрь  $\left\| \left[ \frac{\partial \vec{r}_a}{\partial u}, \frac{\partial \vec{r}_a}{\partial v} \right] \right\| = \sqrt{\det((D\vec{r}_a(u, v))^\top (D\vec{r}_a(u, v)))}$  соответствует переходу от  $\vec{r}_a(u, v)$  к  $\vec{r}_a(\vec{\xi})$ ,  $\vec{\xi} = (u; \phi)$ .

Для 1-мерной ( $k = 1$ ) кривой  $\vec{u} = u \in \mathbb{R}$ ,  $\Gamma$  вырождается в точку и (33)–(34) дают

$$E_\delta(\vec{r}, t) = \sum_{F(\vec{r}_a(u))=0} \frac{\chi(u)}{|F'_u(\vec{r}_a(u))|} = \sum_{F(\vec{r}_a(u))=0} \frac{\psi(\vec{r}_a(u), \vec{r}, t) \cdot |\vec{r}'_a(u)|}{|F'_u(\vec{r}_a(u))|}. \quad (45)$$

(выражение для  $\sqrt{\det g(\vec{u})}$  раскрыто согласно (8)).

## 5. ВЫЧИСЛЕНИЕ ДЕЛЬТА-ОТКЛИКОВ

Как известно, уравнения Максвелла в частотной области для свободного пространства могут быть записаны так (с применением «магнитных токов и токов») [12]:

$$\operatorname{rot} \dot{\vec{E}} = -i\omega\mu\mu_0 \dot{\vec{H}} - \dot{j}_m, \quad \operatorname{rot} \dot{\vec{H}} = i\omega\epsilon\epsilon_0 \dot{\vec{E}} + \dot{j}_e, \quad \operatorname{div} \dot{\vec{E}} = \frac{\dot{\rho}_e}{i\omega\epsilon\epsilon_0}, \quad \operatorname{div} \dot{\vec{H}} = \frac{\dot{\rho}_m}{i\omega\mu\mu_0}. \quad (46)$$

С учётом уравнений непрерывности зарядов ( $i\omega\dot{\rho}_{e,m} + \operatorname{div} \dot{j}_{e,m} = 0$ ) получаем

$$\operatorname{div} \dot{\vec{E}} = \frac{-\operatorname{div} \dot{j}_e}{i\omega\epsilon\epsilon_0}, \quad \operatorname{div} \dot{\vec{H}} = \frac{-\operatorname{div} \dot{j}_m}{i\omega\mu\mu_0} \quad (47)$$

из 2-й пары уравнений в (46) и начинаем выводить волновые уравнения:

$$-\operatorname{rot} \operatorname{rot} \dot{\vec{E}} \equiv \Delta \dot{\vec{E}} - \operatorname{grad} \operatorname{div} \dot{\vec{E}} \Rightarrow i\omega\mu\mu_0 \operatorname{rot} \dot{\vec{H}} + \operatorname{rot} \dot{j}_m = \Delta \dot{\vec{E}} + \frac{\vec{\nabla}(\vec{\nabla} \cdot \dot{j}_e)}{i\omega\epsilon\epsilon_0} \Rightarrow \quad (48)$$

$$\Delta \dot{\vec{E}} + k^2 \dot{\vec{E}} = -\frac{\vec{\nabla}(\vec{\nabla} \cdot \dot{j}_e)}{i\omega\epsilon\epsilon_0} + i\omega\mu\mu_0 \dot{j}_e + \operatorname{rot} \dot{j}_m, \quad (49)$$

где  $k = \omega\sqrt{\epsilon\epsilon_0\mu\mu_0}$ . Аналогично,

$$-\operatorname{rot} \operatorname{rot} \dot{\vec{H}} \equiv \Delta \dot{\vec{H}} - \operatorname{grad} \operatorname{div} \dot{\vec{H}} \Rightarrow -i\omega\epsilon\epsilon_0 \operatorname{rot} \dot{\vec{E}} - \operatorname{rot} \dot{j}_e = \Delta \dot{\vec{H}} + \frac{\vec{\nabla}(\vec{\nabla} \cdot \dot{j}_m)}{i\omega\mu\mu_0} \Rightarrow \quad (50)$$

$$\Delta \dot{\vec{H}} + k^2 \dot{\vec{H}} = -\frac{\vec{\nabla}(\vec{\nabla} \cdot \dot{j}_m)}{i\omega\mu\mu_0} + i\omega\epsilon\epsilon_0 \dot{j}_m - \operatorname{rot} \dot{j}_e. \quad (51)$$

Видно, что (49) и (51) имеют вид уравнения Гельмгольца, решение которого для свободного пространства известно:

$$\Delta \dot{\vec{E}} + k^2 \dot{\vec{E}} = \dot{f} \Rightarrow \dot{\vec{E}}(\vec{r}, \omega) = \iiint_{\mathbb{R}^3} \dot{f}(\vec{r}_a, \vec{r}, \omega) \cdot \frac{e^{-ik|\vec{r}-\vec{r}_a|}}{4\pi|\vec{r}-\vec{r}_a|} |d^3 \vec{r}_a|. \quad (52)$$

Учитывая, что  $k = \omega/c$ , где  $c$  — скорость распространения электромагнитного сигнала, перейдём от (52) во временнную область:

$$E(\vec{r}, t) = \frac{1}{4\pi} \iiint_{\mathbb{R}^3} f \left( \vec{r}_a, \vec{r}, t - \frac{|\vec{r}-\vec{r}_a|}{c} \right) \cdot \frac{|d^3 \vec{r}_a|}{|\vec{r}-\vec{r}_a|}. \quad (53)$$

Заметим, что источники могут быть сосредоточены не во всем пространстве, а в некоторой его области, а также на поверхности или на кривой. Кроме того, напомним, что в теоретических исследованиях часто делается предположение о факторизации [2–4]:

$$f \left( \vec{r}_a, \vec{r}, t - \frac{|\vec{r}-\vec{r}_a|}{c} \right) = q(\vec{r}_a, \vec{r}) s \left( t - \frac{|\vec{r}-\vec{r}_a|}{c} \right) \Leftrightarrow \dot{f}(\vec{r}_a, \vec{r}, \omega) = \dot{q}(\vec{r}_a, \vec{r}) \dot{s}(\omega); \quad (54)$$

если оно верно, то (53) можно записать в виде свёртки

$$E(\vec{r}, t) = s(t) * E_\delta, \quad E_\delta(\vec{r}, t) = \frac{1}{4\pi} \iiint_{\mathbb{R}^3} q(\vec{r}_a, \vec{r}) \delta \left( t - \frac{|\vec{r}-\vec{r}_a|}{c} \right) \cdot \frac{|d^3 \vec{r}_a|}{|\vec{r}-\vec{r}_a|}. \quad (55)$$

Этот интеграл (дельта-отклик) имеет вид (1) с  $\psi = q/(4\pi|\vec{r}-\vec{r}_a|)$  и с (36) в аргументе дельта-функции. При пространственном распределении источников он равен

$$E_\delta(\vec{r}, t) = \frac{1}{4\pi} \int_{(\Omega)} d\Omega \int_0^\infty \frac{q(\vec{r}_a, \vec{r})}{R} \delta\left(t - \frac{R}{c}\right) \cdot R^2 dR = \frac{1}{4\pi} \int_{(\Omega)} q(\vec{r}_a, \vec{r}) \cdot c^2 t \cdot d\Omega, \quad (56)$$

где было учтено, что  $\delta\left(t - \frac{R}{c}\right) = c\delta(R - ct)$  согласно (25), а также подразумевалась смещенная сферическая система координат:

$$\vec{r}_a = (x + R \sin \theta \cos \varphi \quad y + R \sin \theta \sin \varphi \quad z + R \cos \theta)^\top. \quad (57)$$

Если источники сосредоточены на некоторой поверхности  $S_a$ , заданной своей параметризацией как  $\vec{r}_a = \vec{r}_a(u, v)$ , то из (43) и (37) получается

$$E_\delta(\vec{r}, t) = \int_T \frac{c \cdot q(\vec{r}_a, \vec{r})}{4\pi |(\vec{r} - \vec{r}_a, \frac{\partial \vec{r}_a}{\partial u})|} \cdot \left| \left[ \frac{\partial \vec{r}_a}{\partial u}, \frac{\partial \vec{r}_a}{\partial v} \right] \right| \cdot |v'_\phi| \cdot |d\phi|, \quad (58)$$

где  $\vec{r}_a = \vec{r}_a(u(\phi), v(\phi))$  — кривая на  $S_a$ , в точках которой  $|\vec{r} - \vec{r}_a| = ct$  (следует обратить внимание, что (58) не является криволинейной интегралом по этой линии, иначе в нём присутствовал бы множитель  $|\vec{r}'_a(\phi)|$ ).

Так, для плоской поверхности (лежащей в плоскости  $z = 0$  без ограничения общности) имеем  $\vec{r}_a = (u; v; 0)$ , откуда  $\frac{\partial \vec{r}_a}{\partial u} = \vec{e}_x$ ,  $\frac{\partial \vec{r}_a}{\partial v} = \vec{e}_y$ , так что  $\left| \left[ \frac{\partial \vec{r}_a}{\partial u}, \frac{\partial \vec{r}_a}{\partial v} \right] \right| = 1$  и  $(\vec{r} - \vec{r}_a, \frac{\partial \vec{r}_a}{\partial u}) = x - u$ . Уравнение  $F = t - \frac{\sqrt{(u-x)^2 + (v-y)^2 + z^2}}{c}$  задаёт в  $(u; v)$ -пространстве окружность радиуса  $\rho_t = \sqrt{(ct)^2 - z^2}$  с центром в  $(x; y)$ , её можно параметризовать соотношениями  $u = x + \rho_t \cos \phi$ ,  $v = x + \rho_t \sin \phi$ ,  $\phi \in T$ , значит,  $|v'_\phi| = |\rho_t \cos \phi| = |u - x|$  и в итоге

$$E_\delta(\vec{r}, t) = \int_T \frac{c \cdot q(\vec{r}_a, \vec{r})}{4\pi |x - u|} \cdot 1 \cdot |u - x| \cdot |d\phi| = \frac{1}{4\pi} \int_T c \cdot q(\vec{r}_a, \vec{r}, t) \cdot |d\phi|, \quad (59)$$

что соответствует с ранее полученными результатами (см., например, [2], где, в нашей терминологии,  $\dot{q}$  дополнительно содержит множитель  $2ik$ , превращающийся во временной области в оператор  $\frac{2}{c} \cdot \frac{\partial}{\partial t}$ ).

Если же  $S_a$  — цилиндр с радиусом  $R_a$ , то  $x_a = R_a \cos \varphi_a$ ,  $y_a = R_a \sin \varphi_a$ ,  $z_a = z_a$ , следовательно,  $\frac{\partial \vec{r}_a}{\partial \varphi_a} = (-R_a \sin \varphi_a \quad R_a \cos \varphi_a \quad 0)^\top$ ,  $\frac{\partial \vec{r}_a}{\partial z_a} = (0 \quad 0 \quad 1)^\top$ . Находим

$$\left[ \frac{\partial \vec{r}_a}{\partial \varphi_a}, \frac{\partial \vec{r}_a}{\partial z_a} \right] = \begin{vmatrix} \vec{e}_x & \vec{e}_y & \vec{e}_z \\ -R_a \sin \varphi_a & R_a \cos \varphi_a & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{vmatrix} = R_a \begin{pmatrix} \cos \varphi_a \\ \sin \varphi_a \\ 0 \end{pmatrix}; \quad \vec{r} = \begin{pmatrix} \rho \cos \varphi \\ \rho \sin \varphi \\ z \end{pmatrix} \Rightarrow (60)$$

$$R = |\vec{r} - \vec{r}_a| = \sqrt{R_a^2 + \rho^2 - 2R_a\rho \cos(\varphi_a - \varphi) + (z_a - z)^2}; \quad (61)$$

уравнение  $F = t - \frac{R}{c}$  задаёт в  $(\varphi_a; z_a)$ -пространстве кривую из 2 ветвей

$$z_a^{(1;2)} = z \pm \sqrt{(ct)^2 - \rho^2 - R_a^2 + 2R_a\rho \cos(\varphi_a - \varphi)}; \quad (62)$$

далее (58) при  $v = \phi = \varphi_a$ ,  $u = z_a$  формула (58) даёт результат

$$E_\delta(\vec{r}, t) = \int_T \frac{c \cdot q(\vec{r}_a, \vec{r})}{4\pi |z - z_a|} \cdot R_a \cdot |d\phi| = \frac{R_a}{4\pi} \int_T \frac{q(\vec{r}_a, \vec{r}) |d\phi|}{\sqrt{(ct)^2 - \rho^2 - R_a^2 + 2R_a\rho \cos(\varphi_a - \varphi)}}, \quad (63)$$

совпадающий с интегральными выражениями в [3, 4] (снова — с точностью до вышеупомянутого множителя). Итак, предлагаемый подход позволяет единообразными действиями получать соотношения, для каждого из которых ранее требовались отдельные нетривиальные рассуждения (вид промежутка интегрирования  $T$  устанавливается как обычно на основе геометрии области источников — см., например, [2–4]).

Выпишем также более явный вид (45) с учётом (37):

$$E_\delta(\vec{r}, t) = \sum_{F(\vec{r}_a(u))=0} \frac{Rc \cdot \psi(\vec{r}_a(u), \vec{r}, t) \cdot |\vec{r}'_a(u)|}{|(\vec{r} - \vec{r}_a, \vec{r}'_a(u))|} = \sum_{F(\vec{r}_a(u))=0} \frac{c \cdot q(\vec{r}_a(u), \vec{r}) \cdot |\vec{r}'_a(u)|}{4\pi |(\vec{r} - \vec{r}_a, \vec{r}'_a(u))|}; \quad (64)$$

таким образом, дельта-отклик для источников, сосредоточенных на кривой  $L_a$ , не требует интегрирования и сразу вычисляется в общем виде. В простейшем случае, когда  $L_a$  — прямая  $\vec{r}_a = \vec{r}_0 + u\vec{a}$ , параметризованная с помощью  $u \in [0; 1]$ , имеем  $\vec{r}'_a(u) = \vec{a}$  и

$$F = 0 \Leftrightarrow |\vec{r} - \vec{r}_0 - u\vec{a}|^2 = |\vec{r} - \vec{r}_0|^2 + u^2|\vec{a}|^2 - 2u(\vec{r} - \vec{r}_0, \vec{a}) = (ct)^2, \quad (65)$$

откуда находятся координаты двух точек:

$$u_{1;2} = \frac{(\vec{r} - \vec{r}_0, \vec{a}) \pm \sqrt{(\vec{r} - \vec{r}_0, \vec{a})^2 + |\vec{a}|^2((ct)^2 - |\vec{r} - \vec{r}_0|^2)}}{|\vec{a}|^2} = \frac{(\vec{r} - \vec{r}_0, \vec{e}_a) \pm \sqrt{(\vec{r} - \vec{r}_0, \vec{e}_a)^2 + ((ct)^2 - |\vec{r} - \vec{r}_0|^2)}}{a}, \quad (66)$$

где  $\vec{e}_a = \frac{\vec{a}}{a}$ ,  $a = |\vec{a}|$ . Далее  $(\vec{r} - \vec{r}_a, \vec{r}'_a(u)) = (\vec{r} - \vec{r}_0 - u\vec{a}, \vec{a}) = (\vec{r} - \vec{r}_0, \vec{a}) - ua^2$ , а из

(66) следует, что  $(\vec{r} - \vec{r}_0, \vec{a}) - ua^2 = \mp a \cdot \sqrt{(\vec{r} - \vec{r}_0, \vec{e}_a)^2 + ((ct)^2 - |\vec{r} - \vec{r}_0|^2)}$ , в итоге

$$E_\delta(\vec{r}, t) = \sum_{\kappa=2}^{\infty} \frac{c \cdot q(\vec{r}_a(u), \vec{r}) \cdot a}{4\pi a \sqrt{(\vec{r} - \vec{r}_0, \vec{e}_a)^2 + ((ct)^2 - |\vec{r} - \vec{r}_0|^2)}} = \sum_{\kappa=1}^{\infty} \frac{c \cdot q(\vec{r}_0 + u\vec{a}, \vec{r})}{4\pi \sqrt{(ct)^2 - |[\vec{r} - \vec{r}_0, \vec{e}_a]|^2}}. \quad (67)$$

Наконец, при  $U \subseteq \mathbb{R}^n$  получаем, что  $S_a$  — это всё пространство, но с нестандартной параметризацией (по сути — с заменой координат). Из (42) и (37) в этом случае следует

$$E_\delta(\vec{r}, t) = \int_T \frac{q(\vec{r}_a, \vec{r})}{4\pi |\vec{r} - \vec{r}_a|} \cdot \left| \det \frac{d\vec{r}_a}{d\vec{\xi}} \right| \cdot \frac{Rc |d^{n-1}\vec{\phi}|}{\left| \left( \vec{r} - \vec{r}_a, \frac{\partial \vec{r}_a}{\partial u_1} \right) \right|}; \quad (68)$$

так, для  $x_a = x + R_a \sin \theta_a \cos \varphi_a$ ,  $y_a = y + R_a \sin \theta_a \sin \varphi_a$ ,  $z_a = z + R_a \cos \theta_a$ , при  $u_1 \mapsto R_a$  и  $\vec{\phi} = (\theta_a; \varphi_a)$  находим  $\vec{r}'_a = \frac{\vec{r}_a - \vec{r}}{R_a}$ ,  $\frac{R \cdot c}{\left| \left( \vec{r} - \vec{r}_a, \frac{\partial \vec{r}_a}{\partial u_1} \right) \right|} = \frac{R \cdot c}{R_a^2 / R_a} = c$  (т. к.  $R_a = R = ct$  при

$F = 0$ ),  $\left| \det \frac{d\vec{r}_a}{d\vec{\xi}} \right| = R_a^2 \sin \theta = (ct)^2 \sin \theta$ , и (68) сводится к (56).

## 6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе изложены основные математические концепции и последовательность действий, необходимых для теоретического вычисления переходных электромагнитных процессов, вызванных излучением дельта-образного сигнала источниками, произвольно расположеннымными в пространстве. Выведены общие выражения, которые единым образом описывают случаи различной размерности многообразия, содержащего плотность тока источников. В аналитических соотношениях по мере возможности были выполнены упрощения, позволяющие избавиться от обобщённых функций, раскрыв их определения и получив конечные расчётные формулы. На конкретных примерах показано совпадение результатов, приведённых в работе, с ранее известными частными случаями.

## 7. БЛАГОДАРНОСТИ

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 24-19-00891, <https://rscf.ru/project/24-19-00891/>. Для верификации теоретических расчетов с помощью систем компьютерной алгебры в работе использовалось оборудование учебно-научного дизайн-центра проектирования радиоэлектронных систем СВЧ, терагерцевого и оптического диапазонов на отечественной электронной компонентной базе ФГБОУ ВО «ВГУ» в рамках реализации федерального проекта «Подготовка кадров и научного фундамента для электронной промышленности».

## ЛИТЕРАТУРА

1. Skulkin S. P. Transient Field Calculation of Aperture Antennas / Skulkin S. P., Turchin V. I. // IEEE Transactions on Antennas and Propagation, 1999, Vol. 47, № 5. – P. 929–932.
2. Лысенко Н. А. Поляризационные множители для анализа полей апертурных антенн во временной области методом импульсных характеристик / Лысенко Н. А., Бобрешов А. М., Копытин В. Е., Усков Г. К., Скулкин С. П. // Сборник трудов XXVI Международной научно-технической конференции «Радиолокация, навигация, связь». – Воронеж, 2020, Т. 5. – С. 144–155.
3. Бобрешов А. М. Применение аналитического метода расчета импульсно-переходной характеристики для анализа импульсного поля, излученного цилиндрической апертурой / Бобрешов А. М., Кононов А. А., Серегина Е. А., Смусева К. В., Усков Г.

- К., Скулкин С. П. // Сборник трудов XXIX Международной научно-технической конференции «Радиолокация, навигация, связь». – Воронеж, 2023, Т. 4. – С. 227–233.
4. Кононов А. А. Метод расчета первообразной импульсной характеристики для анализа импульсного поля цилиндрической апертуры / Кононов А. А., Серегина Е. А., Смусева К. В., Усков Г. К., Скулкин С. П. // СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии. – Севастополь, 2023, № 5. – С. 81–82.
  5. Владимиров В. С. Уравнения математической физики. М. : Наука, 1981. – 512 с.
  6. Hubbard J. H., Hubbard B. B. Vector Calculus, Linear Algebra and Differential Forms: A Unified Approach. Prentice Hall, 2002. – 698 p.
  7. Корн Г., Корн Т. Справочник по математике для научных работников и инженеров. М. : Наука, 1970. – 720 с.
  8. Hassani S. Mathematical Physics: A Modern Introduction to Its Foundations. Springer-Verlag, 1999. – 1043 p.
  9. Крамер Д., Штефани Х., Херльт Э., Мак-Каллум М. Точные решения уравнений Эйнштейна; под ред. Э. Шмутцера. М. : Энергоиздат, 1982. – 416 с.
  10. Ван дер Варден Б. Л. Алгебра. М. : Наука, 1976. – 648 с.
  11. Тыртышников Е. Е. Матричный анализ и линейная алгебра. М. : ФИЗМАТЛИТ, 2007. – 480 с.
  12. Сазонов Д. М. Антенны и устройства СВЧ. М. : Высшая школа, 1988. – 432 с.

#### REFERENCES

1. Skulkin, S. P. Transient Field Calculation of Aperture Antennas / Skulkin S. P., Turchin V. I. // IEEE Transactions on Antennas and Propagation, 1999, Vol. 47, No. 5. – Pp. 929–932.
2. Lysenko, N. A. The polarization multipliers for aperture antennas field analysis in time domain for the method of pulse characteristics / Lysenko N. A., Bobreshov A. M., Kopytin V. E., Uskov G. K., Skulkin S. P. // The collection of the works of XXVI International scientific and technical conference «Radiolocation, navigation, communication», Voronezh, 2020, Vol. 5. – Pp. 144–155.
3. Bobreshov, A. M. Application of the analytical method for calculating the pulse-transient characteristic for the analysis of the pulse field emitted by a cylindrical aperture / Bobreshov A. M., Kononov A. A., Seregina E. A., Smuseva K. V., Uskov G. K., Skulkin S. P. // The collection of the works of XXIX International scientific and technical conference «Radiolocation, navigation, communication», Voronezh, 2023, Vol. 4. – Pp. 227–233.
4. Kononov, A. A. Method for calculating the primitive impulse response for analyzing the pulse field of a cylindrical aperture / Kononov A. A., Seregina E. A., Smuseva K. V., Uskov G. K., Skulkin S. P. // «Microwave and Telecommunication Technology», Sevastopol, 2023, No. 5. – Pp. 81–82.
5. Vladimirov, V. S. Equations of mathematical physics. M. : Science, 1981. – 512 p.
6. Hubbard, J. H., Hubbard, B. B. Vector Calculus, Linear Algebra and Differential Forms: A Unified Approach. Prentice Hall, 2002. – 698 p.
7. Korn, G. A., Korn, T. M. Mathematical Handbook for Scientists and Engineers. New York etc.: McGraw-Hill, 1968. – 1130 p.
8. Hassani, S. Mathematical Physics: A Modern Introduction to Its Foundations. Springer-Verlag, 1999. – 1043 p.
9. Stephani, H., Kramer, D., MacCallum, M. A. H., Hoenselaers, C., Herlt, E. Exact Solutions to Einstein's Field Equations; 2nd ed. Cambridge University Press, 2009. – 732 p.
10. Van der Waerden, B. L. Algebra. M. : Science, 1976. – 648 p.
11. Tyrtshnikov, E. E. Matrix calculus and linear algebra. M. : FIZMATLIT, 2007. – 480 p.
12. Sazonov, D. M. Antennas and Microwave Devices. M. : Higher School, 1988. – 432 p.

# **СРАВНИТЕЛЬНЫЙ АНАЛИЗ МЕТОДОВ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ЭФФЕКТИВНОЙ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПРОНИЦАЕМОСТИ ПО S-ПАРАМЕТРАМ МОДЕЛИ, СОЗДАННОЙ В ПРОГРАММЕ CST STUDIO.**

A. A. Moiseenko<sup>1</sup>

<sup>1</sup>ООО «АЕДОН», Воронеж, Россия

**Аннотация.** В данной статье представлен сравнительный анализ двух подходов к определению эффективной диэлектрической проницаемости материалов на основе S-параметров, полученных в программном обеспечении CST Studio Suite. Первый подход основан на использовании аналитических формул, связывающих S-параметры с электромагнитными свойствами материала. Второй подход использует встроенные макросы CST Studio для автоматического расчета диэлектрической проницаемости. Проведенное исследование позволяет оценить точность, удобство и применимость каждого метода для анализа метаматериалов.

**Ключевые слова:** эффективная диэлектрическая проницаемость, S-параметры, CST Studio Suite, аналитические формулы, встроенные макросы, метаматериалы.

## **A COMPARATIVE ANALYSIS OF METHODS FOR DETERMINING THE EFFECTIVE DIELECTRIC PERMITTIVITY BASED ON THE S-PARAMETERS OF THE MODEL CREATED IN THE CST STUDIO PROGRAM.**

A. A. Moiseenko<sup>1</sup>

<sup>1</sup>AEDON, LLC, Voronezh, Russia

**Abstract.** This article presents a comparative analysis of two approaches to determining the effective dielectric constant of materials based on S-parameters obtained in the CST Studio Suite software. The first approach is based on the use of analytical formulas relating the S-parameters to the electromagnetic properties of the material. The second approach uses CST Studio's built-in macros to automatically calculate the dielectric constant. The conducted research makes it possible to evaluate the accuracy, convenience and applicability of each method for the analysis of metamaterials.

**Keywords:** effective dielectric permittivity, S-parameters, CST Studio Suite, analytical formulas, embedded macros, metamaterials.

### **1. ВВЕДЕНИЕ**

В данной работе рассматривается применение моделирование в специализированном программном обеспечении и аналитический расчет диэлектрической проницаемости на основе данных, полученных с модели. Данные методики интересны прежде всего что применяются для проектирования метаматериалов. Метаматериалы — это искусственные структуры свойства, которых уникальны, и они не встречаются в природе. Одним из ключевых параметров, характеризующих метаматериалы, как раз является их эффективная диэлектрическая проницаемость. Для проектирования устройств на основе метаматериалов, таких как волноводы, фильтры и антенны необходимо найти их диэлектрическую проницаемость.

CST Studio Suite является мощным инструментом для численного моделирования электромагнитных полей и анализа S-параметров. Однако существует несколько подходов к вычислению диэлектрической проницаемости на основе этих данных. В данной статье сравниваются два метода: использование аналитических формул и применение встроенных макросов пост обработки от CST Studio.

Цель работы — определить преимущества и ограничения каждого подхода.

## 2. ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ЧАСТЬ

S-параметры (параметры рассеяния) описывают взаимодействие электромагнитной волны с исследуемым материалом. Для плоской волны, падающей на образец толщиной  $d$ , коэффициенты отражения ( $S_{11}$ ) и прохождения ( $S_{21}$ ) связаны с эффективной диэлектрической проницаемостью ( $\epsilon_{eff}$ ) следующими соотношениями:

$$S_{11} = \frac{Z - Z_0}{Z + Z_0}, \quad (1)$$

$$S_{21} = \frac{2 \cdot Z}{Z + Z_0} e^{-jk_s d}, \quad (2)$$

где  $Z$  — волновое сопротивление материала,  $Z_0$  — волновое сопротивление свободного пространства,  $k_s = c \cdot \epsilon_{eff} / \omega$  — волновое число внутри материала,  $\omega$  — угловая частота,  $c$  — скорость света.

Методы расчета эффективных параметров метаматериалов через измеренные S-параметры базируются на расширенном методе Николсона-Росса-Вейра. Вычислить эффективные параметры среды можно воспользовавшись соотношениями, из [2]:

$$Z_0 = \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}}, \quad (3)$$

$$Z_{eff} = Z_0 \sqrt{\frac{(1+S_{11})^2 - (S_{21})^2}{(1-S_{11})^2 - (S_{21})^2}}, \quad (4)$$

$$Z_a = \frac{S_{21}}{1 - S_{11} \cdot \frac{Z_{eff} - Z_0}{Z_{eff} + Z_0}}, \quad (5)$$

$$Z_b = \frac{1 - S_{11} \cdot \frac{Z_{eff} + 1}{Z_{eff} - 1}}{S_{21}}, \quad (6)$$

$$n = \frac{1}{k_0 \cdot d} \cdot \left[ (\arg(Z_a) + 2 \cdot \pi \cdot m) - i \cdot \ln(|Z_a|) \right], \quad (7)$$

$$k_0 = 2 \cdot \pi \cdot f \cdot \sqrt{\epsilon_0 \cdot \mu_0}, \quad (8)$$

$$k_s = \frac{1}{d} \cdot \left[ (\arg(Z_a) + 2 \cdot \pi \cdot m) - i \cdot \ln(|Z_a|) \right], \quad (9)$$

$$\epsilon_{eff} = \frac{k_s}{\epsilon_0 \cdot Z_{eff} \cdot 2 \cdot \pi \cdot f}, \quad (10)$$

где  $S_{11}$  и  $S_{21}$  – S-параметры измеряемого образца;  $k_0$  – волновое число свободного пространства.

Проанализировав соотношения (3)-(10) можно сделать вывод, что одной паре значений  $S_{11}$  и  $S_{21}$  соответствует бесконечное множество значений для измеряемых действительных частей эффективных параметров. Данную проблему называют неоднозначностью с выбором ветви. Потери вещества определяются однозначно, а фаза измеряется с точностью до  $2\pi$  [3]. Неправильный выбор ветви при исследовании материалов приводит к недостоверным результатам. При исследовании эффективных параметров метаматериала или обычного диэлектрика необходимо точно выбрать ветвь (значение  $m$  в формуле (7)). Для тонких материалов – используется «основная ветвь»  $m = 0$ . Проблема возникает при увеличении частоты и с ростом размеров материала.

Современные пакеты трехмерного моделирования электромагнитного поля позволяют определить S-параметры в очень широком диапазоне частот.

Расчет эффективных параметров не учитывает окружающую среду [4]. С его помощью возможен синтез и анализ трехмерных и планарных периодических структур для проектировки различных устройств.

### 3. МЕТОД МОДЕЛИРОВАНИЯ И ПОСТ ОБРАБОТКИ CST STUDIO

Была построена модель волновода размерами 101x50x20 мм рисунок 1. Внутри расположили диэлектрический материал с заранее заданной диэлектрической проницаемостью 1,5, 2,5, 3,5. Провели моделирование в диапазоне частот от 500МГц до 5ГГц. Для моделирования использовался time domain solver. Были получены S-параметры которые можно увидеть на рисунке 2.

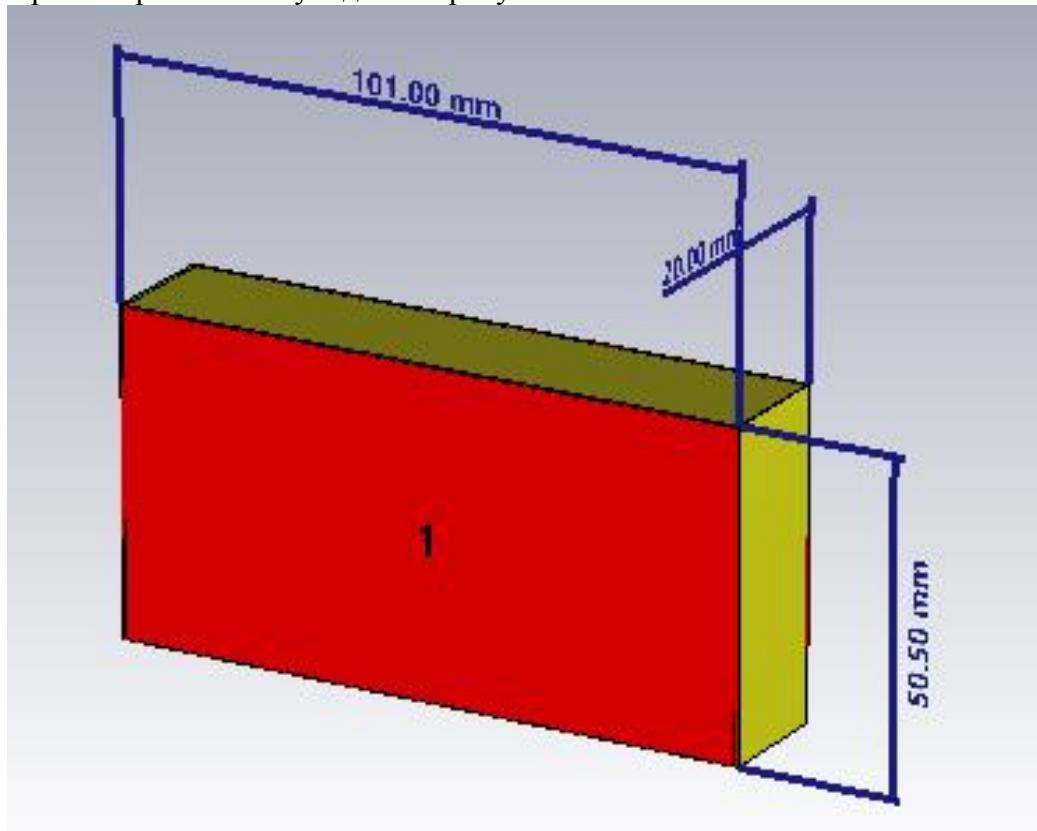


Рис. 1. Модель волновода в программе CST studio.

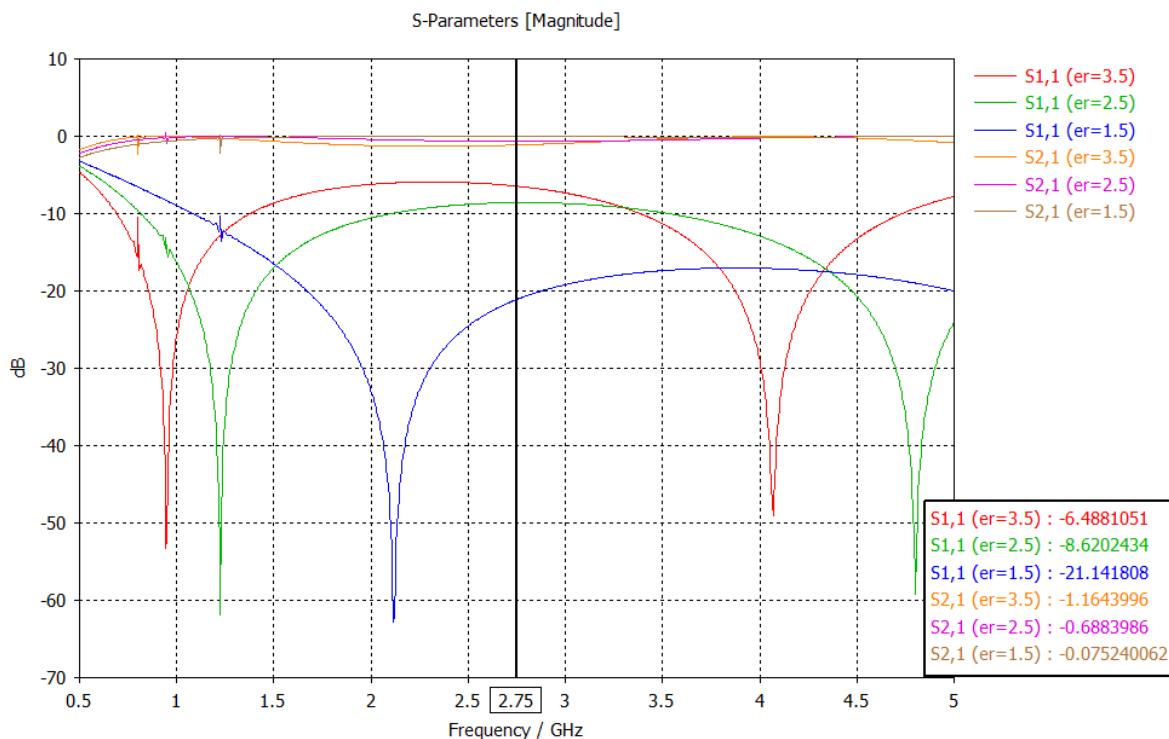


Рис. 2. Полученные S-параметры в программе CST studio.

Использую пост обработку на основе шаблона вычислили с помощью него диэлектрическую проницаемость для этого в окне рисунок 3 необходимо ввести эффективную толщину образца материала и т. Результаты отображены на рисунке 4.

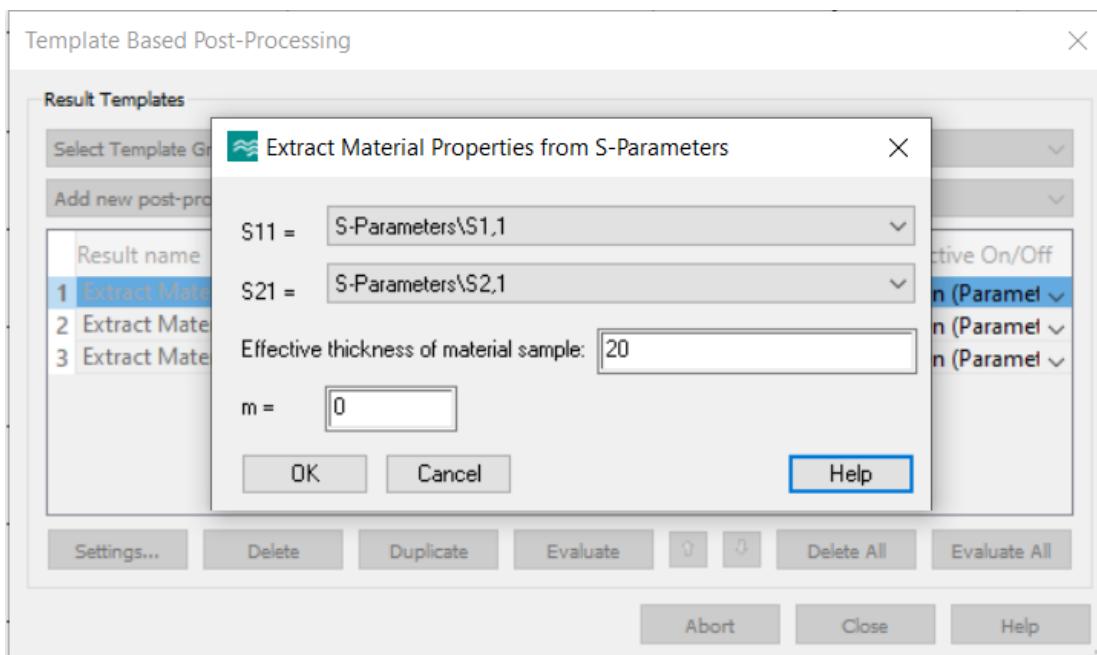


Рис. 3. Окно ввода параметров пост обработки результатов моделирования

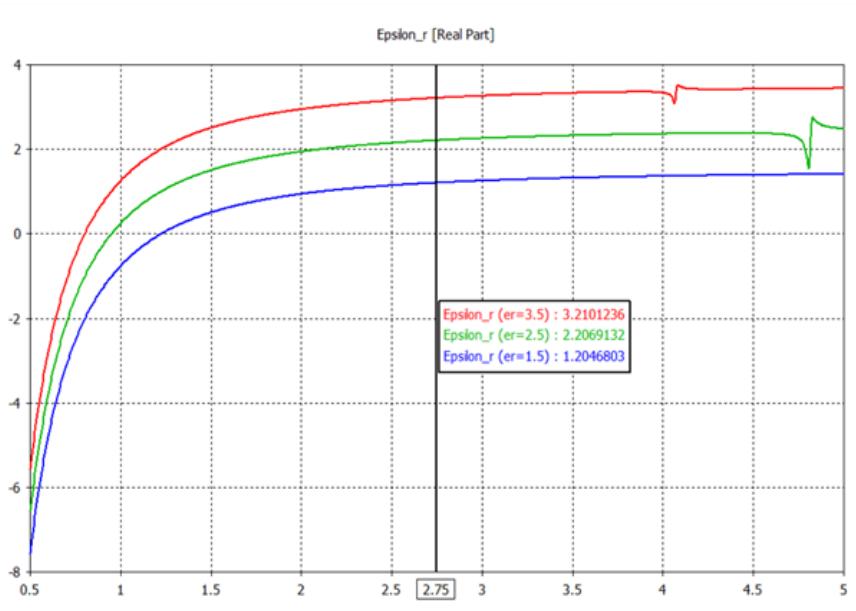


Рис. 4. Графики зависимости диэлектрической проницаемости от частоты.

#### 4. МЕТОД АНАЛИТИЧЕСКИХ РАСЧЕТОВ НА ОСНОВАНИИ РЕЗУЛЬТАТОВ МОДЕЛИРОВАНИЯ

Используя полученные значения S-параметров для всех вариантов диэлектриков расположенных внутри волновода и воспользовавшись формулами 3 – 10 рассчитаем в программе математической программе SMath Studio, содержимое окна программы на рисунке 5. Введя в ней математические формулы на основе полученных из CST данных параметров, в программе были построены графики зависимости диэлектрической проницаемости от частоты, рисунок 6.

```

Расчет эффективных проницаемостей и волнового сопротивления через измеренные S-параметры

d := 13/1000   толщина, мм
f := 4,5086 · 109

ReS11 := -0,26518832  ImS11 := -0,29338285
ReS21 := -0,67323359  ImS21 := 0,57628555

S11 := ReS11 + i · ImS11  S21 := ReS21 + i · ImS21
μ0 := 4 · π · 10-7  ε0 := 8,8541878176203 · 10-12

Z0 := √(μ0/ε0)  Волновое сопротивление свободного пространства
ηs := Z0 · √((S11 + 1)2 - S212) / ((S11 - 1)2 - S212)
Za := S21 / (1 - S11 · ηs - Z0) · (ηs + Z0) / (ηs + Z0)
Zb := (1 - S11 · ηs + Z0) / (S21 · ηs - Z0)

m := 0  ВЫБОР ВЕТВИ ЗНАЧЕНИЙ!!!!
k0 := 2 · π · f · √(ε0 · μ0)
ks := 1/d · (arg(Za) - i · ln(|Za|)) = 195,9617 + 2,451 · i
n := 1/(d · k0) · (Im(ln(Za)) + 2 · π · m - i · Re(ln(Za))) = 2,0738 + 0,0259 · i
εs := ks / (ε0 · ηs · 2 · π · f) = 4,2998 + 0,1077 · i
μs := ks · ηs / (μ0 · 2 · π · f) = 1 - 2,251 · 10-5 · i

```

Рис. 5. Программа расчета в SMath Studio

Как можно заметить из графиков зависимости диэлектрической проницаемости как из программы CST Studio, так и аналитических вычислений на частоте 2,75 ГГц в

диэлектрическая проницаемость составляет для первого материала при заданной 1,5 - 1,25, для заданной 2,5 - 2,25, для 3,5 - 3,2. Что говорит нам о том, что методы эквивалентны и имеют схожую погрешность в вычисления, хотя заметно отличие самих графиков в широком диапазоне частот.

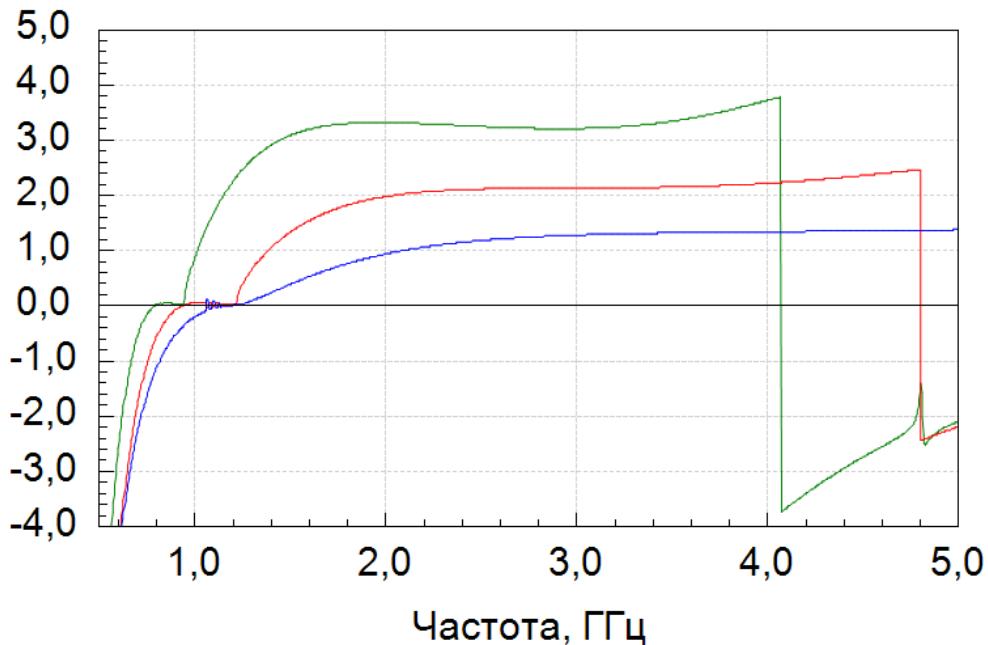


Рис. 6. Графики зависимости диэлектрической проницаемости от частоты, полученные на основании расчетов в программе SMath Studio.

## 5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Полученные значения показывают, что расчетные формулы и пост обработки в CST Studio результатов моделирования имеют одинаковую погрешность. Сравнительный анализ показал, что оба метода имеют одинаковые ограничения. Для быстрого анализа рекомендуется использовать встроенную пост обработку в программе моделирования и не забывать о правильном выборе толщины диэлектрика и погрешности данного метода.

## ЛИТЕРАТУРА

- Сомов А.М. Устройства СВЧ и малогабаритные антенны. – М. Горячая линия-Телеком, 2012. – 440 с.
- Weir W.B. Automatic measurement of complex dielectric constant and permeability at microwave frequencies / W.B. Weir // Proceedings of the IEEE. – 1974. – Vol. 62(1). – P. 33-36.
- Arslanagić S. A review of the scattering parameter extraction method with clarification of ambiguity issues in relation to metamaterial homogenization / S. Arslanagić, T.V. Hansen, N.A. Mortensen, A.H. Gregersen, O. Sigmund, R.W. Ziolkowski, O. Breinbjerg // IEEE Antennas and Propagation Magazine. – 2013. – Vol.55(2). – P. 91-106.
- Szaby Z. Closed Form Kramers–Kronig Relations to Extract the Refractive Index of Metamaterials / Z. Szaby // IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques. – 2017. – Vol. 65(4). – P. 1150-1159.

## REFERENCES

1. Somov A.M. Microwave devices and small-sized antennas. - M. Hotline-Telecom, 2012. – 440 p.
2. Weir W.B. Automatic measurement of complex dielectric constant and permeability at microwave frequencies / W.B. Weir // Proceedings of the IEEE. – 1974. – Vol. 62(1). – P. 33-36.
3. Arslanagić S. A review of the scattering parameter extraction method with clarification of ambiguity issues in relation to metamaterial homogenization / S. Arslanagić, T.V. Hansen, N.A. Mortensen, A.H. Gregersen, O. Sigmund, R.W. Ziolkowski, O. Breinbjerg // IEEE Antennas and Propagation Magazine. – 2013. – Vol.55(2). – P. 91-106.
4. Szaby Z. Closed Form Kramers–Kronig Relations to Extract the Refractive Index of Metamaterials / Z. Szaby // IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques. – 2017. – Vol. 65(4). – P. 1150-1159.

# ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ПОЛЯРИЗАЦИОННОГО СЕЛЕКТОРА НА ОСНОВЕ ПАРАЗИТНЫХ ДИПОЛЕЙ

А. А. Петров<sup>1</sup>

<sup>1</sup>АО «НИИ «Вектор», Санкт-Петербург, Россия

**Аннотация.** В работе предлагается теоретический расчет поляризационного селектора на основе системы интегральных уравнений связанных вибраторов. Описанная система была решена применением процедуры Галеркина в среде MatLab, что позволило рассчитать модуль коэффициента отражения и вносимый фазовый сдвиг с учетом краевых эффектов. Было рассмотрено несколько моделей с разным количеством используемых диполей и числом базисных функций. Полученные результаты указывают на возможность применения модели для быстрого оценочного расчета подобных структур до этапа их полноценного анализа в пакетах электродинамического моделирования. Дополнительно было предложено решение обратной задачи по подбору необходимых габаритов поляризатора для заданной резонансной частоты путем применения оптимизации двух целевых функций: модуля коэффициента отражения и вносимого фазового сдвига. Оптимизационная модель позволила давать оценку требуемых габаритов структуры за 1-2 минуты, что приблизительно соответствует одной итерации расчета структуры в пакете электродинамического моделирования.

**Ключевые слова:** поляризатор; круговая поляризация; краевые эффекты; система интегральных уравнений Поклингтона; MatLab.

## ELECTRODYNAMIC MODEL OF A POLARIZATION SELECTOR BASED ON PARASITIC DIPOLES

A. A. Petrov<sup>1</sup>

<sup>1</sup>AO “NII “Vector”, Saint-Petersburg, Russia

**Abstract.** The paper proposes a theoretical calculation of a polarization selector based on a system of integral equations of coupled vibrators. The described system was solved using the Galerkin procedure in MatLab, which made it possible to calculate the reflection coefficient modulus and the introduced phase shift, taking into account the edge effects. Several models with different numbers of dipoles used and the number of basis functions were considered. The results obtained indicate the possibility of using the model for rapid estimation of such structures before the stage of their full-fledged analysis in electrodynamic modeling packages. Additionally, it was proposed to solve the inverse problem of selecting the necessary dimensions of the polarizer for a given resonant frequency by optimizing two objective functions: the modulus of the reflection coefficient and the introduced phase shift. The optimization model made it possible to estimate the required dimensions of the structure in 1-2 minutes, which approximately corresponds to one iteration of the structure calculation in the electrodynamic modeling package.

**Keywords:** polarizer; circular polarization; boundary effects; Pocklington system of integral equations; MatLab.

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Исследование поляризационных селекторов, выполняющих преобразование линейной поляризации в эллиптическую, берет свое начало во второй половине 20 века

[1-3], но продолжает оставаться актуальной задачей в современных разработках [4-7]. В большинстве известных публикаций [1-7] предлагается анализировать поляризационные структуры на основе теории длинных линий, сопоставляя каждой из топологии некоторую эквивалентную схему. Подобный подход позволяет получать относительно достоверные частотные характеристики, однако основным недостатком является пренебрежение краевыми эффектами. Отсутствие учета данного явления присуще также анализу бесконечных структур с применением ячейки Флока. Настоящая работа предлагает строгий расчет электрического поля, искажаемого поляризатором, построенного из набора паразитных диполей.

## 2. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

В общем случае, проекция полного вектора поляризации представляется как сумма проекций основной  $\dot{p}_\phi = \alpha(\theta, \varphi)$  и кроссполяризационной  $\dot{p}_\theta = \sqrt{1 - \alpha^2} e^{j\psi(\theta, \varphi)}$  составляющей, где  $\alpha(\theta, \varphi)$  – вещественная положительная функция,  $\psi(\theta, \varphi)$  – поляризационный фазовый сдвиг. В каждый момент времени проекции описываются как [8]:

$$\begin{cases} p_\phi = \alpha \cos \omega t, \\ p_\theta = \sqrt{1 - \alpha^2} \cos(\omega t + \psi) \end{cases} \quad (1)$$

Для формирования круговой поляризации необходимо обеспечить совместное выполнение следующих условий: равенство амплитуды проекций  $p_\phi$  и  $p_\theta$  в системе (1), фазовый сдвиг между проекциями  $\psi = \pm 90^\circ$ . Одним из вариантов обеспечения поставленных условий является использование поляризационных селекторов в паре с антенной линейной поляризации.

Исследуемый поляризационный селектор представляет собой двухслойную структуру, состоящую из идентичных диполей. Ориентация вектора электрического поля ( $\mathbf{E}$ ) под углом  $45^\circ$  к длинной стороне диполей позволяет разложить его на основную и паразитную компоненты таким образом, что одна из них будет коллинеарной с направлением диполей, а другая нормальной (рисунок 1). Подобное разложение позволяет пренебречь искажение второй компоненты, ввиду очевидного отсутствия ее взаимодействия с паразитными диполями, и рассматривать только первую составляющую.

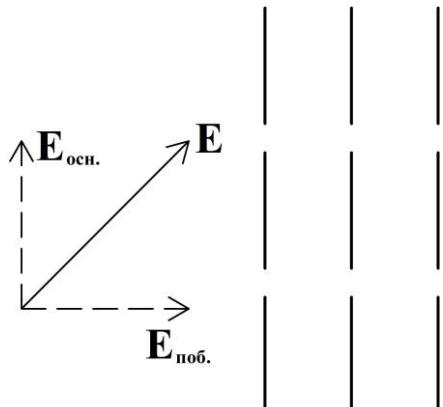


Рис. 1. Ориентация основной и побочной компоненты вектора  $\mathbf{E}$  относительно поляризационного селектора (вид сверху)

При анализе только основной компоненты вектора  $\mathbf{E}$ , задача сводится к рассмотрению случая падения квазиплоской электромагнитной волны (ЭМВ) линейной поляризации, направление вектора  $\mathbf{E}$  которой совпадает с осью  $OZ$ , вектора  $\mathbf{H}$  – с осью  $OX$ , вектора  $\mathbf{P}$  – с осью  $OY$ . Падающую ЭМВ предлагается аппроксимировать как поле симметричного вибратора, расположенного в дальней зоне. При этом электрический размер облучателя независим от частоты.

Падающее поле возбуждает в каждом из диполей некоторое токовое распределение, которое может быть найдено путем решения системы интегральных уравнений Поклингтона для связанных вибраторов. На основе найденного токового распределения рассчитывается электрическое поле, возбуждаемое поляризатором в дальней зоне, и вычисляется коэффициент отражения и фаза коэффициента прохождения. Для ортогональной компоненты принимается, что падающее поле никак не взаимодействует с поляризационным селектором. Количественная оценка преобразования поляризации дается после вычисления коэффициента эллиптичности:

$$K\mathcal{E} = \frac{\sqrt{A^2 + B^2 - \sqrt{A^4 + B^4 + 2A^2B^2 \cos 2\varphi}}}{\sqrt{A^2 + B^2 + \sqrt{A^4 + B^4 + 2A^2B^2 \cos 2\varphi}}}, \quad (2)$$

где  $A, B$  – коэффициенты передачи основной и побочной компоненты вектора  $\mathbf{E}$ ,  $\varphi$  – фазовый сдвиг между компонентами.

### 3. АНАЛИЗ ХАРАКТЕРИСТИК ПОЛЯРИЗАТОРА С УЧЕТОМ КРАЕВЫХ ЭФФЕКТОВ

Представленный математический аппарат был реализован в среде MatLab, где пользователю доступна корректировка габаритов диполей, период между ними, их количество, а также необходимая точность решения, достигаемая за счет изменения количества базисных функций при применении процедуры Галеркина. Результатом расчета программы являются частотные зависимости модуля коэффициента отражения и разности фаз между основной и паразитной составляющей вектора  $\mathbf{E}$ .

Для моделирования поляризатора использовались следующие габариты: длина диполей – 84 мм, расстояние между краями диполей по основной компоненте вектора  $\mathbf{E}$  – 3 мм, по побочной – 30 мм, по направлению распространения плоской волны – 30 мм, отношение длины диполя к его диаметру – 50. Для сравнительного анализа первоначально используются три модели поляризатора: бесконечная структура в ячейке Флоке; решетки  $5 \times 5 \times 2$  и  $15 \times 15 \times 2$  рассчитываемые по предложенному математическому аппарату.

Анализ частотных зависимостей модуля коэффициента отражения, полученные при расчете ячейки Флоке и конечной структуры поляризационного селектора показывают резонансные частоты 1.3 ГГц и 1.4 ГГц соответственно (рисунок 2), причем наличие краевых эффектов приводит к смещению резонанса в область высоких частот не более чем на 8% для заданного количества диполей в поляризаторе. При этом увеличение количества диполей в решетке приводит к смещению резонанса в область низких частот. При использовании решетки, состоящей из  $N \rightarrow \infty$  диполей, частотные характеристики должны накладываться друг на друга, однако выполнить подобный расчет не представляется возможным ввиду ограниченности вычислительных мощностей и временных ресурсов.

Частотные зависимости разности фаз показывают наличие необходимого фазового сдвига в  $-90^\circ$  на резонансной частоте для бесконечной структуры и аналогичное значение вблизи резонанса решетки  $5 \times 5 \times 2$  (рисунок 3). С ростом частоты наблюдается

существенное расхождение фазовых характеристик, что безусловно является негативной составляющей предлагаемой модели, однако, не является существенной ввиду необходимости использования поляризационного селектора лишь на резонансных частотах.

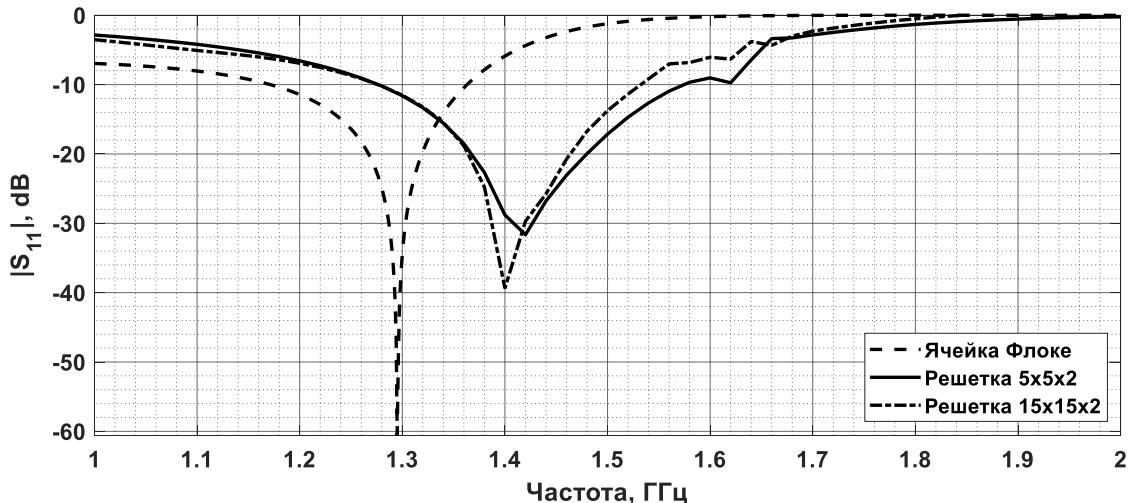


Рис. 2. Семейство частотных зависимостей модуля коэффициента отражения поляризационного селектора

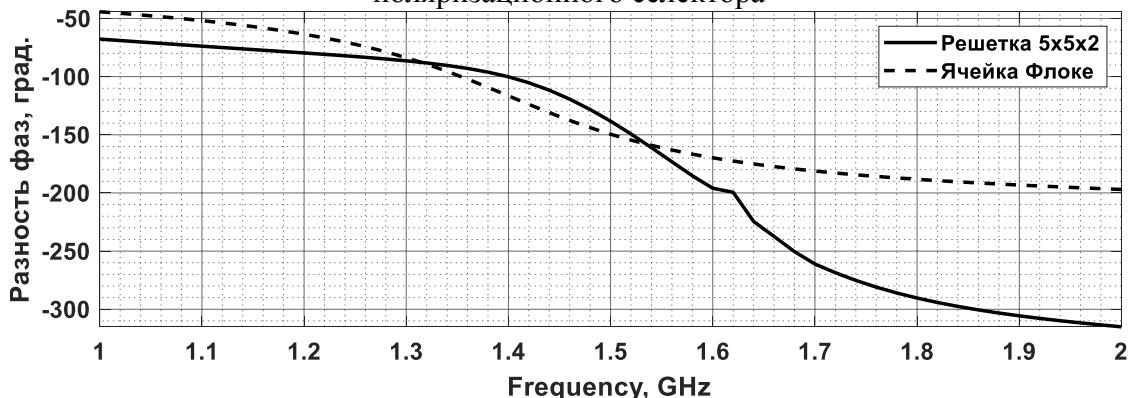


Рис. 3. Семейство частотных зависимостей разности фаз коэффициентов прохождения основной и побочной компоненты вектора  $\mathbf{E}$

#### 4. РАСЧЕТ ГАБАРИТОВ ПОЛЯРИЗАЦИОННОГО СЕЛЕКТОРА ДЛЯ ЗАДАННОЙ ЧАСТОТЫ РЕЗОНАНСА

Исходя из полученных частотных зависимостей видно, что предлагаемая электродинамическая модель позволяет рассчитывать частотные характеристики поляризационных селекторов при заданных габаритах. Однако, разработанная модель также позволяет выполнять обратную операцию: подбирать необходимые габариты для заданной частоты. Решение данной задачи осуществляется введением процедуры минимизации модуля коэффициента отражения, как функции нескольких переменных. При этом в процедуру поиска габаритов дополнительно необходимо вводить условие на величину вносимого фазового сдвига, значение которого должно стремиться к  $\pm 90^\circ$ .

Решение поставленной задачи осуществляется методом нелинейного программирования, в котором выполняется минимизация первой целевой функции при условии соблюдения заданных ограничений на вторую функцию. При этом для достижения максимальной эффективности расчета необходимо выбрать достаточное количество диполей, используемых в решетке, с точки зрения компромиссного решения между скоростью расчета и получения сравнительно достоверных результатов.

В целях ускорения процесса поиска необходимых габаритов для заданной резонансной частоты достаточно использовать решетку  $5 \times 5 \times 2$ , что позволяет находить минимум целевой функции при необходимом фазовом сдвиге на резонансной частоте с незначительной погрешностью.

## 5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Предложенная электродинамическая модель позволяет рассчитывать частотные характеристики поляризационных селекторов на основе паразитных диполей, а также подбирать необходимые габариты для функционирования устройства на заданной частоте. Основным отличием модели является использование строгого решения задачи системы связанных вибраторов, тем самым позволяя учитывать влияние краевых эффектов и выполнять анализ конечной структуры. Одним из достоинств предлагаемой модели является быстродействие расчета в сравнении с современным пакетом электродинамического моделирования, что обеспечивает возможность производить быструю оценку частотных характеристик поляризатора и подбирать необходимые габариты. Недостатком разработки на текущем этапе считается использование равномерной частотной сетки, что, очевидно, замедляет расчет в широком диапазоне частот.

## 6. БЛАГОДАРНОСТИ

Работа выполнена при финансовой поддержке АО «НИИ «Вектор».

## ЛИТЕРАТУРА

1. Young L., Robinson L., Hacking C. Meander-line polarizer // IEEE Transactions on Antennas and Propagation, 1973, vol. 21, no. 3, pp.376-378
2. RueY-Shi Chu, Kuan-Min Lee. Analytical model of a multilayered meander-line polarizer plate with normal and oblique plane-wave incidence // IEEE Transactions on antennas and propagation. 1987, vol.35 (6) pp. 652 – 661.
3. Lerner, D. A wave polarization converter for circular polarization // IEEE Transactions on Antennas and Propagation, 1965, 13(1), 3–7.
4. D.R. Kozlova, S.V. Ballandovich, G.A. Kostikov, M.I. Sugak. Polarizer Screen for the S-Band Antenna Array // 2022 Conference of Russian Young Researchers in Electrical and Electronic Engineering (ElConRus), Saint-Petersburg, Russia, 25-28 Jan 2022 / pp.1070-1073.
5. Jia-Liang Wu, Bao-Qin Lin, Xin-Yu Da, Kai Wu. A linear-to-circular polarization converter based on I-shaped circular frequency selective surfaces // Chinese Physics B. 2017, vol. 26 (9)
6. E. Arnieri, F. Greco, G. Amendola. A broadband, wide angle scanning, linear to circular polarization converter based on standard Jerusalem-cross frequency selective surfaces // IEEE Transactions on antennas and propagation. 2021, vol.69 (1), pp. 578 – 583
7. P. Naseri, J. R. Costa, S. A. Matos and other. Equivalent circuit modeling to design a dual-band dual linear-to-circular polarizer surface // IEEE Transactions on Antennas and Propagation. 2020, vol.68 (7), pp. 5730-5735.
8. Г.З. Айзенберг, С.П. Белоусов, Э.М. Журбенко и др. Коротковолновые антенны 2-е, перераб. и доп. – М: Радио и связь, 1985. – 536 с.

## REFERENCES

1. Young L., Robinson L., Hacking C. Meander-line polarizer // IEEE Transactions on Antennas and Propagation, 1973, vol. 21, no. 3, pp.376-378

2. RueY-Shi Chu, Kuan-Min Lee. Analytical model of a multilayered meander-line polarizer plate with normal and oblique plane-wave incidence // IEEE Transactions on antennas and propagation. 1987, vol.35 (6) pp. 652 – 661.
3. Lerner, D. A wave polarization converter for circular polarization // IEEE Transactions on Antennas and Propagation, 1965, 13(1), 3–7.
4. D.R. Kozlova, S.V. Ballandovich, G.A. Kostikov, M.I. Sugak. Polarizer Screen for the S-Band Antenna Array // 2022 Conference of Russian Young Researchers in Electrical and Electronic Engineering (ElConRus), Saint-Petersburg, Russia, 25-28 Jan 2022 / pp.1070-1073.
5. Jia-Liang Wu, Bao-Qin Lin, Xin-Yu Da, Kai Wu. A linear-to-circular polarization converter based on I-shaped circular frequency selective surfaces // Chinese Physics B. 2017, vol. 26 (9)
6. E. Arnieri, F. Greco, G. Amendola. A broadband, wide angle scanning, linear to circular polarization converter based on standard Jerusalem-cross frequency selective surfaces // IEEE Transactions on antennas and propagation. 2021, vol.69 (1), pp. 578 – 583
7. P. Naseri, J. R. Costa, S. A. Matos and other. Equivalent circuit modeling to design a dual-band dual linear-to-circular polarizer surface // IEEE Transactions on Antennas and Propagation. 2020, vol.68 (7), pp. 5730-5735.
8. G.Z. Aizenberg, S.P. Belousov, E.M. Zhurbenko and others. Shortwave antennas 2nd, redesigned and add. Moscow: Radio and Communications, 1985. 536 p.

# ОПЫТ РАЗРАБОТКИ СВЕРХШИРОКОПОЛОСНЫХ ПОЛЯРИЗАЦИОННЫХ СЕЛЕКТОРОВ НА ОСНОВЕ МЕАНДРОВЫХ ЛИНИЙ

А. А. Петров<sup>1</sup>

<sup>1</sup>АО «НИИ «Вектор», Санкт-Петербург, Россия

**Аннотация.** В настоящей работе рассматривается проектирование поляризационных селекторов на основе меандровых линий для частотных диапазонов 4 – 8 ГГц и 8 – 18 ГГц. Особенностью разработки является требования на сравнительно малую электрическую толщину, что создает дополнительные трудности при расчете габаритов и требует модернизации топологии. Для выполнения поставленных требований были предложены разные вариации улучшений конфигурации поляризационного селектора, рассчитаны частотные зависимости модулей коэффициента отражения и коэффициента эллиптичности до и после модернизации. Для каждого из диапазонов были изготовлены макеты. Для частотного диапазона 8 – 18 ГГц проведены измерения вышеупомянутых зависимостей на самодельном измерительном стенде. Результатом разработки является два поляризационных селектора электрической толщиной около 0.3 длины волны на нижней границе частотного диапазона, с коэффициентом перекрытия по частоте около 2.2 по заданному критерию.

**Ключевые слова:** поляризатор; круговая поляризация; ячейка Флоке; электродинамическое моделирование.

## APPROVED BY THE ORGANIZING COMMITTEE REQUIREMENTS FOR THE DESIGN OF REPORTS

A. A. Petrov<sup>1</sup>

<sup>1</sup>АО “NII “Vector”, Saint-Petersburg, Russia

**Abstract.** In this paper, we consider the design of polarization selectors based on meander lines for the frequency bands 4.8 GHz and 8-18 GHz. A special feature of the development is the requirements for a relatively small electrical thickness, which creates additional difficulties in calculating dimensions and requires an upgrade of the topology. To meet these requirements, various variations of improvements to the configuration of the polarization selector were proposed, and the frequency dependences of the reflection coefficient and ellipticity coefficient modules were calculated before and after the upgrade. Mockups were made for each of the ranges. For the frequency range of 8-18 GHz, measurements of the above dependencies were carried out on a self-made measuring stand. The result of the development is two polarization selectors with an electric thickness of about 0.3 wavelengths at the lower end of the frequency range, with a frequency overlap coefficient of about 2.2 according to a given criterion.

**Keywords:** polarizer; circular polarization; Floquet cell; electrodynamic modeling..

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Применение классических методов излучения [1] электромагнитной волны (ЭМВ) круговой поляризации не всегда совместимо с задачами современного проектирования антенных систем, ввиду отсутствия возможности использования антенных элементов круговой поляризации совместно некоторыми диаграммо-образующими устройствами, например, в паре с цилиндрической линзой Люнеберга [2]. Нестандартным подходом к

формированию ЭМВ круговой поляризации является использование анизотропных структур (поляризационных селекторов), назначением которых является преобразование падающей волны линейной поляризации в круговую. На практике добиться строго круговой поляризации, как правило, удается только на дискретных частотах. В оставшемся частотном диапазоне формируется эллиптическая поляризация с некоторым коэффициентом эллиптичности (КЭ) [1], являющимся одним из критериев качества устройства.

Исследованные конфигурации поляризационных селекторов [3-10] показывают, что наиболее широкополосными считаются структуры на основе меандровых линий. Среди известных разработок [5-8], максимальный коэффициент перекрытия по частоте для используемого в настоящей работе критерия  $|K\mathcal{E}|<2$  дБ и  $|S_{11}|<-18$  дБ составляет 1.67 [5], однако устройство имеет сравнительно существенную электрическую толщину  $0.54\lambda_{H\mathcal{C}}$ , где  $\lambda_{H\mathcal{C}}$  – длина волны в вакууме на нижней границе рабочего диапазона. Учитывая современные тенденции минимизации габаритов устройств данный недостаток может играть критическую роль и, как следствие, требует снижения своего влияния.

В настоящей работе предлагается ряд модернизаций поляризационных селекторов на основе меандровых линий, позволяющих существенно расширить диапазон рабочих частот, определяемый по вышеупомянутому критерию, а также уменьшить электрическую толщину устройства.

## 2. ПРИНЦИПЫ ФУНКЦИОНИРОВАНИЯ ПОЛЯРИЗАЦИОННОГО СЕЛЕКТОРА

Известно [1], что для формирования ЭМВ круговой поляризации необходимо осуществить сложение двух ЭМВ, векторы электрического поля ( $\mathbf{E}$ ), которых должны быть ориентированы ортогонально относительно друг друга, иметь равные амплитуды и разность фаз  $\pm 90^\circ$ . В случае невыполнения одного из этих условий наблюдается эллиптическая поляризация с некоторым КЭ.

Принцип преобразования линейной поляризации в круговую удобно рассматривать путем разложения вектора  $\mathbf{E}$ , ориентированного под углом  $45^\circ$  к направлению меандровой линии, на вертикальную ( $\mathbf{E}_{V\mathcal{K}}$ ) и горизонтальную ( $\mathbf{E}_{G\mathcal{K}}$ ) компоненты (рисунок 1). Ввиду анизотропного характера структуры поляризационного селектора, очевидно, что комплексный коэффициент передачи имеет некоторую угловую зависимость, и, как следствие, в общем случае отличается для каждой из компонент. При условии равенства модулей комплексных коэффициентов передачи ортогональных компонент и наличия фазового сдвига между ними на величину  $\pm 90^\circ$ , падающая ЭМВ линейной поляризации на выходе поляризатора после выполнения сложения ортогональных составляющих вектора  $\mathbf{E}$  трансформируется в ЭМВ круговой поляризации.

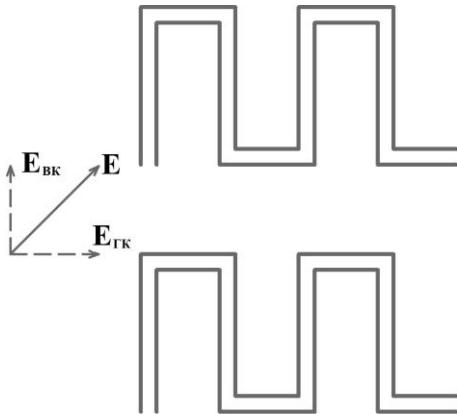


Рис 1. Разложение вектора  $\mathbf{E}$  на основную и побочную компоненты

Для первоначального расчета габаритов структуры поляризационного селектора в большинстве случаев применяется метод эквивалентных схем [3-4, 6-9], обеспечивающий отклонение от электродинамического моделирования с применением ячейки Флоке приблизительно на 10%. Другим подходом к разработке является использование матрицы интерполяции [5] или ее улучшенной версии [10].

### 3. ПОЛЯРИЗАТОР ЧАСТОТНОГО ДИАПАЗОНА 4 – 8 ГГц

Разработка поляризатора в диапазоне рабочих частот от 4 до 8 ГГц по критериям  $|KЭ| < 2$  дБ и  $|S_{11}| < -18$  дБ, предполагает наложение дополнительного условия на толщину изделия равную 23.1 мм, что составляет  $0.3\lambda_{Hq}$ . Поставленные требования предполагают не только уменьшение электрической толщины изделия в 1.6 раз, но и увеличение коэффициента перекрытия на 0.33 относительно [5], что, очевидно, подразумевает модернизацию существующих конфигураций. Кроме того, ввиду необходимости конструктивного исполнения и последующего функционирования устройства в реальных изделиях, при разработке возникает ряд ограничений, например, на стадии выбора материала для печатных плат и проставок между слоями.

На первом этапе разработки, расчет конфигурации поляризатора проводится по улучшенной матрице интерполяции [10], что предполагает расположение меандровых линий строго друг на другом на каждом из слоев. В качестве подложки для печатных плат используется материал FR-4 ( $\epsilon=4.3$ ), проставки между слоями выполнены из Акримида A60 ( $\epsilon=1.1$ ). Количество используемых слоев в изделии в большей мере определяется величиной  $|KЭ|$ . Согласно рисунку 2 видно, что добавление каждого нового слоя уменьшает  $|KЭ|$  и сближает нули, однако при использовании избыточного числа слоев происходит их наложение, после которого наблюдается рост  $|KЭ|$ . В результате, для данных условий было принято решение считать четыре слоя достаточным количеством для обеспечения заданных частотных характеристик при условии не превышения требуемой толщины.

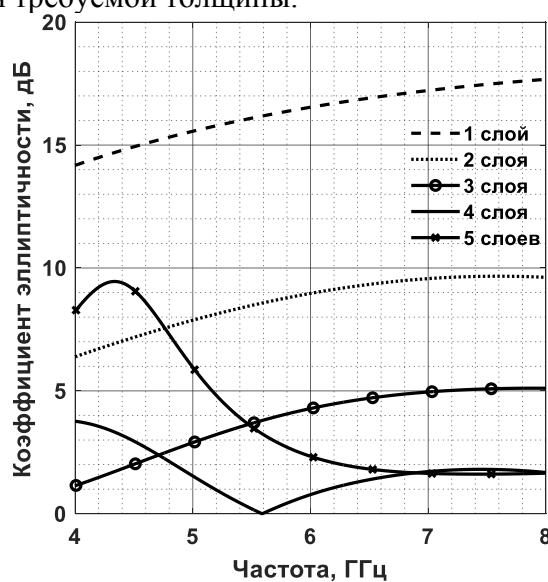


Рисунок 2 – Семейство частотных зависимостей модулей коэффициента эллиптичности при разном количестве слоев меандровых линий

Последующий расчет частотных характеристик с применением ячейки Флоке в пакете электродинамического моделирования показывает нарушение поставленных требований как по критерию модуля коэффициента отражения (рисунок 3а), так и по КЭ (рисунок 3б). Полученные частотные зависимости  $|S_{11}|$  явно свидетельствуют о недостаточной толщине изделия, что также очевидно исходя из классического

требования [5] на электрическое расстояние между слоями поляризатора в  $0.25\lambda_0$ , где  $\lambda_0$  – длина волны на центральной частоте. Значение  $|КЭ|$  также превышает требования на 0.5 дБ в большей части диапазона рабочих частот.

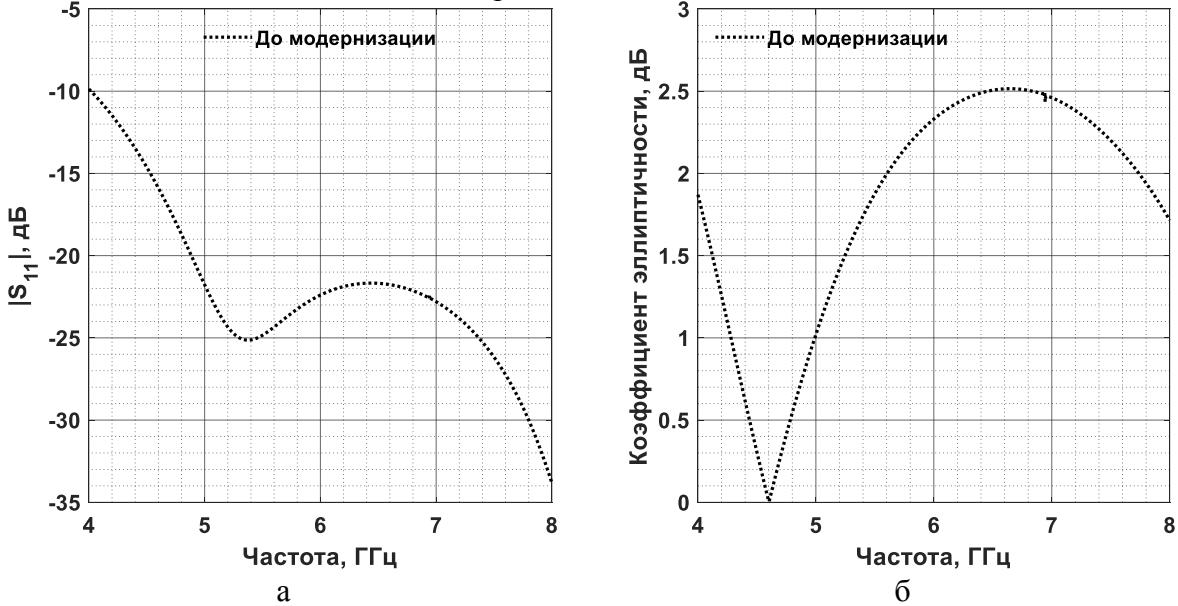


Рис. 3. Частотные зависимости  $|S_{11}|$  (а) и  $|КЭ|$  (б) поляризатора до модернизации

В процессе модернизации предлагалось несколько вариаций структуры: добавление в топологию различных вырезов, сглаживание углов меандровых линий, сдвиги меандров относительно друг друга, применение неэквидистантного расположения печатных плат, использование комбинаций меандровых линий с другими топологиями поляризаторов. Среди описанных изменений значительное улучшение частотных характеристик показывает комбинация разных толщин проставок и расположение меандровых линий соседних слоев на разных краях печатных плат с некоторой вариацией наличия или отсутствия перекрытия их металлизации (рисунок 4).

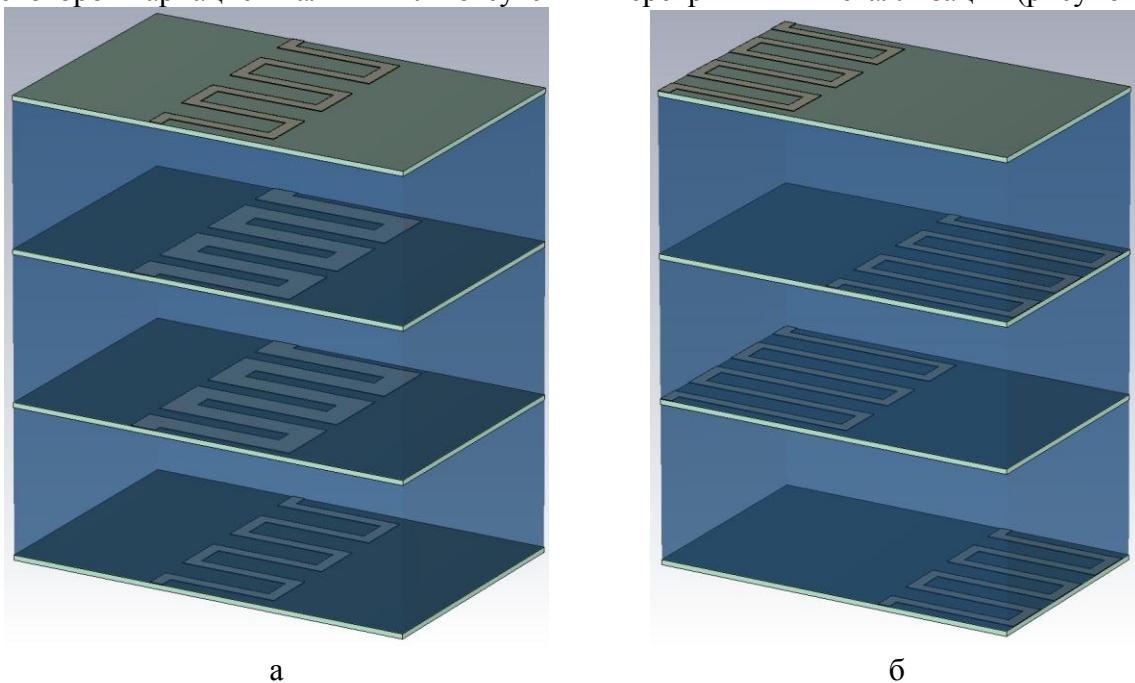


Рис. 4. Элементарные ячейки поляризатора до (а) и после (б) модернизации

Полученные частотные характеристики после модернизации и коррекции габаритов показывают значительное уменьшение  $|КЭ|$  (рисунок 5б) до величины около

1.6 дБ в максимуме относительно не модернизированной структуры и смещение частотной зависимости  $|S_{11}|$  (рисунок 5а) в область низких частот до величины -16 дБ на частоте 4 ГГц и требуемых -18 дБ на частоте 4.16 ГГц. При этом на этапе моделирования была получена топология, полностью удовлетворяющая поставленным условиям, но с увеличенным  $|K\mathcal{E}|_{max}$  до 1.8 дБ. Незначительное отклонение от требований на максимально допустимую величину  $|S_{11}|$  вызвано желанием получения лучших характеристик с точки зрения эллиптичности. Итоговая полоса рабочих частот по заданному критерию расположена в диапазоне от 4.16 до 8.95 ГГц, что соответствует коэффициенту перекрытия около 2.15.

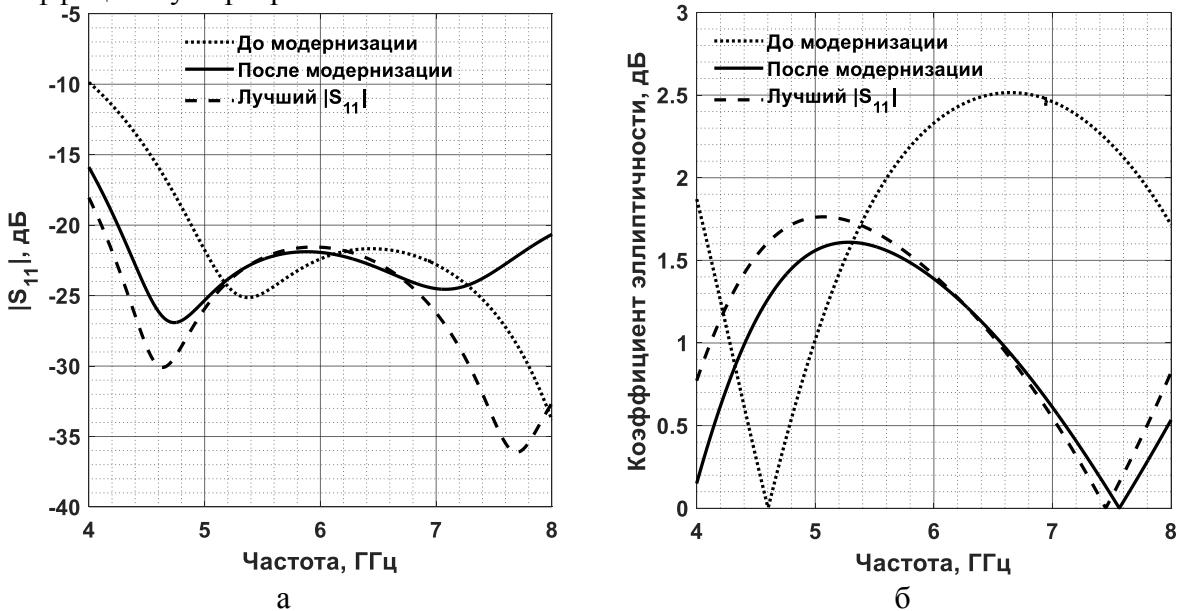


Рис. 5. Семейство частотных зависимостей  $|S_{11}|$  (а) и  $|K\mathcal{E}|$  (б) поляризатора

На основе разработанной модели поляризационного селектора были изготовлены четыре печатных платы и три проставки из Акримида А60, сборка выполнена с помощью kleевого соединения (рисунок 6). Габариты итогового поляризатора  $325 \times 175 \times 23.1$  мм

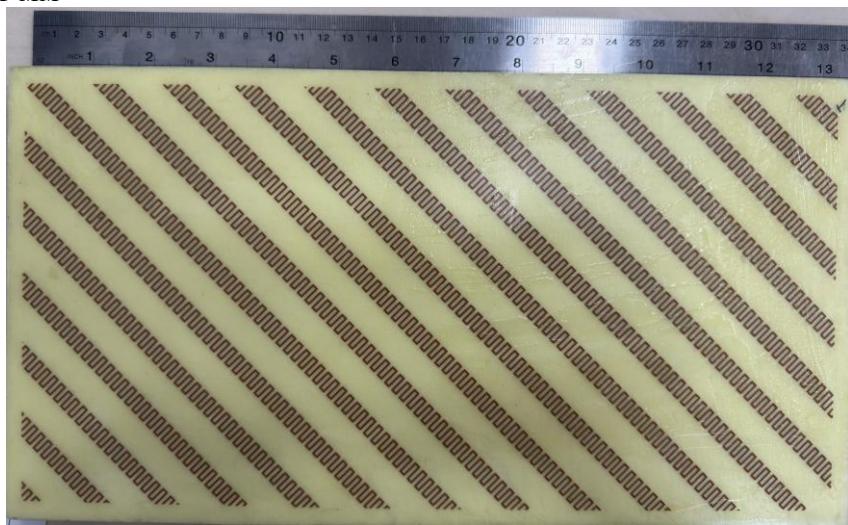


Рис. 6. Макет поляризационного селектора диапазона 4 – 8 ГГц

Для разработанного макета поляризационного селектора полноценные измерения не проводились, однако, были выполнены измерения амплитудно-частотных характеристик (АЧХ) устройства в составе антенной системы, где изделие находится под наклоном по углу места на  $15^\circ$  относительно имитатора. Несмотря на то, что данные условия нельзя считать корректными для измерений, полученные АЧХ (рисунок 7а) и

вычисленный на их основе  $|KЭ|$  (рисунок 7б) показывают достаточно удовлетворительные результаты. Превышение на 0.5 дБ максимальной величины  $|KЭ|$  объясняются следующими факторами: наличием перед поляризатором обтекателя с частотно-зависимым модулем коэффициента прохождения, облучением устройства не по нормали, а также характеристиками антенны, используемой в паре с изделием.

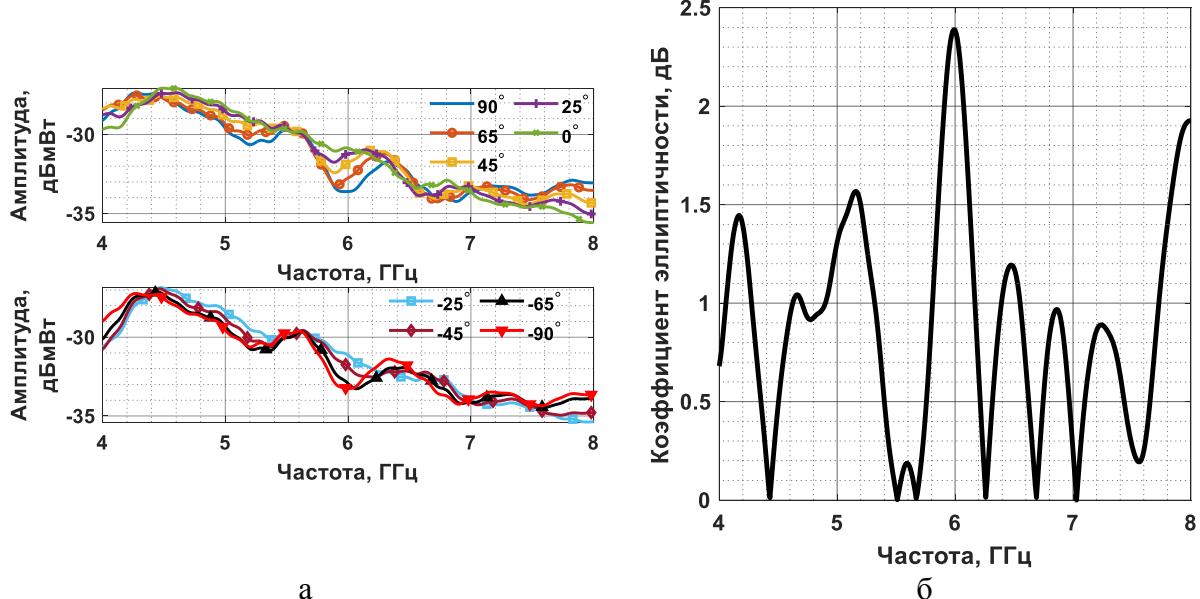


Рис. 7. Семейство частотных зависимостей АЧХ (а) и  $|KЭ|$  (б) устройства в составе антенной системы

#### 4. ПОЛЯРИЗАТОР ЧАСТОТНОГО ДИАПАЗОНА 8 – 18 ГГц

В диапазоне рабочих частот от 8 до 18 ГГц, определяемых по аналогичным критериям, необходимая толщина поляризационного селектора составляет 12.1 мм или  $0.32\lambda_{HЧ}$ . Несмотря на небольшое увеличение электрической толщины и, как следствие, ожидания улучшений  $|S_{11}|$  вблизи нижней границы диапазона, переход в область более высоких частот вынуждает считаться с возрастающими отражениями от печатных плат и проставок. Для получения идентичных частотных характеристик целесообразно применять теорему электрического подобия к вышеописанному устройству, однако использовать ее в полной мере не представляется физически реализуемой задачей ввиду отсутствия возможности уменьшения толщины печатных плат и технологических ограничений производства, в частности связанных с минимальной шириной микрополосков и толщиной проставок. Как следствие, частичное масштабирование поляризатора в область высоких частот приводит к ухудшению зависимостей  $|S_{11}|$  и  $|KЭ|$ .

В рамках модернизации топологии поляризатора к структуре на рисунке 3б, кроме общего изменения габаритов, было добавлено сглаживание углов меандровых линий, что позволило добиться снижения  $|KЭ|$  за счет незначительного увеличения  $|S_{11}|$  на нижней границе частотного диапазона (рисунок 8). Поставленные требования на величину  $|S_{11}|$  выполняются лишь на частотах выше 8.3 ГГц.

На основе разработанной модели поляризационного селектора были изготовлены четыре печатных платы и три проставки из Акримида А60, сборка макета выполнена с помощью клеевого соединения (рисунок 7). Габариты итогового поляризатора  $235 \times 135 \times 12.1$  мм.

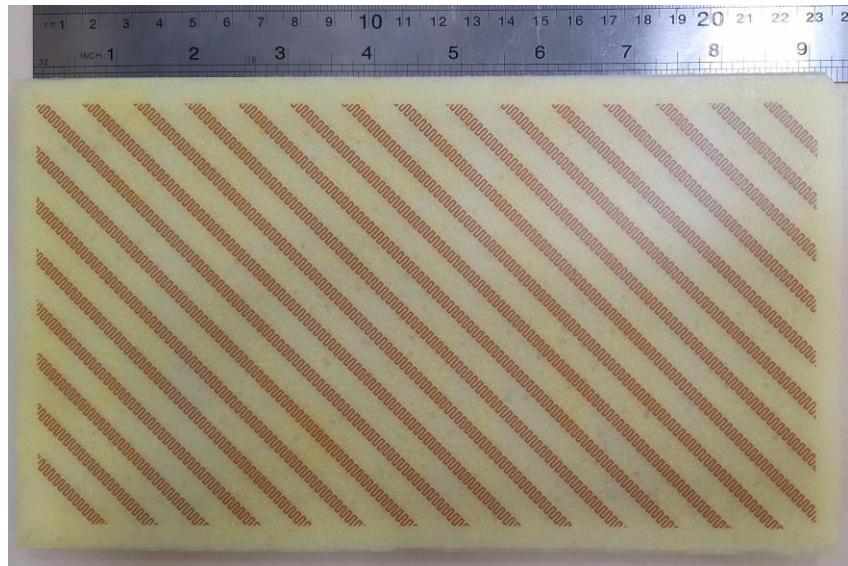


Рис. 7. Макет поляризационного селектора диапазона 8 – 18 ГГц

Результаты оценочных измерений на самодельном стенде, конструкция которого подробно описана в [10], показывают улучшение частотных зависимостей  $|S_{11}|$  практически во всем диапазоне рабочих частот и, в том числе, выполнение поставленных требований вблизи нижней границы диапазона. Измеренный  $|K_E|$  показывает сближение нулей (рисунок 8б) и превышение поставленных требований на частотах свыше 17.5 ГГц относительно результатом моделирования. Итоговая измеренная полоса рабочих частот по заданному критерию расположена в диапазоне от 8 до 17.5 ГГц, что соответствует коэффициенту перекрытия 2.2. По результатам моделирования, полоса рабочих частот находится в интервале от 8.3 до 18.9 ГГц, что соответствует коэффициенту перекрытия 2.3.

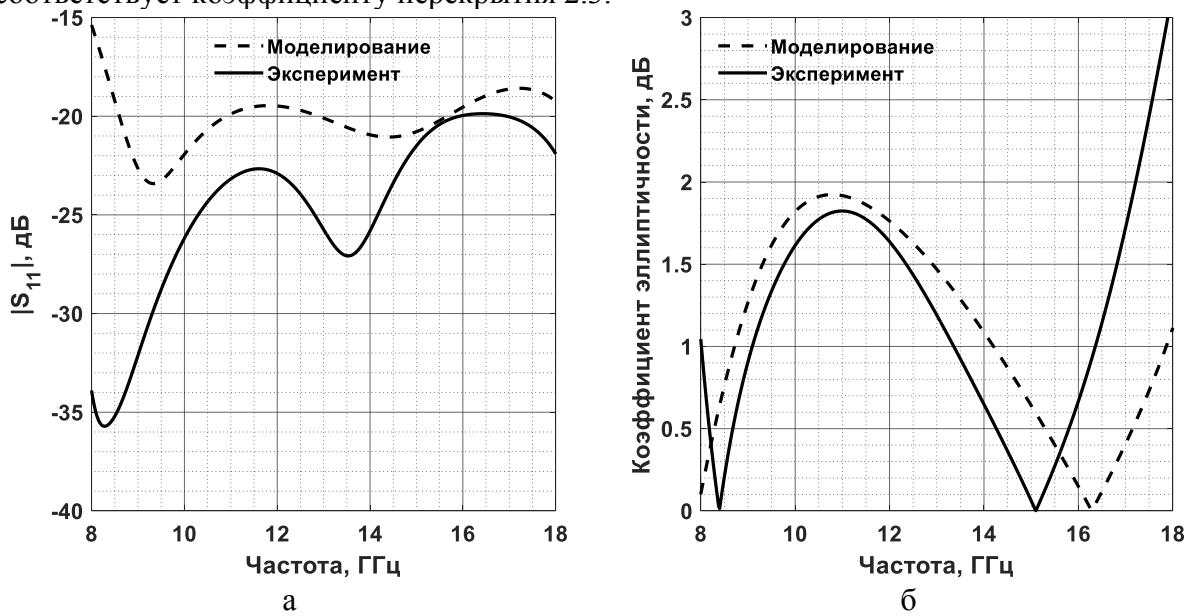


Рис. 8. Семейство частотных зависимостей  $|S_{11}|$  (а) и  $|K_E|$  (б)

## 5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Представленные в работе предложения по модернизации поляризационных селекторов на основе меандровых показывают принципиальную возможность расширения диапазона рабочих частот по сравнительно жестким критериям при условии сохранения сравнительно небольшой электрической толщины изделия. Результаты

измерений поляризатора диапазона 8 – 18 ГГц на стенде также показывают достаточное сходство частотных зависимостей, что свидетельствует о возможности дальнейшего использования изделия в составе антенных систем. Измерение АЧХ поляризатора диапазона 4 – 8 ГГц в полноценном антенном блоке также показали удовлетворительные частотные характеристики.

Представленная в таблице 1 сравнительная характеристика известных разработок [5, 8, 11] показывает, что предложенная модернизация поляризационного селектора позволяет существенно увеличить как коэффициент перекрытия по достаточно жестким критериям, так и уменьшить электрическую толщину изделия до  $0.3\text{--}0.32 \lambda_{H\ddot{C}}$ . Отличительной чертой текущей работы является наличие макета и выполненных измерений (для частотного диапазона 8 – 18 ГГц).

Таблица 1. Сравнительная характеристика известных разработок

Работа	Толщина	Число слоев	Материал плат	Материал проставок	Коэффициент перекрытия по критериям $ K\dot{\Theta} <2$ дБ, $ S_{11} <-18$ дБ	Наличие макета
Текущая	$0.3 \lambda_{H\ddot{C}}$	4	FR-4 ( $\epsilon=4.3$ )	Акримид А60 ( $\epsilon=1.1$ )	2.15 (модель)	Да
Текущая	$0.32 \lambda_{H\ddot{C}}$	4	FR-4 ( $\epsilon=4.3$ )	Акримид А60 ( $\epsilon=1.1$ )	2.2 (макет) 2.3 (модель)	Да
[5]	$0.54 \lambda_{H\ddot{C}}$	4	Rogers RT5880 ( $\epsilon=2.2$ )	Воздух ( $\epsilon=1$ )	1.67	Нет
[11]	$0.39 \lambda_{H\ddot{C}}$	4	Тефлон ( $\epsilon=2.60$ )	Полиуретан ( $\epsilon=1.12$ )	1.50 (расчетная)	Да
[8]	$0.41 \lambda_{H\ddot{C}} *$	6	Керамика ( $\epsilon=10$ )	Воздух ( $\epsilon=1$ )	2.05*	Нет

Примечание. Полоса рабочих частот для [8] определялась по критерию  $|K\dot{\Theta}|<2$  дБ, ввиду невыполнения условия  $|S_{11}|<-18$  дБ.

## 6. БЛАГОДАРНОСТИ

Работа выполнена при финансовой поддержке АО «НИИ «Вектор».

## ЛИТЕРАТУРА

- Г.З. Айзенберг, С.П. Белоусов, Э.М. Журбенко и др. Коротковолновые антенны 2-е, перераб. и доп. – М: Радио и связь, 1985. – 536 с.
- Зелкин Е.Г., Петрова Р.А. Линзовые антенны. Москва: Советское радио, 1974. – 279 с.
- Jia-Liang Wu, Bao-Qin Lin, Xin-Yu Da, Kai Wu / A linear-to-circular polarization converter based on I-shaped circular frequency selective surfaces // Chinese Physics B. 2017, vol. 26 (9)
- E. Arnieri, F. Greco, G. Amendola. A broadband, wide angle scanning, linear to circular polarization converter based on standard Jerusalem-cross frequency selective surfaces // IEEE Transactions on antennas and propagation. 2021, vol.69 (1), pp. 578 – 583
- R. V. Gatti, R. Rossi. A novel meander-line polarizer modeling procedure and broadband equivalent circuit. // IEEE Transactions on antennas and propagation. 2017, vol.65 (11) pp. 6179 – 6184

6. RueY-Shi Chu, Kuan-Min Lee. Analytical model of a multilayered meander-line polarizer plate with normal and oblique plane-wave incidence // IEEE Transactions on antennas and propagation. 1987, vol.35 (6) pp. 652 – 661
7. P. Naseri, J. R. Costa, S. A. Matos and other. Equivalent circuit modeling to design a dual-band dual linear-to-circular polarizer surface // IEEE Transactions on Antennas and Propagation. 2020, vol.68 (7), pp. 5730-5735.
8. А.О. Касьянов. Микроволновые поляризаторы на основе печатных дифракционных решеток меандрового типа // Известия ЮФУ. Технические науки. 2022, вып.6, с. 172 – 192 с.
9. Е.Р. Гафаров, А.А. Ерохин, Е.А. Литинская. Увеличение коэффициента эллиптичности электромагнитной волны при помощи поляризатора на основе меандровой линии // Письма в ЖТФ. 2021, вып.9, том 47, с. 11 – 13
10. А.А. Петров. Минимизация габаритов поляризатора на основе меандровых линий // Обмен опытом в области создания сверхширокополосных радиоэлектронных систем Материалы X Всероссийской научно-технической конференции, Омск, 16-17 апреля 2024, 156 – 164 с.
11. Young L., Robinson L., Hacking C. Meander-line polarizer // IEEE Transactions on Antennas and Propagation, 1973, vol. 21, no. 3, pp.376-378

#### REFERENCES

1. G.Z. Aizenberg, S.P. Belousov, E.M. Zhurbenko and others. Shortwave antennas 2nd, redesigned and add. – Moscow: Radio and Communications, 1985. – 536 p.
2. Zelkin E.G., Petrova R.A. Lens antennas. Moscow: Soviet Radio, 1974. – 279 p.
3. Jia-Liang Wu, Bao-Qin Lin, Xin-Yu Da, Kai Wu / A linear-to-circular polarization converter based on I-shaped circular frequency selective surfaces // Chinese Physics B. 2017, vol. 26 (9)
4. E. Arnieri, F. Greco, G. Amendola. A broadband, wide angle scanning, linear to circular polarization converter based on standard Jerusalem-cross frequency selective surfaces // IEEE Transactions on antennas and propagation. 2021, vol.69 (1), pp. 578 – 583
5. R. V. Gatti, R. Rossi. A novel meander-line polarizer modeling procedure and broadband equivalent circuit. // IEEE Transactions on antennas and propagation. 2017, vol.65 (11) pp. 6179 – 6184
6. RueY-Shi Chu, Kuan-Min Lee. Analytical model of a multilayered meander-line polarizer plate with normal and oblique plane-wave incidence // IEEE Transactions on antennas and propagation. 1987, vol.35 (6) pp. 652 – 661
7. P. Naseri, J. R. Costa, S. A. Matos and other. Equivalent circuit modeling to design a dual-band dual linear-to-circular polarizer surface // IEEE Transactions on Antennas and Propagation. 2020, vol.68 (7), pp. 5730-5735.
8. А.О. Касьянов. Microwave polarizers based on printed diffraction gratings of the meander type // Izvestiya SFU. Technical sciences. 2022, issue 6, pp. 172 – 192 p
9. Е.Р. Гафаров, А.А. Ерохин, Е.А. Литинская. Increasing the coefficient of ellipticity of an electromagnetic wave using a polarizer based on a meander line // Letters in ZHTF. 2021, issue 9, volume 47, pp. 11-13
10. А.А. Петров. Minimizing the dimensions of a polarizer based on meander lines // Exchange of experience in the field of creating ultra-broadband radio electronic systems, Proceedings of the X All-Russian Scientific and Technical Conference, Omsk, April 16-17, 2024, 156-164 p.
11. Young L., Robinson L., Hacking C. Meander-line polarizer // IEEE Transactions on Antennas and Propagation, 1973, vol. 21, no. 3, pp.376-378

# МИКРОПОЛОСКОВАЯ АНТЕННА СПУТНИКОВОЙ СВЯЗИ Q-ДИАПАЗОНА

А. В. Ефремов

Федеральное государственное автономное учреждение «Военный инновационный технополис «ЭРА» (Технополис «ЭРА»), Анапа, Россия

**Аннотация.** В результате теоретических расчетов и электродинамического моделирования с помощью программного обеспечения AWR: Design Environment и CST Microwave Studio разработана микрополосковая антenna спутниковой связи Q-диапазона частот. Показано, что характеристики микрополосковой антенны позволяют использовать ее как в мобильных терминалах, так и в качестве облучателя параболической антенны на частотах от 39 до 46 ГГц. Описана конструкция антенны, ее ключевые преимущества, получены графики зависимости коэффициента стоячей волны по напряжению, диаграммы направленности в E- и H-плоскостях.

**Ключевые слова:** микрополосковая антенная решетка, полоса рабочих частот, делитель мощности, активный излучатель, пассивный излучатель, СВЧ-сигнал.

## MICROSTRIP ANTENNA FOR Q-BAND SATELLITE COMMUNICATIONS

A. V. Efremov

Federal State Autonomous Institution «Military Innovative Technopolis «ERA» (Technopolis «ERA»), Anapa, Russia

**Abstract.** As a result of theoretical calculations and electrodynamic modeling using AWR: Design Environment и CST Microwave Studio software a microstrip satellite communications antenna for Q band has been developed. It is shown that performance of a microstrip antenna allow its usage both in mobile applications and as an irradiator for a parabolic antenna at frequencies from 39 GHz to 46 GHz. The antenna design and its key advantages are described, and the voltage dependences of the standing wave coefficient and radiation patterns in the E- and H-planes are obtained.

**Keywords:** microstrip antenna array, operating frequency band, power divider, active emitter, passive emitter, microwave signal.

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Микрополосковая антenna – один из видов антенн, которая использует принцип радиоволнового излучения для передачи или приема сигнала. Она состоит из металлической полоски, нанесенной на подложку, изготовленную из диэлектрика.

Принцип работы микрополосковой антенны основан на явлении резонанса – когда электромагнитные волны проходят по микрополосковой линии, они вызывают колебания электрического поля между полосами. Благодаря этому антenna излучает электромагнитные волны в определенном направлении.

В настоящее время малогабаритные антennы спутниковой связи в виде микрополосковых антенных решеток (МПАР) находят широкое применение в сфере телекоммуникационных систем за счет своих преимуществ: возможности возбуждения волны круговой поляризации и реализации многочастотных антенн, интеграции со схемой питания в антенных решетках, тонкого профиля, малого веса, конформности, технологичности производства при низкой стоимости. Кроме того, структура

микрополосковой антенны позволяет ей эффективно справляться с помехами, что особенно полезно в средах с высоким уровнем шума. Но, несмотря на ряд преимуществ, присущих данной антенне, главным ее недостатком является недостаточная ширина рабочего диапазона. Работы по совершенствованию конструкции МПАР активно ведутся как в России, так и за рубежом [1-3].

Q-диапазон занимает полосу между 33 и 50 ГГц в области сверхвысоких частот (СВЧ) радиоспектра, которые используются в основном для спутниковой связи, наземной микроволновой связи и радиоастрономии. Одним из первых коммерческих операторов, который стал тестировать возможности Q/V-диапазона, стал Eutelsat со спутником Eutelsat 65 West A.

На сегодняшний день свободные частотные ресурсы для спутников связи, работающих на геостационарной орбите в диапазонах С, Ku, Ka, практически исчерпаны [4]. Вместе с тем объемы информации, передаваемые через спутники связи, уверенно растут. Вследствие этого для перспективных спутниковых систем с целью оказания услуг связи (доступ в интернет, телевидение высокой четкости, трансляция сигналов управления автоматизированными системами управления) необходимо рассматривать другие, более широкие полосы частот. Ввиду этого актуальным является вопрос использования в линиях передачи данных полосы частот пропускания каналов связи от 1 ГГц и более.

При построении перспективных спутниковых систем связи наиболее подходящим является диапазон частот от 30 ГГц, так как в настоящее время использование в спутниковой связи частотных ресурсов диапазонов С, Ku, Ka с полосой частот более 2 ГГц без ущерба действующим системам спутниковой связи невозможно. Применение спутниковых систем связи Q-диапазона обусловлено значительным преимуществом, которое дает использование рабочих полос пропускания каналов связи шириной от 2,5 до 5 ГГц.

Вместе с тем затухание сигнала в атмосфере на линии спутник – Земля в Q-диапазоне выше, чем в низкочастотных диапазонах [5]. Таким образом, использование Q-диапазона позволяет, с одной стороны, реализовать широкополосную (высокоскоростную) передачу сигнала по сравнению с низкочастотными диапазонами, а с другой – при передаче сигналов в Q-диапазоне частот необходимо учитывать дополнительные потери сигнала. Для спутниковой связи наиболее подходящим вариантом являются зеркальные (параболические) антенны и фазированные антенные решетки [6].

Цель работы – исследование полосы рабочих частот (ПРЧ) при изменении параметров и конструктивных особенностей МПАР. Объектом исследования является микрополосная малогабаритная антенна спутниковой связи Q-диапазона.

## 2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ

С целью разработки малогабаритной антенны спутниковой связи ФГАУ «Военный инновационный технополис «ЭРА» (Технополис «ЭРА») выполнил ряд исследований полосы рабочих частот микрополосковой антенны спутниковой связи Q-диапазона с учетом ее конструктивных особенностей. МПАР представляет собой двухслойную антеннную решетку в печатном исполнении, выполненную на подложке, содержащей экран, активные и пассивные излучатели, питающие линии и двухступенчатый делитель мощности, образующие несимметричную микрополосковую линию.

Техническое решение антенны, поясняющее ее конструкцию, приведено на рисунке 1, на котором использованы следующие обозначения: 1 – проводящий рисунок; 2 – подложка; 3 – экран; 4 – разъем питания антенны; 5 – питающая линия; 6 – первичный делитель мощности; 7 – вторичный делитель мощности с

четвертьволновыми трансформаторами; 8 – активный излучатель; 9 – пассивный излучатель.

Восемь активных излучателей выполнены в виде прямоугольных металлических пластин с особенностями печатного рисунка – имеют по четыре поперечных выреза вдоль одной из сторон (рисунок 1, б), которые совместно с параллельными им внешними сторонами активных излучателей создают электромагнитное излучение. У каждого активного излучателя размещен пассивный излучатель в виде прямоугольной металлической пластины таким образом, чтобы между ними была боковая (емкостная) связь. На пассивный излучатель, в отличие от активного, сигнал от питающей линии не подается.

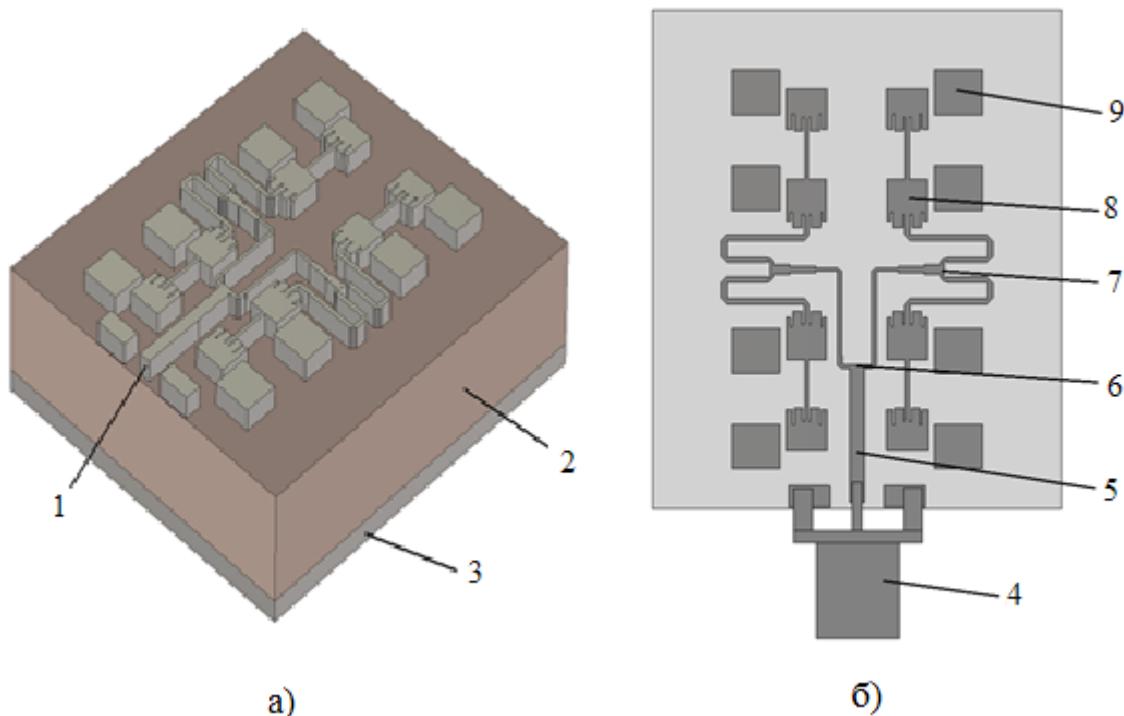


Рис. 1. Изображения антенны: а – аксонометрическое схематичное; б – вид сверху излучающей стороны

Делитель мощности МПАР состоит из Т-образного первичного делителя, осуществляющего первоначальное деление мощности сигнала, четвертьволновых трансформаторов волнового сопротивления и двух симметрично расположенных друг относительно друга и параллельно соединенных Т-образных вторичных делителей, обеспечивающих передачу сигнала от плеч первого делителя на каждый активный излучатель.

Двухступенчатый делитель мощности и питающая линия являются связующим звеном между активными излучателями и входным портом. Возбуждение активных излучателей осуществляется за счет их непосредственной связи с делителем мощности.

Ширина активного излучателя, полученная экспериментальным путем, зависит от длины волны в линии  $\lambda_B$ , рассчитанной на центральной частоте рабочего диапазона:

$$W = 0,227\lambda_B \quad (1)$$

где  $\lambda_B = 2c\sqrt{\epsilon}/(f_B + f_H)$ ;  $c$  – скорость света, м/с;  $f_B$  и  $f_H$  – верхняя и нижняя границы рабочего диапазона частот;  $\epsilon$  – диэлектрическая проницаемость материала подложки.

Длина излучателя рассчитывалась по формуле:

$$L = 0,217\lambda_B. \quad (2)$$

Делители с питающей линией являются связующим звеном между активными излучателями и входным портом и выполняют распределение сигнала, поступающего от разъема питания антенны. При этом делители и питающая линия совместно с активными излучателями выполнены в виде несимметричной микрополосковой линии на распространенной в производстве подложке для сверхвысокочастотных печатных плат, например, марки RO4003C толщиной  $h = 0,508$  мм, диэлектрической проницаемостью  $\epsilon = 3,55$  и тангенсом угла диэлектрических потерь  $\operatorname{tg}\delta = 0,0027$ .

МПАР работает следующим образом: СВЧ-сигнал подается на входной разъем антенны 4 (рисунок 1, б), от него через питающую линию 5 поступает на вход первичного делителя мощности 6, распределяясь, проходит через четвертьволновые трансформаторы до выходных плеч двух вторичных делителей 7 и поступает на активные излучатели 8. Происходит возбуждение электрического поля в вырезах активных излучателей, что обеспечивает сонаправленное протекание эквивалентного тока вдоль каждой из внешних сторон антенны, параллельных зазорам активных элементов, и возбуждение электромагнитной волны шестью участками протекания тока в каждом активном излучателе.

Токи, протекающие по краям активных излучателей, за счет емкостной связи через зазор создают индукционные токи проводимости на параллельных им сторонах пассивных излучателей 9, действующих как пассивные резонаторы, изменяя форму диаграммы направленности, направляя радиоволны, излучаемые активными излучателями, в один луч, увеличивая направленность антенной решетки. Пассивные излучатели настроены на нижнюю частоту рабочего диапазона антенны и, тем самым, расширяют полосу рабочих частот.

Кроме того, эффект расширения полосы рабочих частот по сравнению с антенной с традиционными прямоугольными (без вырезов) активными излучателями достигается за счет добавления в них вырезов разной длины.

Оригинальная форма продольных вырезов активных излучателей обеспечивает излучение на верхней границе рабочего частотного диапазона антенны, внешние боковые грани излучателей создают электромагнитное излучение в нижней границе частотного диапазона.

Возбуждение активных излучателей в антенне обеспечивается с помощью несимметричной микрополосковой линии передач, расположенной между активными излучателями, расстояние между центрами которых не превышает 1,1 длины волны излучаемого электромагнитного поля для получения максимального коэффициента усиления по направлению к нормали плоскости антенны, а также для передачи сигнала в диапазоне частот от 39 до 46 ГГц с потерями мощности, не превышающими 11 % от мощности, подаваемой на разъем антенны в указанном частотном диапазоне (уровень коэффициента стоячей волны по напряжению (КСВН) ниже 2).

### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Как видно на графике зависимости КСВН от частоты (см. рисунок 2), полученным путем электродинамического моделирования, потеря мощности в микрополосковой линии не превышает 25% при  $\text{КСВН} \leq 3$  в пределах, отмеченных на графике, а на частотах 40 ГГц и 44 ГГц потери ниже 10%.

На рисунке 3 изображена диаграмма направленности антенны в Е-плоскости, которая показывает, что направление максимума излучения, величина которого составляет 13,5 дБ, приходится на нормаль к плоскости антенны.

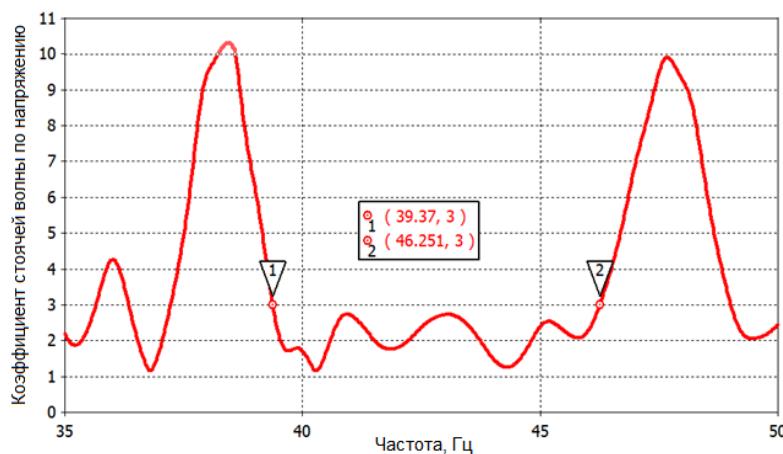


Рис. 2. Зависимость коэффициента стоячей волны по напряжению от частоты

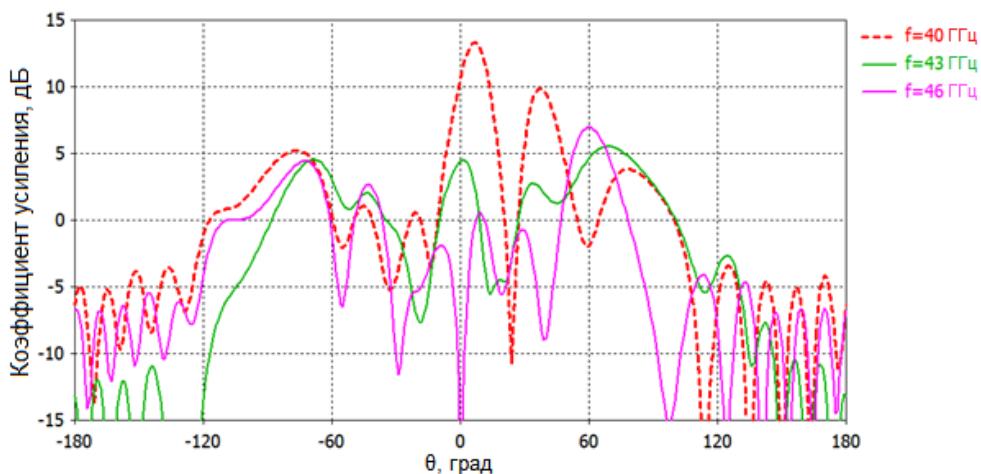


Рис. 3 Диаграмма направленности в Е-плоскости в декартовой системе координат

Диаграмма направленности антенны в Н-плоскости в декартовой системе координат, приведена на рисунке 4, на котором видно, что на частоте 40 ГГц максимум излучения направлен параллельно нормали к плоскости антенны и составляет примерно 11 дБ (главный лепесток). При увеличении частоты происходит образование нескольких максимумов.

Зависимость максимального коэффициента усиления антенны от частоты (рисунок 5) показывает, что на частоте 40 ГГц антенна имеет максимальное усиление (что также доказывают графики на рисунках 3 и 4).

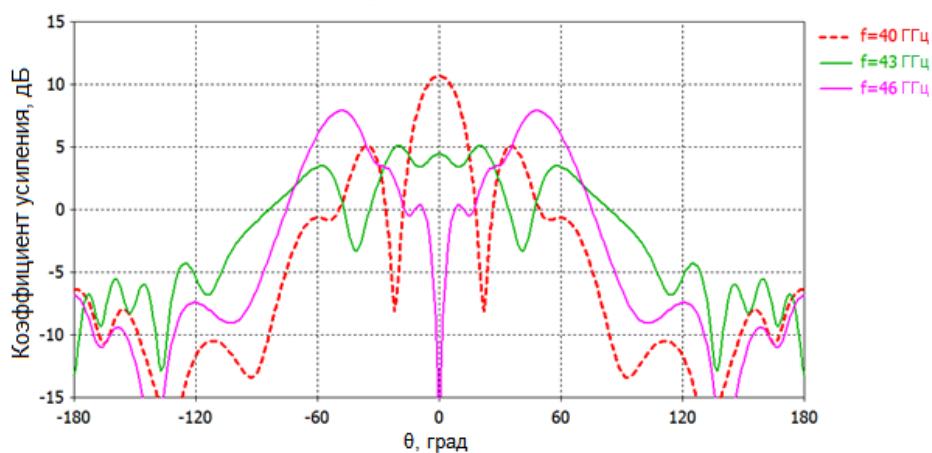


Рис. 4 Диаграмма направленности в Н-плоскости в декартовой системе координат

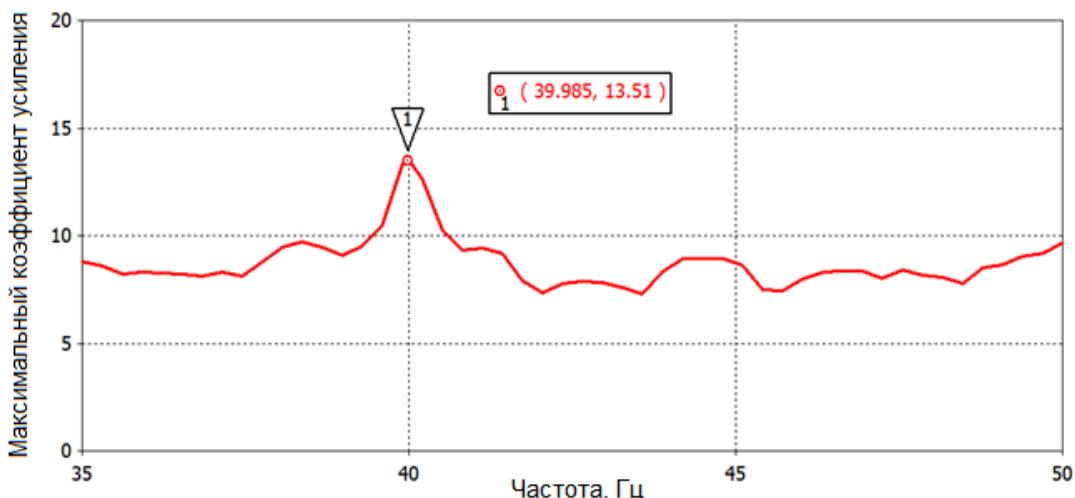


Рис. 5 Зависимость максимального коэффициента усиления антенны от частоты

Как видно из графиков на рисунках 2-5, разработанная микрополосковая спутниковая антenna Q-диапазона обладает следующими основными характеристиками:

$KCBH \leq 3$  на всем диапазоне частот от 39,37 до 46,251 ГГц;

$KCBH \leq 2$  в окрестностях частот 40 ГГц и 44 ГГц;

коэффициент усиления антенны варьируется от 7,66 до 13,51 дБ в зависимости от частоты (в диапазоне частот от 40 до 46 ГГц);

максимум излучения направлен по нормали к плоскости антенны;

ширина диаграммы направленности (главного луча) на частоте 40 ГГц составляет около 20 градусов.

Общие геометрические размеры антенны, по результатам проектирования, составляют: 34,6 мм  $\times$  30,0 мм  $\times$  0,578 мм.

На разработанную малогабаритную спутниковую антенну Q-диапазона получен патент на изобретение [7].

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Разработана конструкция малогабаритной спутниковой антены Q-диапазона, которая отличается от существующих аналогов:

оригинальной геометрией печатного рисунка, которая включает функционально связанные активные излучатели, двухступенчатый делитель мощности, образующие несимметричную микрополосковую линию, а также пассивные излучатели в виде прямоугольной металлической пластины, определяющими нижнюю границу рабочего диапазона частот;

формой активных излучателей, которые в отличие от традиционных излучателей МПАР, имеют по четыре выреза разной длины, и которые являются вторичными источниками электромагнитного излучения по отношению к внешним боковым краям активных излучателей и определяют верхнюю границу рабочего диапазона частот излучения антенны 46 ГГц;

осуществлением возбуждения активных излучателей с помощью несимметричной микрополосковой линии передач, уложенной между активными излучателями, расстояние между центрами которых не превышает 1,1 длины волны излучаемого электромагнитного поля для получения максимального коэффициента усиления по направлению к нормали плоскости антенны.

Из-за сравнительно малых размеров малогабаритную спутниковую антенну Q-диапазона можно использовать в мобильных устройствах, где местонахождение источника сигнала (спутника, базовой станции) неизвестно, а также в стационарных малогабаритных устройствах.

Разработанная Технополисом «ЭРА» малогабаритная спутниковая антenna Q-диапазона имеет те же направленные характеристики (коэффициент усиления, ширину главного луча, форму диаграммы направленности и т.д.), что и рупорные антенны, работающие в том же частотном диапазоне. При этом антenna имеет меньшие габаритные размеры и может использоваться как в мобильных терминалах, так и в качестве облучателя параболической антенны на частотах от 39 до 46 ГГц наземных комплексов связи.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Gaucher B. P., Liu D., Sirdeshmukh R. Antenna array feed line structures for millimeter wave applications. US 7675466, B2, заявл. 02.07.2007, опубл. 09.03.2010.
2. Bales K. A., Meager C. J., Wideband planar reconfigurable polarization antenna array. US 9391375, B1, заявл. 27.09.2013, опубл. 12.07.2016.
3. Кропотов В. А. Антенная решётка. RU 2631524, С1, заявл. 07.11.2016, опубл. 25.09.2017.
4. Сподобаев М. Ю., Ментус О. В., Дьякова Е. А. Перспективные направления создания полезных нагрузок для российской орбитальной группировки связи и вещания // Труды НИИР, 2019, № 1-2. С. 5-31.
5. Потапов Л. А. Основы теории цепей. Москва: Юрайт, 2019. – 196 с.
6. Синицын Ю. И., Ряполова В. И. Антенно-фидерные устройства в компьютерных сетях и системах связи. Саратов: Профобразование, 2020. – 113 с.
7. Гусеница Я. Н., Митрофанов Е. А., Квасов М. Н., Ефремов А. В., Луговский С. В. Микрополосковая антенная решетка Q-диапазона. RU 2793081, С1, заявл. 12.01.2022, опубл. 28.03.2023.

## REFERENCES

1. Gaucher, B. P., Liu, D., Sirdeshmukh, R. Antenna array feed line structures for millimetr wave applications. US 7675466, B2, stated. 02.07.2007, publ. 09.03.2010.
2. Bales, K. A., Meager, C. J., Wideband planar reconfigurable polarization antenna array. US 9391375, B1, stated. 27.09.2013, publ. 12.07.2016.
3. Kropotov, V. A. Antenna array. RU 2631524, C1, stated. 07.11.2016, publ. 25.09.2017.
4. Spodobaev, M. Yu., Mentus, O. V., Dyakova, E. A. Perspective payloads for Russian orbital group for communication and broadcasting // NIIR Proc., 2019, № 1-2. P. 5-31.
5. Potapov, L. A. Foundations of circuits theory. Moscow: Uwrite, 2019. – 196 p.
6. Sinitsyn, Yu. I., Ryapolova, V. I. Antenna and feed devices in computer networks and communication systems. Saratov: Profobrazovanie, 2020. – 113 p.
7. Guseinitsa, Ya. N., Mitrofanov, E. A., Kvasov, M. N., Efremov, A. V., Lugovskiy S. V. Microstrip antenna for Q-band. RU 2793081, C1, stated. 12.01.2022, publ. 28.03.2023.

# **СИНТЕЗ АНТЕННОЙ РЕШЕТКИ С СЕКТОРНОЙ ДИАГРАММОЙ НАПРАВЛЕННОСТИ ПО СГЛАЖЕННОМУ ШАБЛОНУ**

А. В. Останков<sup>1</sup>, В. В. Шаненкова<sup>2</sup>, Н. Н. Щетинин<sup>3</sup>

<sup>1</sup> Воронежский государственный технический университет (ВГТУ), Воронеж, Россия

<sup>2</sup> Международный институт компьютерных технологий (МИКТ), Воронеж, Россия

<sup>3</sup> Воронежский институт ФСИН России (ВИ ФСИН России), Воронеж, Россия

**Аннотация.** В настоящее время актуальна задача синтеза фазированных антенных решеток (ФАР) с секторными диаграммами направленности (ДН), отличающимися формой, наиболее приближенной к прямоугольной. Для синтеза линейной ФАР с секторной ДН предложено использовать метод Фурье. Прямоугольный шаблон для расчета амплитудно-фазового распределения на раскрыве ФАР дополнен наклонными линейными элементами вблизи вершины и основания сектора равномерности, а также возможностью растяжения или сжатия по угловой координате. Коэффициенты, определяющие форму шаблона, решено подбирать с помощью генетического алгоритма по критерию минимума среднеквадратического отклонения воссозданной по шаблону ДН от идеальной. Предложено дополнить целевую функцию ограничениями на величину отклонения ширины сформированной ДН от требуемой, а также и на другие показатели секторной ДН. Приведены результаты синтеза ФАР в виде сформированных ДН, отличающихся точным соответствием ширины заданной величине, а также варианты реализации со сниженной неравномерностью вершины ДН, увеличенной крутизной скатов, минимизированным уровнем бокового излучения, а также с одновременным ограничением на несколько показателей. Установлено, что тщательная настройка шаблона, заключающаяся в обоснованном выборе значений ограничиваемых показателей, позволяет улучшить качество формируемой секторной ДН одновременно по нескольким показателям.

**Ключевые слова:** фазированная антенная решетка, диаграмма направленности, сектор равномерности, синтез, шаблон, оптимизация.

## **SYNTHESIS OF ANTENNA ARRAY WITH SECTOR RADIATION PATTERN USING SMOOTHED TEMPLATE**

A. V. Ostankov<sup>1</sup>, V. V. Shanenkova<sup>2</sup>, N. N. Shchetinin<sup>3</sup>

<sup>1</sup> Voronezh State Technical University (VSTU), Voronezh, Russia

<sup>2</sup> International Institute of Computer Technologies (IICT), Voronezh, Russia

<sup>3</sup> Voronezh Institute of the Russian Federal Penitentiary Service (VI FSIN of Russia),  
Voronezh, Russia

**Abstract.** Currently, the problem of synthesizing phased antenna arrays with sector radiation patterns, distinguished by a shape closest to rectangular, is relevant. It is proposed to use the Fourier method to synthesize a linear phased antenna array with a sector radiation pattern. A rectangular template for calculating the amplitude-phase distribution on the array aperture is supplemented with inclined linear elements near the top and base of the uniformity sector, as well as the ability to stretch or compress along the angular coordinate. It was decided to select the coefficients determining the shape of the template using a genetic algorithm based on the criterion of the minimum root-mean-square deviation of the radiation pattern recreated from the ideal one. It is proposed to supplement the objective function with restrictions on the value of deviation of the width of the generated radiation pattern from the required one, as well as on other indicators of the sector diagram. The results of synthesizing phased antenna arrays

in the form of generated directional patterns characterized by an exact correspondence of the width to a given value are presented, as well as implementation options with reduced non-uniformity of the diagram top, increased slopes steepness, minimized level of lateral radiation, and with simultaneous limitation on several indicators. It is established that careful adjustment of the template, consisting in a reasonable choice of values of the limited indicators, allows improving the quality of the generated sector directional pattern simultaneously for several indicators.

**Keywords:** phased array antenna, radiation pattern, uniformity sector, synthesis, template, optimization.

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Идеальная секторная диаграмма направленности (ДН) антенны предполагает строгую равномерность плотности потока излучаемой антенной энергии в пределах определённого углового сектора и полное отсутствие излучения вне этого сектора. Необходимость практической реализации секторных ДН возникает в радиолокационных и гидроакустических системах, в системах связи и радиоэлектронной борьбы. И если в большинстве названных случаев не требуется высокая степень приближения реальной секторной ДН к идеальной, то в отдельных применениях качество сформированной секторной ДН должно быть высоким. В частности, например, известные коммерческие радиосистемы характеризуются высокой равномерностью уровня напряжённости поля радиоволны внутри зоны покрытия и контрастным переходом к смежным зонам молчания. При реализации облучателей зеркальных антенн с плоскими рефлекторами и коллиматоров также требуется равномерное амплитудно-фазовое распределение в пределах зеркала и резкое падение уровня мощности облучателя за его границами.

Таким образом, в настоящее время актуальна задача создания приёмно-излучающих систем, формирующих высококачественные секторные ДН, что предполагает помимо технической реализации совершенствование методов и методик синтеза антенн с такими специальными ДН.

## 2. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ СИНТЕЗА АНТЕННЫ С СЕКТОРНОЙ ДН И ВЫБОР МЕТОДА ЕЁ РЕШЕНИЯ

Основным подходом к техническому исполнению антенны с секторной ДН является её реализация в виде фазированной антенной решётки (ФАР). ФАР представляет собой систему особым образом размещённых в пространстве излучателей, обычно слабонаправленных. Каждый из облучателей возбуждается токами (полями), в общем случае, с разными амплитудами и начальными фазами. Для формирования секторной диаграммы направленности в одной плоскости достаточно расположить излучатели на одной линии эквидистантно – с неизменным расстоянием между соседними излучателями.

Будем полагать, что ФАР является линейной и эквидистантной, а излучатели в её составе изотропными. Расстояние между соседними излучателями составляет половину длины волны ( $\lambda_0/2$ ) в свободном пространстве. На рисунке 1 показана модельная схема описанной ФАР, содержащей  $M$  излучателей. ФАР должна формировать секторную ДН в вертикальной плоскости – плоскости изменения меридионального угла ( $\Theta$ ). Модель ФАР также предполагает отсутствие взаимного влияния излучателей. Заметим, что изотропный характер излучателей не является обязательным условием, оно введено исключительно для упрощения процедур синтеза.

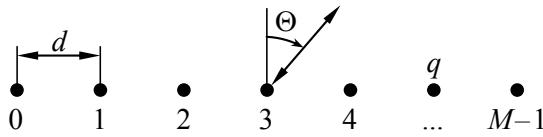


Рис. 1. Модельное представление синтезируемой ФАР

Синтез ФАР состоит в определении амплитуд и начальных фаз токов (полей), запитывающих излучатели и обеспечивающих формирование секторной ДН. При этом величины амплитуд и начальных фаз токов (полей) в первом приближении ничем не ограничены и не квантуются.

К настоящему времени разработано достаточно много методов синтеза ФАР, однако, из-за специфики формы секторной ДН для таких ФАР применимы лишь часть из них. К методам, подходящим для синтеза ФАР с секторной ДН, относятся метод парциальных диаграмм [1], методы разложения ДН в ряд Фурье [2] и Котельникова [3], метод параметрической оптимизации [4].

При использовании любого из указанных методов задаётся ожидаемый вид ДН, как правило, прямоугольный, соответствующий идеальной секторной ДН. Заданная форма ДН используется не только для оценки погрешности отклонения сформированной и ожидаемой ДН, но и служит шаблоном для расчёта коэффициентов обобщенных рядов Фурье, положенных в основу методов синтеза (за исключением метода параметрической оптимизации). Подход к заданию шаблона, при котором вне рабочего сектора ДН шаблон определяется нулевыми значениями, а внутри сектора предполагается строго равномерным, не является оптимальным. Действительно, ограниченное число излучателей ФАР и связанное с ним количество слагаемых обобщенного ряда Фурье приводит к появлению в ДН синтезированной ФАР всплесков в окрестности предполагаемых вертикальных скатов, снижению крутизны скатов, неравномерности ДН в рабочем угловом секторе, возникновению боковых лепестков ДН в секторах пространственной фильтрации. В случае использования классического комплексно-экспоненциального базиса Фурье указанные вариации ДН соответствуют проявлениям так называемого эффекта Гиббса.

Авторами работы [5] для минимизации эффекта Гиббса при синтезе линейной ФАР с секторной ДН методом разложения диаграммы в ряд Фурье предложено использовать сглаженный шаблон. Шаблон отличается от прямоугольного дополнением каждого вертикального ската ДН наклонными частями в областях полос задерживания и пропускания. Параметры шаблона находятся методом параметрической оптимизации по критерию минимума среднеквадратического отклонения сформированной ДН от идеальной. Применение и оптимизация такого шаблона позволило у 8-элементной ФАР с заданным сектором 90 градусов снизить уровень неравномерности ДН в рабочем секторе с 1.5 до 0.7 дБ и уменьшить уровень бокового излучения с «минус» 22 до «минус» 26 дБ. Информации о крутизне скатов сформированной секторной ДН авторы [5] не приводят. Недостатком шаблона является несоответствие фактической ширины рабочего сектора ДН (77 градусов) заданной. В работах [6-7] для синтеза ФАР с секторной диаграммой методом разложения ДН в ряд Котельникова разработан шаблон, отличающийся возможностью адаптивной вариации ширины предполагаемого рабочего сектора и заменой плоской вершины сектора квадратичной параболой. Два параметра шаблона определяются на основе последовательного перебора значений. При ограничении амплитуды переколебаний вершины ДН величиной 0.8 дБ удалось синтезировать 8-элементную ФАР с секторной ДН шириной, в точности равной заданной 60 градусов, и максимальным уровнем бокового излучения «минус» 18 дБ. При этом коэффициент прямоугольности ДН остается таким же, что и при использовании прямоугольного шаблона. В работе отмечается, что требование

минимизации уровня выбросов вершины ДН и снижения уровня бокового излучения (вне сектора равномерности ДН) являются противоречивыми.

Таким образом, использование сглаженного оптимизируемого шаблона по ширине и наклону (частично или полностью) скатов, а также предыскажений вершины сектора равномерности ДН позволяет улучшить качество формируемой ФАР секторной ДН.

При выборе метода синтеза имеет смысл полагаться на следующие ориентиры. Согласно данным, приведённым в [5], применение метода парциальных диаграмм приводит к высокой неравномерности вершины рабочего сектора ДН. Кроме того, авторские исследования показывают, что малое число допустимых степеней свободы заметно ограничивает возможность оптимизации шаблона и, как следствие, улучшения показателей ДН. Метод разложения ДН в ряд Фурье демонстрирует возможность реализации меньшего уровня бокового излучения ФАР по сравнению с ФАР, синтезированной методом, основанным на использовании ряда Котельникова [5,7-9]. Поэтому за основу возьмём метод, предполагающий разложение секторной ДН, задаваемой оптимизируемым шаблоном, в классический ряд Фурье.

В соответствии с методом Фурье для расчёта комплексных амплитуд токов (полей), возбуждающих излучатели ФАР, к шаблону ДН достаточно применить обратное преобразование Фурье:

$$\dot{A}_k = \frac{1}{2\pi} \cdot \int_{-\pi/2}^{+\pi/2} F_{\text{ш}}(\Theta) \cdot \exp(+j2\pi k \cdot d \cdot \sin(\Theta)/\lambda_0) d\Theta, \quad (1)$$

где  $k$  – номер излучателя ФАР (рисунок 1),  $F_{\text{ш}}(\Theta)$  – функция угла наблюдения, описывающая сглаженный шаблон,  $d$  – шаг эквидистантой ФАР.

Расчёт формируемой антенной решёткой ДН выполняется в соответствии с дискретным аналогом прямого преобразования Фурье:

$$F(\Theta) = \sum_{k=0}^{M-1} \dot{A}_k \cdot \exp[-j2\pi k \cdot d \cdot \sin(\Theta)/\lambda_0]. \quad (2)$$

### 3. ПОКАЗАТЕЛИ КАЧЕСТВА СЕКТОРНОЙ ДН, РАЗРАБОТКА ШАБЛОНА ДН И КРИТЕРИИЕВ ОПТИМИЗАЦИИ ШАБЛОНА

Оценку качества формируемой ФАР секторной ДН ( $F(\Theta)$ ) предлагается выполнять по совокупности следующих показателей:

- 1) среднеквадратическому отклонению (СКО,  $\sigma$ ) от идеальной секторной ДН для всех угловых направлений;
- 2) неравномерности вершины ( $\Delta F_m$ ), определяемой максимальным отклонением ДН от её наибольшего уровня в пределах сектора, за исключением областей скатов ДН;
- 3) крутизне скатов ДН, определяемой коэффициентом её прямоугольности ( $K_n$ ), равном отношению ширины ДН по уровням «минус» 3 дБ ( $\Delta\Theta_{0.7}$ ) и 20 дБ ( $\Delta\Theta_{0.1}$ );
- 4) максимальному уровню боковых лепестков (УБЛ,  $\xi_m$ ).

Для улучшения показателей качества формируемой ДН, как указывалось выше, имеет смысл при синтезе использовать сглаженный шаблон ДН, отличный от прямоугольного и основанный на форме, предложенной, например, в [5]. Вертикальные скаты идеальной секторной диаграммы в этом шаблоне дополнены вблизи вершины и основания сектора наклонными линейными частями. Помимо четырёх коэффициентов, характеризующих положение и размеры линейных элементов шаблона, авторами настоящего доклада введён дополнительный коэффициент, определяющий степень расширения (или сужения) шаблона. Последнее предназначено для такой деформации шаблона в процессе оптимизации, при которой ширина сформированной ДН в точности соответствовала бы ширине заданного сектора в отличие от шаблона в [5].

Поиск пяти коэффициентов оптимизируемого шаблона имеет смысл выполнять с помощью известной модифицированной версии генетического алгоритма, неоднократно продемонстрировавшей свою эффективность [9-11].

В качестве целевой функции, найденный экстремум которой определяет близкую к оптимальной форму шаблона, разумно предложить зависимость от коэффициентов шаблона СКО уровней сформированной ДН от идеальной секторной ДН. Однако целевую функцию следует дополнить барьерным условием, ограничивающим малой величиной разность между шириной сформированной ДН и сектора равномерности идеальной ДН. Кроме того, при необходимости в качестве барьерных условий логично использовать ограничение величины неравномерности вершины, или коэффициента прямоугольности, или уровня бокового излучения, или их совокупности.

#### 4. РЕЗУЛЬТАТЫ СИНТЕЗА ФАР С СЕКТОРНОЙ ДН ПО СГЛАЖЕННОМУ ШАБЛОНУ

Ниже представлены результаты синтеза 8-элементной линейной эквидистантной ФАР с изотропными излучателями, шаг размещения которых равен половине длины волны  $\lambda_0/2$  в свободном пространстве. Ширина сектора равномерности ДН составляла 60 градусов. Использовался сглаженный шаблон, оптимизируемый в процессе синтеза. Сформированная по шаблону ДН не нормировалась, её ширина по уровням «минус» 3 дБ ( $\Delta\Theta_{0.7}$ ) и «минус» 20 дБ ( $\Delta\Theta_{0.1}$ ), а также максимальный УБЛ ( $\xi_m$ ) определялись относительно уровня 0 дБ даже при наличии переколебаний в вершине ДН.

На рисунке 2 сплошной показана сформированная ДН синтезированной ФАР при отсутствии ограничений на показатели ДН. Барьерное условие лишь отбраковывало такие комбинации коэффициентов формы шаблона, при которых ширина сформированной ДН отличалась более чем на 0.5 % от 60 градусов. Штрихом показан оптимизированный шаблон. Заметим, что на рисунке 2, *a* ДН решётки и шаблон показаны в линейном масштабе, на рисунке 2, *б* – в логарифмическом. Результаты подтверждают совпадение ширины сформированной ДН и ширины заданного сектора равномерности. Неравномерность вершины ДН ( $\Delta F_m$ ) составляет 2.4 дБ, максимальный УБЛ ( $\xi_m$ ) равен «минус» 21.6 дБ, коэффициент прямоугольности ( $K_p$ ) – 0.70, СКО –  $\sigma = 30.6$  процентов. Заметим, что использование неоптимизируемого прямоугольного шаблона при отличии ширины сформированной и заданной секторной ДН на 8 градусов обеспечивает неравномерность вершины 2.1 дБ, максимальный УБЛ – «минус» 26.1 дБ, такой же величины коэффициент прямоугольности и равный  $\sigma = 24.0$  % СКО. Представленный пример показывает возможность синтеза ФАР с секторной ДН, обладающей шириной, точно соответствующей заданному сектору равномерности ДН. Однако удовлетворение этого условия при оптимизации шаблона привело к уменьшению неравномерности вершины сформированной ДН и увеличению уровня бокового излучения.

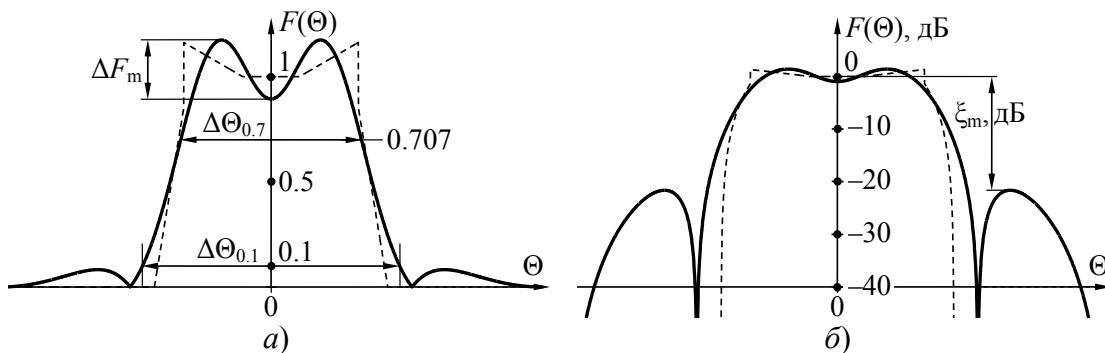


Рис. 2. ДН синтезированной ФАР и шаблон, оптимизированный по критерию минимума СКО при ограничении на величину расширения (сужения) ДН

Если при формировании секторной ДН по шаблону дополнительно потребовать от барьерной функции ограничения величины неравномерности вершины ДН, то один из вариантов оптимизированной ФАР будет обладать ДН, показанной на рисунке 3. Этот вариант характеризуется неравномерностью вершины  $\Delta F_m = 0.1$  дБ при максимальном УБЛ, равном  $\xi_m = -19.1$  дБ, и коэффициенте прямоугольности  $K_n = 0.66$ . СКО за счёт относительно малой крутизны скатов сформированной ДН и её увеличенной неравномерности за пределами 60-градусного сектора составляет всего лишь  $\sigma = 34.7\%$ . Из этого следует, что при использовании оптимизированного сглаженного шаблона вполне возможно обеспечить максимальную гладкость вершины сформированной ДН, вплоть до неравномерности, равной 0 дБ. Платой за это является снижение крутизны скатов ДН (коэффициента прямоугольности) и увеличение максимального УБЛ. Заметим, что условие соответствия ширины секторной ДН заданным 60-ти градусам здесь и далее сохраняется.

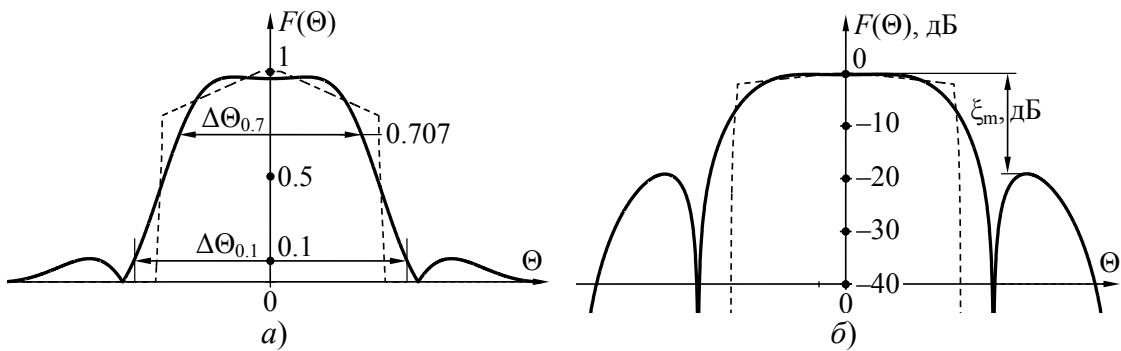


Рис. 3. ДН синтезированной ФАР и шаблон при ограничении величины неравномерности вершины ДН

На рисунке 4 показаны результаты синтеза линейной ФАР при наложении в рамках барьерного условия ограничения на минимальную величину коэффициента прямоугольности:  $K_n \geq 0.75$ . Это позволило обеспечить у секторной ДН значение коэффициента прямоугольности, равное 0.75. При этом неравномерность вершины ДН составила  $\Delta F_m = 1.7$  дБ, максимальный УБЛ –  $\xi_m = -10.2$  дБ при СКО, равном  $\sigma = 37.1\%$ . Достигнутое увеличение крутизны скатов ДН превышает гарантированное при использовании неоптимизированного прямоугольного шаблона, однако, уровень бокового излучения оставляет желать лучшего [12].

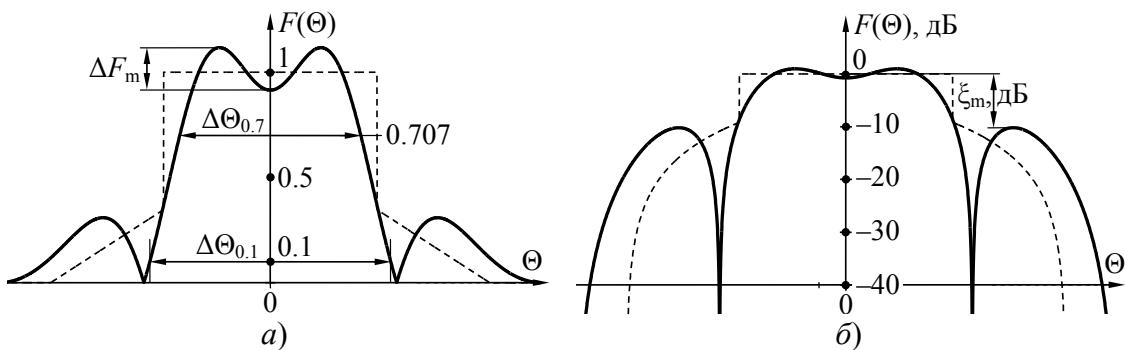


Рис. 4. ДН синтезированной ФАР и шаблон при ограничении минимальной величины коэффициента прямоугольности ДН

На рисунке 5 показана диаграмма синтезированной ФАР при ограничениях, накладываемых на максимальный УБЛ ДН ( $\xi_m \leq -20$  дБ), и на крутизну ( $K_n \geq 0.75$ ) её

скатов. При этом неравномерность вершины сформированной ДН составляет  $\Delta F_m = 3.9$  дБ, максимальный УБЛ –  $\xi_m = -24.4$  дБ, коэффициент прямоугольности –  $K_p = 0.75$  при СКО, равном  $\sigma = 35.8\%$ . Такая попытка улучшения формы секторной ДН свидетельствует о возможности более «тонкой» настройки шаблона, при которой могут быть удовлетворены требования к противоречивым показателям формируемой ДН. Вполне возможно, что при тщательно подобранных ограничениях на величину всех показателей ДН, включая неравномерность вершины, генетический алгоритм способен отыскать с определенной вероятностью коэффициенты оптимизированного шаблона.

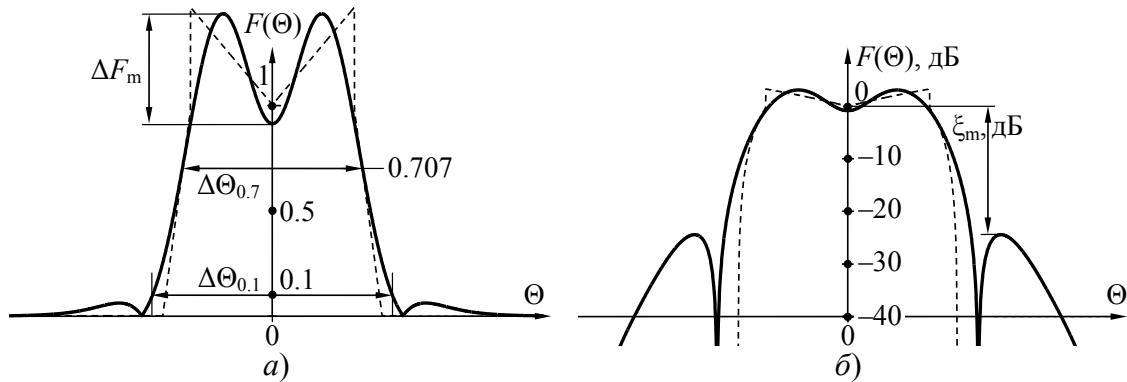


Рис. 5. ДН синтезированной ФАР и шаблон при ограничении максимального УБЛ и минимальной величины коэффициента прямоугольности ДН

Исследования свидетельствуют о том, что при отказе от критерия минимума СКО и оптимизации шаблона по минимальному уровню бокового излучения сформированная ДН в большинстве случаев имеет безлепестковый характер, однако, обладает малой крутизной скатов. Введение дополнительного ограничения на минимально реализуемый коэффициент прямоугольности позволяет достичь лучших результатов. Так, на рисунке 6 приведена ДН синтезированной ФАР при использовании целевой функции в виде зависимости максимального УБЛ формируемой ДН от коэффициентов формы шаблона и ограничении минимального коэффициента прямоугольности величиной  $K_p = 0.7$ . Видно, что у сформированной секторной ДН полностью отсутствуют боковые лепестки [13]. Коэффициент прямоугольности при этом составляет заявленную величину  $K_p = 0.7$ , неравномерность вершины равна  $\Delta F_m = 2.9$  дБ при СКО  $\sigma = 33.4\%$ .

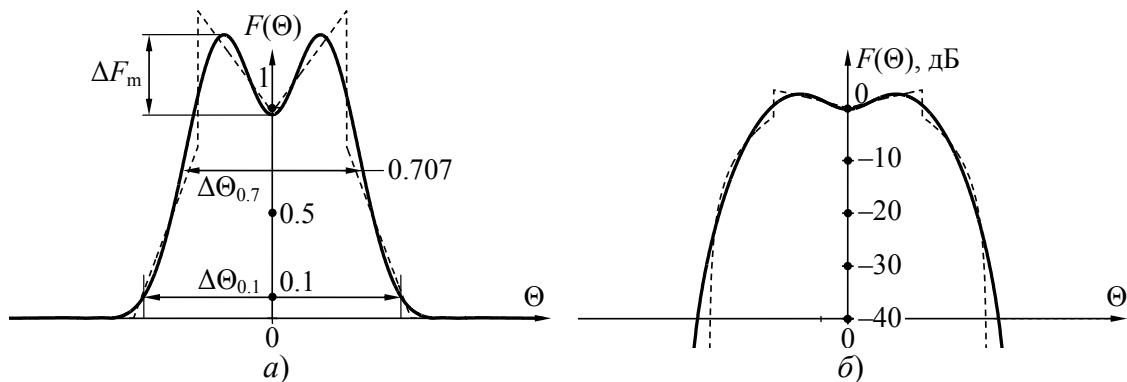


Рис. 6. ДН синтезированной ФАР и шаблон при минимизации уровня бокового излучения и ограничении минимальной величины коэффициента прямоугольности ДН

Представленный пример подтверждает возможность тщательной настройки цепочки ограничений на показатели ДН, обеспечивающей такую оптимизацию шаблона,

при которой гарантируется улучшение формы секторной ДН одновременно по нескольким показателям.

## 5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На основании результатов, представленных в докладе, однозначно подтверждена возможность существенного улучшения качества формируемой линейной ФАР секторной ДН при использовании для синтеза метод разложения ДН в ряд Фурье оптимизируемого шаблона.

Форма шаблона предполагает его адаптивную трансформацию в области вершины и основания секторной ДН, а также способность к расширению (или сужению) по угловому направлению.

Методика оптимизации предложенного шаблона, предназначенного для расчёта амплитудно-фазового распределения на раскрыве решётки, может быть использована для разработки ФАР, обладающей секторной ДН, с повышенными требованиями к равномерности вершины ДН, крутизне её скатов, сниженному уровню бокового излучения, с точным соответствием ширины заявленному значению.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Бахрах Л. Д., Кременецкий С. Д. Синтез излучающих систем (теория и методы расчета). М.: Сов. радио, 1974. – 232 с.
2. Зелкин Е. Г., Соколов В. Г. Методы синтеза антенн: Фазированные антенные решётки и антенны с непрерывным раскрывом. М.: Сов. радио, 1980. – 296 с.
3. Вендик О. Г., Парнес М. Д. Антенны с электрическим сканированием (введение в теорию). М.: Сайнс-Пресс, 2002. – 232 с.
4. Bird T. Fundamentals of aperture antennas and arrays. New York: John Wiley & Sons, 2016. – 449 р.
5. Митрохин В. Н., Пропастин А. А. Синтез излучающей системы, формирующей секторную диаграмму направленности с минимизацией эффекта Гиббса // Радиооптика, 2016, № 6. – С. 1-13.
6. Останков А. В. Синтез фазированной антенной решетки с секторной диаграммой направленности / Останков А. В., Нечаев А. С., Далян С. Ю. // Вестник Воронежского государственного технического университета, 2021, Т. 17, № 3. – С. 78-84.
7. Ostankov A. Synthesizing the sector directional pattern with improved quality indicators / Ostankov A., Nechaev A., Dachian S., Demina T., Faulgaber A., San K. M. // 2022 ELEKTRO (ELEKTRO), 2022, Pp. 1-5.
8. Кирпичева И. А. Оптимизация шаблона для повышения эффективности синтеза антенной решетки с косекансной диаграммой направленности / Кирпичева И. А., Останков А. В., Рябчунов А. И. // Вестник Воронежского государственного технического университета, 2020, Т. 16, № 2. – С. 106-112.
9. Ostankov A. Phased antenna array synthesis technique employing special directional patterns and demonstrating improved performance / Ostankov A., Ryabchunov A., Dachian S., Makarov A, Slepneva M. // International Journal on Communications Antenna and Propagation, 2022, Vol. 12, No. 3. – Pp. 218-227.
10. Ostankov A. Potentially achievable levels of lateral radiation of an equal-amplitude nonuniformly-filled array / Ostankov A., San K. M., Chernoyarov O, Pergamenchtchikov S. // Proceedings of the 13th International Conference on Measurement, MEASUREMENT 2021 : 13, 2021. – Pp. 216-219.
11. Chernoyarov O. V. A simple method for increasing the equal-amplitude non-uniform linear thinned array directivity / Chernoyarov O. V., Salnikova A. V., Kirpicheva, Ostankov A. V.

- // 2019 5th International Conference on Frontiers of Signal Processing, ICFSP 2019 : 5, 2019. – Pp. 117-120.
12. Клинов А. И. Плоские дифракционные СВЧ-антенны с фиксированной ориентацией линейной поляризации / Клинов А. И., Меркулов, Останков А. В. // Приборы и техника эксперимента, 1999, Т. 42, № 6. – С. 136.
  13. Останков А. В. Вычислительная модель для исследования поля дифракции канавки в экране // Современная наука: актуальные проблемы теории и практики. Серия: Естественные и технические науки, 2014, № 11-12. – С. 3-11.

#### REFERENCES

1. Bakhraev, L. D., Kremenetsky, S. D., Synthesis of radiating systems (theory and calculation methods). Moscow: Sov. radio, 1974. – 232 p.
2. Zelkin, E. G., Sokolov, V. G. Methods of antenna synthesis: Phased antenna arrays and antennas with continuous aperture. Moscow: Sov. radio, 1980. – 296 p.
3. Vendik, O. G., Parnes, M. D. Electrically Scanned Antennas (Introduction to Theory). Moscow: Science-Press, 2002. – 232 p.
4. Bird, T. Fundamentals of aperture antennas and arrays. New York: John Wiley & Sons, 2016. – 449 p.
5. Mitrokhin, V.N., Propastin, A.A. Synthesis of a radiating system forming a sector radiation pattern with minimization of the Gibbs effect // Radio Optics, 2016, No. 6. – Pp. 1-13.
6. Ostankov, A. V. Synthesis of a phased antenna array with a sector radiation pattern / Ostankov A. V., Nechaev A. S., Dashyan S. Yu. // Bulletin of the Voronezh State Technical University, 2021, Vol. 17, No. 3. - P. 78-84.
7. Ostankov, A. Synthesizing the sector directional pattern with improved quality indicators / Ostankov A., Nechaev A., Dachian S., Demina T., Faulgaber A., San K. M. // 2022 ELEKTRO (ELEKTRO), 2022. – Pp. 1-5.
8. Kirpicheva, I. A., Ostankov, A. V., Ryabchunov, A. I. Optimization of a template to improve the efficiency of synthesis of an antenna array with a cosecant radiation pattern // Bulletin of the Voronezh State Technical University, 2020, Vol. 16, No. 2. – Pp. 106-112.
9. Ostankov, A. Phased antenna array synthesis technique employing special directional patterns and demonstrating improved performance / Ostankov A., Ryabchunov A., Dachian S., Makarov A., Slepneva M. // International Journal on Communications Antenna and Propagation, 2022, Vol. 12, No. 3. – Pp. 218-227.
10. Ostankov, A. potentially achievable levels of lateral radiation of an equal-amplitude nonuniformly-filled array / Ostankov A., San K. M., Chernoyarov O., Pergamenchtchikov S. // Proceedings of the 13th International Conference on Measurement, MEASUREMENT 2021 : 13, 2021. – Pp. 216-219.
11. Chernoyarov, O. V. A simple method for increasing the equal-amplitude non-uniform linear thinned array directivity / Chernoyarov O. V., Salnikova A. V., Kirpicheva I. A., Ostankov A. V. // 2019 5th International Conference on Frontiers of Signal Processing, ICFSP 2019 : 5, 2019. – Pp. 117-120.
12. Klimov, A. I. Flat diffraction microwave antennas with fixed orientation of linear polarization / Klimov A. I., Merkulov, Ostankov A. V. // Instruments and experimental equipment, 1999, Vol. 42, No. 6. – Pp. 136.
13. Ostankov, A. V. Computational model for studying the diffraction field of a groove in a screen // Modern science: current problems of theory and practice. Series: Natural and technical sciences, 2014, No. 11-12. – Pp. 3-11.

# КОМПАКТНАЯ ЧАСТОТНО-СКАНИРУЮЩАЯ АНТЕННА ВЫТЕКАЮЩЕЙ ВОЛНЫ НА ОСНОВЕ МЕТАМАТЕРИАЛА

А. В. Останков, Е. Г. Хрипунов, А. Ю. Чернышев

Воронежский государственный технический университет (ВГТУ), Воронеж, Россия

**Аннотация.** Разработана компактная периодическая антенна вытекающей волнами на основе полуволнового интегрированного в подложку волновода с частотным сканированием диаграммы направленности. Для ограничения углового сектора сканирования областью обратного излучения раскрыя антенны сформирован из отрезков левосторонней линии передачи. Синтез элементарного отрезка со щелями на стенке волновода в виде комплементарного резонатора с разрезными кольцами выполнен на основе оптимизации его дисперсионных характеристик. Характеристики отрезка рассчитывались по частотным зависимостям *S*-параметров, полученным при трехмерном полноволновом электромагнитном моделировании. На частотах от 7.17 до 7.90 ГГц диаграмма направленности антенны сканирует в угловом секторе 48 градусов. Найдено оптимальное количество элементарных отрезков в раскрыве длиной не более шести длин волн, при котором коэффициент усиления антенны составляет от 10.4 до 12.5 дБ, эффективность излучения превышает 75 %, а общая эффективность – 55 %.

**Ключевые слова:** антенна вытекающей волнами, HMSIW, левосторонняя линия передачи, CSRR, дисперсионная характеристика, диаграмма направленности.

## COMPACT FREQUENCY-SCANNING LEAKAGE-WAVE ANTENNA BASED ON METAMATERIAL

A. V. Ostankov, E. G. Khripunov, A. Yu. Chernyshev

Voronezh State Technical University (VSTU), Voronezh, Russia

**Abstract.** A compact periodic leaky wave antenna based on a half-wave substrate-integrated waveguide with frequency scanning of the radiation pattern has been developed. To limit the angular scanning sector to the region of backward radiation, the antenna aperture is formed from segments of the left-hand transmission line. The synthesis of an elementary section with slots on the wall of a waveguide in the form of a complementary resonator with split rings is performed based on the optimization of its dispersion characteristics. The characteristics of the section were calculated based on the frequency dependences of the *S*-parameters obtained during three-dimensional full-wave electromagnetic modeling. At frequencies from 7.17 to 7.90 GHz, the antenna radiation pattern scans in an angular sector of 48 degrees. The optimal number of elementary sections in the aperture no longer than six wavelengths has been found, at which the antenna gain is from 10.4 to 12.5 dB, the radiation efficiency exceeds 75%, and the overall efficiency is 55%.

**Keywords:** leaky wave antenna, HMSIW, left-hand transmission line, CSRR, dispersion characteristic, radiation pattern.

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Антенны вытекающей волнами (АВВ) реализуются на основе излучающих линий передачи и могут быть однородными, периодическими или композитными [1]. Если однородные АВВ формируют основной лепесток диаграммы направленности (ДН) только в направлении распространения волны возбуждения, то остальные типы АВВ способны обеспечивать частотное сканирование в угловом секторе, противоположном

направлению волны возбуждения. По этой причине они чаще используются при разработке систем связи, радиолокации, радиозондирования, а также радиоканальных охранных систем сантиметрового и миллиметрового диапазонов.

Композитные АВВ отличаются от периодических наличием последовательно-распределенной емкости по длине отрезка линии передачи, соответствующего периоду. И если для периодических АВВ длина отрезка сопоставима с длиной волны в линии, то для композитных АВВ она не превышает четверти длины волны. Эти отличия определяют разницу в режимах излучения антенн: у периодических излучение реализуется на пространственной гармонике спектра рассеяния волны возбуждения (чаще «минус» первой), у композитных антенн – на основной моде линии передачи [2].

При одностороннем возбуждении излучающего раскрыва периодической или композитной АВВ проявляется дифракция Брэгга или эффект нормали, заключающийся в катастрофическом падении излучательной способности антенны в направлении поперечного излучения [3]. Для композитных АВВ эффект нормали может быть устранен за счет уравновешивания последовательных и параллельных резонансов в элементарном отрезке излучающей линии передачи на частоте перехода [4]. В случае периодических АВВ также существуют подходы к подавлению полосы заграждения в окрестности направления поперечного излучения [5-11].

Для реализации излучающего раскрыва АВВ используются линии передачи в виде металлических прямоугольных волноводов [12], планарных диэлектрических волноводов с решеткой, размещенной в объеме его поля [13], микрополосковых линий [14], копланарных волноводов [15] и т.п. Однако в последнее десятилетие особое внимание разработчики АВВ сантиметрового и миллиметрового диапазонов длин волн уделяют технологии интегрированного в подложку волновода (*substrate integrated waveguide, SIW*) [16]. Излучающие линии на основе SIW относительно просты в изготовлении, характеризуются низкопрофильной конструкцией и относительно малыми значениями тангенса угла потерь диэлектрической подложки.

Если при работе радиосистемы предполагается частотное сканирование в угловом секторе  $90^\circ$  или менее, то остальные угловые направления, дополняющие рабочий сектор до  $180^\circ$ , в режиме приема могут стать источниками помех и шумов. Для снижения шумовой температуры антенны в таких условиях придется реализовать в антенной системе дополнительную цепь фильтрации или отказаться от использования периодической АВВ в пользу однородной АВВ, например, с длинной щелью. Дополнительная цепь фильтрации может заметно усложнить antennную систему, а параметры однородной антенны в отличие от периодической или композитной АВВ, как правило, более сложны в настройке. Таким образом, в настоящее время актуальным является создание компактной периодической АВВ, предназначеннной для работы в микроволновом диапазоне и обеспечивающей частотное сканирование ДН только в одном (обратном или прямом) направлении по отношению к источнику возбуждения.

## 2. КОНСТРУКЦИЯ ЭЛЕМЕНТАРНОГО ОТРЕЗКА ИЗЛУЧАЮЩЕГО РАСКРЫВА АВВ НА ОСНОВЕ HMSIW

Для реализации элементарного отрезка излучающей линии передачи АВВ выбран полуволновый интегрированный в подложку волновод – half-mode SIW (HMSIW) [17]. HMSIW (рисунок 1, *a*) может быть получен путем половинного усечения по продольной оси симметрии обычного SIW (рисунок 1, *б*) и расширения подложки в сторону от металлизированной верхней стенки.

В качестве излучающей щели, размещаемой на верхней проводящей стенке отрезка HMSIW, которая одновременно будет выполнять и фильтрующие свойства в области прямого излучения, предлагается использовать комплементарный резонатор с

разрезными кольцами (complementary split ring resonator, CSRR, рисунок 1, в). По своей природе совокупность таких резонаторов представляет собой классический (левосторонний) метаматериал. Линейка излучающих элементов из периодически размещенных в линии передачи CSRR-элементов и возбуждаемая поляризованной волной, способна препятствовать излучению в окрестности резонансной частоты ( $f_0$ ) CSRR. Это интерпретируется как проявление свойств левосторонней периодической среды с отрицательной магнитной и диэлектрической проницаемостями в узком диапазоне около и выше  $f_0$ .

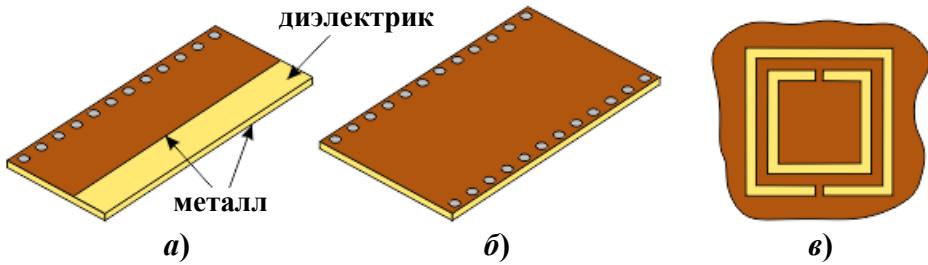


Рис. 1. HMSIW (a), SIW (б), CSRR (в)

Для реализации элементарного отрезка левосторонней линии передачи (ЭОЛП) на HMSIW (рисунок 2) использована печатная плата RO4003C компании «Rogers» толщиной  $h = 0.508$  мм. Ее подложка обладает относительной диэлектрической проницаемостью  $\epsilon_r = 3.38$  и тангенсом угла диэлектрических потерь 0.0027. Длина ЭОЛП или период следования в раскрытие АВВ ( $p$ ) должна соответствовать длине волны в линии передачи на частоте ( $f_0$ ) перехода. Ширина ( $g_{\text{hmsiw}}$ ) открытой части подложки HMSIW, имеющей нижнюю металлизацию, определяется по критерию минимума уровня бокового излучения или максимума коэффициента усиления антенны в направлении максимального излучения. Для обеспечения эффективности излучения АВВ на частотах ниже частоты перехода ( $f_0$ ), а также возможного устранения эффекта нормали предполагается тщательная балансировка параметров излучающего CSRR-элемента ( $A, W, F, G, S_h$ ) в соответствии с методикой, изложенной ниже.

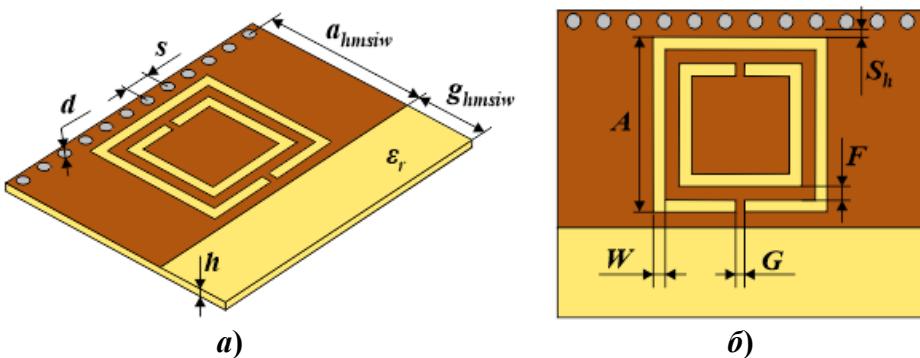


Рис. 2. Элементарный отрезок левосторонней линии передачи на основе HMSIW: общий вид и основные размеры HMSIW (а), параметры CSRR (б)

### 3. БАЛАНСИРОВКА ЭОЛП ЗА СЧЕТ ОПТИМИЗАЦИИ ДИСПЕРСИОННЫХ ХАРАКТЕРИСТИК

Для балансировки или параметрического синтеза ЭОЛП может быть использована известная методика [4,18,19] оптимизации дисперсионных характеристик композитных право/левосторонних структур. Методика предполагает подбор таких

параметров отрезка линии передачи, при которых на частоте балансировки ( $f_0$ ) обеспечивается нулевое значение постоянной фазы ( $\beta$ ) поддерживаемой отрезком собственной волны при минимально возможном ее затухании ( $\alpha$ ) в максимальной полосе частот вблизи частоты балансировки. Применительно к случаю применения чисто левосторонней линии передачи требование минимизации затухания на частоте балансировки и выше – в области прямого излучения – также сохраняется, однако, при использовании совокупности таких отрезков оно автоматически перестает выполняться.

В программе «CST Microwave Studio», позволяющей выполнять трехмерное полноволновое электромагнитное моделирование, создана модель, учитывающая все физические размеры и параметры сред ЭОЛЛП. Расчеты выполнялись в частотной области, что значительно быстрее, чем в вычислителе собственных мод. Возбуждение элементарного отрезка обеспечивалось с помощью волноводных портов, размещаемых на его периферии. Дисперсионные кривые – зависимости от частоты постоянной фазы ( $\beta$ ) и затухания ( $\alpha$ ) поддерживаемой отрезком ЭОЛЛП волны (рисунок 3) – получены путем подстановки предварительно найденных частотных характеристик  $S$ -параметров в выражения [19]:

$$\left\langle \frac{\beta \cdot p/\pi}{\alpha \cdot p/\pi} \right\rangle(f) = \frac{1}{\pi} \cdot \text{Re} \left[ \left\langle \frac{\arccos \left( \frac{1 - S_{11}(f) \cdot S_{22}(f) + S_{12}(f) \cdot S_{21}(f)}{2S_{21}(f)} \right)}{\operatorname{arcsh} \left( \frac{1 - S_{11}(f) \cdot S_{22}(f) + S_{12}(f) \cdot S_{21}(f)}{2S_{21}(f)} \right)} \right\rangle \right], \quad (1)$$

где  $p$  – длина ЭОЛЛП. Частота балансировки ( $f_0$ ) взята равной 8 ГГц.

Как видно из рисунков 3,  $a$ ,  $b$ , у несбалансированных ЭОЛЛП на частоте  $f_0$  и в ее окрестности постоянная затухания ( $\alpha$ ) сравнительно велика, что говорит о потере АВВ излучательной способности (наличии полосы заграждения), в том числе из-за дифракции Брэгга. По мере увеличения параметра  $A$  CSRR-элемента и  $S_h$  ЭОЛЛП происходит уменьшение полосы заграждения. Когда размеры CSRR и в целом ЭОЛЛП соответствуют указанным на рисунке 3,  $c$ , ЭОЛЛП обладает сплошным сектором сканирования ДН, включающим направление нормали на частоте перехода. При этом значения постоянной затухания ( $\alpha$ ) на частотах от 7.0 до 8.9 ГГц относительно малы.

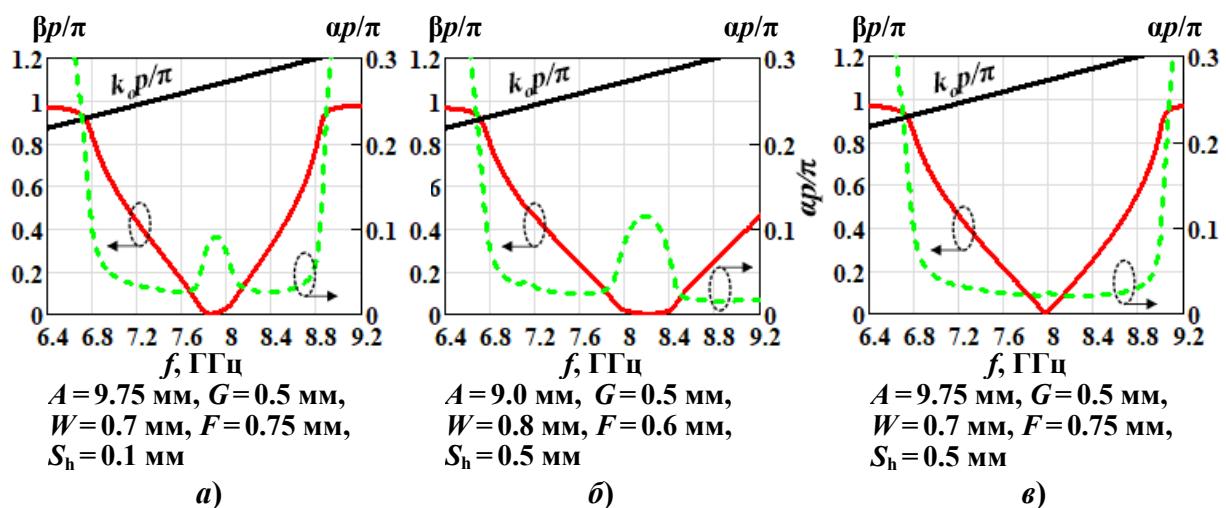


Рис. 3. Дисперсионные характеристики ЭОЛЛП:  $a$ ),  $b$ ) при отсутствии балансировки;  $c$ ) в сбалансированном состоянии

Заметим, что дисперсионные кривые позволяют оценить предполагаемые частоты и угловой сектор сканирования, а также эффективность излучения АВВ, определяемую отношением мощности поддерживаемой структурой волны к излученной мощности.

Однако кривые не дают оценки общей эффективности периодической АВВ. Оценить излучательную способность АВВ, состоящей из различного числа ЭОЛП, в которых влияние дифракции Брэгга предположительно сведено к минимуму (рисунок 3, *в*), можно на основе частотных характеристик коэффициентов передачи  $S_{21}$  и отражения  $S_{11}$  (рисунок 4), полученных при трехмерном электромагнитном моделировании.

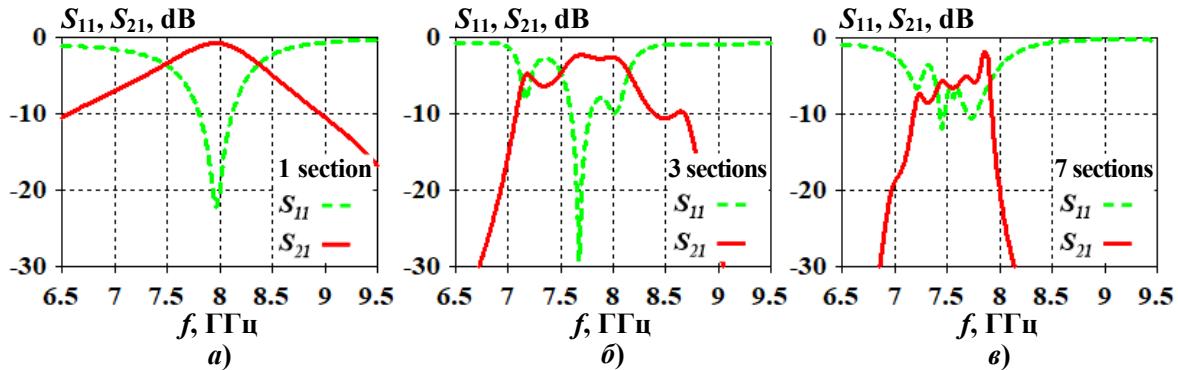


Рис. 4. Частотные характеристики коэффициентов передачи  $S_{21}$  и отражения  $S_{11}$  излучающего раскрыва при разном числе ЭОЛП в его составе

С увеличением длины раскрыва (рисунок 4) рабочая полоса частот АВВ в области обратного излучения ( $f < f_0$ ) уменьшается, что согласуется с общей теорией цепей. Действительно, при каскадном соединении однотипных звеньев его эквивалентная частотная полоса пропускания сужается. При этом вблизи частоты перехода ( $f \approx f_0$ ) и выше нее реализуется полоса заграждения. Таким образом, благодаря свойству периодической последовательности ЭОЛП ограничивать излучение волны около и выше частоты перехода излучающий раскрыв АВВ проявляет фильтрующие свойства.

#### 4. РЕАЛИЗАЦИЯ ИЗЛУЧАЮЩЕГО РАСКРЫВА АВВ И ВЫБОР ЕГО ОПТИМАЛЬНОЙ ДЛИНЫ

Как и остальные типы подобных АВВ разрабатываемая антенна (рисунок 5) реализуется в виде каскадного периодического соединения сбалансированных ЭОЛП [21]. Анализ дисперсионных характеристик отрезка и оценка частотных характеристик  $S$ -параметров излучающего раскрыва с различным числом ЭОЛП показывают, что разрабатываемая антенна способна излучать с относительно высокой эффективностью в диапазоне от 7 до 8 ГГц.

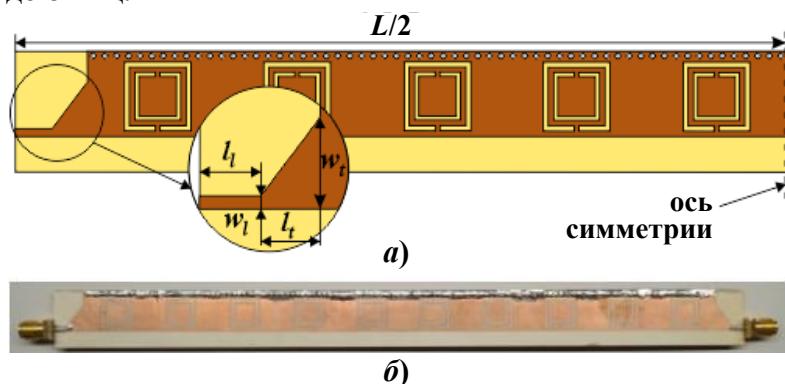


Рис. 5. Излучающий раскрыв разработанной АВВ: *а*) со стороны щелей; *б*) фото макета

Для ввода волны возбуждения в излучающий раскрыв АВВ, согласования с ее источником и подключения 50-омной нагрузки предназначены два микрополосковых перехода, расположенных на обеих сторонах периферии раскрыва [20]. Переходы

включают 50-омные микрополосковые линии и конусные четвертьволновые трансформаторы, подключаемые к верхней стенке HMSIW. Размеры переходов, длина излучающего раскрыва АВВ и основные параметры ЭОЛЛП приведены в таблице 1.

Таблица 1. Размеры разработанной АВВ на основе метаматериала

Параметр	Значение, мм	Параметр	Значение, мм	Параметр	Значение, мм
$p$	20.4	$A$	9.75	$L$	224.8
$a_{\text{hmsiw}}$	11.5	$G$	0.50	$w_t$	7.95
$g_{\text{hmsiw}}$	5.0	$W$	0.78	$l_t$	5.20
$s$	1.7	$F$	0.75	$w_l$	1.13
$d$	0.8	$S_h$	0.50	$l_l$	5.20

Оптимальная длина излучающего раскрыва АВВ определялась по критерию максимума коэффициента усиления. Установлено, что наибольшая направленность АВВ достигается при 10-ти ЭОЛЛП в составе раскрыва, т.е. длине излучателя  $L = 224$  мм ( $5.44\lambda_0$ ) без учета согласующих переходов. При последующем увеличении числа отрезков коэффициент усиления продолжает расти, но уже не так значительно [22]. Прирост усиления при увеличении числа отрезков от 10-ти до 16-ти составляет не более 1.5 дБ. Поэтому для сохранения компактности антенны и предотвращения удорожания ее стоимости оптимально реализовать раскрыв при числе ЭОЛЛП, равном 10-ти.

## 5. ОСНОВНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ РАЗРАБОТАННОЙ АНТЕННЫ

Частотные зависимости логарифмических коэффициентов передачи  $S_{21}$  и отражения  $S_{11}$  разработанной АВВ (рисунок 5, а), полученные при моделировании, показаны на рисунке 6, а. Согласно ему ширина полосы согласования импеданса разработанной АВВ по уровню «минус» 10 дБ составляет 0.73 ГГц, и рабочими являются частоты от 7.17 до 7.90 ГГц.

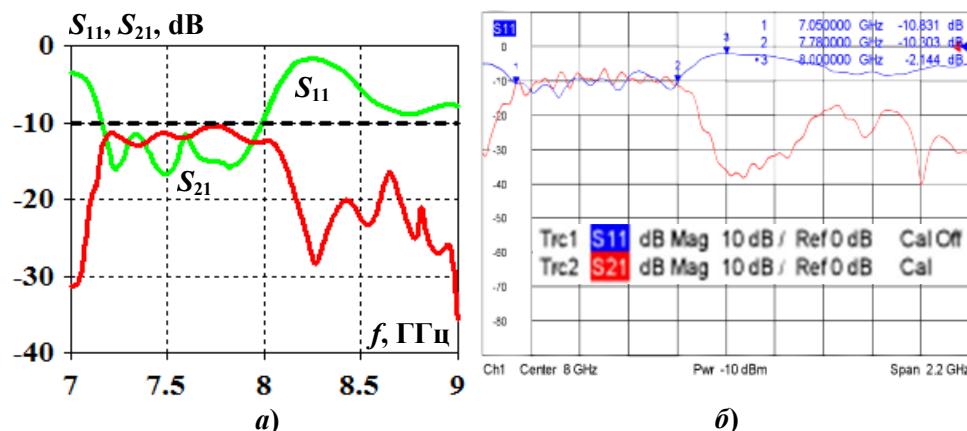


Рис. 6. Частотные зависимости коэффициентов передачи  $S_{21}$  и отражения  $S_{11}$

Макет антенны, показанный на рисунке 5, б, подвергнут экспериментальному исследованию с использованием векторного анализатора цепей «Rohde & Schwarz ZVL13». Результаты измерений в виде частотных зависимостей  $S_{21}$  и  $S_{11}$  показаны на рисунке 6, б. Из сопоставления характеристик, полученных методом моделирования и экспериментального измерения, следует их удовлетворительное соответствие, подтверждающее достоверность данных моделирования. Ширина полосы согласования

импеданса по уровню «минус» 10 дБ по экспериментальным данным составляет 0.75 МГц (от 7.05 до 7.8 ГГц). Таким образом, следует констатировать смещение рабочей полосы частот экспериментального образца АВВ примерно на 1.3 % (0.1 ГГц), что относительно мало даже с учетом погрешностей технической реализации макета.

Частотная зависимость направления максимума основного лепестка ДН, полученная при моделировании, показывает, что АВВ обеспечивает сплошной сектор сканирования, равный 88 градусов. Однако за пределами рабочей области (обратного излучения) доля энергии, излучаемой в свободное пространство, мала и не превышает 30 %. Поэтому варианты, при которых ДН ориентированы по направлению волн возбуждения (включая нормаль к поверхности) можно считать отфильтрованными. Кроме того, на частотах ниже 7.17 ГГц степень согласования импедансов недостаточна. С учетом этого угловой сектор сканирования антенны составляет 48°.

Нормированные ДН, полученные для разных частот рабочего диапазона, показаны на рисунке 7.

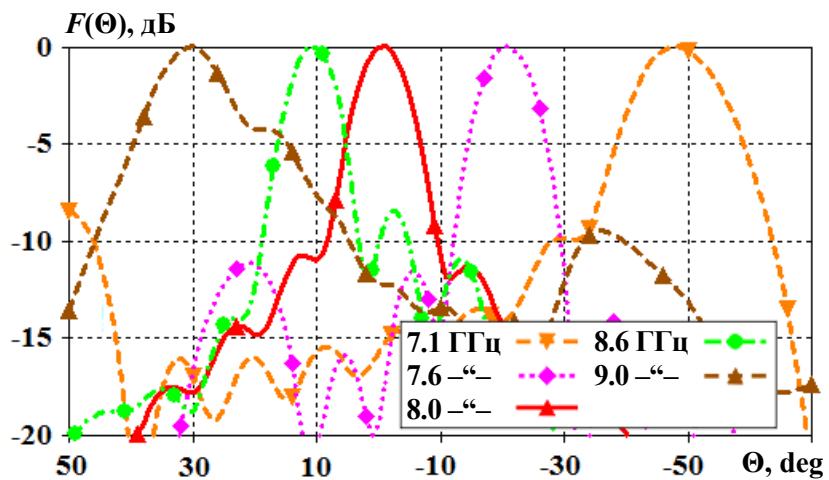


Рис. 7. Нормированные диаграммы направленности разработанной АВВ

При моделировании установлено, что максимальный коэффициент усиления АВВ достигается на частоте 7.9 ГГц и составляет 12.5 дБ. При уменьшении частоты волны возбуждения коэффициент усиления уменьшается до значения 10.4 дБ на минимальной рабочей частоте. Максимальный уровень боковых лепестков ДН практически во всем рабочем диапазоне частот не превышает значение «минус» 10 дБ. Эффективность излучения антенны в диапазоне 7.17 - 7.90 ГГц варьируется в пределах от 75 до 81 %, а общая эффективность всюду превышает 55 %. Максимальное значение общей эффективности разработанной АВВ наблюдается на частоте 7.5 ГГц и составляет 67 %.

## 6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Разработана и реализована компактная периодическая антenna вытекающей волны с обратным (по отношению к источнику возбуждения) направлением излучения. Антenna предназначена для частотного сканирования диаграммы направленности в микроволновом диапазоне на частотах от 7.17 до 7.90 ГГц. Угловой сектор сканирования ДН составляет 48°. Излучающий раскрыв синтезирован на основе HMSIW и сформирован периодическим размещением на его верхней металлической стенке CSSR. За счет тщательной балансировки параметров излучающего ЭОЛП удалось минимизировать влияние дифракции Брэгга и обеспечить резкий переход дисперсионной характеристики отрезка на заданной центральной частоте 8 ГГц. Благодаря левостороннему свойству совокупности CSRR подавлять распространение волны около и выше его частоты балансировки эффективность излучения АВВ в

прямом и строго поперечном направлениях снижена до 30 %. По критерию максимума коэффициента усиления определена оптимальная длина излучателя антенны, которая без учета согласующих переходов составила 204 мм (менее  $5.5\lambda_0$ ). Расчетное значение максимального коэффициента усиления антенны равно 12.5 дБ и наблюдается на частоте 7.9 ГГц. Максимальный уровень боковых лепестков ДН практически во всем рабочем диапазоне частот не превышает «минус» 10 дБ. Эффективность излучения антенны при этом изменяется в пределах от 75 до 81 %, а общая эффективность всюду превышает 55 %, достигая максимального значения 67 % на частоте 7.5 ГГц. Изготовленный макет разработанной АВВ при экспериментальном исследовании подтвердил достоверность данных, полученных при моделировании.

Разработанная компактная частотно-сканирующая антенна, а также методика ее проектирования может быть использована при реализации систем связи, радиолокации, радиозондирования, а также радиоканальных охранных систем сантиметрового и миллиметрового диапазонов длин волн.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Munawar H. S. Applications of leaky-wave antennas: A review // International Journal of Wireless and Microwave Technologies, 2020, Vol. 10, No. 3. – Pp. 56-62.
2. Henry R., Okoniewski M. A broadside scanning substrate integrated waveguide periodic phase-reversal leaky-wave antenna // IEEE Antennas and Wireless Propagation Letters, 2016, Vol. 15. – Pp. 602-605.
3. Останков А. В., Крюков Д. Ю. Диэлектрическая антенна вытекающей волны с поперечным излучением // Вестник Воронежского государственного технического университета, 2024, Т. 20, № 2. – С. 80-91.
4. Caloz C., Itoh T., Rennings A. CRLH metamaterial leaky-wave and resonant antennas // IEEE Antennas and Propagation Magazine, 2008, Vol. 50, No. 5. – Pp. 25-39.
5. Shaaban M. N. A promising Ka band leaky-wave antenna based on a periodic structure of non-identical irregularities / Shaaban M. N., Ali M. H. E., Yasseen M. S., Sedelnikov Yu. E. // J Wireless Com Network, 2022, No. 97. <https://doi.org/10.1186/s13638-022-02179-3>.
6. Belwal P., Agrawal R., Gupta S. C. Substrate integrated waveguide leaky wave antenna with continuous beam steering // 5th IEEE Uttar Pradesh Section International Conference on Electrical, Electronics and Computer Engineering, 2018. – Pp. 1-3.
7. Рябчунов А. И., Хрипунов Е. Г., Останков А. В. Вычислительные эксперименты по исследованию возможности устранения дифракции Брэгга в диэлектрической антенне вытекающей волны // Актуальные направления научных исследований XXI века: теория и практика, 2017, Т. 5, № 7-2(33-2). – С. 256-260.
8. Aziz H. Planar leaky-wave antenna at 6 GHz / Aziz H., Moubadir M., Touhami N.A., Farkhsia A. // Procedia Manufacturing, 2018, Vol. 22. – Pp. 527-532.
9. Калошин В. А., Калиничев В. И. Линейная волноводно-щелевая антенна решетка со 180-градусным сектором частотного сканирования // Радиотехника и электроника, 2019, Т. 64, № 7. – С. 678–683.
10. Останков А. В. Дифракция локальной плоской волны на отражательной квазипериодической решетке // Вестник Воронежского государственного технического университета, 2006, Т. 2, № 1. – С. 101-104.
11. Liu J., Zhou W., Long Y. A simple technique for open-stopband suppression in periodic leaky-wave antennas using two nonidentical elements per unit cell // IEEE Transactions on Antennas and Propagation, 2018, Vol. 66, No. 6. – Pp. 2741-2751.
12. Goldstone L., Oliner A. Leaky-wave antennas I: Rectangular waveguides // IRE Transactions on Antennas and Propagation, 1959, Vol. 7, No. 4. – Pp. 307-319.

13. Останков А. В. Интегрированная линейная антенна вытекающей волны с большим коэффициентом усиления / Останков А. В., Чернышев А. Ю., Крюков Д. Ю., Калинин Ю. Е. // Радиотехника, 2024, Т. 88, № 7. – С. 64-67.
14. Karmokar D. K., Esselle K. P., Bird T. S. Wideband microstrip leaky-wave antennas with two symmetrical side beams for simultaneous dual-beam scanning // IEEE Transactions on Antennas and Propagation, 2016, Vol. 64, No. 4. – Pp. 1262-1269.
15. Stevens D. A periodically perturbed coplanar wave guide transmission line leaky wave antenna / Stevens D., Subramanyam G., Koss K., Casto M., Neidhard R., Pasala K. // IEEE Antennas and Propagation Society International Symposium, 2007. – Pp. 465-468.
16. Prakash V., Kumawat S., Singh P. Design and analysis of full and half mode substrate integrated waveguide planar leaky wave antenna with continuous beam scanning in X-Ku band // Frequenz, 2019, Vol. 73, No. 5-6. – Pp. 171-178.
17. Lai Q. Characterization of the propagation properties of the half-mode substrate integrated waveguide / Lai Q., Fumeaux C., Hong W., Vahldieck R. // IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, 2009, Vol. 57, No. 8. – Pp. 1996-2004.
18. Ostankov A., Khripunov E., Kashkarov V. A compact nonuniform composite right/left-handed leaky-wave scanning antenna with elliptical polarization for X-band application // Progress In Electromagnetics Research C, 2021, Vol. 114. – Pp. 43-56.
19. Sarkar A. Composite right/left-handed based compact and high gain leaky-wave antenna using complementary spiral resonator on HMSIW for Ku band applications / Sarkar A., Adhikary M., Sharma A., Biswas A., Akhtar M. J., Hu Z. // IET Microwaves Antennas & Propagation, 2018, Vol. 12. – Pp. 1310-1315.
20. Останков А. В., Хрипунов Е. Г. Рупорная SIW-антенна со специальным копланарным переходом и диэлектрической линзой для питания планарной антенны вытекающей волны // Радиостроение, 2020, № 2. – С. 1-26.
21. Антипов С. А. Компактная антенна вытекающей волны со сканированием диаграммы направленности на основе композитных право- и левосторонних структур / Антипов С. А., Калинин Ю. Е., Останков А. В., Хрипунов Е. Г., Далян С.Ю. // Радиотехника, 2021, Т. 85, № 6. – С. 34–39.
22. Калинин Ю. Е., Останков А. В. Расчет частотно-сканирующей антенны дифракционного излучения // Радиотехника, 2014, № 3. – С. 83-87.

#### REFERENCES

1. Munawar, H. S. Applications of leaky-wave antennas: A review // International Journal of Wireless and Microwave Technologies, 2020, Vol. 10, No. 3. – Pp. 56-62.
2. Henry, R., Okoniewski, M. A broadside scanning substrate integrated waveguide periodic phase-reversal leaky-wave antenna // IEEE Antennas and Wireless Propagation Letters, 2016, Vol. 15. – Pp. 602-605.
3. Ostankov, A. V., Kryukov, D. Yu. Dielectric antenna of leaky wave with transverse radiation // Bulletin of the Voronezh State Technical University, 2024, Vol. 20, No. 2. – Pp. 80-91.
4. Caloz, C., Itoh, T., Rennings, A. CRLH metamaterial leaky-wave and resonant antennas // IEEE Antennas and Propagation Magazine, 2008, Vol. 50, No. 5. – Pp. 25-39.
5. Shaaban, M. N. A promising Ka band leaky-wave antenna based on a periodic structure of non-identical irregularities / Shaaban M. N., Ali M. H. E., Yasseen M. S., Sedelnikov Yu. E. // J Wireless Com Network, 2022, No. 97. <https://doi.org/10.1186/s13638-022-02179-3>.
6. Belwal, P., Agrawal, R., Gupta, S. C. Substrate integrated waveguide leaky wave antenna with continuous beam steering // 5th IEEE Uttar Pradesh Section International Conference on Electrical, Electronics and Computer Engineering, 2018. – Pp. 1-3.

7. Ryabchunov, A. I., Khripunov, E. G., Ostankov, A. V. Computational experiments to study the possibility of eliminating Bragg diffraction in a leaky wave dielectric antenna // Current areas of scientific research in the 21st century: theory and practice, 2017, T. 5, № 7-2(33-2). – Pp. 256-260.
8. Aziz, H. Planar leaky-wave antenna at 6 GHz / Aziz H., Moubadir M., Touhami N.A., Farkhs A. // Procedia Manufacturing, 2018, Vol. 22. – Pp. 527-532.
9. Kaloshin, V. A., Kalinichev, V. I. Linear waveguide-slot antenna array with a 180-degree frequency scanning sector // Radio Engineering and Electronics, 2019, Vol. 64, No. 7. – Pp. 678–683.
10. Ostankov, A. V. Diffraction of a local plane wave on a reflective quasiperiodic grating // Bulletin of the Voronezh State Technical University, 2006, Vol. 2, No. 1. – Pp. 101-104.
11. Liu, J., Zhou, W., Long, Y. A simple technique for open-stopband suppression in periodic leaky-wave antennas using two nonidentical elements per unit cell // IEEE Transactions on Antennas and Propagation, 2018, Vol. 66, No. 6. – Pp. 2741-2751.
12. Goldstone, L., Oliner, A. Leaky-wave antennas I: Rectangular waveguides // IRE Transactions on Antennas and Propagation, 1959, Vol. 7, No. 4. – Pp. 307-319.
13. Ostankov, A. V. Integrated linear leaky wave antenna with high gain / Ostankov A. V., Chernyshev A. Yu., Kryukov D. Yu., Kalinin Yu. E. // Radioengineering, 2024, Vol. 88, No. 7. – P. 64-67.
14. Karmokar, D. K., Esselle, K. P., Bird, T. S. Wideband microstrip leaky-wave antennas with two symmetrical side beams for simultaneous dual-beam scanning // IEEE Transactions on Antennas and Propagation, 2016, Vol. 64, No. 4. – Pp. 1262-1269.
15. Stevens, D. A periodically perturbed coplanar wave guide transmission line leaky wave antenna / Stevens D., Subramanyam G., Koss K., Casto M., Neidhard R., Pasala K. // IEEE Antennas and Propagation Society International Symposium, 2007. – Pp. 465-468.
16. Prakash, V., Kumawat, S., Singh, P. Design and analysis of full and half mode substrate integrated waveguide planar leaky wave antenna with continuous beam scanning in X-Ku band // Frequenz, 2019, Vol. 73, No. 5-6. – Pp. 171-178.
17. Lai, Q. Characterization of the propagation properties of the half-mode substrate integrated waveguide / Lai Q., Fumeaux C., Hong W., Vahldieck R. // IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, 2009, Vol. 57, No. 8. – Pp. 1996-2004.
18. Ostankov, A., Khripunov, E., Kashkarov, V. A compact nonuniform composite right/left-handed leaky-wave scanning antenna with elliptical polarization for X-band application // Progress In Electromagnetics Research C, 2021, Vol. 114. – Pp. 43-56.
19. Sarkar, A. Composite right/left-handed based compact and high gain leaky-wave antenna using complementary spiral resonator on HMSIW for Ku band applications / Sarkar A., Adhikary M., Sharma A., Biswas A., Akhtar M. J., Hu Z. // IET Microwaves Antennas & Propagation, 2018, Vol. 12. – Pp. 1310-1315.
20. Ostankov, A. V., Khripunov E. G. Horn SIW antenna with a special coplanar transition and a dielectric lens for feeding a planar leaky wave antenna // Radio Engineering, 2020, No. 2. – Pp. 1-26.
21. Antipov, S. A. Compact leaky-wave antenna with radiation pattern scanning based on composite right- and left-sided structures / Antipov S. A., Kalinin Yu. E., Ostankov A. V., Khripunov E. G., Dashyan S. Yu. // Radio Engineering, 2021, Vol. 85, No. 6. – P. 34–39.
22. Kalinin, Yu. E., Ostankov, A. V. Calculation of a frequency-scanning diffraction radiation antenna // Radio Engineering, 2014, No. 3. – Pp. 83-87.

# ТРЕХСЕКЦИОННАЯ СХЕМА ЗАМЕЩЕНИЯ МИКРОПОЛОСКОВОГО Т-ОБРАЗНОГО ШЛЕЙФА

А. В. Останков<sup>1</sup>, Н. Н. Щетинин<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Воронежский государственный технический университет (ВГТУ), Воронеж, Россия

<sup>2</sup> Воронежский институт ФСИН России (ВИ ФСИН России), Воронеж, Россия

**Аннотация.** Схемы замещения на сосредоточенных электронных компонентах часто используются для облегчения анализа и синтеза микрополосковых структур. Для микрополосковой Т-образной структуры, состоящей из высокоомных и низкоомного шлейфов, предложена схема замещения, состоящая из трех звеньев. Звенья схемы по характеристическим параметрам на центральной частоте полосы пропускания соответствуют шлейфам в микрополосковом исполнении. Освещена специфика выбора волновых сопротивлений и фазовых постоянных при расчете значений параметров электронных компонентов схемы. Соотнесены частотные характеристики схемы замещения и Т-образного микрополоскового шлейфа. Установлено, что предложенная схема замещения более точно по сравнению с известными аналогами описывает частотные свойства модифицированной конфигурации Т-шлейфа.

**Ключевые слова:** микрополосковая линия, Т-ячейка, схема замещения, Т-образный шлейф, частотные характеристики.

## THREE-SECTION EQUIVALENT CIRCUIT OF MICROSTRIP T-STUB

A. V. Ostankov<sup>1</sup>, N. N. Shchetinin<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Voronezh State Technical University (VSTU), Voronezh, Russia

<sup>2</sup> Voronezh Institute of the Russian Federal Penitentiary Service (VI FSIN of Russia),  
Voronezh, Russia

**Abstract.** Equivalent circuits on lumped electronic components are often used to facilitate the analysis and synthesis of microstrip structures. For a microstrip T-shaped structure consisting of high-resistance and low-resistance stubs, an equivalent circuit consisting of three links is proposed. The links of the circuit in terms of characteristic parameters at the central frequency of the passband correspond to stubs in a microstrip design. The specifics of choosing wave impedances and phase constants when calculating the values of the parameters of the electronic components of the circuit are covered. The frequency characteristics of the equivalent circuit and the T-shaped microstrip stub are correlated. It is established that the proposed equivalent circuit more accurately, compared to known analogs, describes the frequency properties of the modified T-stub configuration.

**Keywords:** microstrip line, T-cell, equivalent circuit, T-shaped stub, frequency characteristics.

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Совершенствование аналитических методов расчета электрических схем сверхвысоких частот на  $LC$ -элементах с последующей реализацией распределенных индуктивностей и емкостей на основе несимметричной микрополосковой линии остается актуальной задачей микроволновой техники как при теоретических исследованиях, так и на практике.

Микрополосковые шлейфные конфигурации принято описывать эквивалентными электрическими схемами с сосредоточенными электронными компонентами в виде  $LC$ -

структур. При этом предпочтительны схемы со звеньями на основе Т-образных ячеек [1]. Базовое звено в виде Т-образной ячейки представляет собой совокупность двух последовательно соединенных индуктивностей  $L_T$  и параллельной емкости  $C_T$  «на землю» (рисунок 1).

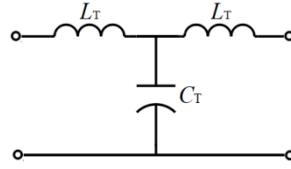


Рис. 1. Базовая Т-ячейка

Номинальные значения индуктивности и емкости базовой Т-образной ячейки рассчитываются исходя из заданного волнового сопротивления  $Z_0$  и электрической длины отрезка ( $\theta_0 \leq 90^\circ$ ) согласно следующим соотношениям [2]:

$$L_T = \frac{Z_0 \cdot \operatorname{tg}(\theta_0 / (2n))}{\omega_0}, \quad (1)$$

$$C_T = (Z_0 \cdot \omega_0)^{-1} \cdot \sin(\theta_0 / n), \quad (2)$$

где  $\omega_0 = 2\pi \cdot f_0$  – центральная частота,  $n$  – число элементарных ячеек в составе схемы замещения.

Довольно часто для уменьшения габаритных размеров микрополосковых четвертьволновых устройств используют модифицированные Т-образные шлейфы [3] (рисунок 2) с эквивалентными характеристиками, соответствующими волновому сопротивлению и фазовому набегу четвертьволновому отрезку линии.



Рис. 2. Микрополосковый Т-образный шлейф

Топология, представленная на рисунке 2, сформирована на основе низкоомного и высокоомных шлейфов. Как правило, ограничения на максимальное и минимальное значения волновых сопротивлений линий зависят в каждом конкретном случае от используемых материалов и технологических возможностей их изготовления. Так, например, ширина микрополосковой линии с волновым сопротивлением 100 Ом, соответствующей высокоомному шлейфу, при диэлектрической проницаемости подложки  $\epsilon_r = 3.55$  и ее толщине  $h = 0.508$  мм составляет 0.27 мм. Указанная ширина линии является практически реализуемой. Ширина микрополосковой линии с волновым сопротивлением 20 Ом, соответствующей низкоомному шлейфу, равна 3.9 мм. Требуемые значения распределенной индуктивности и емкости достигаются за счет правильного выбора длин шлейфных отрезков. Очевидно, что сопоставимая данной топологии эквивалентная схема на сосредоточенных электронных компонентах должна как можно более точно описывать модифицированную конфигурацию Т-шлейфа.

В работе [4] достоверно установлено, что относительная полоса частот микрополоскового Т-шлейфа (рисунок 2) по уровню «минус» 20 дБ коэффициента отражения достигает 40 %. В свою очередь базовая Т-ячейка характеризуется относительной полосой пропускания порядка 20 % по уровню коэффициента отражения

«минус» 20 дБ. Каскадное соединение двух Т-ячеек способствует достижению рабочей полосы от 0 до  $2f_0$ , что является достаточным условием при разработке микрополосковых Т-образных шлейфов и устройств на их основе [5].

Заметим, что в несимметричной микрополосковой линии длина волны зависит от волнового сопротивления, поэтому каждому микрополосковому шлейфу с отличным волновым сопротивлением необходимо ставить в соответствие Т-образную ячейку на сосредоточенных  $LC$ -элементах.

## 2. РАСЧЕТ ПАРАМЕТРОВ ЭЛЕМЕНТОВ ТРЕХСЕКЦИОННОЙ СХЕМЫ ЗАМЕЩЕНИЯ

На рисунке 3 представлена схема, включающая в себя три Т-ячейки, соединенные между собой каскадным способом. Левое и правое Т-звенья на рисунке 3 по своим характеристическим параметрам соответствуют высокомоментному шлейфу, центральное Т-звено обладает свойствами низкоомного шлейфа.

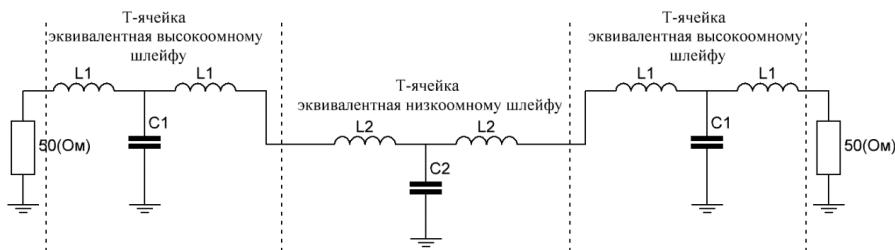


Рис. 3. Трехсекционная эквивалентная схема микрополоскового Т-образного шлейфа

Значения параметров элементов  $LC$ -звеньев рассчитываются с помощью выражений (1) и (2). Величины волновых сопротивлений определяются исходя из практической реализации в микрополосковом исполнении. Значительный интерес вызывает фазовый набег, реализуемый Т-звеньями, соответствующий  $90^\circ$  на центральной частоте функционирования шлейфа.

Ранее проведенные исследования [4,6] свидетельствуют о том, что оптимальный фазовый набег, реализуемый высокомоментным шлейфом, должен составлять от  $20$  до  $30^\circ$ . В зависимости от конструктивных особенностей разрабатываемых устройств, например, малогабаритных направленных ответвителей [7], электрических фильтров [8], фазовращателей [9] и других элементов трактов УВЧ и СВЧ, фазовый набег низкоомного шлейфа необходимо обеспечивать в пределах от  $10$  до  $20^\circ$ . Отметим, что фазовые постоянные отдельных низкоомных и высокомоментных Т-ячеек взаимозависимы. Следовательно, для достижения нужных параметров амплитудно-частотной и фазочастотной характеристик, необходимо выполнить оптимизацию  $LC$ -ячеек.

В таблице 1 представлены найденные параметры  $LC$ -элементов для Т-образных звеньев, представленных на рисунке 2, для частоты  $f_0=0,9$  ГГц.

Таблица 1. Параметры сосредоточенных элементов звеньев схемы замещения

Обозначение элемента	Параметр элемента ( $Z_0=100$ Ом)	Фазовая постоянная $\theta_0$ , град	Обозначение элемента	Параметр элемента ( $Z_0=20$ Ом)	Фазовая постоянная $\theta_0$ , град
$L_1$ , нГн	3,92	25	$L_2$ , нГн	0,56	18
$C_1$ , пФ	0,75		$C_2$ , пФ	2,73	

### 3. ИССЛЕДОВАНИЕ ЧАСТОТНЫХ СВОЙСТВ ТРЕХЗВЕННОЙ СХЕМЫ ЗАМЕЩЕНИЯ

На рисунке 4 представлены частотные характеристики трехсекционной  $LC$ -схемы замещения и непосредственно микрополосковой Т-образной топологии в виде  $S$ -параметров, полученные схемотехническим и электродинамическим моделированием в системе автоматизированного проектирования Advanced Design System (ADS) [10].

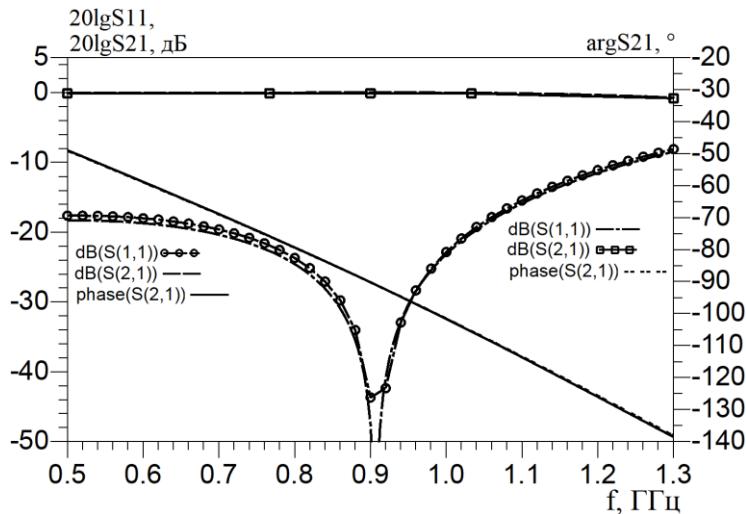


Рис. 4. Частотные характеристики трехсекционной схемы замещения и микрополосковой Т-образной топологии

Обозначения  $S$ -параметров, указанные в левой части рисунка 4, соответствуют трехсекционной  $LC$ -схемы замещения, указанные на рисунке справа, относятся к микрополосковой Т-образной топологии. Частотные кривые коэффициентов передачи  $S_{21}$  практически совпадают в исследуемой полосе частот. Частотные зависимости коэффициентов отражения  $S_{11}$  трехсекционной схемы замещения и микрополосковой топологии отличаются, но незначительно, что свидетельствует о корректном подборе параметров элементов схемы замещения и ее эквивалентности модифицированному Т-образному шлейфу. Фазовая постоянная на центральной частоте 0,9 ГГц отличается не более чем на  $0,3^\circ$  от требуемого значения  $90^\circ$ .

Довольно часто при использовании математических моделей микрополосковых шлейфных устройств применяют упрощенную схему замещения Т-структур, состоящую из одного  $LC$ -звена. Однако при такой замене частотные характеристики однозвенной  $LC$ -схемы замещения не в полной мере соответствуют амплитудно-частотным и фазочастотным характеристикам микрополосковой Т-образной линии. Более того, в этом случае нет однозначного представления о том, какие параметры распределенных индуктивностей и емкостей соответствуют высокоомным и низкоомным шлейфным структурам.

На рисунке 5 представлены частотные характеристики однозвенной  $LC$ -схемы замещения и микрополосковой Т-образной топологии. При этом параметры звена соответствуют следующим значениям:  $L_T=8,84$  нГн,  $C_T=3,54$  пФ.

Частотные характеристики, представленные на рисунке 5, свидетельствуют о том, что однозвенная схема замещения гораздо менее точно описывает микрополосковую Т-образную линию, чем схема, представленная на рисунке 3. Схема на рисунке 3 образуется полными Т-образными эквивалентными схемами для каждого отрезка линии, входящего в топологию Т-шлейфа.

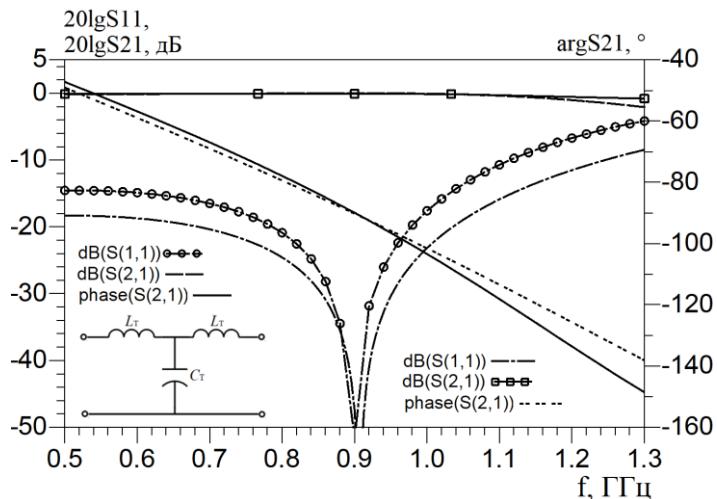


Рис. 5. Частотные характеристики однозвенной схемы замещения и микрополосковой Т-образной топологии

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Предложена схема замещения на сосредоточенных компонентах микрополосковой Т-образной структуры, включающая в себя три звена, каждое из которых соответствует по характеристическим показателям шлейфам структуры. Представлено описание процедур расчета параметров сосредоточенных схемных элементов. Выполнен сравнительный анализ частотных характеристик трехсекционной и односекционной схем замещения микрополоскового Т-образного шлейфа. Установлено, что частотные характеристики трехсекционной  $LC$ -схемы замещения и микрополоскового Т-шлейфа практически не отличаются. Сделан вывод о корректном параметрическом сопоставлении каждой секции микрополосковым шлейфам с разными волновыми сопротивлениями.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Летавин Д. А. Проектирование направленных ответвителей в САПР. М.: ООО "Издательский дом "Академия естествознания", 2024. – 92 с.
2. Kholodnyak D. V. Metamaterial transmission lines and their applications // Proceedings of the 2017 IEEE Russia Section Young Researchers in Electrical and Electronic Engineering Conference, 2017. – Рр. 3-8.
3. Щетинин Н. Н. Обеспечение рабочих характеристик модифицированных микрополосковых шлейфов в полосе частот / Щетинин Н. Н., Останков А. В., Черноярова Е. В., Калинин Ю. Е. // Радиотехника, 2023, Т. 87, № 8. – С. 28-35.
4. Останков А. В. Частотные характеристики микрополосковой Т-образной шлейфной структуры / Останков А. В., Щетинин Н. Н., Чепелев М. Ю., Максимов Д. А. // Радиолокация, навигация, связь: сб. тр. XXIX Междунар. науч.-техн. конф. Воронеж, 2023. – С. 329-334.
5. Рыжман И. Н., Холодняк Д. В. Малогабаритные делители мощности и направленные ответвители на искусственных длинных линиях в интегральном исполнении // Электроника и микроэлектроника СВЧ, 2022, Т. 1. – С. 387-391.
6. Останков А. В., Щетинин Н. Н., Далян С. Ю. Частотные характеристики модифицированных микрополосковых шлейфов, эквивалентных четвертьвольновым отрезкам // Вестник Воронежского государственного технического университета, 2022, Т. 18, № 3. – С. 51-56.

7. Останков А. В., Щетинин Н. Н. Микрополосковые направленные ответвители УВЧ и СВЧ диапазонов // Радиостроение, 2017, № 5. – С. 1-37.
8. Летавин Д. А., Трифанов Д. А. Миниатюрный полосно-пропускающий фильтр в микрополосковом исполнении // Актуальные проблемы инфотелекоммуникаций в науке и образовании: сб. науч. статей VII Междунар. науч.-техн. и науч.-метод. конф. СПб: СПбГУТ им. проф. М.А. Бонч-Бруевича, 2018, Т. 1. – С. 560-563.
9. Летавин Д. А., Ал-Хайдари Х. А. Х. Разработка компактного фазовращателя дециметрового диапазона длин волн // Ural Radio Engineering Journal, 2023, Т. 7, № 4. – С. 441-456.
10. ADS 2025 Product Release [Electronic resource] // <https://www.keysight.com/ru/ru/products/software/pathwavedesign-software/pathwave-advanced-design-system.html> (Accessed 01 March 2025).

#### REFERENCES

1. Letavin D. A. Design of directional couplers in CAD. Moscow: OOO "Publishing House "Academy of Natural Sciences", 2024. – 92 p.
2. Kholodnyak D. V. Metamaterial transmission lines and their applications // Proceedings of the 2017 IEEE Russia Section Young Researchers in Electrical and Electronic Engineering Conference, 2017. – Pp. 3-8.
3. Shchetinin N. N. Ensuring the performance characteristics of modified microstrip loops in the frequency band / Shchetinin N. N., Ostankov A. V., Chernoyarova E. V., Kalinin Yu. E. // Radio Engineering, 2023, Vol. 87, No. 8. – Pp. 28-35.
4. Ostankov A. V. Frequency characteristics of a microstrip T-shaped stub structure / Ostankov A. V., Shchetinin N. N., Chepelev M. Yu., Maksimov D. A. // Radar, navigation, communication: collection of works of the XXIX Int. scientific and technical. conf. Voronezh, 2023. – Pp. 329-334.
5. Ryzhman I. N., Kholodnyak D. V. Small-sized power dividers and directional couplers on artificial long lines in integrated design // Microwave Electronics and Microelectronics, 2022, Vol. 1. – Pp. 387-391.
6. Ostankov A. V., Shchetinin N. N., Dashyan S. Yu. Frequency characteristics of modified microstrip sub lines equivalent to quarter-wave segments // Bulletin of the Voronezh State Technical University, 2022, Vol. 18, No. 3. – Pp. 51-56.
7. Ostankov A. V., Shchetinin N. N. UHF and SHF micro-strip directional couplers // Radioengineering, 2017, No. 5. – Pp. 1-37.
8. Letavin D. A., Trifanov D. A. Miniature band-pass filter in microstrip design // Actual problems of infotelecommunications in science and education: collection of scientific articles of the VII Int. scientific-technical and scientific-method. conf. St. Petersburg: SPbSUT named after prof. M.A. Bonch-Bruevich, 2018, Vol. 1. – Pp. 560-563.
9. Letavin D. A., Al-Haidari H. A. H. Development of a compact phase shifter for the decimeter wavelength range // Ural Radio Engineering Journal, 2023, Vol. 7, No. 4. – Pp. 441-456.
10. ADS 2025 Product Release [Electronic resource] // <https://www.keysight.com/ru/ru/products/software/pathwavedesign-software/pathwave-advanced-design-system.html> (Accessed 01 March 2025).

# МОДЕЛИРОВАНИЕ НАВИГАЦИОННОЙ АНТЕННЫ РАСПОЛОЖЕННОЙ НА БПЛА

А.Дайуб<sup>1</sup>

<sup>1</sup>ФГБОУ ВО Национальный исследовательский университет «МЭИ» (НИУ «МЭИ»),  
Москва, Россия

**Аннотация.** Приёмная навигационная антenna, которая принимает сигналы в диапазонах L1 и L2 глобальных навигационных спутниковых систем (ГНСС) GPS, ГЛОНАСС, имеет две полосы с крутым наклоном скатов амплитудно-частотных характеристик (АЧХ). Антenna состоит из двух прямоугольных резонаторов, один из которых лежит между слоями диэлектрика (керамика Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>). Возбуждение верхней пластины выполняется перемычкой – штырём, продолжающим центральную жилу коаксиальной линии. Штырь проходит через отверстие в средней пластине, не касаясь её. Подбор геометрических параметров антенны выполнен в среде электродинамического моделирования CST SUITE. В работе представлены основные этапы синтеза структуры активной антенны и её настройки, включая потенциально достижимые характеристики, а также расчет зависимости характеристик при установке антенны на корпус беспилотного летательного аппарата БПЛА.

**Ключевые слова:** Навигационная микрополосковая антenna, многослойная антenna, миниатюризация, беспилотный летательный аппарат БПЛА.

## MODELING OF A NAVIGATION ANTENNA ON UAV

A.Dayoub<sup>1</sup>

<sup>1</sup>National Research University Moscow Power Engineering Institute (MPEI), Moscow, Russia

**Abstract.** Navigation antenna in the L1 and L2 bands of global navigation satellite systems (GPS, GLONASS), has two bands with steeply inclined slopes of frequency response. The antenna consists of two rectangular resonators, one of which lies between the dielectric layers (ceramic Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>). The excitation of the upper plate is performed by central wire of the coaxial line, that passes through the hole in the middle plate antenna. Synthesis structure antenna, as well as calculating the dependence of characteristics the antenna on the body of an unmanned aerial vehicle (UAV) was performed using the CST program..

**Keywords:** Antenna-filter; CST SUITE, multi-layer antenna; planar patch antenna; GPS, GLONASS navigation systems; dual-band antenna L1, L2.unmanned aerial vehicle (UAV).

## 1. ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время происходит наращивание группировки спутников ГНСС, GALILEO и BEYDOU за счет ввода их в эксплуатацию, а также добавления новых частотных диапазонов уже существующих ГНСС. В области проектирования навигационных антенн прослеживается тенденция к интеграции антенного элемента с фильтром и усилителем в единое устройство, которое называется активной навигационной антенной или навигационным антенным модулем [1,2].

Поэтому возникает необходимость в создании многофункциональной аппаратуры потребителей, работающей одновременно с максимальным числом ГНСС в различных (в идеале во всех) диапазонах частот. Это обстоятельство влечёт за собой необходимость создания ПА с расширенным диапазоном рабочих частот, либо многодиапазонных микрополосковых антенн. Характеристики навигационной антенны, расположенной на

БПЛА зависят как от положения антенны, так и от окружающего корпуса и находящихся внутри корпуса проводящих объектов: аккумулятора, мотора, приемно-передающего модуля «рисунок 1». Корпус, созданный из стеклополимера, изменяет характеристики антенной системы. Погодные условия также значительно влияют на проводимость поверхности БПЛА. Это влияет на полосу пропускания и скорость передачи данных каналов связи БПЛА с командным пунктом [3].

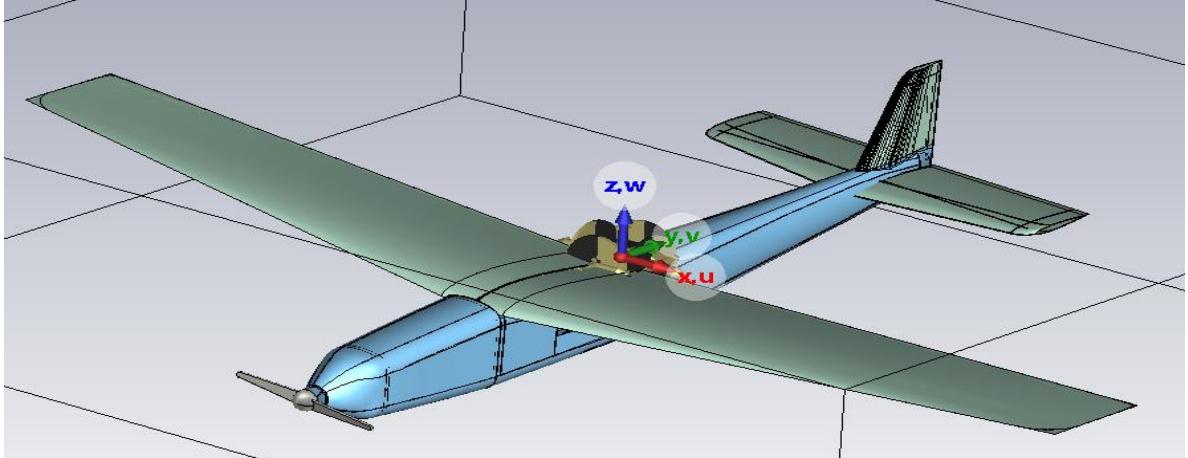


Рис. 1. Расположение навигационной антенны на корпусе БПЛА.

Навигационная антenna может быть спроектирована для работы в двух раздельных диапазонах, например L1 и L2 ГЛОНАСС/GPS или L1 GPS и E5 GALILEO. Для проектирования антенного модуля, способного работать одновременно во всех без исключения рабочих диапазонах частот ГНСС ГЛОНАСС/GPS/GALILEO /BEIDOU, возможно применение более сложного антенного элемента, а именно микрополосковой антенны этажерочного типа [4,6,7]. В антенных этажерочных типов антенные элементы разных диапазонов помещаются один над другим, таким образом, чтобы более высокочастотный антенный элемент устанавливался над низкочастотным антенным элементом. Каждый из нижних антенных элементов служит отражательной плоскостью для антенного элемента, расположенного над ним.

Термин «антенна-фильтр», который отражает объединение в антенне излучающих и фильтрующих свойств используется в работе [5] потому, что было отмечено два разных подхода при разделении излучающих и фильтрующих свойств сложных антенн. Анализ фильтра в схематическом представлении «рисунок 2», действительно, разделяет эти задачи, а анализ структуры в электродинамическом представлении объединяет эти свойства. Особенно это заметно в антенне с круговой поляризацией, которая рассматривается в работе. Это либо однозвездный «рисунок 2», либо двухзвенный «рисунок 3» фильтр, поскольку при круговой поляризации возбуждаются перпендикулярные компоненты поля.

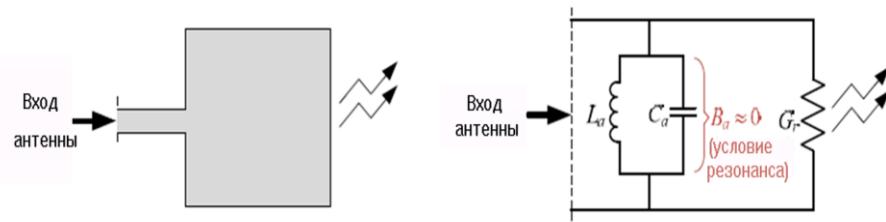


Рис. 2. Электродинамическая модель антенны, работающей на передачу.

При моделировании двухполосовой антенны-фильтра выбираем двухслойную структуру этажерочного типа, включающую пач-антенны, работающие в двух диапазонах: L1 и L2. В этом случае электродинамическая модель и её схемный эквивалент усложняются.

## 2. РАСЧЁТ ПАРАМЕТРОВ МНОГОСЛОЙНОЙ ПАТЧ-АНТЕННЫ

Общая идея проектирования антennы с двумя полосами L1 и L2 состоит в том, что на каждый диапазон нужно иметь свою antennу, а основная сложность заключается во взаимной расположении этих antenn относительно друг друга. Известно, что размер ребра PA, выполненной в виде полуволнового излучателя, приближённо определяется соотношением [8]:

$$L = \frac{c}{2*f_r * \sqrt{\epsilon_{eff}}} \quad (1)$$

где  $c$  – скорость света,  $f_r$  – резонансная частота,  $\epsilon_{eff}$  – эффективная диэлектрическая проницаемость, причем

$$\epsilon_{eff} = \frac{\epsilon_r + 1}{2} + \frac{\epsilon_r - 1}{2} * \left(1 + \frac{12h}{W}\right)^{-\frac{1}{2}} \quad (2)$$

$\epsilon_r$  – относительная диэлектрическая проницаемость материала, из которого выполнена PA,

$$W = \frac{c}{2*f_r} * \sqrt{\left(\frac{2}{\epsilon_r + 1}\right)} \quad (3)$$

На частотах 1...2 ГГц PA на подложках с малой диэлектрической проницаемостью  $\epsilon_r = 2 \dots 3$ , имеют размеры порядка 70-100 мм.

Соотношения (1) - (3) показывают, что один из возможных путей миниатюризации PA состоит в увеличении  $\epsilon_r$ .

Конструкция рассматриваемой antennы этажерочного типа состоит из двух прямоугольных резонаторов (патчей) и двух диэлектрических слоёв, которые могут быть разными по высоте и по величине диэлектрической проницаемости «рисунок 3».



Рис. 3. Структура двухслойной antennы с электромагнитно-связанным возбуждением.

Размеры патча должны быть оптимизированы таким образом, чтобы виртуальные резонансные частоты каждого из патчей были смещены относительно друг друга для получения двухгорбой частотной характеристики. Эквивалентная схема такой antennы приведена на «рисунок 4».

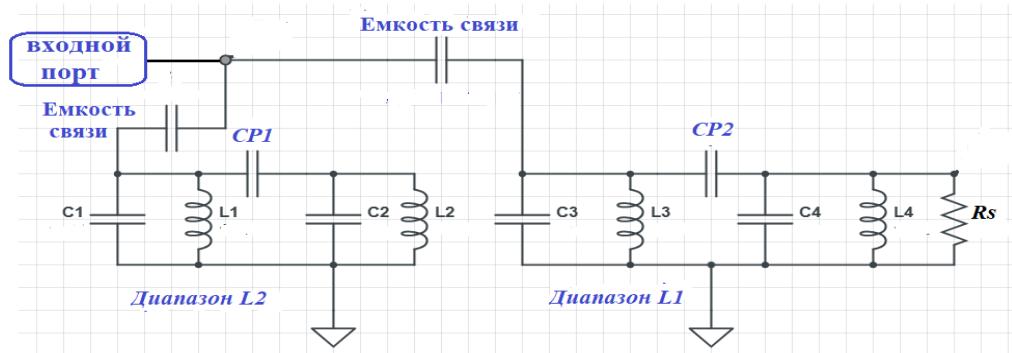


Рис. 4. Эквивалентная схема двухслойной пач-антенны с круговой поляризацией

Резонансные контуры L1-C1 и L2-C2 (рис. 6) формируют резонансные частоты пач-антенны диапазона L2, а резонансные контуры L3-C3 и L4-C4 формируют резонансные частоты в диапазоне L1. Подбором этих элементов можно получить частотную характеристику антенны «рисунок 5», степень поляризации которой регулируется элементами связи Cp1 и Cp2.

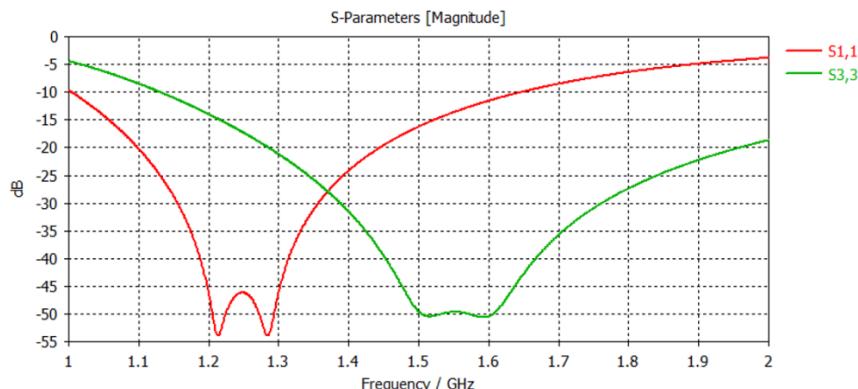


Рис.5. Частотные характеристики эквивалентной схемы патч-антенны, приведенной на рис.4.

Микрополосковые антенны можно возбуждать либо микрополосковой линией, либо коаксиальным кабелем. Их также можно возбудить косвенно, используя электромагнитную связь или апертурную связь или волноводный облучатель, в этом случае нет прямого металлического контакта между облучающей линией и патчем [9-10]. В нашем случае используется электромагнитная связь, так что один из патчей питается коаксиальной линией, а другой - за счёт электромагнитной связи. Возбуждение верхней пластины выполняется перемычкой – штырём, продолжающим центральную жилу коаксиальной линии. Штырь проходит через отверстие диаметром 2.5 мм в средней пластине, не касаясь её «рисунок 3». Следовательно, средняя патч-антенна не связана напрямую с центральной жилой, а возбуждается электромагнитной связью, создаваемой жилой и отверстием в среднем патче.

### 3. ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ДВУХСЛОЙНОЙ НАВИГАЦИОННОЙ АНТЕННЫ

Для моделирования и оптимизации двухслойной двухдиапазонной антенны-фильтра и исследования её свойств численными методами использовался пакет электродинамического моделирования CST SUITE. Как уже упоминалось выше, конструкция антенны состоит из двух прямоугольных резонаторов и двух

диэлектрических слоёв. В ходе моделирования находятся размеры каждого  $L_{patch1}$ ,  $L_{patch2}$  и  $W_{patch1}$ ,  $W_{patch2}$ , толщины первой и второй диэлектрических подложек  $h1$  и  $h2$  и их диэлектрические проницаемости  $\epsilon_1$ ,  $\epsilon_2$ . Компьютерная модель антенны представлена на «рисунок 6».

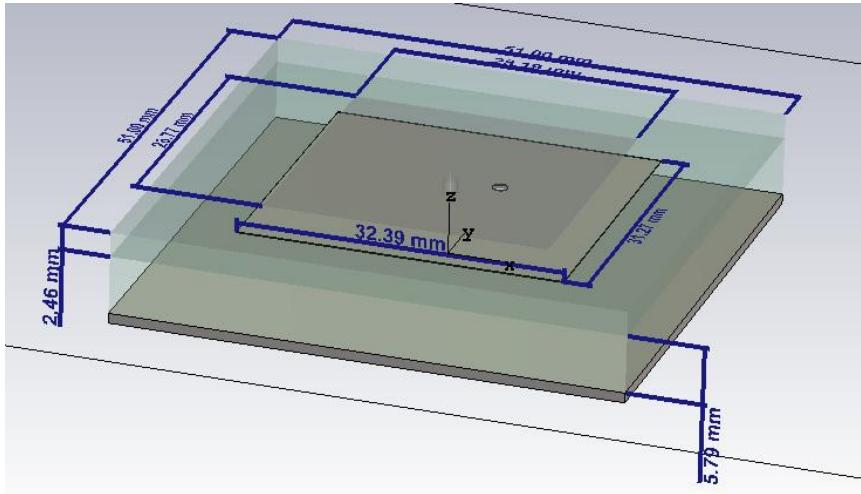


Рис.6. Структура двухслойной антенны

Для уменьшения размера ПА используется керамический материал с высокой добротностью и диэлектрической проницаемостью  $\epsilon_1=\epsilon_2 = 9.8$  (керамика Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>) с толщиной  $h1 = 5$  мм, и  $h2 = 2.5$ мм. Возбуждение верхней пластины выполняется перемычкой – штырем; этот штырь проходит через отверстие в нижней пластине диаметром 1.6 мм, не касаясь её.

На первом этапе моделирования выбираем стороны верхней и средней пластин одинаковыми:  $L_{patch1}= W_{patch1}= 31.4$  мм, и  $L_{patch2} = W_{patch2} = 28$ мм. В процессе синтеза и оптимизации геометрии структуры антенны важно выявить, какие размеры влияют на определенные параметры и характеристики устройства. Будем изменять размеры средней патч-антенны, которая имеет большие размеры, чем верхняя антенна и изменяет частотную характеристику в диапазоне частот L2. По результатам моделирования, а также эксперимента, оказалось, что самый лучший вариант будет при расположении центра отверстия со смещением относительно центра  $(x,y) = (3.4\text{мм}, 3.4\text{мм})$  и последовательной ёмкости 2.0 пФ. В этом случае было получено раздвоение АЧХ в районе диапазона L2 шириной 22 МГц, меняя размеры антенны и расположение точки питания с добавлением дискретного последовательного элемента - ёмкости. Однако отметим, что полоса пропускания антенны в диапазоне L2, покрывает только систему ГЛОНАСС. Увеличение полосы рабочих частот антенны в диапазоне L2 для включения системы GPS выполняется с помощью оптимизации после корректировки габаритов верхней антенны, обеспечивающей наилучшую АЧХ в диапазоне L1. Численный расчет показал, что при изменении размеров верхней антенны  $L_{patch2}$  и  $W_{patch2}$  частотная характеристика приобретает раздвоение. При этом наилучший вариант достигается при  $L_{patch2} = 28.78$  мм и  $W_{patch2} = 28.33$ мм, координатах порта  $(x,y) = (3\text{мм}, 3.3\text{мм})$  и последовательной ёмкости 2.0 пФ, как показано на «рисунок 8».

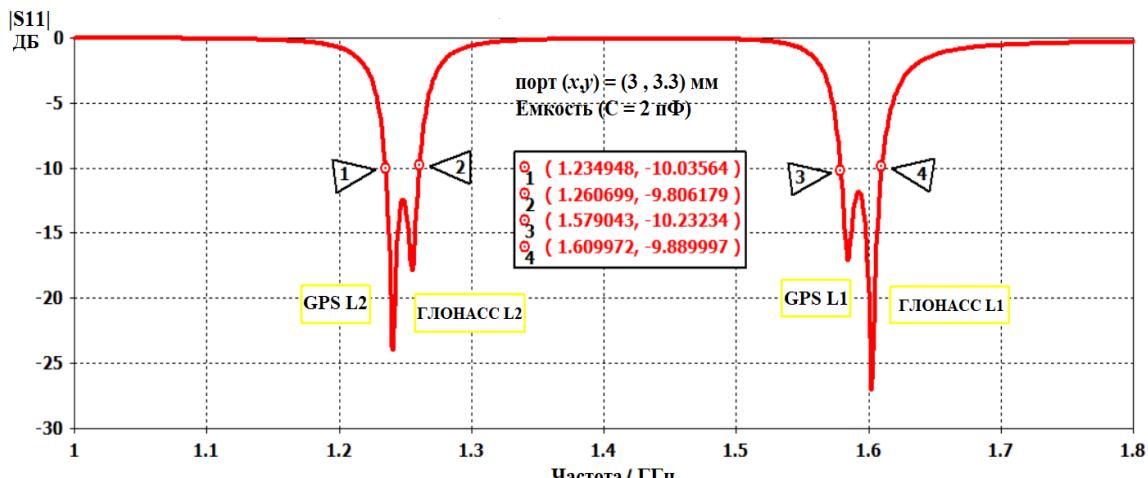


Рис. 8. Частотная характеристика  $|S_{11}|$  антенны-фильтр

На «рисунок 8» видно, что антенна работает в двух диапазонах частот, первая полоса с шириной :  $\Delta fL2 = 26$  МГц от [1.235 до 1.26] МГц, а вторая полоса с шириной :  $\Delta fL1 = 31$  МГц от [1.578 до 1.609] ГГц. Это означает, что антенна может принимать сигналы системы ГЛОНАСС в диапазонах L1 и L2. Чтобы антенна могла работать и в системе GPS, нужно увеличить ширину полосы антенны. Расчет показывает, что установив параметры  $L_{patch1} = 32.4$  мм,  $W_{patch1} = 31.3$  мм,  $L_{patch2} = 28.2$  мм,  $W_{patch2} = 28.8$  мм,  $h1 = 5.8$  мм,  $h2 = 2.5$  мм, координаты порта ( $X, Y$ ) = (3.2, 3.6) мм и последовательную емкость в 2.1 пФ, ширина полосы пропускания для обоих диапазонов (L1, L2), увеличивается, и становится  $\Delta fL2 = 40$  МГц, и  $\Delta fL1 = 44.5$  МГц. Это означает, что антенна работает в навигационной системе GPS и ГЛОНАСС в диапазонах L1 и L2.

На «рисунок» показана частотная зависимость КСВ антенны, которая рассчитана в CST. Из графика видно, что КСВ с уровнем меньше 2 наблюдается на частотах GPS в диапазонах L1 и L2 (1227 и 1575,42 МГц), а также на частотах системы ГЛОНАСС в диапазонах L1 и L2 (1247 и 1602 МГц).

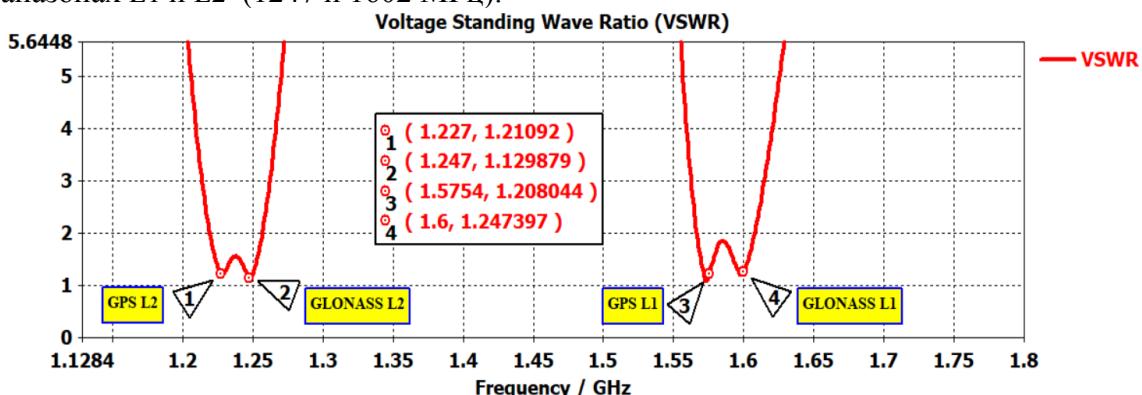


Рис. 9. Частотная зависимость КСВ антенны в диапазонах L1 и L2 систем ГЛОНАСС и GPS

#### 4. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЯ ХАРАКТЕРИСТИК ПАЧ-АНТЕННЫ НА КОРПУСЕ БПЛА

Принципиальным отличием антенн, работающих на корпусе БПЛА среднего и малого размера становится то, что земляная плата патч-антенн имеет небольшие размеры, часто искривленной формы. Программа CST SUITE позволяет решить задачу

моделирования антенных систем, находящихся на сложных корпусах и состоящих из нескольких антенных систем.

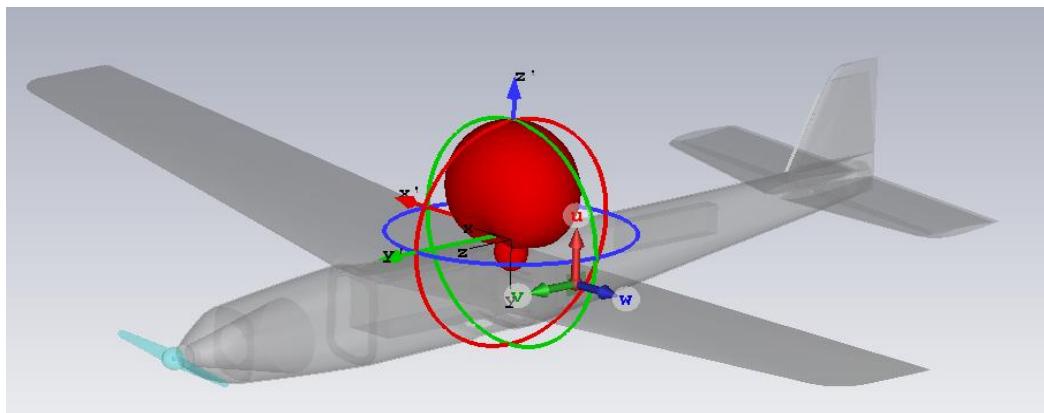


Рис. 10. Планарная двухслойная антенна, установленная на корпусе БПЛА в виде модели источника дальнего поля

Метод решения, при размахе крыльев БПЛА до 3-х метров, может быть выбран как базовым методом конечных разностей во временной области, метод конечных элементов, а также метод интегральных уравнений. Для расчета крупногабаритных объектов перспективным можно считать асимптотический метод физической оптики, который рассчитывает распространением. Задача, которая была решена в рамках анализа характеристик планарной антенны с круговой поляризацией на корпусе сложной формы, показал, что ограничение полосы пропускания системы определяется в первую очередь степенью круговой поляризации (величиной такой характеристики, как осевой отношение).

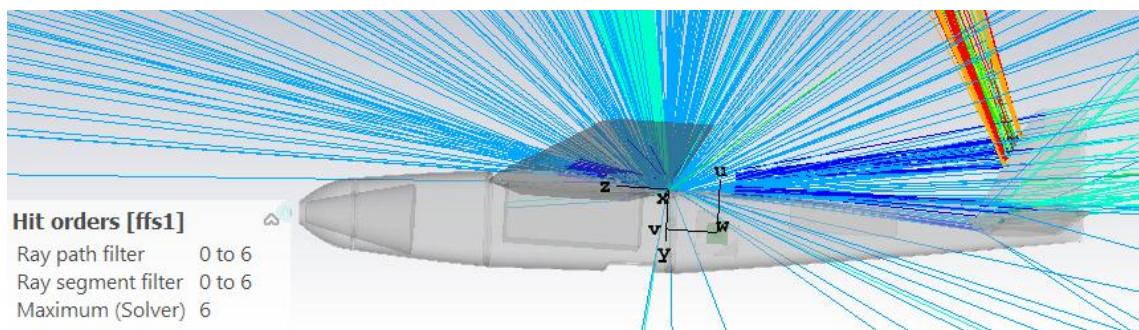


Рис.11. Распространение лучей в среде БПЛА от навигационной антенны, стоящий на верхней плоскости самолета

Запущенные геометрические лучи, возбужденные антенной, представляют собой расходящиеся объемно-лучевые трубы, которые "окрашивают" токи на поверхности платформы в соответствии с граничными условиями. Эти токи в свою очередь излучают поля в дальнюю зону, а также формируют ближнее поле в точках наблюдения, или воздействуют на antennу  $R_x$  для создания вклада поля рассеяния. Далее из точек, в которых лучи падают на поверхности, формируется набор отраженных лучей «рисунок 11».

Полученные результаты зависимости осевого отношения патч-антенны показываются на «рисунок 12».

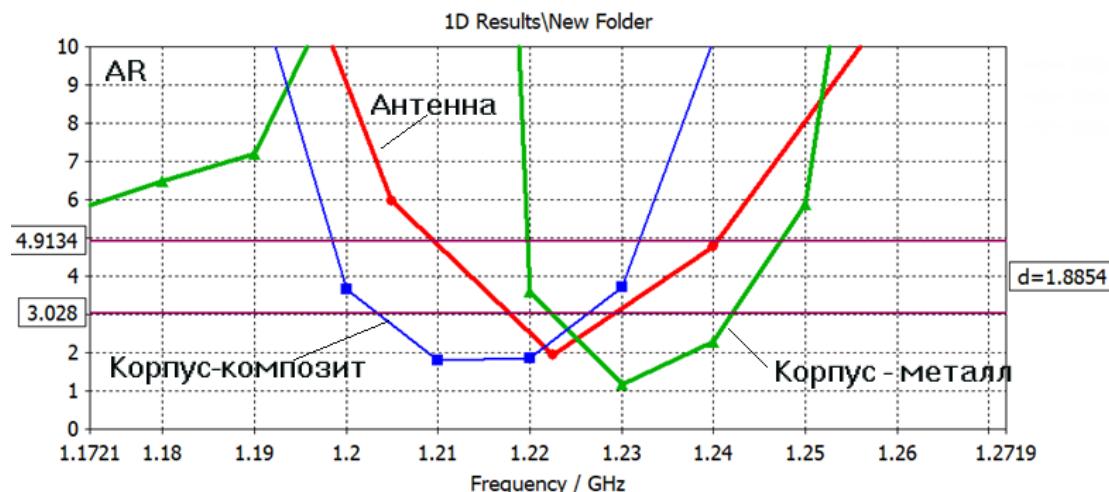


Рис. 12. Рассчитанные асимптотическим методом характеристики осевого отношения AR в диапазоне частот и в зависимости от состояния покрытия корпуса БПЛА

Частотные характеристики зависимости осевого отношения AR, полученные на «рисунок 12», согласуются с тем фактом, что в системах с круговой поляризацией рабочий диапазон частот ограничивается частотной зависимостью AR [4,6]. Экспериментальные исследования антеннены были проведены в учебной безэховой камере в реальных условиях, и показывали качественную близость с рассчитанной характеристикой коэффициента отражения «рисунок 9». Стремление к повышению точности моделирования стимулирует поиск одновременно более строгих и в тоже время достаточно простых методов, позволяющих рассчитывать эквивалентные схемы, содержащие реактивные элементы. Здесь уместно вспомнить метод Олинера, который длительное время был едва ли не единственным приемлемым средством для компьютерного анализа полосковых структур. К числу подобных объектов следует также отнести многослойные антеннены, установленные на корпусе БПЛА, обеспечивающие передачу/прием электромагнитных волн.

## 5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе описана методика проектирования двухдиапазонной антенны для приёма сигналов ГЛОНАСС и GPS. Антеннена этажерочного типа создана в виде многослойной конструкции ПА, где верхний слой отвечает за приём сигналов на более высоких частотах, а нижний - на более низких. Основная сложность заключалась в правильном подборе размеров антенн и точки питания, обеспечивающих требуемую частотную характеристику. При этом, верхняя антеннена возбуждается стандартно штырём, а для возбуждения нижней антеннены применяется электромагнитная связь в щели, которая описывается эквивалентной схемой. Показано, как асимптотические методы расчета характеристик дальнего поля используются для расчета антенных систем, установленных на корпусе БПЛА.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Панченко Б.А., Нефедов Е.И. Микрополосковые антennы. М.: Радио и связь, 1986. 145 с..
2. Wong K.L. Compact and Broadband Microstrip Antennas // NY. John Wiley&Sons. 2002.
3. Zhou Y., Chen C.C., Volakis J.L. Dual band proximity-feed patch antenna for tree-band GPS applications // IEEE Transactions on AP, 2007, vol. 55, No. 1. P. 220-223.

4. Бойко С.Н., Косякин С. В., Кухаренко А. С., Яскин Ю. С. Миниатюризация антенных модулей навигационной аппаратуры спутниковых навигационных систем // Антенны, 2013, № 12. С. 38-44.
5. Банков С.Е., Давыдов А.Г., Курушин А.А.. // Антенна-фильтр // Журнал радиоэлектроники. 2010. №4.<http://jre.cplire.ru/iso/apr10/1/text.pdf>.
6. Авдонин В. Ю., Бойко С.Н., Исаев А.В. Двухдиапазонная активная микрополосковая антенна круговой поляризации // Антенны, 2012, № 8. С. 38-45.
7. Li J., Shi H., Li H., Zhang A. Quad-band probe- feed stacked annular patch antenna for GNSS application // IEEE Antennas and Wireless Propagation, 2014, vol. 13. P. 372-375.
8. Balanis, C. A. "Antenna Theory (third edition)." New York: John Wiley & Sons, 2005..
9. James, J. R., and P. S. Hall, Handbook of Microstrip Antennas, Vol. 1, London: Peter Peregrinus Ltd., 1989.
10. Lee, H. F., and W. Chen, Advances in Microstrip and Printed Antennas, New York: John Wiley & Sons, 1997

#### **REFERENCES**

1. Panchenko B.A., Nefedov E.I. Microstrip Antennas. Moscow: Radio and communication, 1986. 145 pp.
2. Wong K.L. Compact and broadband Microstrip Antennas // NY. John Wiley & Sons. 2002.
3. Zhou Y., Chen C.C., Volakis J.L. Dual band proximity-feed patch antenna for tree-band GPS applications // IEEE Transactions on AP, 2007, vol. 55, No. 1. P. 220-223.
4. Boyko S.N., Kosyakin S.V., Kukharenko A.S., Yaskin Yu.S. Miniaturization of antenna modules for navigation equipment of satellite navigation systems // Antennas, 2013, No. 12. P. 38-44.
5. Bankov S.E., Davydov A.G., KurushinA.A.. // Antenna - Filter // Journal of Radioelectronics. 2010.No.4.<http://jre.cplire.ru/iso/apr10/1/text.pdf>.
6. Авдонин В. Ю., Бойко С.Н., Исаев А.В. Двухдиапазонная активная микрополосковая антенна круговой поляризации // Антенны, 2012, № 8. С. 38-45.
7. Li J., Shi H., Li H., Zhang A. Quad-band probe- feed stacked annular patch antenna for GNSS application // IEEE Antennas and Wireless Propagation, 2014, vol. 13. P. 372-375 .
8. Balanis, C. A. "Antenna Theory (third edition)." New York: John Wiley & Sons, 2005..
9. James, J. R., and P. S. Hall, Handbook of Microstrip Antennas, Vol. 1, London: Peter Peregrinus Ltd., 1989. .
10. Lee, H. F., and W. Chen, Advances in Microstrip and Printed Antennas, New York: John Wiley & Sons, 1997

# РАСШИРЕНИЕ МЕТОДИКИ ИЗМЕРЕНИЯ АМПЛИТУДНО-ЧАСТОТНОЙ ХАРАКТЕРИСТИКИ МНОГОЛУЧЕВОЙ ИОНОСФЕРНОЙ КОРОТКОВОЛНОВОЙ РАДИОЛИНИИ

А. Е. Недопекин<sup>1</sup>, А. О. Щирый<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Марийский государственный университет (МарГУ), Йошкар-Ола, Россия

<sup>2</sup> Институт земного магнетизма, ионосфера и распространения радиоволн РАН (ИЗМИРАН) им. Н.В. Пушкова, Москва, Россия

**Аннотация.** В докладе показана возможность повышения информативности измерения амплитудно-частотной характеристики коротковолновой радиолинии за счет измерения доплеровского смещения частоты каждой моды. Предложена методика такого измерения на основе модифицированного метода наклонного зондирования ионосферы линейно-частотно модулированным сигналом. Методика заключается в следующем: проводится первый (предварительный, «пристрелочный») сеанс наклонного зондирования с высокой скоростью перестройки частоты (1000-5000 кГц/с) с целью получения информации о задержках и амплитудах в широком частотном диапазоне; далее полученная ионограмма в пункте приема автоматически обрабатывается с целью определения зон интереса, определяются параметры зондирования для последующих ионограмм со скоростью перестройки частоты 100-500 кГц/с – величина шага между начальными частотами линейно-частотно модулированных импульсов; выставляются параметры сеанса приема; далее схема зондирования для последующих ионограмм передается с приемного пункта на передающий пункт при помощи сети Интернет или по радиоканалу; проводятся последующие сеансы зондирования большой длительности; вычисляется доплеровское смещение на частотах по схеме по последующим ионограммам, и амплитудно-частотная характеристика радиолинии по ионограммам из всех сеансов зондирования.

**Ключевые слова:** Ионосфера, многолучевое распространение коротких радиоволн, доплеровское смещение частоты, амплитудно-частотная характеристика радиолинии.

## EXPANSION OF THE METHODOLOGY FOR MEASURING THE AMPLITUDE-FREQUENCY CHARACTERISTICS OF A MULTIPATH IONOSPHERIC HF RADIO CHANNELS

A. E. Nedopekin<sup>1</sup>, A. O. Schiriy<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Mari State University (MarSU), Yoshkar-Ola, Russia

<sup>2</sup> Pushkov Institute of Terrestrial Magnetism, Ionosphere and Radio Wave Propagation of the Russian Academy of Sciences (IZMIRAN), Moscow, Russia

**Abstract.** The report shows the possibility of increasing the information content of measuring the amplitude-frequency response of a short-wave radio line by measuring the Doppler frequency shift of each mode. A method of such measurement is proposed based on a modified method of oblique sounding of the ionosphere with a linear frequency modulated signal. The technique is as follows: the first preliminary session of oblique sensing is conducted with a high frequency tuning rate (1000-5000 kHz/s) in order to obtain information about delays and amplitudes in a wide frequency range; next, the received ionogram at the receiving point is automatically processed in order to determine the zones of interest, the sensing parameters for subsequent ionograms are determined at a frequency tuning rate of 100-500 kHz / s – the step value between the initial frequencies of linearly frequency modulated

pulses; the parameters of the reception session are set; then the sensing scheme for subsequent ionograms is transmitted from the receiving point to the transmitting point using on the Internet or by radio channel; subsequent long-term probing sessions are conducted; The Doppler shift at frequencies is calculated according to the scheme for subsequent ionograms, and the amplitude-frequency response of the radio line according to ionograms from all sensing sessions.

**Keywords:** Ionosphere, multipath propagation of short radio waves, Doppler frequency shift, amplitude-frequency response of a radio line.

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Надежность и качество голосовых и дискретных систем КВ радиосвязи в первую очередь зависит от условий распространении сигналов в ионосферной радиолинии и помеховой обстановки. К наиболее важным особенностям ионосферной радиолинии, которые накладывают ограничения на использование высокоскоростных и широкополосных систем КВ радиосвязи, относятся следующие ее основные свойства: многолучевость, обусловленная слоистой структурой ионосферы и магнитоионным расщеплением распространяющихся волн; частотные и временные вариации, обусловленные зависимостью показателя преломления ионосферы от частоты и времени. Влияние этих основных свойств ионосферной радиолинии на сигналы систем КВ радиосвязи зависит от длины и географического расположения радиотрассы, диаграммы направленности передающей и приемной антенн, отношения центральной частоты излучаемого сигнала к максимальной применимой частоте (МПЧ), которая, в свою очередь, зависит от времени суток, времени года, солнечной активности и протяженности радиотрассы. Параметры каждого приходящего луча испытывают быстрые флюктуации из-за движения неоднородностей, а также медленные флюктуации из-за изменения освещенности ионосферы. Наряду с этим вследствие движения слоев наблюдается доплеровский сдвиг частоты и вследствие движения неоднородностей – доплеровское уширение спектра сигнала. Дифференциальный доплеровский сдвиг между лучами на данной рабочей частоте приводит к интенсивным замираниям и значительным частотно-селективным помехам, особенно в высокоскоростных (широкополосных) системах связи. Даже относительно малые величины частотно-селективных и быстрых временных замираний распространения, приводят к неустранием (даже за счет повышения мощности сигнала) ошибкам.

Измерения вариаций частоты пробного сигнала составляют основу доплеровского метода радиозондирования. Этот метод широко используется для исследования ионосферных динамических процессов как естественного (фоновые перемещающиеся ионосферные возмущения, последствия землетрясений, солнечных затмений и др.), так и искусственного (взрывы, нагрев ионосферы мощным радиоизлучением и др.) происхождения. Однако доплеровские измерения не содержат информацию о модовой структуре ионосферного канала распространения, что затрудняет интерпретацию полученных данных. Поэтому важной является задача разработки метода одновременного определения доплеровского смещения частоты и времени группового запаздывания отдельных мод коротковолнового сигнала.

Многолучевость оказывает негативное влияние на работу систем КВ радиосвязи: принятый сигнал испытывает замирания амплитуды (в частотной и временной областях), вследствие чего ограничивается полоса неискаженной передачи и скорость передачи информации. Для систем загоризонтной радиолокации, работающих в КВ диапазоне, многолучевость распространения КВ радиосигнала, отраженного от цели,

ведет к появлению ложных целей; доплеровское смещение КВ радиосигнала, отраженного от цели, ведет к ошибкам в определении радиальной скорости цели.

Нужно отметить, что в литературе (например, [1-4]) основное внимание уделялось замираниям КВ радиосигнала во временной области. Это обусловлено, в первую очередь, техническими трудностями получения панорамных характеристик радиосигнала в широком диапазоне рабочих частот (единицы-десятки МГц).

Для возникновения заметных изменений в принятом сигнале вследствие флуктуации амплитуды необходимы значительные динамические изменения в среде. С другой стороны, фаза каждой из векторных составляющих поворачивается на  $2\pi$  всякий раз, когда запаздывание  $\tau$  соответствующего луча изменяется на величину  $1/f_p$  ( $f_p$  – частота сигнала), т.е. когда путь, по которому проходит этот луч, изменяется всего лишь на одну длину волны несущего колебания [3]. Это происходит при относительно небольших перемещениях неоднородностей среды. Далее, вследствие случайного характера движения отдельных неоднородностей в типичном радиоканале можно ожидать, что запаздывания отдельных лучей будут меняться с различной скоростью. Из этих соображений можно полагать, что быстрые флуктуации сигнала, вызываемые динамическим характером среды, обусловлены, в первую очередь, случайными изменениями относительных запаздываний лучей или фаз векторов в сумме.

Использование узкополосных каналов (3 кГц) не позволяет разделять по задержке принимаемые парциальные моды, соответствующие разным лучам, и они интерферируют между собой. Интерференция приводит к тому, что амплитудно-частотная характеристика (АЧХ) линии связи становится изрезанной. Ей присущи подъемы, соответствующие полосам конструктивной интерференции, и провалы, обусловленные деструктивной интерференцией. Очевидно, что для устойчивой работы РТС, её радиоканал должен быть вложен в полосу конструктивной интерференции. Таким образом, возникает проблема определения АЧХ линии связи с высоким частотным разрешением.

Использование широкополосных сигналов (в широкополосных каналах) позволяет разделить принимаемые моды и, кроме того, предполагает оптимальную обработку сигнала в приемнике. При этом оптимизация осуществляется по отношению к излучаемому сигналу. Однако при распространении в ионосферном радиоканале, амплитуды и фазы спектральных составляющих парциальных мод сигнала искажаются, в результате чего оптимальность приема утрачивается. Для компенсации искажений широкополосных радиосигналов также должна быть решена задача определения АЧХ радиолинии.

Для повышения информативности ионосферных исследований в части фазовой составляющей АЧХ необходимо дополнить измерение амплитудно-частотной характеристики ионосферного канала информацией о доплеровском смещении частоты. Доплеровское смещение частоты и динамика его изменения во времени – это важный интегральный показатель динамических процессов, связанных с перемещениями ионосферной плазмы. Возможность измерения доплеровского смещения частоты каждой моды при помощи ЛЧМ сигнала описаны в работах [5] – для случая периодического ЛЧМ сигнала и [6] – для случая фазовых измерений с использованием помимо ЛЧМ дополнительной балансной амплитудной модуляции. Последний из них очень требователен к отношению сигнал-шум и требует значительной мощности даже для случая ЛЧМ-зондирования.

Цель работы – разработка методики построения АЧХ ионосферного радиоканала с возможностью измерения доплеровского смещения частоты каждой моды распространения КВ радиосигнала.

## 2. МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЯ АЧХ МНОГОЛУЧЕВОЙ КВ РАДИОЛИНИИ ПО ИОНОГРАММЕ НАКЛОННОГО ЗОНДИРОВАНИЯ

На основе математических моделей распространения КВ в приближении геометрической оптики получена модель АЧХ многолучевой КВ радиолинии [7-10]. Передаточная функция многолучевой КВ радиолинии равна сумме  $m$  передаточных функций отдельных мод, при этом параметрами модели для каждой моды являются зависимости времени группового запаздывания  $\tau_j(f)$  и амплитуды  $|H_j(f)|$  для каждой  $j$ -ой моды, а также начальные фазы мод  $\varphi_{0j}(f, t_0)$ ; указанные параметры заданы для канала с величиной частотной полосы  $\Delta f$ . В результате аналитическое выражение для оценки АЧХ КВ радиолинии имеет следующий вид:

$$|H(f_p, t)| = \left| \sum_{j=1}^m |H_j(f_p)| \exp \left[ -i \left( \varphi_{0j}(f_p, t_0) + 2\pi \cdot \int_{f_p}^{f_p + \Delta f} \tau_j(f) df + 2\pi \cdot F_{di} \cdot \Delta t \right) \right] \right| \quad (1)$$

Также в выражении фазы учитывается вклад доплеровского смещения частоты  $F_{di}$ . Оно влияет не на форму АЧХ, а на ее дрейф по оси частот во времени  $t$ .

Вычислительный эксперимент по моделированию АЧХ многолучевой КВ радиолинии показал, что для двухлучевых радиоканалов ширина полос конструктивной интерференции обратно пропорциональна разности времени группового запаздывания двух лучей; найдены соотношения для полос конструктивной и деструктивной интерференции, а также их зависимости от межмодовых задержек и соотношений амплитуд [9].

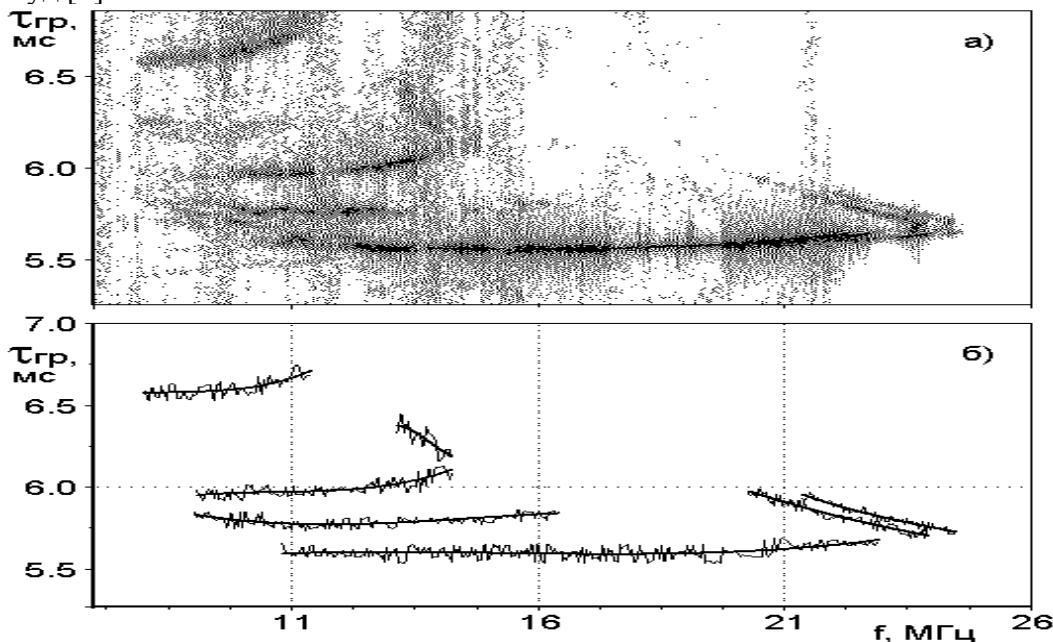


Рис. 1. Ионограмма (а) и выделенные на ней треки мод (б).

Предложена методика вычисления по ионограмме параметров модели АЧХ КВ радиолинии. На ионограмме наклонного ЛЧМ-зондирования радиолинии выделяются области, ограничивающие моды сигнала. Затем в выделенных областях в каждом спектре находятся точки максимума амплитуды. Далее производится их аппроксимация полиномом  $n$ -ой степени. Таким образом находится время группового запаздывания как функция частоты (рисунки 1 и 2а). Амплитуда моды находится по ионограмме (функция частоты и времени группового запаздывания), затем для удаления одиночных выбросов (вызванных, скорее всего, ошибкой выделения моды) подвергается медианной фильтрации (рисунок 2б, жирн. линия – после медианной фильтрации).

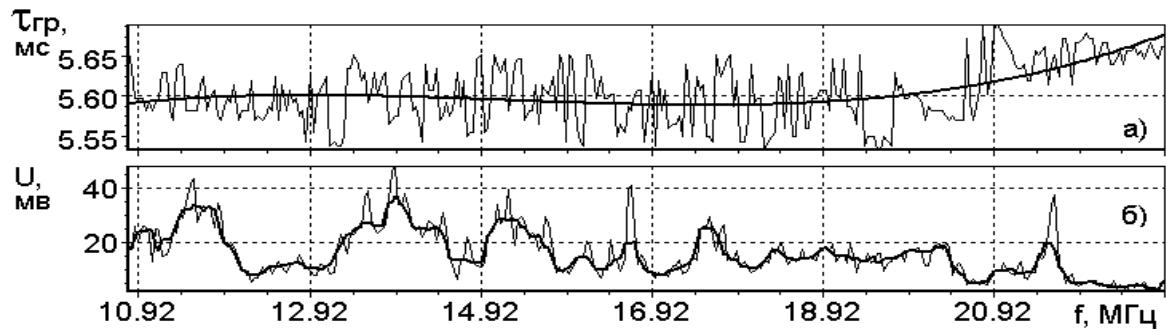


Рис. 2. Время группового запаздывания (а) и амплитуда (б) одной моды.

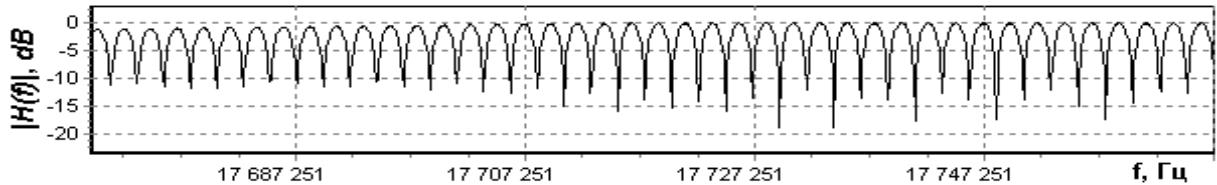


Рис. 3. Фрагмент АЧХ радиолинии с разрешением 100 Гц, двухмодовый участок.

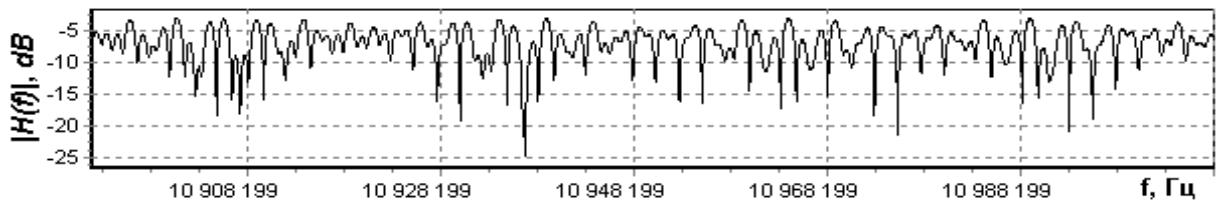


Рис. 4. Фрагмент АЧХ радиолинии с разрешением 50 Гц, четырехмодовый участок.

На рисунках 3 и 4 показаны фрагменты АЧХ радиолинии, причем рисунок 3 соответствует двухмодовому участку ионограммы, а рисунок 4 – четырехмодовому. Такой вид АЧХ соответствует современным теоретическим представлениям [11].

### 3. МЕТОДИКА СОВМЕСТНОГО ИЗМЕРЕНИЯ ДОПЛЕРОВСКОГО СМЕЩЕНИЯ ЧАСТОТЫ И АЧХ МНОГОЛУЧЕВОЙ КВ РАДИОЛИНИИ

В качестве базовой методики для измерения доплеровского смещения частоты выбрана методика, описанная в [5]. Передатчик излучает сигнал вида

$$a_k = a_0 \exp\left(2j\left((f_p - \Delta f_\vartheta/2) \cdot t + \dot{f} \cdot t^2/2\right)\right), \quad k = 1 \dots N, \quad t \in [(k-1)T_\vartheta, kT_\vartheta], \quad (2)$$

где  $N$  – число элементов сигнала с рабочей частотой  $f_p$ ,  $\dot{f}$  – скорость перестройки частоты в элементе,  $T_\vartheta$  – длительность одного элемента,  $\Delta f_\vartheta$  – полоса частот элемента сигнала. Сигнал после прохождения ионосферы подвергается сжатию в частотной области за счет умножения на когерентный излученному сигналу сигнал гетеродина и фильтрации фильтром низких частот. Вся дальнейшая обработка осуществляется с разностным сигналом.

Разрешающая способность по доплеровскому смещению частоты  $F_d$  будет составлять  $\delta F_d = 1/(NT_\vartheta)$ . Передаточная функция канала имеет вид

$$H(f, t) = \sum_{i=1}^n |H_i(f, t)| \exp(j\varphi_i(f, t)) \quad (3)$$

где  $n$  – число мод распространения,  $|H_i(f, t)|$  – амплитуда  $i$ -ой моды,  $\varphi_i(f, t)$  – фаза передаточной функции, допускающая разложение в ряд Фурье для небольших масштабов времени  $T_\vartheta$ , гарантирующих  $\Delta f_\vartheta$  меньшую, чем полоса когерентности

канала (набег нелинейной составляющей фазы в силу частотной дисперсии в диапазоне равен 1 радиан). Первые производные по частоте и времени для  $\varphi_i(f, t)$  каждой моды – это соответственно время группового запаздывания  $\tau$  и доплеровское смещение частоты  $F_{\Delta}$ , взятое с обратным знаком. Таким образом, измеряя  $\tau$  и  $F_{\Delta}$  каждой моды по данным зондирования, можно восстанавливать в линейном приближении фазу передаточной функции канала.

В принципе, методика с использованием периодического ЛЧМ сигнала позволяет одновременно с доплеровским смещением измерять и время группового запаздывания  $\tau$  с разрешающей способностью  $\delta\tau_i = 1/(fT_3)$ . Но существует сложность, связанная с длительностью зондирования на одной частоте для измерения доплеровского смещения. Для обеспечения разрешающей способности в 0,1 Гц, оно должно составлять 10 с. При буквальном использовании методики для охвата диапазона в 10 МГц с шагом 100 кГц понадобится 1000 с, в этом случае будет невозможно обеспечить оперативность измерений. Поэтому предлагается вся процедуру разбить на два сеанса зондирования.

Время группового запаздывания необходимо измерять по первому, обычному сеансу зондирования длительностью в пределах 30 с. с непрерывным сигналом на большой скорости  $f$ , по полученной ионограмме автоматически определять зоны интереса для доплеровским измерений в зависимости от выбранного вида зоны интереса. Для этого предполагается использовать автоматическое выделение сигнала, например, по методикам из [12-15].

Расчет количества частот для измерения доплеровского смещения предполагается осуществлять исходя из необходимости уложиться в предельную длительность  $T_{pp}$ , которая должна быть как можно меньше. После определения зоны интереса и определения необходимого числа частот и их значений для доплеровского зондирования все необходимые данные отправляются из приемного пункта к пункту передачи и осуществляется второй сеанс. Время интервала между сеансами  $T_u$ . На основе анализа изменения времени группового запаздывания типичных среднеширотных ионограмм мы предполагаем, что  $T_{pp}$  и  $T_u$  должны составлять в сумме не более 1,5 мин, что должно гарантировать отличие времени группового запаздывания между двумя сеансами в пределах 0,1 мс.

Рассмотрим обработку сигнала доплеровского зондирования. Периодичность излучения в течении времени  $T = NT_3$  означает, что сигнал будет иметь линейчатый спектр мощности, в котором отсчеты, соответствующие полезному сигналу, должны находятся на частотах, кратных  $\Delta f_3$  при отсутствии доплеровского смещения. Весь частотный спектр можно разбить на ячейки разрешения, ширина первой составит  $1/(2T_3)$ , остальных  $1/T_3$ . Для измерения доплеровского смещения предлагается использовать следующую методику. Для данной частоты зондирования  $f_p$  получить усредненный спектр мощности по  $N$  элементам анализа, который не будет линейчатым. В нем определить номер ячейки разрешения  $m_i$  для каждой моды. В «длинном» спектре, полученном за все время  $NT_3$ , определить частоту максимального отсчета  $Fm_i$  в ячейке  $m_i$  и определить доплеровское смещение  $F_{\Delta i}$  по формуле

$$F_{\Delta i} = m_i/T_3 - F_{mi}. \quad (4)$$

В качестве дополнительной возможности методики можно сравнивать время группового запаздывания, полученное по первому сеансу и время группового запаздывания из «длинного» спектра второго сеанса на частотах, соответствующих  $f_p$ .

Это позволит следить за задержкой как функции от времени на масштабах 1-1,5 мин, оценивая не только скорости движения плазмы, но и, возможно, ее направление по вертикали. Так же это позволит проводить коррекцию  $\tau$  каждой моды на момент второго сеанса.

В итоге, сформулируем алгоритм совместного измерения доплеровского смещения частоты и АЧХ многолучевой КВ радиолинии, он состоит из следующей последовательности действий.

1. Проведение первого (предварительного) сеанса зондирования с целью получения информации о задержках и амплитудах (высокая скорость 1000-5000 кГц/с для обеспечения длительности сеанса 6-27 с).
2. Автоматическая обработка полученной ионограммы в пункте приема – определение по предварительной ионограмме зон интереса: 0.8-0.95 МНЧ, участки одномодового распространения, участки с максимальным числом мод, и др.
3. Определение схемы (параметров) зондирования в пункте приема для второй и последующих доплеровских ионограмм: определение шага между начальными частотами ЛЧМ импульсов для обеспечения длительности всего второго сеанса зондирования – не более  $T_{\text{пр}}$  секунд.
4. Выставление параметров сеанса приема (время между окончанием первого сеанса и началом второго 10-15 с).
5. Передача схемы зондирования для второй ионограммы (и последующих) с приемного пункта на передающий пункт при помощи сети Интернет или по радиоканалу.
6. Проведение второго сеанса зондирования длительностью  $T_{\text{пр}}$  и получение «доплеровской ионограммы» (и последующих «доплеровских ионограмм»).
7. Определение доплеровского смещения (методом описанным в параграфе 2 настоящей работы) на частотах по схеме по второй (и последующих) ионограммах из п.6.
8. Построение АЧХ радиолинии (методом описанным в параграфе 1 настоящей работы) по ионограммам из всех сеансов зондирования (включая предварительный).

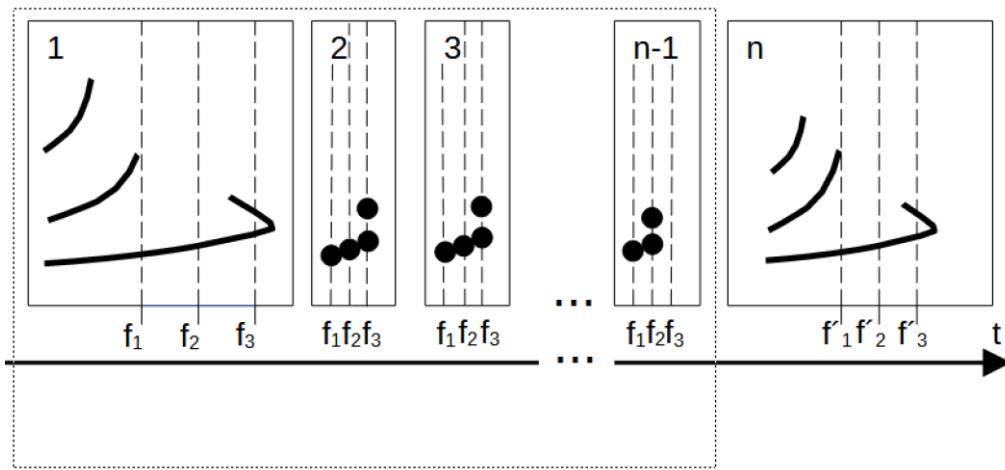


Рис.5. Схема следования ионограмм во времени.

Схема возможной последовательности ионограмм представлена рисунке 5. Ионограмма, обозначенная на рисунке номером 1, является «предварительной» или «пристрелочной» для доплеровских измерений. По ней определяются частоты доплеровских зондирований, в данном случае это  $f_1, f_2, f_3$ . Следующие, «доплеровские», ионограммы с номерами 2, 3,  $n-1$  получают измерения на этих частотах – на рисунке измерения обозначены кружками. Количество «доплеровских»

зондирований до следующей «пристрелочной» ионограммы задается или ее необходимость автоматически определяется в пункте приема в связи со значительным изменением количества измерений в ионограммах. По новой «пристрелочной» ионограмме с номером  $n$  определяет новые частоты  $f'_1, f'_2, f'_3$ , которые могут отличаться от прежних  $f_1, f_2, f_3$ . После чего снова повторяется серия «доплеровских зондирований». Таким образом можно накапливать статистику доплеровских сдвигов, соответствующих разным частотам, но одним и тем же зонам интереса, то есть гомологичным участкам разных «пристрелочных» ионограмм, наблюдая динамику ионосферных процессов.

Возможна серия из сеансов "быстрых" зондирований на скорости 1000-5000 кГц/с, чередуемых с зондированиями "доплеровскими" с целью попытки сопоставления изменения задержек лучей распространения на интересующих частотах и доплеровского смещения на этих частотах для оценки направления движения ионосферных неоднородностей (вверх-вниз, к наблюдателю - от наблюдателя в плоскости) и их скорости.

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе показана возможность повышения информативности измерения АЧХ коротковолновой радиолинии за счет измерения доплеровского смещения частоты каждой моды, представлен детальный алгоритм такого измерения. Для осуществления алгоритма требуется обеспечить оперативную связь между пунктами приема и передачи и разработать программное обеспечение для работы на приемопередающих пунктах. Использование предложенной методики обеспечит более полное восстановление передаточной функции коротковолнового радиоканала, а регулярное использование будет способствовать накоплению статистики данных наклонного ЛЧМ-зондирования с доплеровскими смещениями в интересах радиофизических исследований и обеспечения коротковолновой связи (определение АЧХ с доплеровским смещением на одномодовых участках).

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Кеннеди Р. Каналы связи с замираниями и рассеянием. М.: Советское радио, 1973. – 304 с.
2. Поляков П. Ф. Прием сигналов в многолучевых каналах. М.: Радио и связь, 1986. – 248 с.
3. Стайн С., Джонс Дж. Принципы современной теории связи и их применение к передаче дискретных сообщений. М.: Связь, 1971. – 376 с.
4. Giuseppe Fabrizio. High Frequency Over-the-Horizon Radar: Fundamental Principles, Signal Processing, and Practical Applications. McGraw-Hill Education, 2013.
5. Батухтин В.И., Иванов В.А., Колчев А.А., Розанов С.В. Измерение доплеровского смещения частоты отдельных лучей с помощью ЛЧМ-ионозонда // Известия высших учебных заведений. Радиофизика. 2000. Т. 43. № 12. – С.1044-1054.
6. Колчев А.А., Недопёкин А.Е., Шумаев В.В. Погрешности измерения доплеровского смещения частоты с помощью амплитудно-модулированного ЛЧМ сигнала // Научно-технические ведомости Санкт-Петербургского государственного политехнического университета. Информатика. Телекоммуникации. Управление. 2010. № 4 (103). – С. 42-47.
7. A.O. Shiriy. HF channel transmit function module measurement // Proceedings of the 5th International Conference on Actual Problems of Electron Devices Engineering, APEDE 2002. 5. 2002. – pp.365-369.

8. Щирый А.О. Разработка и моделирование алгоритмов автоматического измерения характеристик ионосферных коротковолновых радиолиний: Автореф. дис. ... канд. техн. наук; Санкт-Петербургский гос. ун-т телекоммуникаций им. проф. М.А. Бонч-Бруевича. СПб., 2007. – 19 с.
9. Колчев А.А., Щирый А.О., Недопекин А.Е. Математические модели и методики измерения АЧХ многолучевых ионосферных коротковолновых радиолиний: монография / Мар. гос. ун-т. Йошкар-Ола, 2013. – 147 с.
10. Щирый А.О. Две методики измерения амплитудно-частотных характеристик многолучевых ионосферных коротковолновых радиолиний по данным наклонного радиозондирования ионосферы // Журнал радиоэлектроники. 2024. №4. <https://doi.org/10.30898/1684-1719.2024.4.1>
11. Терехов Л. С., Шапцев В. А. Повышение точности радиозондирования ионосферы. Новосибирск: Изд. СО РАН, 1997. – 131 с.
12. Щирый А.О. Алгоритмы и программное обеспечение автоматизации процессов измерений и обработки данных оперативной диагностики ионосферы и ионосферных радиолиний // Журнал радиоэлектроники. 2022. №10. <https://doi.org/10.30898/1684-1719.2022.10.4>
13. Щирый А.О., Недопекин А.Е. Автоматическая обработка данных ЛЧМ-зондирования ионосферы для оценки геофизических параметров // Новые информационные технологии в автоматизированных системах. 2014, №17.с.301-306.
14. Недопекин А.Е. Определение диапазонов одномодового распространения КВ // сборник трудов ХХ Международной научно-технической конференции «РАДИОЛОКАЦИЯ, НАВИГАЦИЯ, СВЯЗЬ». 2014. – С. 337-342
15. Колчев А.А., Недопекин А.Е. Использование модели смеси вероятностных распределений при обнаружении сигналов радиофизического зондирования // Известия высших учебных заведений. Радиоэлектроника. 2016. Т. 59. № 8 (650). – С. 44-51.

#### REFERENCES

1. Kennedi R. Kanaly svyazi s zamiraniyami i rasseyaniem. M.: Sovetskoe radio, 1973. – 304 p. (In Russian)
2. Polyakov P.F. Priem signalov v mnogoluchevykh kanalakh. M.: Radio i svyaz', 1986. – 248 p. (In Russian)
3. Stein S., Dzhons Dzh. Printsipy sovremennoi teorii svyazi i ikh primenenie k peredache diskretnykh soobshchenii. M.: Svyaz', 1971. – 376 p. (In Russian)
4. Giuseppe Fabrizio. High Frequency Over-the-Horizon Radar: Fundamental Principles, Signal Processing, and Practical Applications. McGraw-Hill Education, 2013.
5. Batukhtin V.I., Ivanov V.A., Kolchev A.A., Rozanov S.V. Izmerenie doplerovskogo smeshche-niya chastoty otdel'nykh luchei s pomoshch'yu LCHM-ionozonda // Izvestiya vysshikh uchebnykh zavedenii. Radiofizika. 2000. T.43. №12.–Pp.1044-1054. (In Russian)
6. Kolchev A.A., Nedopekin A.E., Shumaev V.V. Pogreshnosti izmereniya doplerovskogo smeshcheniya chastoty s pomoshch'yu amplitudno-modulirovannogo LCHM signala // Nauchno-tehnicheskie vedomosti Sankt-Peterburgskogo gosudarstvennogo politekhnicheskogo uni-versiteta. Informatika. Telekommunikatsii. Upravlenie. 2010. № 4 (103). – pp.42-47. (In Russian)
7. A.O. Shiriy. HF channel transmit function module measurement // Proceedings of the 5th International Conference on Actual Problems of Electron Devices Engineering, APEDE 2002. 5. 2002. – pp.365-369.

8. Shchiryi A.O. Razrabotka i modelirovaniye algoritmov avtomaticheskogo izmereniya kharakteristik ionosfernnykh korotkovolnovykh radiolinii: Avtoreferat. dis. ... kand. tekhn. nauk. SPb., 2007. – 19 p. (In Russian)
9. Kolchev A.A., Schiriy A.O., Nedopekin A.E. Matematicheskie modeli i metodiki izmerenija AChH mnogoluchevyh ionosfernnyh korotkovolnovyh radiolinij: monografija / Marijskij gos. un-t. Joshkar-Ola, 2013. 147 p. (In Russian)
10. Schiriy A.O. Two methods for measuring the amplitude-frequency characteristics of multipath ionospheric short-wave radio channels based on the data of oblique ionospheric radiosonding // Journal of Radio electronics. – 2024. – №. 4. <https://doi.org/10.30898/1684-1719.2024.4.1> (In Russian)
11. Terekhov L.S., Shaptsev V.A. Povyshenie tochnosti radiozondirovaniya ionosfery. Novosibirsk: Izd. SO RAN, 1997. – 131 p. (In Russian)
12. Schiriy A.O. Algorithms and software for automation of measurement and data processing of real-time diagnostics of the ionosphere and ionospheric radio channels. Zhurnal radioelektroniki [Journal of Radio Electronics]. 2022. №10. <https://doi.org/10.30898/1684-1719.2022.10.4> (In Russian)
13. Schiriy A.O., Nedopekin A.E. Avtomaticheskaya obrabotka dannyh LCHM-zondirovaniya ionosfery dlya ocenki geofizicheskikh parametrov // Novye informacionnye tekhnologii v avtomatizirovannyh sistemah. 2014, №17. – pp.301-306. (In Russian)
14. Nedopekin A.E. Opredelenie diapazonov odnomodovogo rasprostraneniya KV // Sbornik trudov XX Mezhdunarodnoi nauchno-tehnicheskoi konferentsii «Radiolokatsiya, navigatsiya, svyaz». 2014. – pp.337-342. (In Russian)
15. Kolchev A.A., Nedopekin A.E. Ispol'zovanie modeli smesi veroyatnostnykh raspredelenii pri obnaruzhenii signalov radiofizicheskogo zondirovaniya // Izvestiya vysshikh uchebnykh zavedenii. Radioelektronika. 2016. T.59. №8 (650). – pp.44-51. (In Russian)

# **РАСЧЕТ ПРОСТРАНСТВЕННО-ВРЕМЕННОЙ ЗАВИСИМОСТИ ИМПУЛЬСНОГО ПОЛЯ В БЛИЖНЕЙ ЗОНЕ ПЛОСКОЙ КРУГЛОЙ АПЕРТУРЫ С УЧЕТОМ ГРАНИЧНОЙ ВОЛНЫ**

A. M. Бобрешов, A. A. Кононов, B. E. Копытин, G. K. Усков

Воронежский государственный университет (ВГУ), Воронеж, Россия

**Аннотация.** В работе аналитически исследуется вопрос о пространственной зависимости вида импульсной характеристики апертуры в форме круга, равномерно освещённой плоской волной, при этом во внимание принимается влияние, оказываемое граничной волной, отражающейся от края диска. Выявлены качественные отличия в протекании процессов в ряде различных областей пространства перед апертурой, конкретный вид которых определяется её геометрией, для которой также установлен критерий классификации на основе ширины полосы, обтекаемой граничными токами. Выполнено сравнение результатов, вычисленных с помощью полученных выражений, а также рассчитанных посредством прямого численного моделирования.

**Ключевые слова:** СШП антенны; анализ ближнего поля; граничная волна; импульсная характеристика; поляризационный множитель.

## **COMPUTATION OF THE SPATIO-TEMPORAL DEPENDENCE OF THE PULSE FIELD IN THE NEAR ZONE OF A FLAT CIRCULAR APERTURE TAKING INTO ACCOUNT THE BOUNDARY WAVE**

A. M. Bobreshov, A. A. Kononov, V. E. Kopytin, G. K. Uskov

Voronezh State University (VSU), Voronezh, Russia

**Abstract.** The paper analytically investigates the problem of spatial dependence of the form of impulse response of an aperture in the shape of a circle uniformly illuminated by a plane wave, taking into account the influence exerted by a boundary wave reflected from the edge of the disk. Qualitative differences in the processes in a number of different regions of space in front of the aperture have been identified, the specific shape of the regions being determined by the aperture geometry, for which a classification criterion based on the width of the band streamlined by boundary currents has also been established. A comparison of the results calculated using the expressions obtained in this work, as well as those calculated by direct numerical simulation, is performed.

**Keywords:** UWB antennas; near field analysis; boundary wave; impulse response; polarization factor.

### **1. ВВЕДЕНИЕ**

Метод аналитического расчёта импульсных характеристик (ИХ) во временной области является важным инструментом в исследовании радиоэлектронных устройств, предназначенных для излучения сверхширокополосных (СШП) сигналов [1, 2]. Ростом требований к современным системам связи и радиолокации обосновывает актуальность разработки подобных теоретических методов анализа, в особенности ввиду их повышенной (по сравнению с технологиями непосредственного приближённого численного моделирования) точности, а также вычислительной эффективности (делающей возможным применение получаемых результатов в задачах итеративной оптимизации).

В настоящей работе рассматривается ближнее поле, создаваемое рефлекторной антенной в приближении апертуры в форме круглого диска, равномерно освещённого плоской волной [3]. Как показали предыдущие исследования [3–5], указанная структура может быть достаточно хорошо описана с помощью модели, в рамках которой диск предполагается идеально проводящим, а ориентация поверхностных токов на нём в приграничных областях отличается от положения, заданного линейной поляризацией электромагнитной волны (именно, при движении вдоль края круга имеет место прецессия направления векторов плотности тока). Далее изложены детали теоретического анализа вышеописанной апертуры с учётом перечисленных предположений; при этом итоговая импульсная характеристика будет иметь вид суммы двух слагаемых, соответствующих влиянию основной волны и граничных токов.

## 2. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ИМПУЛЬСНОЙ ХАРАКТЕРИСТИКИ. ПАРАМЕТРИЗАЦИЯ АПЕРТУРЫ

Исследование плоской круглой апертуры с помощью вычисления её импульсной характеристики, являющейся откликом на сигнал в виде дельта-функции, обсуждалось, например, в работах [6, 7] (см. также общие замечания в [8]). Для большей ясности дальнейших рассмотрений представляется целесообразным напомнить здесь некоторые основные положения (конкретизируя, в частности, систему обозначений и явный вид непосредственной параметризации области апертуры).

Итак, мы будем предполагать, что поле излучения апертуры, представляющей собой поверхность  $S_a$ , может быть вычислено по формуле [7]

$$\dot{E}(\vec{r}, \omega) = \frac{ik}{2\pi} \iint_{S_a} \dot{s}(\omega) g(\vec{r}_a) \alpha(\vec{r}, \vec{r}_a) \frac{e^{-ikR}}{R} dS_a, \quad (1)$$

где  $\vec{r} = (x; y; z)$  — точка наблюдения;

$\omega$  — рабочая циклическая частота колебаний;

$k = \omega/c$  — волновое число ( $c$  — скорость света в вакууме);

$\dot{s}(\omega)$  — комплексный весовой коэффициент, определяемый значением спектра излучаемого сигнала на частоте  $\omega$ ;

$g(\vec{r}_a)$  — функция освещённости (характеризует неравномерность распределения поля по апертуре, не зависящую от частоты);

$\vec{r}_a = (x_a; y_a; z_a)$  — координаты точки интегрирования;

$\alpha(\vec{r}, \vec{r}_a)$  — поляризационный множитель (позволяет учесть специфику эффектов распространения сигнала из  $\vec{r}_a$  в  $\vec{r}$ );

$R = |\vec{r} - \vec{r}_a|$  — расстояние между  $\vec{r}_a$  и точкой наблюдения;

$dS_a$  — элемент площади поверхности апертуры (при интегрировании по  $\vec{r}_a$ ).

Возвращаясь от  $\dot{E}$  (то есть комплексной амплитуды выбранной компоненты вектора электрической напряжённости на рассматриваемой частоте) обратно во временную область, получаем, что искомое поле имеет вид

$$E(\vec{r}, t) = \frac{1}{2\pi c} \iint_{S_a} s' \left( t - \frac{R}{c} \right) \cdot \frac{g(\vec{r}_a) \alpha(\vec{r}, \vec{r}_a)}{R} dS_a = s'(t) * \hat{E}(\vec{r}, t), \quad (2)$$

то есть представляет собой свёртку производной входного сигнала  $s(t)$  с («первообразной» или «переходной») ИХ

$$\hat{E}(\vec{r}, t) = \frac{1}{2\pi c} \iint_{S_a} \delta \left( t - \frac{R}{c} \right) \cdot \frac{g(\vec{r}_a) \alpha(\vec{r}, \vec{r}_a)}{R} dS_a, \quad (3)$$

название которой объясняется тем фактом, что, поскольку ввиду известного свойства свёртки дифференцирование может быть перенесено:

$$E(\vec{r}, t) = s'(t) * \hat{E}(\vec{r}, t) = \frac{\partial}{\partial t} (s(t) * \hat{E}(\vec{r}, t)) = s(t) * \frac{\partial \hat{E}(\vec{r}, t)}{\partial t}, \quad (4)$$

исходный сигнал должен свёртываться с производной от  $\hat{E}$ ). Суть применения соотношения (3) заключается в том, что раскрытие определения дельта-функция позволяет аналитически упростить вычисление двойного интеграла.

Для определённости положим, что апертура находится в плоскости  $xOy$  и имеет вид круга радиуса  $R_a$  с центром в начале координат. С одной стороны, такую структуру можно традиционно параметризовать в полярных координатах:

$$x_a = \rho_a \cos \tilde{\varphi}_a, \quad y_a = \rho_a \sin \tilde{\varphi}_a, \quad \rho_a \in [0; R_a], \quad \tilde{\varphi}_a \in [0; 2\pi], \quad z_a = 0, \quad (5)$$

однако далее удобнее окажется несколько иная форма параметризации:

$$x_a = x + \rho_t \cos \varphi_a, \quad y_a = y + \rho_t \sin \varphi_a, \quad (6)$$

согласно которой «полярный радиус»  $\rho_t$  отсчитывается от проекции  $\vec{\rho} = (x; y)$  точки наблюдения  $\vec{r}$  на плоскость апертуры. Вводя также

$$x = -\rho \cos \phi, \quad y = -\rho \sin \phi, \quad (7)$$

где  $\rho = \sqrt{x^2 + y^2}$  — расстояние от точки  $\vec{\rho}$  до начала координат  $(0; 0; 0)$ ;

$\phi$  — угол, характеризующий направление из точки  $\vec{\rho}$  в начало координат (такой «обратный» отсчёт угла позволит сократить некоторые выкладки), получим

$$R^2 = (x - x_a)^2 + (y - y_a)^2 + (z - z_a)^2 = \rho_t^2 + z^2; \quad (8)$$

$$R^2 = \rho^2 + \rho_a^2 - 2\rho\rho_a \cos(\phi - \tilde{\varphi}_a) + z^2; \quad (9)$$

из сопоставления (8) и (9) видно, что  $R$  имеет более простую связь с  $\rho_t$  (а не с  $\rho_a$ ), что и оправдывает введение этой величины. В качестве иллюстрации на рис. 1 показано примерное взаимное расположение обсуждаемых геометрических структур.

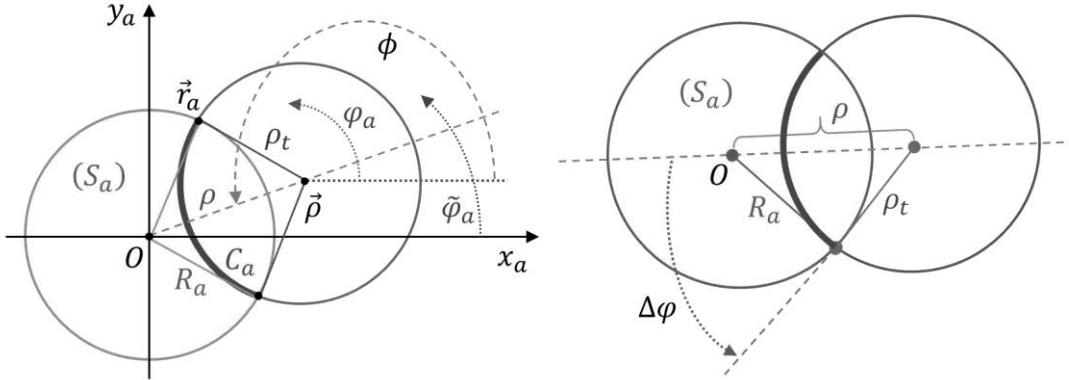


Рис. 1. Определение углов и расстояний при параметризации апертуры

Используя известное для полярных координат (и не зависящее от их смещения, заданного формулой (6)) представление  $dS_a = \rho_t d\rho_t d\varphi_a$ , перепишем (3) в виде

$$\hat{E}(\vec{r}, t) = \frac{1}{2\pi c} \int_0^{2\pi} d\varphi_a \int_0^\infty \delta\left(\frac{1}{c}\sqrt{\rho_t^2 + z^2} - t\right) \cdot \frac{g(\vec{r}_a)\alpha(\vec{r}, \vec{r}_a)}{R} \rho_t d\rho_t; \quad (10)$$

как уже говорилось, дельта-функция позволяет упростить интегрирование: в данном случае можно «снять» внутренний интеграл (по  $\rho_t$ ).

Именно, пусть сфера радиуса  $ct$  с центром в точке наблюдения  $\vec{r}$  (с поверхности которой в эту точку доходит сигнал в момент  $t$ ) пересекает апертуру по некоторой дуге  $C_a$ , характеризующейся диапазоном углов  $\varphi_a \in \Phi(t)$  и значениями полярного радиуса  $\rho_t = \rho_t(\varphi_a, t)$ . Математически это соответствует существованию уравнения  $F(\rho_t)$ , где

$$F(\rho_t) = \frac{1}{c}R - t = \frac{1}{c}\sqrt{\rho_t^2 + z^2} - t, \quad (11)$$

решений  $\rho_{t0}$  при определённых комбинациях значений  $\varphi_a$  и  $t$  (при других значениях вышеупомянутая сфера не пересекает апертуру, а возможно и вообще апертурную плоскость). Значит, по определению дельта-функции нелинейного аргумента,

$$\delta\left(\frac{1}{c}\sqrt{\rho_t^2 + z^2} - t\right) = \delta(F(\rho_t)) = \sum_{F(\rho_{t0})=0} \frac{\delta(\rho_t - \rho_{t0})}{|F'(\rho_{t0})|}; \quad (12)$$

вычисляя

$$\frac{1}{|F'(\rho_t)|} = \left| \frac{1}{c} \cdot \frac{1}{2} (\rho_t^2 + z^2)^{-1/2} \cdot 2\rho_t \right|^{-1} = \left| \frac{1}{c} \cdot \frac{\rho_t}{R} \right|^{-1} = \frac{cR}{\rho_t}, \quad (13)$$

находим

$$\frac{1}{c} \int_0^\infty \delta\left(\frac{R}{c} - t\right) \cdot \frac{f(\rho_t)}{R} \rho_t d\rho_t = \frac{1}{c} \int_0^\infty \frac{\delta(\rho_t - \rho_{t0}) \cdot cR}{\rho_{t0}} \cdot \frac{f(\rho_t)}{R} \rho_t d\rho_t = f(\rho_{t0}), \quad (14)$$

поэтому

$$\hat{E}(\vec{r}, t) = \frac{1}{2\pi} \int_{\Phi(t)} g(\vec{r}_a) \alpha(\vec{r}, \vec{r}_a)|_{F(\rho_t)=0} \cdot d\varphi_a, \quad (15)$$

где (с учётом (11))

$$\rho_t = \sqrt{(ct)^2 - z^2}. \quad (16)$$

Корень (16) функции (11) принадлежит полубесконечному промежутку интегрирования в (14) при выполнении необходимого условия своей вещественности:

$$\rho_{t0} \geq 0 \Leftrightarrow \rho_{t0} \in \mathbb{R} \Leftrightarrow (ct)^2 - z^2 \geq 0 \Rightarrow t \geq t_0, \quad t_0 = \frac{z}{c}, \quad (17)$$

где без ограничения общности предполагается, что  $z > 0$ . Момент  $t_0$  соответствует достижению («расширяющейся с течением времени») сферой радиуса  $ct$  (с центром в  $\vec{r}$ ) плоскости апертуры; до этого они не пересекаются, и, следовательно,  $\Phi(t) = \emptyset$ . Далее диапазон  $\Phi(t)$  начинает определяться принадлежностью полярного радиуса  $\rho_a$  (отсчитываемого от центра апертурного круга!) промежутку  $[0; R_a]$ ; геометрически это соответствует тому, что от окружности радиуса  $\rho_t$  с центром в  $\vec{p}$  апертуру пересекает, вообще говоря, некоторая дуга. Это может быть или ограниченная неравенством

$$\rho_a \leq R_a \quad (18)$$

часть окружности (рис. 2, слева), или вся она целиком, если для данной комбинации  $(\vec{r}; t)$  неравенство (18) выполняется для всех  $\varphi_a$  (рис. 2, справа).

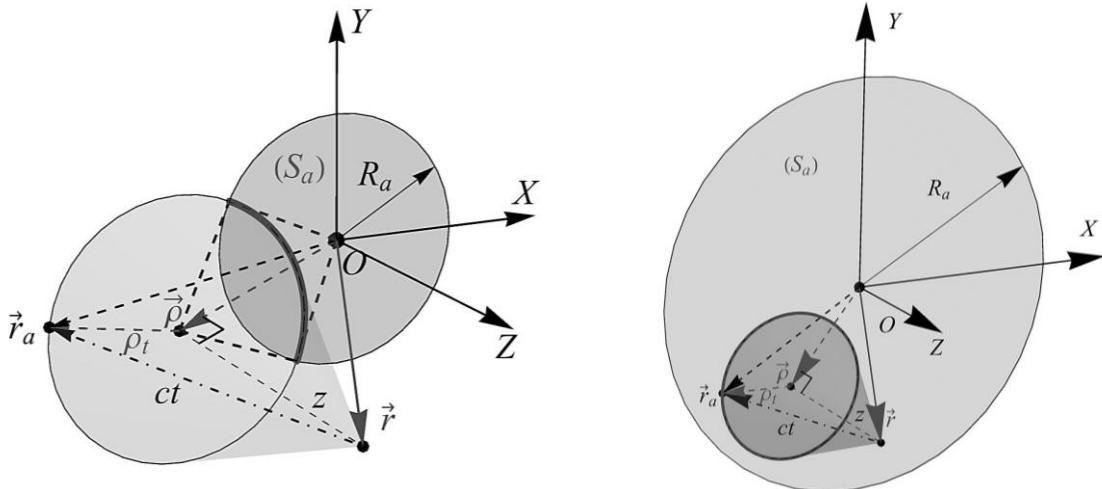


Рис. 2. Пересечение апертуры  $S_a$  и сферы радиуса  $ct$  с центром в точке наблюдения  $\vec{r}$

С учётом (5) – (7) имеем

$$\rho_a^2 = x_a^2 + y_a^2 = \rho^2 + \rho_t^2 - 2\rho\rho_t \cos(\varphi_a - \phi) \quad (19)$$

(снова видны преимущества выбранной ранее параметризации: полярный радиус  $\rho_t$ , в отличие от  $\rho_a$ , не зависит от угла). Подставляя (19) в (18), приходим к

$$\rho^2 + \rho_t^2 - 2\rho\rho_t \cos(\varphi_a - \phi) \leq R_a^2 \Rightarrow 2\rho\rho_t \cos(\varphi_a - \phi) \geq \rho^2 + \rho_t^2 - R_a^2, \quad (20)$$

так что

$$\varphi_a \in \Delta\Phi := [\phi - \Delta\varphi; \phi + \Delta\varphi], \quad \Delta\varphi = \arccos \frac{\rho^2 + \rho_t^2 - R_a^2}{2\rho\rho_t}. \quad (21)$$

Необходимое условие корректности вывода (21) из (20) имеет вид

$$-1 \leq \frac{\rho^2 + \rho_t^2 - R_a^2}{2\rho\rho_t} \leq 1; \quad (22)$$

(поскольку косинус в (20) и аргумент арккосинуса в (21) не должны по абсолютному значению превышать единицу). Первое из неравенств в (22) нарушается при

$$\rho^2 + \rho_t^2 - R_a^2 < -2\rho\rho_t \Leftrightarrow \rho_t + \rho < R_a; \quad (23)$$

это в принципе возможно только при

$$\rho < R_a, \quad (24)$$

т. е. внутри «прожекторного луча» [6, 7], и, с учётом (16), соответствует условию

$$t < t_2, \quad t_2 := \frac{\sqrt{z^2 + (R_a - \rho)^2}}{c} \quad (25)$$

(обозначение  $t_2$  введено потому, что впоследствии в рассуждениях появится величина  $t_1$ , нередко принадлежащая  $[t_0; t_1]$ ). При выполнении (25) (и, конечно, (17)) автоматически верно (23), а значит, и (20) — для всех  $\varphi_a$ , поэтому вместо (22) будет

$$\varphi_a \in [0; 2\pi] \Leftrightarrow \varphi_a \in [\phi - \pi; \phi + \pi]. \quad (26)$$

Далее, второе неравенство в (22) нарушается, когда

$$\rho^2 + \rho_t^2 - R_a^2 > 2\rho\rho_t \Leftrightarrow |\rho_t - \rho| > R_a; \quad (27)$$

для этого есть два случая: во-первых,

$$\rho_t - \rho > R_a \Leftrightarrow t > t_4, \quad t_4 := \frac{\sqrt{z^2 + (R_a + \rho)^2}}{c} \quad (28)$$

(здесь снова  $t_4$  обозначается именно так во избежание переобозначений в дальнейшем), кроме того, (27) справедливо, если

$$\rho - \rho_t > R_a \Leftrightarrow \rho_t < \rho - R_a, \quad (29)$$

что возможно для  $\rho > R_a$  (вне прожекторного луча), при этом (29) сводится к (25).

В итоге можно сформировать следующее правило:

$$\Phi(\vec{r}, t) = \begin{cases} [0; 2\pi] = [\phi - \pi; \phi + \pi], \quad t \in [t_0; t_2], \quad \rho < R_a; \\ \Delta\Phi = [\phi - \Delta\varphi; \phi + \Delta\varphi], \quad t \in [t_2; t_4]; \\ \emptyset, \quad (t \notin [t_0; t_4]) \wedge (\rho \leq R_a) \vee (t \notin [t_2; t_4] \wedge \rho > R_a). \end{cases} \quad (30)$$

В момент  $t_2$  окружность радиуса  $\rho_t$  впервые касается края апертуры, — после этого внутри  $S_a$  останется лишь ограниченная её часть, если  $\vec{r}$  лежит внутри прожекторного луча (рис. 3, а), в противоположном же случае до  $t_2$  вся окружность проходила вне  $S_a$  (рис. 3, б). В момент  $t_4$  эта окружность уходит за дальний край апертуры (рис. 4).

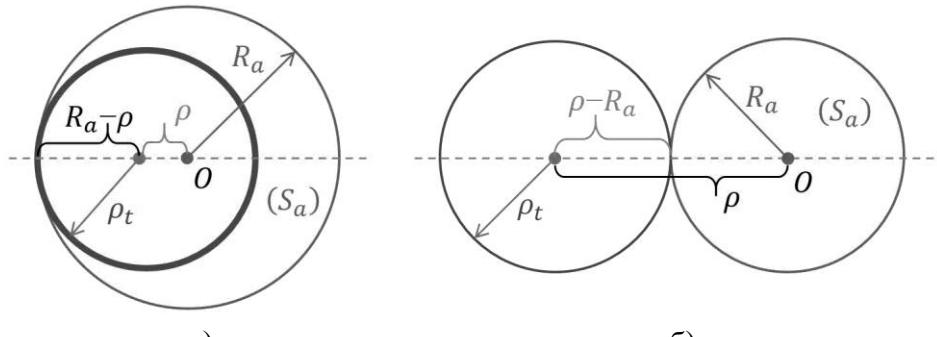


Рис. 3. Момент  $t_2$  первого касания края апертуры: а) в прожекторном луче; б) вне его

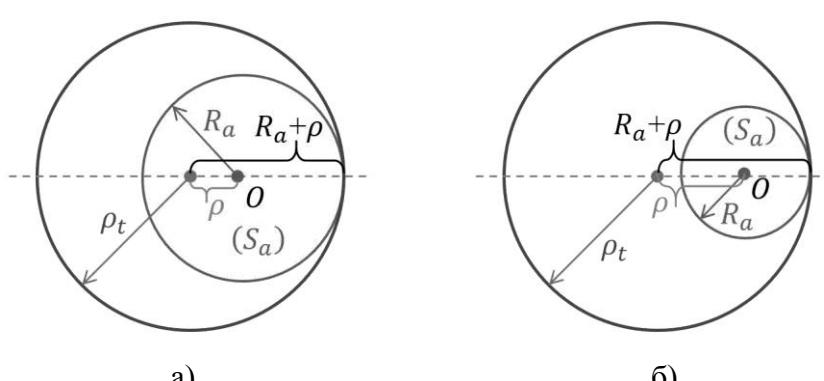


Рис. 4. Момент  $t_4$  ухода за дальний край апертуры: а) в прожекторном луче; б) вне его

Непрерывность перехода  $\Phi(t)$  через  $t = t_2$  обусловлена тем, что в этот момент аргумент арккосинуса в (21) равен  $-1$  в прожекторном луче (так что  $\Delta\varphi = \pi$ ) и  $+1$  вне его (так что  $\Delta\varphi = 0$ ). Затем, внутри прожекторного луча  $\Phi(t)$  при переходе через  $t_0$  изменяется от  $\emptyset$  до  $[0; 2\pi]$  скачкообразно; наконец, для  $t = t_4$  величина  $\Delta\varphi$  снова, как можно проверить, обращается в  $0$ , т. е.  $\Phi(t)$  переходит в  $\emptyset$  непрерывно. Единственным исключением из вышесказанного является случай  $\rho = 0$ , когда (20) вырождается в

$$\rho_t^2 \leq R_a^2 \Leftrightarrow t \leq \frac{1}{c} \sqrt{z^2 + R_a^2} = t_2|_{\rho=0} = t_4|_{\rho=0}; \quad (31)$$

как видно, это уже учитывается в (30), где  $[t_2; t_4]$  при  $\rho = 0$  из-за совпадения  $t_2$  и  $t_4$  просто превращается в отрезок меры ноль, не дающий вклада в интеграл (15). Таким же образом сливаются  $t_0$  и  $t_2$  при  $\rho = R_a$ , что избавляет от необходимости рассматривать этот вариант отдельно.

В простейшем случае  $g \equiv \alpha \equiv 1$ , и ИХ (15) сводится к длине промежутка (30), делённой на  $2\pi$ . Для иллюстрации построим т. н. карту пространственных особенностей [10], то есть набор полученных для разных положений  $\vec{r}$  и соответственно размещенных графиков  $\hat{E}(\vec{r}, t)$  (рис. 5, а), а также изобразим диаграммы заданных соотношениями (30) диапазонов углов (рис. 5, б), на которых прямоугольником выделена ситуация, когда  $\Phi(t) = [0; 2\pi]$ , а скругленной линией — когда  $\Phi(t) = \Delta\Phi$  (штриховка соответствует интервалу наличия ненулевой части ИХ).

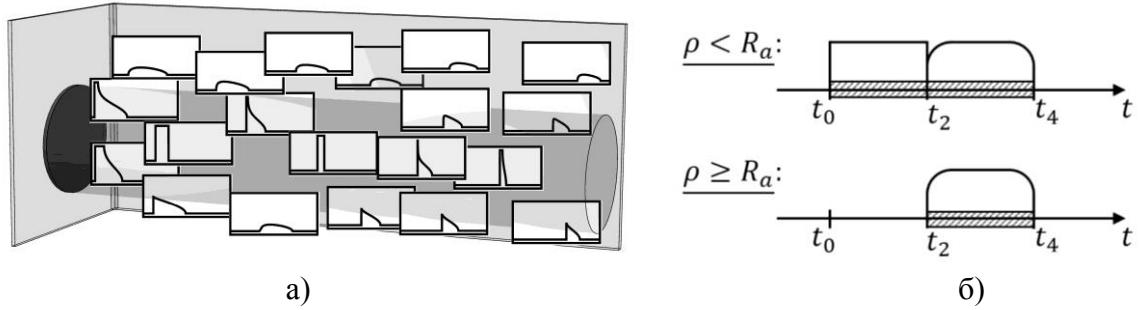


Рис. 5. Круглая апертура с  $g \equiv \alpha \equiv 1$ :

а) карта пространственных особенностей; б) диаграммы диапазонов углов

### 3. Поляризационный множитель

По-прежнему считая для простоты, что  $g \equiv 1$ , введём более физичную модель для поляризационного множителя  $\alpha$ . Именно, будем считать, что апертура облучается плоской волной, линейно поляризованной вдоль  $Ox$ , и это вызывает появление на ней токов, каждый элемент которых сонаправлен  $\vec{e}_x$  и обладает диаграммой направленности в форме тора [6, 11], точнее, излучает по закону [9]

$$\vec{a}(\vec{r}, \vec{r}_a) = -\sin \theta \cdot \vec{e}_\theta, \quad (32)$$

где угол  $\theta$  отсчитывается от оси диполя  $\vec{l}$ , являющегося элементом поверхностного тока, а вектор  $\vec{e}_\theta$  направлен в сторону возрастания этого угла (рис. 6).

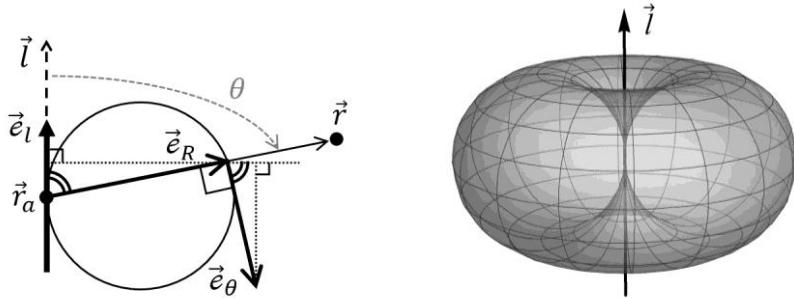


Рис. 6. К определению поляризационного множителя

Подробное обсуждение зависимостей типа (32) можно найти, например, в [9]; здесь же достаточно пояснить, что знак в (32) обеспечивает примерную сонаправленность  $\vec{\alpha}$  (а значит, и  $\vec{E}$ ) с  $\vec{l}$  (и исходным облучающим полем) и заметить, что

$$\vec{\alpha}(\vec{r}, \vec{r}_a) = \vec{e}_l - (\vec{e}_l, \vec{e}_R)\vec{e}_R, \quad (33)$$

где  $\vec{e}_l, \vec{e}_R$  — орты направлений  $\vec{l}$  и  $\vec{R} := \vec{r} - \vec{r}_a$ : действительно, условие  $\vec{\alpha} \parallel \vec{e}_\theta \perp \vec{e}_R$  на основе (33) легко проверяется непосредственным вычислением  $(\vec{\alpha}, \vec{e}_R) = 0$ , так что уже  $\vec{\alpha} \parallel \vec{e}_\theta$ , далее

$$|\vec{\alpha}|^2 = |\vec{e}_l|^2 + (\vec{e}_l, \vec{e}_R)^2 |\vec{e}_R|^2 - 2(\vec{e}_l, \vec{e}_R)^2 = 1 - (\vec{e}_l, \vec{e}_R)^2 = \sin^2 \theta \quad (34)$$

(с учётом  $|\vec{e}_l| = |\vec{e}_R| = 1$  и  $(\vec{e}_l, \vec{e}_R) = \cos \theta$ ), наконец, из (32) следует  $(\vec{\alpha}, \vec{e}_l) \geq 0$ , но  $(\vec{\alpha}, \vec{e}_l) = (\vec{e}_l - (\vec{e}_l, \vec{e}_R)\vec{e}_R, \vec{e}_l) = 1 - (\vec{e}_l, \vec{e}_R)^2 \geq 0$ ,

что и требовалось доказать.

Выражение (33) является общим; у нас  $\vec{e}_l = \vec{e}_x$ , поэтому  $\vec{\alpha} = \vec{e}_x - e_{Rx} \cdot \vec{e}_R$  и

$$\alpha := (\vec{\alpha}, \vec{e}_x) = 1 - e_{Rx}^2 = 1 - \frac{(x-x_a)^2}{R^2}; \quad (36)$$

эта формула для поляризационного множителя на рассматриваемой компоненте поля должна быть подставлена в (15) при интегрировании по промежутку (30).

Пример результатов расчётов в виде карты пространственных особенностей показан на рис. 7, где пунктиром обозначены соответствующие кривые без учёта влияния поляризационного множителя (как на рис. 5, а). Видно, что это влияние наиболее заметно внутри прожекторного луча и вблизи апертуры. Наконец, отметим, что графики качественно сходны с приведёнными в [6, 11], но являются более точными, т. к. в указанных работах не учитывался векторный характер поля и проецирование  $\vec{\alpha}$  на выбранное направление не выполнялось, а направленность излучения элементарного участка по сути характеризовалась (в наших обозначениях) только функцией  $|\vec{\alpha}|$ .

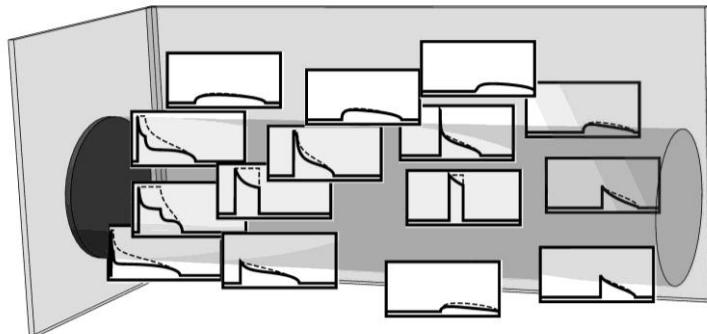


Рис. 7. Карта пространственных особенностей с учётом поляризационного множителя

#### 4. АНАЛИЗ ГРАНИЧНОЙ ВОЛНЫ

Перейдём к исследованию эффектов, вызванных граничными токами. Как сказано в [5], можно пользоваться моделью, согласно которой их направления задаются законом

$$\vec{e}_{lB} = \cos 2\tilde{\phi}_a \cdot \vec{e}_x + \sin 2\tilde{\phi}_a \cdot \vec{e}_y, \quad (37)$$

а сами они сосредоточены в приграничном кольце ширины  $d_a \in (0; R_a)$  (рис. 8).

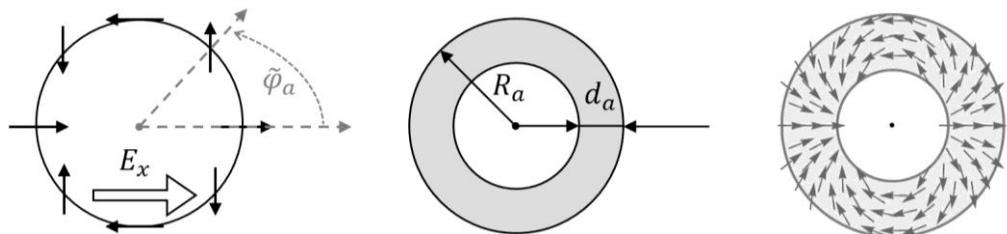


Рис. 8. Распределение граничных токов на круглой апертуре

Из (37) и (33) находим поляризационный множитель граничной волны (ГВ):

$$\vec{a}_B = \vec{e}_{LB} - (\vec{e}_{LB}, \vec{e}_R) \vec{e}_R = \vec{e}_{LB} - (e_{Rx} \cos 2\tilde{\varphi}_a + e_{Ry} \sin 2\tilde{\varphi}_a) \vec{e}_R; \quad (38)$$

$$\alpha_B = (\vec{a}_B, \vec{e}_x) = \cos 2\tilde{\varphi}_a - \frac{(x-x_a) \cos 2\tilde{\varphi}_a + (y-y_a) \sin 2\tilde{\varphi}_a}{R^2} (x - x_a); \quad (39)$$

эта формула должна быть подставлена в интеграл, определяющий поправку к ИХ, обусловленную граничной волной, при этом в расчётах нужно применять соотношения

$$\cos 2\tilde{\varphi}_a = \frac{x_a^2 - y_a^2}{\rho_a^2}, \quad \sin 2\tilde{\varphi}_a = \frac{2x_a y_a}{\rho_a^2} \quad (40)$$

(см. (5)), где  $x_a$ ,  $y_a$  и  $\rho_a^2$  должны быть выражены посредством (6) и (19). Остаётся определиться с пределами интегрирования, но это оказывается нетривиальной задачей.

Именно, интеграл типа (15) для рассматриваемой поправки  $\hat{E}_B$  берётся по диапазонам углов, определяющим пересечение окружности радиуса  $\rho_t$  с центром в  $\vec{\rho}$  и кругового кольца с внешним радиусом  $R_a$  и шириной  $d_a$ . Проще всего воспользоваться аналогичной (30) системой

$$\Phi_{in}(\vec{r}, t) = \begin{cases} [0; 2\pi] = [\phi - \pi; \phi + \pi], & t \in [t_0; t_1], \rho < R_a, \\ \Delta\Phi_{in} = [\phi - \Delta\varphi_{in}; \phi + \Delta\varphi_{in}], & t \in [t_1; t_3], \\ \emptyset, & (t \notin [t_0; t_3] \wedge \rho \leq R_a) \vee (t \notin [t_1; t_3] \wedge \rho > R_a), \end{cases} \quad (41)$$

где вводятся анонсированные ранее величины

$$t_1 := \frac{\sqrt{z^2 + (R_a - d_a - \rho)^2}}{c}, \quad t_3 := \frac{\sqrt{z^2 + (R_a - d_a + \rho)^2}}{c}, \quad (42)$$

(ср. (25) и (28)), а также, подобно (21), обозначено

$$\Delta\varphi_{in} = \arccos \frac{\rho^2 + \rho_t^2 - (R_a - d_a)^2}{2\rho\rho_t}. \quad (43)$$

Формулы (41) – (43) являются аналогами соответствующих выражений раздела (2) с заменой  $R_a$  на  $(R_a - d_a)$  и описывают принадлежность  $\vec{r}_a$  внутреннему кругу. Значит, в итоговом выражении интегрирование должно вестись по разностному диапазону углов  $\Phi^{(B)} := \Phi \setminus \Phi_{in}$ , т. к. приграничное кольцо в точности соответствует разности внешнего и внутреннего кругов. Явный вид  $\Phi^{(B)}$  устанавливается детальным исследованием случаев взаимного расположения ключевых переходных моментов времени

$$t_1 = \frac{\sqrt{z^2 + (R_a - d_a - \rho)^2}}{c}, \quad t_2 = \frac{\sqrt{z^2 + (R_a - \rho)^2}}{c}, \quad t_3 = \frac{\sqrt{z^2 + (R_a - d_a + \rho)^2}}{c}, \quad t_4 = \frac{\sqrt{z^2 + (R_a + \rho)^2}}{c}. \quad (44)$$

Рассмотрим сначала область внутреннего прожекторного луча, где  $\rho < R_a - d_a$  (сокращённо «область 1»). Здесь, как легко проверить, всегда выполняются неравенства

$$t_1 < t_2 \leq t_4, \quad t_1 \leq t_3 < t_4, \quad (45)$$

а взаимное расположение  $t_2$  и  $t_3$  регулируется следующим критерием:

$$t_2 \leq t_3 \Rightarrow R_a - \rho \leq R_a - d_a + \rho \Rightarrow \rho \geq \frac{d_a}{2}; \quad (46)$$

итак, анализ формально выявляет 2 подобласти: при  $\rho \leq d_a/2$  будет  $t_3 \leq t_2$  (назовём это «случай 1.1»), а при  $\rho > d_a/2$ , соответственно,  $t_2 < t_3$  (случай 1.2). В итоге

$$\Phi_{1.1}^{(B)} = \begin{cases} [0; 2\pi], & t \in [t_3; t_2], \\ [0; 2\pi] \setminus \Delta\Phi_{in}, & t \in [t_1; t_3], \\ \Delta\Phi, & t \in [t_2; t_4], \\ \emptyset, & t \notin [t_1; t_4], \end{cases} \quad \Phi_{1.2}^{(B)} = \begin{cases} [0; 2\pi] \setminus \Delta\Phi_{in}, & t \in [t_1; t_2], \\ \Delta\Phi \setminus \Delta\Phi_{in}, & t \in [t_2; t_3], \\ \Delta\Phi, & t \in [t_3; t_4], \\ \emptyset, & t \notin [t_1; t_4], \end{cases} \quad (47)$$

где разности множеств раскрываются как

$$\begin{aligned} [0; 2\pi] \setminus \Delta\Phi_{in} &= [\phi - \pi; \phi - \Delta\varphi_{in}] \cup [\phi + \Delta\varphi_{in}; \phi + \pi], \\ \Delta\Phi \setminus \Delta\Phi_{in} &= [\phi - \Delta\varphi; \phi - \Delta\varphi_{in}] \cup [\phi + \Delta\varphi_{in}; \phi + \Delta\varphi]. \end{aligned} \quad (48)$$

Можно заметить, однако, что случай 1.2 (когда  $d_a/2 < \rho < R_a - d_a$ ) способен реализоваться только при  $d_a/2 < R_a - d_a$ , то есть для «не слишком широких» колец с

$$R_a > \frac{3}{2}d_a; \quad (49)$$

если неравенство (49) нарушается, то в области 1 всюду имеет место случай 1.1.

Системы (47) можно проиллюстрировать совместным изображением диаграмм диапазонов углов, которые вычитались при формировании  $\Phi^{(B)}$ . На рис. 9–10 диаграммы для  $\Delta\Phi$  построены над осью  $t$ , а для  $\Delta\Phi_{in}$  — под ней. Удобство этого метода в том, что диаграммы нетрудно, исходя из (30) и (41), построить порознь (область 1, в частности, соответствует прожекторному лучу для обоих кругов), а затем вид разностного множества записывается сразу (на основе их сопоставления по интервалам времени). На рис. 9–10, кроме того, изображены типичные графики ИХ (без учёта поляризационного множителя, с поляризационным множителем из раздела 3 и с поправкой на граничные токи) для соответствующих случаев, а также характерные для различных временных интервалов положения окружности радиуса  $\rho_t$  с центром в проекции точки наблюдения  $\vec{\rho}$  на плоскости апертуры.

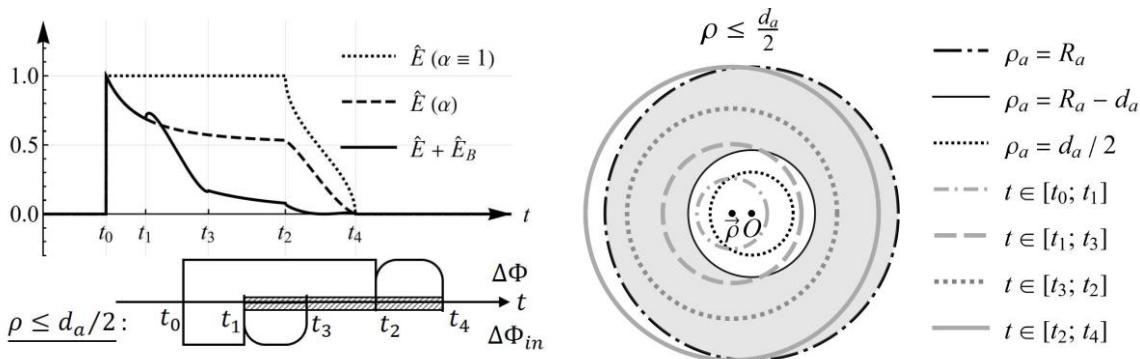


Рис. 9. Вычисление ИХ круглой апертуры при  $\rho \leq d_a/2$  («случай 1.1»)

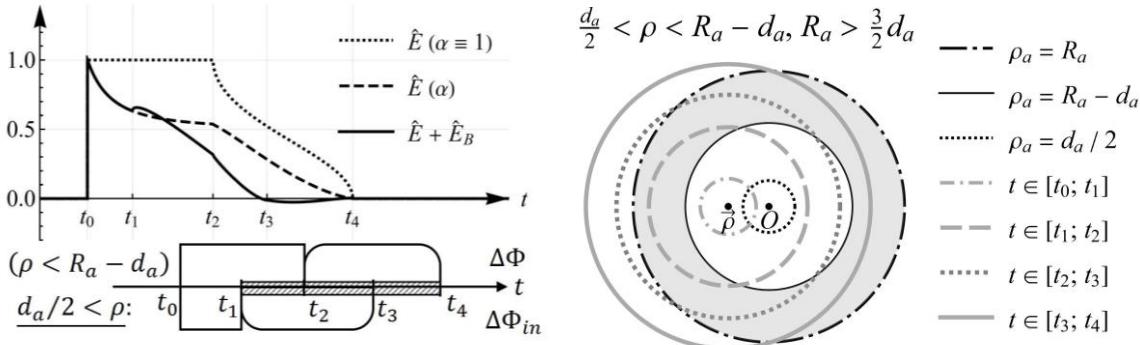


Рис. 10. Вычисление ИХ круглой апертуры при  $\rho > d_a/2$  и  $R_a > 3d_a/2$  (случай 1.2)

Теперь изучим область 2, в которой  $R_a - d_a \leq \rho < R_a$  ( $\vec{\rho}$  лежит в кольце). Здесь  

$$t_1 < t_3 < t_4, t_2 < t_4 \quad (50)$$

всегда, а далее снова наблюдаем несколько вариантов. Действительно,

$$t_1 \leq t_2 \Rightarrow \rho - R_a + d_a \leq R_a - \rho \Rightarrow \rho \leq R_a - \frac{d_a}{2}; \quad (51)$$

$$t_2 \leq t_3 \Rightarrow R_a - \rho \leq R_a - d_a + \rho \Rightarrow \rho \geq \frac{d_a}{2}; \quad (52)$$

поскольку  $R_a > d_a$ , имеем  $R_a - \frac{d_a}{2} > \frac{d_a}{2}$ , так что при увеличении  $\rho$  сначала меняется знак в (52), а потом уже в (51). Более того, переходная точка  $R_a - \frac{d_a}{2}$  из (51) всегда лежит в  $[R_a - d_a; R_a]$  (что очевидно), а  $\frac{d_a}{2}$  — только при  $R_a - d_a \leq \frac{d_a}{2} \Leftrightarrow R_a \leq \frac{3}{2}d_a$  (то есть в области 2 условие (49) приводит к тому, что обязательно  $t_3 < t_2$ ); резюмируем всё это.

Случай 2.1:  $R_a - d_a \leq \rho < d_a/2$  (невозможен, если (49) верно),  $t_1 < t_3 < t_2 < t_4$ .

Случай 2.2:  $d_a/2 \leq \rho < R_a - d_a/2$  (что совпадает с  $R_a - d_a \leq \rho < R_a - d_a/2$  при условии (49)),  $t_1 < t_2 \leq t_3 < t_4$ .

Случай 2.3:  $R_a - d_a/2 \leq \rho < R_a$ , тогда  $\rho > d_a/2$  (см. выше) и  $t_2 < t_1 < t_3 < t_4$ .

Разностное множество углов интегрирования принимает в случаях 2.1–2.3 вид

$$\Phi_{2.1}^{(B)} = \begin{cases} [0; 2\pi], & t \in [t_0; t_1] \cup [t_3; t_2], \\ [0; 2\pi] \setminus \Delta\Phi_{in}, & t \in [t_1; t_3], \\ \Delta\Phi, & t \in [t_2; t_4], \\ \emptyset, & t \notin [t_0; t_4], \end{cases} \quad (53)$$

$$\Phi_{2.2}^{(B)} = \begin{cases} [0; 2\pi], & t \in [t_0; t_1], \\ [0; 2\pi] \setminus \Delta\Phi_{in}, & t \in [t_1; t_2], \\ \Delta\Phi \setminus \Delta\Phi_{in}, & t \in [t_2; t_3], \\ \Delta\Phi, & t \in [t_3; t_4], \\ \emptyset, & t \notin [t_0; t_4], \end{cases} \quad \Phi_{2.3}^{(B)} = \begin{cases} [0; 2\pi], & t \in [t_0; t_2], \\ \Delta\Phi, & t \in [t_2; t_1] \cup [t_3; t_4], \\ \Delta\Phi \setminus \Delta\Phi_{in}, & t \in [t_1; t_3], \\ \emptyset, & t \notin [t_0; t_4]. \end{cases} \quad (54)$$

На рис. 11–13 изображены (по аналогии с рис. 9–10) диаграммы диапазонов углов, использованные при получении (53)–(54), а также типовые графики ИХ и чертежи окружности радиуса  $\rho_t$  с центром в  $\vec{\rho}$  на разных временных интервалах. Итак, область 2 оказалась разделённой на 2 (при условии (49)) или 3 подобласти.

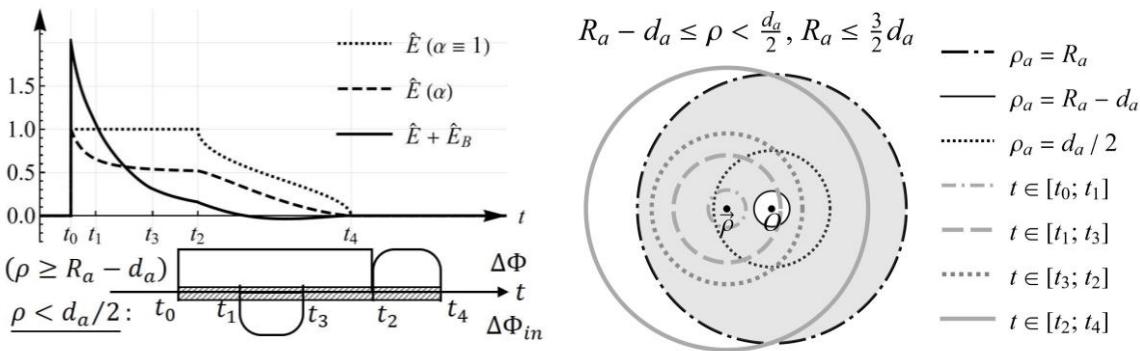


Рис. 11. Вычисление ИХ при  $R_a - d_a \leq \rho < d_a/2$  и  $R_a \leq 3d_a/2$  (случай 2.1)

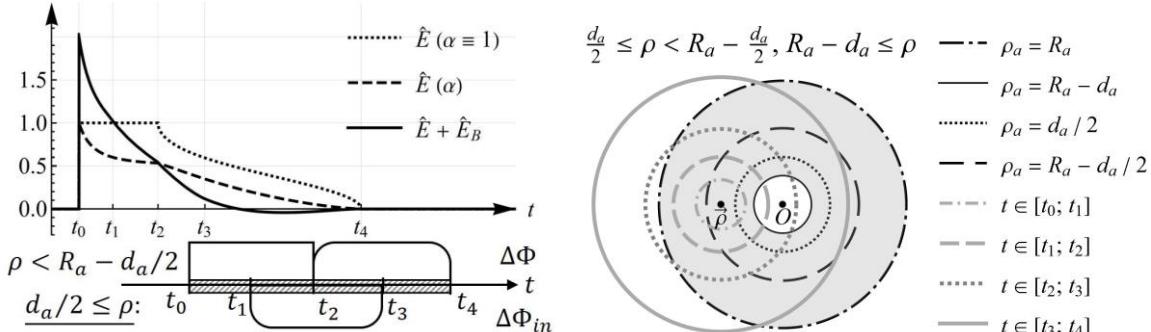


Рис. 12. Вычисление ИХ при  $d_a/2 \leq \rho < R_a - d_a/2$  (случай 2.2)

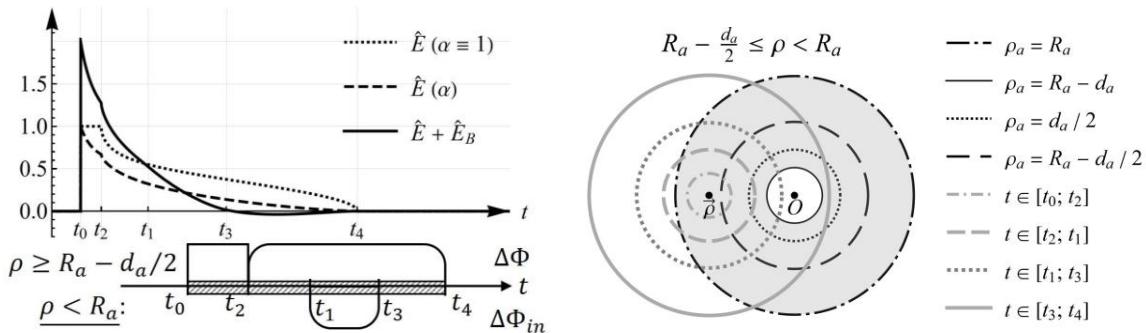


Рис. 13. Вычисление ИХ при  $R_a - d_a/2 \leq \rho < R_a$  (случай 2.3)

Наконец, займёмся областью 3, где  $\rho \geq R_a$ , то есть точка наблюдения лежит вне прожекторного луча по отношению как к внутреннему, так и к внешнему кругу. Здесь

$$t_2 < t_1 < t_3 < t_4 \quad (55)$$

при всех комбинациях параметров, и никаких подразделений на отдельные случаи не возникает. Промежуток интегрирования равен

$$\Phi_3^{(B)} = \begin{cases} \Delta\Phi, & t \in [t_2; t_1] \cup [t_3; t_4], \\ \Delta\Phi \setminus \Delta\Phi_{in}, & t \in [t_1; t_3], \\ \emptyset, & t \notin [t_2; t_4], \end{cases} \quad (56)$$

а диаграммы диапазонов углов, типичные графики ИХ и чертежи окружности радиуса  $\rho_t$  с центром в  $\vec{\rho}$  на апертурной плоскости приведены на рис. 14.

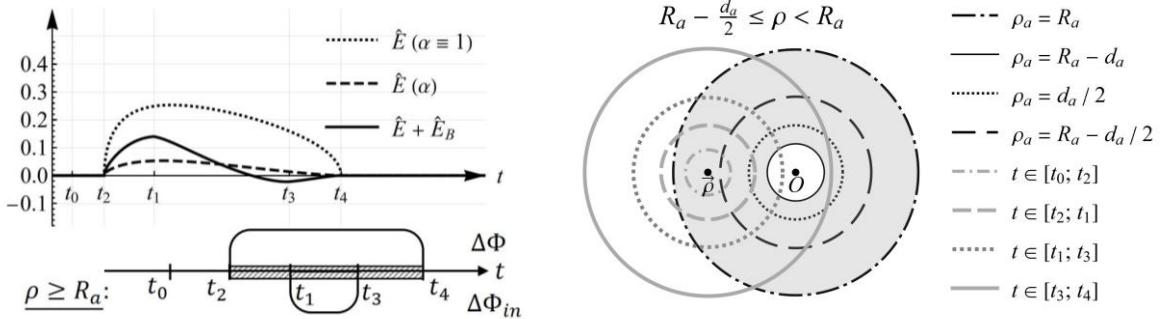


Рис. 14. Вычисление ИХ при  $\rho \geq R_a$  (область 3)

Для наглядности перечислим здесь ещё раз значения  $\rho$ , соответствующие переходам между пространственными областями. При выполнении условия (49) они имеют вид

$$\frac{1}{2}d_a, R_a - d_a, R_a - \frac{1}{2}d_a, R_a \quad (57)$$

(в порядке возрастания), а в противоположном случае (когда  $R_a \leq 3d_a/2$ ) будет

$$R_a - d_a, \frac{1}{2}d_a, R_a - \frac{1}{2}d_a, R_a. \quad (58)$$

Можно также перегруппировать условия для диапазона  $\Phi_B$ , принимая за основу не деление на пространственные области, а конечный вид промежутка интегрирования (это может быть удобнее при практической реализации вычислений).

$$\Phi_B = [0; 2\pi] \Rightarrow \begin{cases} \left\{ \begin{array}{l} \rho \leq d_a/2, t \in [t_3; t_2]; \\ \rho \in [R_a - d_a; R_a - d_a/2], t \in [t_0; t_1]; \\ R_a > 3d_a/2; \end{array} \right. \\ \left\{ \begin{array}{l} \rho \leq R_a - d_a, t \in [t_3; t_2]; \\ \rho \in [R_a - d_a; d_a/2], t \in [t_0; t_1] \cup [t_3; t_2]; \\ \rho \in [d_a/2; R_a - d_a/2], t \in [t_0; t_1]; \\ R_a \leq 3d_a/2; \\ \rho \in [R_a - d_a/2; R_a], t \in [t_0; t_2]; \end{array} \right. \end{cases} \quad (59)$$

$$\Phi_B = \Delta\Phi \Rightarrow \begin{cases} \rho \leq d_a/2, t \in [t_2; t_4]; \\ \rho \in [d_a/2; R_a - d_a/2], t \in [t_3; t_4]; \\ \rho \geq R_a - d_a/2, t \in [t_2; t_1] \cup [t_3; t_4]; \end{cases} \quad (60)$$

$$\Phi_B = \Delta\Phi \setminus \Delta\Phi_{in} \Rightarrow \begin{cases} \rho \in [d_a/2; R_a - d_a/2], t \in [t_2; t_3]; \\ \rho \geq R_a - d_a/2, t \in [t_1; t_3]; \end{cases} \quad (61)$$

$$\Phi_B = [0; 2\pi] \setminus \Delta\Phi_{in} \Rightarrow \begin{cases} \rho \leq d_a/2, t \in [t_1; t_3]; \\ d_a/2 \leq \rho \leq R_a - d_a/2, t \in [t_1; t_2]. \end{cases} \quad (62)$$

## 5. ЧИСЛЕННАЯ ПРОВЕРКА

Чтобы проверить корректность полученных расчётных соотношений, рассчитаем аналоги временных зависимостей ИХ, представленных на рис. 9–14 (снова для трёх версий: с учётом влияния поляризационного множителя (36), без него, и одновременно с ним и с поправкой на граничную волну) численным образом, непосредственно применяя формулу (3), в которой дельта-функция заменяется на дельта-образный гауссов импульс

$$s_\delta(t) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\tau_0} e^{-\frac{1}{2}(t/\tau_0)^2}. \quad (63)$$

Для конкретности зададимся размером апертуры  $R_a = 0.5$  м и положим величину, отвечающую за длительность импульса (63), равной  $\tau_0 = 0.02$  нс. Далее, на рис. 15–20, представлены графики точных ИХ и их численных версий для всех разобранных выше случаев (с некоторыми конкретными значениями параметров и координат, указанными в подписях к графикам). Интегрирование велось методом центральных прямоугольников в полярных координатах с разделением диапазонов  $\rho_a \in [0; R_a]$  и  $\tilde{\varphi}_a \in [0; 2\pi]$  на 100 и 300 точек соответственно. При расчёте точных ИХ с учётом поляризационного множителя здесь и выше промежуток  $\Phi$  (или  $\Phi_B$ ) делился на 200 точек и применялся тот же метод.

Как видно из рис. 15–20, результаты совпадают практически полностью: несколько сглаженный характер фронтов сигналов «экспериментальной версии» объясняется тем, что импульс (63) имеет гладкий характер и конечную длительность.

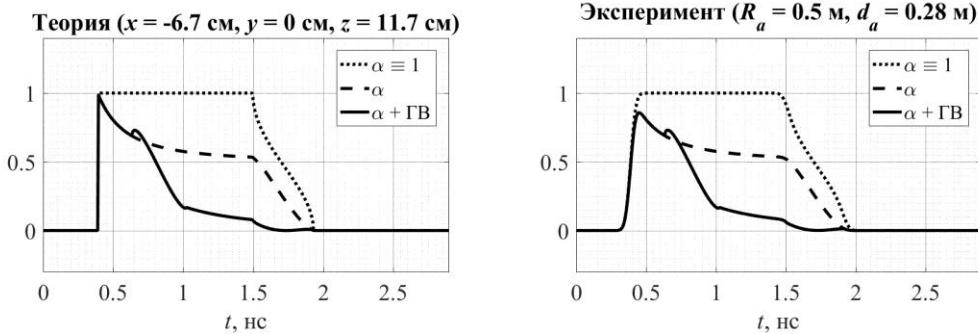


Рис. 15. Численная проверка ИХ для случая 1.1

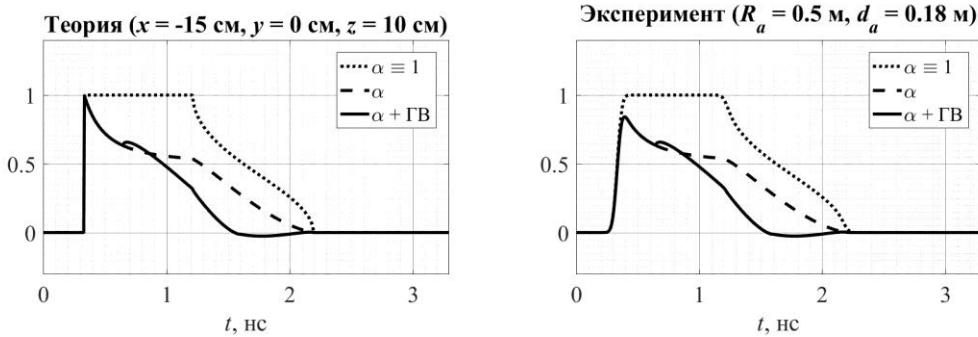


Рис. 16. Численная проверка ИХ для случая 1.2

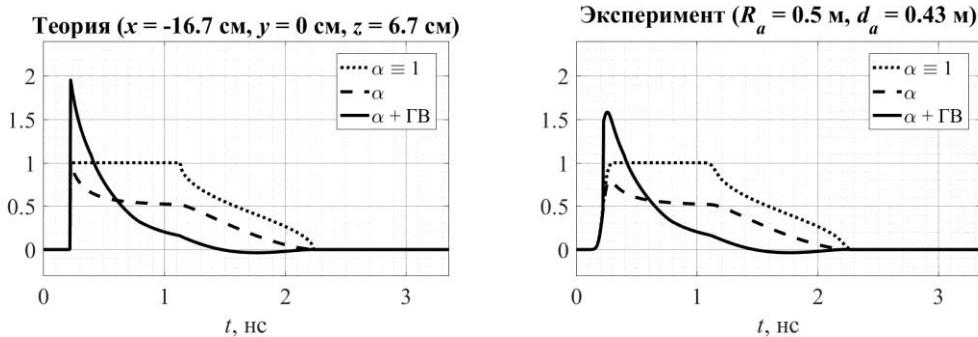


Рис. 17. Численная проверка ИХ для случая 2.1

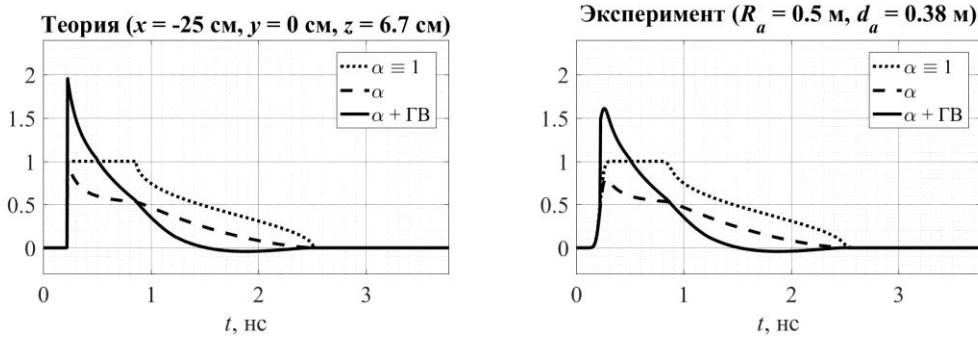


Рис. 18. Численная проверка ИХ для случая 2.2

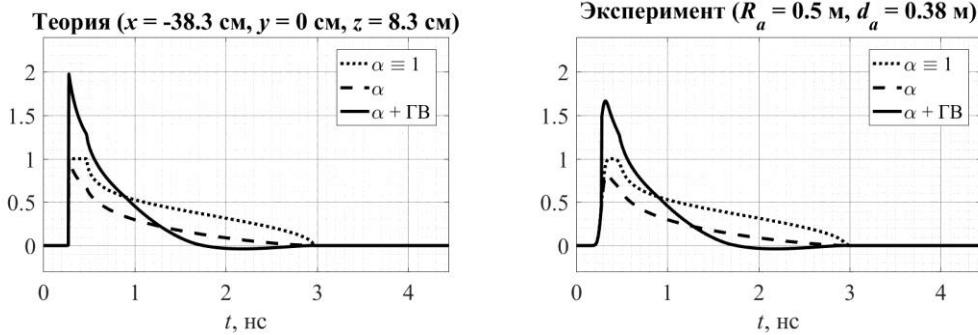


Рис. 19. Численная проверка ИХ для случая 2.3

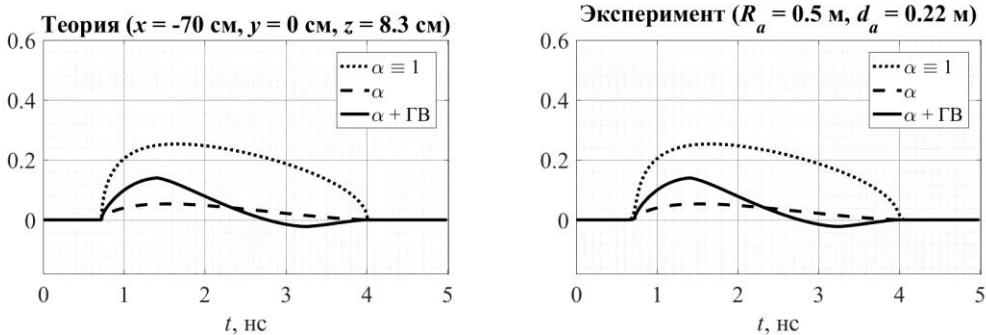


Рис. 20. Численная проверка ИХ для случая 3

## 6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе последовательно разобрана задача анализа импульсной характеристики плоской круговой апертуры. Дано обоснование интегральной формулы для вычисления ИХ, введена параметризация апертурной области, позволившая впоследствии выстроить единообразные рассуждения (не зависящие, например, от того, в какой координатный угол попадает точка наблюдения), получено (с использованием определения дельта-функции нелинейного аргумента) конечное расчётное выражение и установлены пределы интегрирования по угловой переменной в зависимости от пространственного положения точки наблюдения по отношению к прожекторному лучу. Построены типичные графики ИХ, на основе которых сформированы карты пространственных особенностей круглой апертуры (как с физическим поляризационным множителем, так и без учёта его влияния).

Большое внимание уделено изучению эффектов, вызванных возникновением граничных токов, для которых использована теоретическая модель, рассчитана поправка к ИХ (с помощью метода диаграмм диапазонов углов, специально разработанного и подробно продемонстрированного в настоящем исследовании), а также выявлено деление пространства точек наблюдения на ряд областей с качественными различиями в характере переходных процессов. Кроме того, установлено условие, позволяющее классифицировать круговые апертуры по ширине области граничных токов.

Для всех комбинаций параметров сформированы графические представления областей интегрирования, диапазонов значений соответствующей угловой переменной, а также типовых зависимостей ИХ от времени, при этом выделены переходные моменты времени и выполнено сопоставление кривых ИХ с поляризационным множителем, поправкой на граничную волну или без учёта этих эффектов. С целью подтверждения корректности выведенных в работе соотношений проведено численное моделирование с непосредственным приближённым интегрированием по апертуре, излучающей физически реализуемый дельта-образный импульс. Сравнение с соответствующими точными кривыми выявило в каждом случае совпадение с точностью до незначительных отклонений, обусловленных конечной длительностью импульсного сигнала.

Полученные результаты имеют немалое методическое значение, так как являются одним из первых теоретических исследований апертуры со сложным неоднородным распределением излучающих токов.

## 7. БЛАГОДАРНОСТИ

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 24-19-00891, <https://rscf.ru/project/24-19-00891/>. Для выполнения численных расчетов в работе использовалось оборудование учебно-научного дизайн-центра проектирования радиоэлектронных систем СВЧ, терагерцевого и оптического диапазонов на отечественной электронной компонентной базе ФГБОУ ВО «ВГУ» в рамках реализации федерального проекта «Подготовка кадров и научного фундамента для электронной промышленности».

## ЛИТЕРАТУРА

1. Ianconescu R. Pulsed field diffraction by a perfectly conducting wedge: a spectral theory of transients analysis / Ianconescu R., Heyman E. // IEEE Transactions on Antennas and Propagation, 1994, Vol. 42, № 6. – Р. 781–789.
2. Skulkin S. P. Transient Far Fields of Aperture Antennas / Skulkin S. P., Lysenko N. A., Uskov G. K., Kascheev N. I. // IEEE Antennas and Wireless Propagation Letters, 2019, Vol. 18, № 5. – Р. 1036–1040.
3. Копытин В. Е. Исследование граничной волны, излучаемой плоской круглой апертурой / Копытин В. Е., Лысенко Н. А., Бобрешов А. М., Усков Г. К., Скулкин С. П. // Сборник трудов XXIX Международной научно-технической конференции «Радиолокация, навигация, связь». – Воронеж, 2023, Т. 4. – С. 70–76.
4. Копытин В. Е. Особенности граничной волны и методы её расчёта / Копытин В. Е., Лысенко Н. А., Усков Г. К., Скулкин С. П. // СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии. – Севастополь, 2023, № 5. – С. 79–80.
5. Копытин В. Е. Структура граничной волны бесконечно тонкого диска / Копытин В. Е., Лысенко Н. А., Усков Г. К., Скулкин С. П. // Материалы XXI Международной научно-технической конференции «Физика и технические приложения волновых процессов». – Самара, 2024. – С. 117–118.
6. Лысенко Н. А. Поляризационные множители для анализа полей апертурных антенн во временной области методом импульсных характеристик / Лысенко Н. А., Бобрешов А. М., Копытин В. Е., Усков Г. К., Скулкин С. П. // Сборник трудов XXVI Международной научно-технической конференции «Радиолокация, навигация, связь». – Воронеж, 2020, Т. 5. – С. 144–155.
7. Копытин В. Е. Расчет монохроматического поля апертурной антенны в ближней зоне / Копытин В. Е., Лысенко Н. А., Усков Г. К., Скулкин С. П. // Сборник трудов XXVII Международной научно-технической конференции «Радиолокация, навигация, связь». – Воронеж, 2021, Т. 3. – С. 398–405.

8. Baum C. E. Intermediate field of an impulse-radiating antenna / C. E. Baum // Ultra-Wideband Short-Pulse Electromagnetics 4 (IEEE Cat. No. 98EX112), 1999. – P. 77–89.
9. Сазонов Д. М. Антенны и устройства СВЧ. М.: Высшая школа, 1988. – 432 с.
10. Бобрешов А. М. Применение аналитического метода расчета импульсно-переходной характеристики для анализа импульсного поля, излученного цилиндрической апертурой / Бобрешов А. М., Кононов А. А., Серегина Е. А., Смусева К. В., Усков Г. К., Скулкин С. П. // Сборник трудов XXIX Международной научно-технической конференции «Радиолокация, навигация, связь». – Воронеж, 2023, Т. 4. – С. 227–233.
11. Скулкин С. П. О некоторых особенностях импульсных полей апертурных антенн. // Известия вузов. Радиофизика, 1999, Т. 42, № 2. – С. 148–157.

#### REFERENCES

1. Ianconescu, R. Pulsed field diffraction by a perfectly conducting wedge: a spectral theory of transients analysis / Ianconescu R., Heyman E. // IEEE Transactions on Antennas and Propagation, 1994, Vol. 42, No. 6. – Pp. 781–789.
2. Skulkin, S. P. Transient Far Fields of Aperture Antennas / Skulkin S. P., Lysenko N. A., Uskov G. K., Kascheev N. I. // IEEE Antennas and Wireless Propagation Letters, 2019, Vol. 18, No. 5. – Pp. 1036–1040.
3. Kopytin, V. E. Investigation of the boundary wave radiated by a flat circular aperture / Kopytin, V. E., Lysenko N. A., Bobreshov A. M., Uskov G. K., Skulkin S. P. // The collection of the works of XXIX International scientific and technical conference «Radiolocation, navigation, communication», Voronezh, 2023, Vol. 4. – Pp. 70–76.
4. Kopytin, V. E. Features of the boundary wave and methods of its calculation / Kopytin V. E., Lysenko N. A., Uskov G. K., Skulkin S. P. // «Microwave and Telecommunication Technology», Sevastopol, 2023, No. 5. – Pp. 79–80.
5. Kopytin, V. E. Structure of the boundary wave of an infinitely thin disk / Kopytin V. E., Lysenko N. A., Uskov G. K., Skulkin S. P. // Proceedings of the XXI International scientific and technical conference «Physics and Technical Applications of Wave Processes», Samara, 2024. – Pp. 117–118.
6. Lysenko, N. A. The polarization multipliers for aperture antennas field analysis in time domain for the method of pulse characteristics / Lysenko N. A., Bobreshov A. M., Kopytin V. E., Uskov G. K., Skulkin S. P. // The collection of the works of XXVI International scientific and technical conference «Radiolocation, navigation, communication», Voronezh, 2020, Vol. 5. – Pp. 144–155.
7. Kopytin, V. E. Calculation of the monochromatic field of the aperture antenna in the near zone / Kopytin V. E., Lysenko N. A., Uskov G. K., Skulkin S. P. // The collection of the works of XXVII International scientific and technical conference «Radiolocation, navigation, communication», Voronezh, 2021, Vol. 3. – Pp. 398–405.
8. Baum, C. E. Intermediate field of an impulse-radiating antenna / C. E. Baum // Ultra-Wideband Short-Pulse Electromagnetics 4 (IEEE Cat. No. 98EX112), 1999. – Pp. 77–89.
9. Sazonov, D. M. Antennas and microwave devices. M.: Higher School, 1988. – 432 p.
10. Bobreshov, A. M. Application of the analytical method for calculating the pulse-transient characteristic for the analysis of the pulse field emitted by a cylindrical aperture / Bobreshov A. M., Kononov A. A., Seregina E. A., Smuseva K. V., Uskov G. K., Skulkin S. P. // The collection of the works of XXIX International scientific and technical conference «Radiolocation, navigation, communication», Voronezh, 2023, Vol. 4. – Pp. 227–233.
11. Skulkin, S. P. On some features of the pulsed fields of aperture antennas. // Radiophysics and Quantum Electronics, 1999, Vol. 42, No. 2. – Pp. 149–157.

# **ВЫЧИСЛЕНИЕ ПЕРВООБРАЗНОЙ ИМПУЛЬСНОЙ ХАРАКТЕРИСТИКИ ЦИЛИНДРИЧЕСКОЙ АПЕРТУРЫ С УЧЕТОМ ВЛИЯНИЯ ПОЛЯРИЗАЦИОННОГО МНОЖИТЕЛЯ**

А. М. Бобрешов, А. А. Кононов, Е. А. Серегина, Г. К. Усков

Воронежский государственный университет (ВГУ), Воронеж, Россия

**Аннотация.** В работе предоставляется дальнейшее развитие полученных ранее результатов анализа излучения дельта-образного сигнала цилиндрической апертурой. Вводится теоретическая модель поляризационного множителя и аналитически вычисляется обусловленная им поправка к временной зависимости первообразной импульсной характеристики. Приведены результаты сравнения расчётов с использованием полученных соотношений и численного моделирования.

**Ключевые слова:** апертурный излучатель; импульсная характеристика; СШП антенны; распространение волн; поляризационный множитель.

## **CALCULATION OF THE PRIMITIVE IMPULSE RESPONSE OF A CYLINDRICAL APERTURE TAKING INTO ACCOUNT THE INFLUENCE OF THE POLARIZATION FACTOR**

A. M. Bobreshov, A. A. Kononov, E. A. Seregina, G. K. Uskov

Voronezh State University (VSU), Voronezh, Russia

**Abstract.** The paper provides a further development for the previously obtained results of the analysis of a delta-shaped signal radiation from a cylindrical aperture. A theoretical model of the polarization multiplier is introduced and the correction caused by it to the time dependence of the primitive impulse response is analytically calculated. The results of comparison of calculations using the obtained ratios and numerical modeling are presented.

**Keywords:** aperture radiator; impulse response; UWB antennas; wave propagation; polarization factor.

### **1. ВВЕДЕНИЕ**

Метод вычисления импульсных характеристик является удобным и единственным инструментом теоретического исследования переходных процессов в электромагнитных полях, создаваемых антennыми устройствами сверхширокополосного (СШП) диапазона. Для излучения СШП сигналов — в том числе сверхкоротких импульсов (СКИ) — чаще всего используются апертурные антенны, что объясняет актуальность подходов, основанных на апертурной теории.

Одним из вариантов технологического исполнения апертурного излучателя является биконическая антenna, содержащая в своем внутреннем пространстве линзу из неоднородного диэлектрического метаматериала, предназначенную для формирования синфазного волнового фронта [1]. Такое устройство может быть представлено как цилиндрическая апертура, ограниченная по высоте. Базовые результаты анализа импульсного поля подобной апертуры получены в работах [2, 3], однако в них не учитывается влияние, которое оказывает поляризационный множитель [4] на характер излучения каждого элементарного участка апертуры.

Основной целью настоящей работы является обобщение достигнутых ранее результатов и теоретическое вычисление поправок к ним, которые будут описывать влияние поляризационного множителя.

## 2. ПАРАМЕТРИЗАЦИЯ И ОСОБЕННОСТИ ЦИЛИНДРИЧЕСКОЙ АПЕРТУРЫ

Мы будем придерживаться системы обозначений, введённой в [2], для удобства воспроизведения полученных там результатов. Апертура в форме прямого кругового цилиндра, ориентированного вдоль  $Oz$  и ограниченного по высоте интервалом  $z \in [-L; L]$  (где  $L$  имеет геометрический смысл полувысоты), параметризуется (в правой декартовой системе координат) соотношениями вида  $\vec{r}_a = \vec{r}_a(\varphi_a; z_a)$ :

$$x_a = R_c \cos \varphi_a, \quad y_a = R_c \sin \varphi_a, \quad \varphi_a \in [0; 2\pi], \quad z_a \in [-L; L], \quad (1)$$

где  $R_c$  — радиус цилиндра. Для координат точки наблюдения  $\vec{r}$ , аналогично,

$$x = \rho \cos \varphi, \quad y = \rho \sin \varphi, \quad \varphi \in [0; 2\pi], \quad z \in (-\infty; +\infty), \quad (2)$$

откуда квадрат расстояния  $R$  между  $\vec{r}$  и  $\vec{r}_a$  равен

$$R^2 = R_c^2 + \rho^2 - 2R_c\rho \cos(\varphi_a - \varphi) + (z_a - z)^2. \quad (3)$$

Для первообразной импульсной характеристики (ПИХ) апертуры  $S_a$  используется следующее определение:

$$H(\vec{r}, t) = \frac{1}{2\pi c} \int_{S_a} \frac{q(\vec{r}_a) \cdot \alpha(\vec{r}, \vec{r}_a)}{R} \cdot \delta\left(t - \frac{R}{c}\right) dS_a, \quad (4)$$

где  $q$  — функция освещённости апертуры (по умолчанию предполагается  $q \equiv 1$ );

$\alpha$  — поляризационный множитель. При вычислении интеграла (4) в работах [2, 3] принимается во внимание только та часть апертуры, которая непосредственно видна из точки наблюдения и ограничена т. н. горизонтом на апертуре, определяемым из условия

$$\cos(\varphi_a - \varphi) = \frac{R_c}{\rho}, \quad (5)$$

задающего максимальное отклонение  $\varphi_a$  от  $\varphi$  в пределах видимой части (рис. 1).

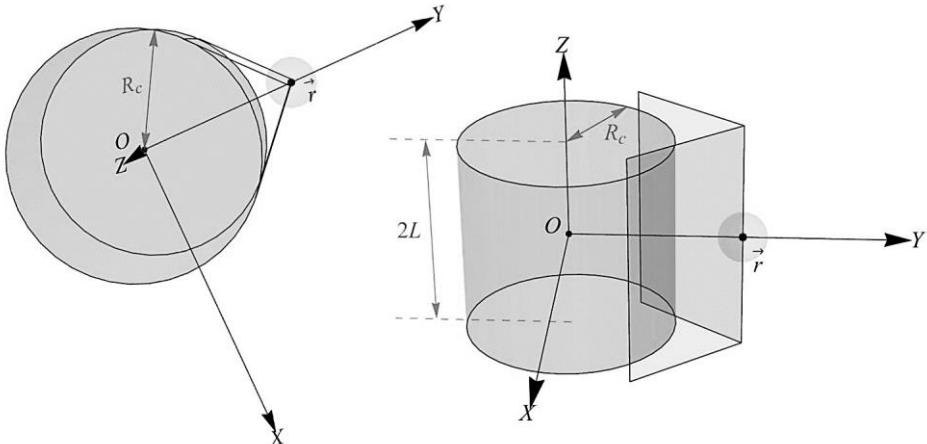


Рис. 1. Цилиндрическая апертура и её видимая из точки наблюдения часть.

Раскрывая определение дельта-функции нелинейного аргумента, можно вывести из (4) основную интегральную формулу

$$H(\vec{r}, t) = \frac{R_c}{2\pi} \sum_{n=1}^{\infty} \int_{\Phi_n} \frac{q(R_c \cos \varphi_a, R_c \sin \varphi_a, z_n(\varphi_a)) \cdot \alpha(\vec{r}, R_c \cos \varphi_a, R_c \sin \varphi_a, z_n(\varphi_a))}{\sqrt{(ct)^2 - \rho^2 - R_c^2 + 2R_c\rho \cos(\varphi_a - \varphi)}} d\varphi_a, \quad (6)$$

где ветви кривой пересечения сферы радиуса  $ct$  (с центром в  $\vec{r}$ ) с поверхностью видимой части апертуры  $S_a$  определяются параметризацией

$$z_n = z + (-1)^n \cdot \sqrt{(ct)^2 - \rho^2 - R_c^2 + 2R_c\rho \cos(\varphi_a - \varphi)}. \quad (7)$$

Действительно, интеграл (4) переписывается как двойной:

$$H(\vec{r}, t) = \frac{1}{2\pi c} \int_{\Phi} R_c d\varphi_a \int_{-\infty}^{\infty} \frac{q(\vec{r}_a) \cdot \alpha(\vec{r}, \vec{r}_a)}{R} \cdot \delta(F(z_a)) dz_a, \quad (8)$$

где

$$F(z_a) = t - \frac{R}{c} = t - \frac{1}{c} \cdot \sqrt{R_c^2 + \rho^2 - 2R_c\rho \cos(\varphi_a - \varphi) + (z_a - z)^2}; \quad (9)$$

по определению,

$$\delta(F(z_a)) = \sum \frac{\delta(z_a - z_n)}{|F'(z_n)|}, \quad (10)$$

но корни  $F$ , как можно проверить, описываются зависимостями (7), и для них

$$|F'(z_n)| = \frac{1}{c} \cdot \frac{|z_n - z|}{R} = \frac{1}{cR} \cdot \sqrt{(ct)^2 - \rho^2 - R_c^2 + 2R_c\rho \cos(\varphi_a - \varphi)}, \quad (11)$$

что остаётся подставить в (4), чтобы получить (6). При  $q \equiv \alpha \equiv 1$  будет

$$H(\vec{r}, t) = \frac{R_c}{2\pi} \sum_{n=1}^2 \int_{\Phi_n} \frac{d\varphi_a}{\sqrt{(ct)^2 - \rho^2 - R_c^2 + 2R_c\rho \cos(\varphi_a - \varphi)}} \quad (12)$$

(как в работах [2, 3]), причём здесь неопределённый интеграл берётся в явном виде:

$$\int \frac{R_c/(2\pi) \cdot d\varphi_a}{\sqrt{(ct)^2 - \rho^2 - R_c^2 + 2R_c\rho \cos(\varphi_a - \varphi)}} = \frac{R_c}{\pi\sqrt{(ct)^2 - (\rho - R_c)^2}} \cdot \mathcal{F}\left(\frac{\varphi_a - \varphi}{2}, \sqrt{\frac{4R_c\rho}{(ct)^2 - (\rho - R_c)^2}}\right) + C \quad (13)$$

где использован неполный эллиптический интеграл 1-го рода:

$$\mathcal{F}(\phi, \kappa) \equiv \mathcal{F}(\phi|\kappa^2) \equiv \int_0^\phi \frac{d\theta}{\sqrt{1 - \kappa^2 \sin^2 \theta}}, \quad (14)$$

действительно,  $1 - \cos \alpha = 2 \sin^2(\alpha/2)$ , так что

$$\frac{1}{\sqrt{(ct)^2 - \rho^2 - R_c^2 + 2R_c\rho \cos(\varphi_a - \varphi)}} d\varphi_a = \frac{2}{\sqrt{(ct)^2 - (\rho - R_c)^2 - 2R_c\rho \cdot 2 \sin^2 \frac{\varphi_a - \varphi}{2}}} \cdot d \frac{\varphi_a - \varphi}{2}. \quad (15)$$

Диапазоны углов  $\Phi_{1;2}$ , по которым происходит интегрирование в (6), (12) и т. п., определяются следующей системой условий, зависящих от геометрии апертуры и пространственного расположения точки наблюдения. Для нижней (1-й) ветви (см. (7))  $\Phi_1$  соответствует неравенству

$$\Delta\varphi_{min} \leq |\varphi_a - \varphi| \leq \Delta\varphi_{max}, \quad (16)$$

где

$$\Delta\varphi_{min} = \begin{cases} \arccos \frac{(z+L)^2 - (ct)^2 + \rho^2 + R_c^2}{2\rho R_c}, & t > \frac{1}{c} \cdot \sqrt{(z+L)^2 + (\rho - R_c)^2}; \\ 0, & t < \frac{1}{c} \cdot \sqrt{(z+L)^2 + (\rho - R_c)^2}; \end{cases} \quad (17)$$

$$\Delta\varphi_{max} = \begin{cases} \arccos \frac{R_c^2 + \rho^2 - (ct)^2 + (z-L)^2 \cdot \Theta(z-L)}{2R_c\rho}, & t < \frac{\sqrt{\rho^2 - R_c^2 + (z-L)^2 \cdot \Theta(z-L)}}{c}; \\ \arccos \frac{R_c}{\rho}, & t > \frac{\sqrt{\rho^2 - R_c^2 + (z-L)^2 \cdot \Theta(z-L)}}{c}; \end{cases} \quad (18)$$

при этом вклад данной ветви учитывается только при

$$\frac{\sqrt{(z-L)^2 \cdot \Theta(z-L) + (\rho - R_c)^2}}{c} < t < \frac{\sqrt{\rho^2 - R_c^2 + (z+L)^2}}{c}, \quad z > -L, \quad (19)$$

где  $\Theta$  — функция Хевисайда, введённая для компактности записи.

Аналогично (по симметрии) для верхней ветви вклад будет ненулевым при

$$\frac{\sqrt{(z+L)^2 \cdot \Theta(-z-L) + (\rho - R_c)^2}}{c} < t < \frac{\sqrt{\rho^2 - R_c^2 + (z-L)^2}}{c}, \quad z < L, \quad (20)$$

а диапазон  $\Phi_2$  определяется неравенством (16), в котором надо в этот раз положить

$$\Delta\varphi_{min} = \begin{cases} \arccos \frac{(z-L)^2 - (ct)^2 + \rho^2 + R_c^2}{2\rho R_c}, & t > \frac{1}{c} \cdot \sqrt{(z-L)^2 + (\rho - R_c)^2}; \\ 0, & t < \frac{1}{c} \cdot \sqrt{(z-L)^2 + (\rho - R_c)^2}; \end{cases} \quad (21)$$

$$\Delta\varphi_{max} = \begin{cases} \arccos \frac{R_c^2 + \rho^2 - (ct)^2 + (z+L)^2 \cdot \Theta(-z-L)}{2R_c\rho}, & t < \frac{\sqrt{\rho^2 - R_c^2 + (z+L)^2 \cdot \Theta(-z-L)}}{c}; \\ \arccos \frac{R_c}{\rho}, & t > \frac{\sqrt{\rho^2 - R_c^2 + (z+L)^2 \cdot \Theta(-z-L)}}{c}. \end{cases} \quad (22)$$

Условия (16)–(22) впервые получены в [2]; их геометрический смысл в том, что (для каждого фиксированного набора значений  $\vec{r}$  и  $t$ ) существование ненулевого пересечения

сферы радиуса  $ct$  с центром в  $\vec{r}$  и рассматриваемой апертурной поверхности, — как и наличие соответствующих корней у функции  $F$ , — имеет место лишь при указанных ограничениях на величину  $\varphi$ . Все эти условия, разумеется, не зависят ни от функции освещённости, ни от поляризационного множителя, для которого, следовательно, можно беспрепятственно ввести отличное от единицы выражение, к чему мы и переходим.

### 3. АНАЛИЗ ВЛИЯНИЯ ПОЛЯРИЗАЦИОННОГО МНОЖИТЕЛЯ

Как известно, влияние граничных полей, заданных на поверхности апертуры, равно влиянию некоторого эквивалентного распределения поверхностных токов на ней [5]. В связи с этим будем считать, что каждый элементарный участок апертуры характеризуется диаграммой направленности в форме тора [4, 6], точнее, излучает по закону

$$\vec{\alpha}(\vec{r}, \vec{r}_a) = -\sin \theta \cdot \vec{e}_\theta, \quad (23)$$

где угол  $\theta$  отсчитывается от оси диполя  $\vec{l}$ , являющегося элементом поверхностного тока, а вектор  $\vec{e}_\theta$  направлен в сторону возрастания этого угла (рис. 2).

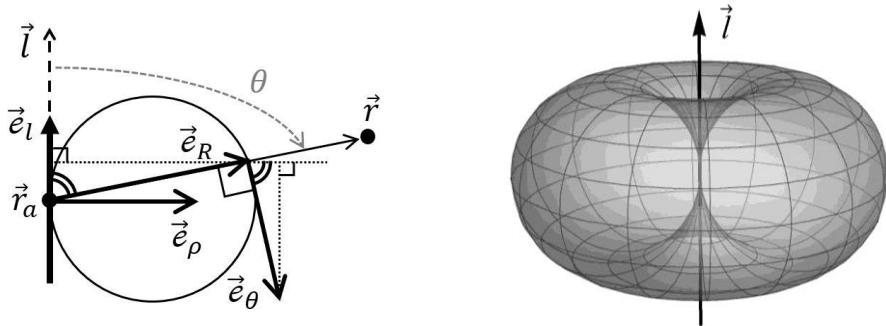


Рис. 2. К определению поляризационного множителя

Зависимости типа (23) характеризуют излучение элементов тока и подробно обсуждаются, например, в [9]. Выбор знака в (23) обеспечивает примерную сонаправленность  $\vec{\alpha}$  (а значит, и излучающего поля) с  $\vec{l}$  (это направление выбирается в соответствии с заданным граничным полем). В нашем случае поляризация излучения цилиндрической апертуры предполагается вертикальной линейной (как, например, у основной компоненты излучения реальных биконических антенн), поэтому  $\vec{e}_l = \vec{e}_z$ . Разложим  $\vec{\alpha}$  по векторам  $\vec{e}_\rho = \vec{e}_R - (\vec{e}_l, \vec{e}_R)\vec{e}_l = (\cos \varphi; \sin \varphi; 0)$  и  $\vec{e}_z$ : из рис. 2 видно, что

$$\vec{e}_l = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}, \quad \vec{e}_R = \begin{pmatrix} \sin \theta \\ \cos \theta \end{pmatrix}, \quad \vec{e}_\theta = \begin{pmatrix} \cos \theta \\ -\sin \theta \end{pmatrix} \quad (24)$$

$$\Rightarrow \vec{\alpha} = -\sin \theta \cdot \begin{pmatrix} \cos \theta \\ -\sin \theta \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 \cdot 0 - \cos \theta \sin \theta \\ 1 \cdot 1 - \cos^2 \theta \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 & \sin \theta \\ 1 & \cos \theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 \\ -\cos \theta \end{pmatrix}, \quad (25)$$

то есть (с учётом, что  $(\vec{e}_l, \vec{e}_R) = \cos \theta$ )

$$\vec{\alpha}(\vec{r}, \vec{r}_a) = \vec{e}_l - (\vec{e}_l, \vec{e}_R)\vec{e}_R. \quad (26)$$

Нас интересует частный случай общего выражения (26), а именно поляризационный множитель на вертикальной компоненте поля:

$$\alpha := (\vec{\alpha}, \vec{e}_z) = (\vec{e}_l, \vec{e}_z) - (\vec{e}_l, \vec{e}_R)(\vec{e}_R, \vec{e}_z) = 1 - \cos^2 \theta = \sin^2 \theta \quad (27)$$

(здесь снова было использовано равенство  $\vec{e}_l$  и  $\vec{e}_z$ ). Поскольку  $\vec{e}_R$  является ортом направления  $\vec{R} = \vec{r} - \vec{r}_a$  из точки интегрирования  $\vec{r}_a$  в точку наблюдения  $\vec{r}$ , находим

$$\alpha = 1 - (\vec{e}_z, \vec{e}_R)^2 = 1 - \frac{(z-z_a)^2}{R^2}, \quad (28)$$

откуда ясно, что влияние поляризационного множителя вносит поправку к ПИХ, выражющуюся вторым слагаемым в правой части (28) (влияние первого уже рассчитано при анализе случая  $\alpha \mapsto 1$ ) и занижающую результатирующее значение (что соответствует с физической точки зрения нарушению коллинеарности сложения векторов).

Итак, вычислим поправку  $\Delta H$  к ПИХ, подставив в (6)  $\frac{-(z-z_a)^2}{R^2}$  вместо  $\alpha$  (и продолжая полагать  $q \equiv 1$ ). Из (7) следует, что

$$\frac{-(z-z_a)^2}{R^2} = -\frac{(ct)^2-\rho^2-R_c^2+2R_c\rho \cos(\varphi_a-\varphi)}{R^2} = -\frac{(ct)^2-\rho^2-R_c^2+2R_c\rho \cos(\varphi_a-\varphi)}{(ct)^2}, \quad (29)$$

поэтому (6) после указанной подстановки примет форму

$$\Delta H(\vec{r}, t) = -\frac{R_c}{2\pi} \sum_{n=1}^2 \int_{\Phi_n} \frac{\sqrt{(ct)^2-\rho^2-R_c^2+2R_c\rho \cos(\varphi_a-\varphi)}}{(ct)^2} d\varphi_a. \quad (30)$$

Первообразная

$$-\int \frac{R_c \sqrt{(ct)^2-\rho^2-R_c^2+2R_c\rho \cos(\varphi_a-\varphi)} \cdot d\varphi_a}{2\pi(ct)^2} = -\int \frac{R_c \sqrt{(ct)^2-(\rho-R_c)^2-4R_c\rho \sin^2 \frac{\varphi_a-\varphi}{2}} \cdot d\varphi_a}{2\pi(ct)^2} \quad (31)$$

здесь снова выражается в явном виде и оказывается равной

$$\frac{R_c \sqrt{(ct)^2-(\rho-R_c)^2}}{\pi(ct)^2} \cdot \mathcal{E}\left(\frac{\varphi_a-\varphi}{2}, \sqrt{\frac{4R_c\rho}{(ct)^2-(\rho-R_c)^2}}\right) + C, \quad (32)$$

где для неполного эллиптического интеграла 2-го рода используется определение

$$\mathcal{E}(\phi, \kappa) \equiv \mathcal{E}(\phi|\kappa^2) \equiv \int_0^\phi \sqrt{1-\kappa^2 \sin^2 \theta} d\theta. \quad (33)$$

#### 4. ПРОВЕРКА ЧИСЛЕННЫМ МОДЕЛИРОВАНИЕМ

Сравним результаты применения полученных формул с данными численного моделирования, в рамках которого с точек цилиндрической апертуры (с параметрами  $R_c = 1$  м и  $L = 0.5$  м) виртуально излучался дельта-образный гауссов импульс

$$s_\delta(t) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\tau_0} e^{-\frac{1}{2}(t/\tau_0)^2}, \quad (34)$$

заменивший собой дельта-функцию в интеграле (4), после чего этот интеграл рассчитывался численно (методом центральных прямоугольников с разделением диапазонов  $\varphi_a \in [0; 2\pi]$  и  $z_a \in [-L; L]$  на 500 точек каждый), при этом видимая часть апертуры выделялась посредством домножения подынтегрального выражения на функцию  $\Theta(\cos(\varphi_a - \varphi) - R_c/\rho)$ , равную единице, когда рассматриваемые точки ещё не ушли за определяемый уравнением (5) горизонт на апертуре, а в противоположном случае нулевую. Графики  $H(\vec{r}, t)$  и  $H(\vec{r}, t) + \Delta H(\vec{r}, t)$  приведены на рис. 3–4 для нескольких разных положений точки наблюдения.

Основной целью проверки была верификация полученного выражения для  $\Delta H$ , т. к. корректность пределов интегрирования во всех случаях была аналогичным методом проверена ещё в [2]. Как можно наблюдать на нижеследующих иллюстрациях, графики новых кривых совпадают столь же хорошо, за исключением некоторой сглаженности сигнала в случае численной реализации, вызванной конечным значением длительности пробного дельта-образного импульса (как это обычно и бывает в численном исследовании подобных проблем [2, 3]).

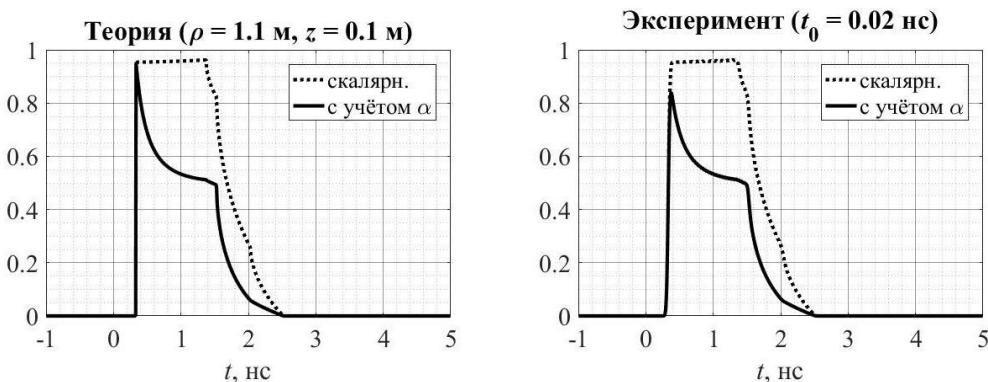


Рис. 3. Пример вычисления ПИХ и поправки к ней вблизи апертуры

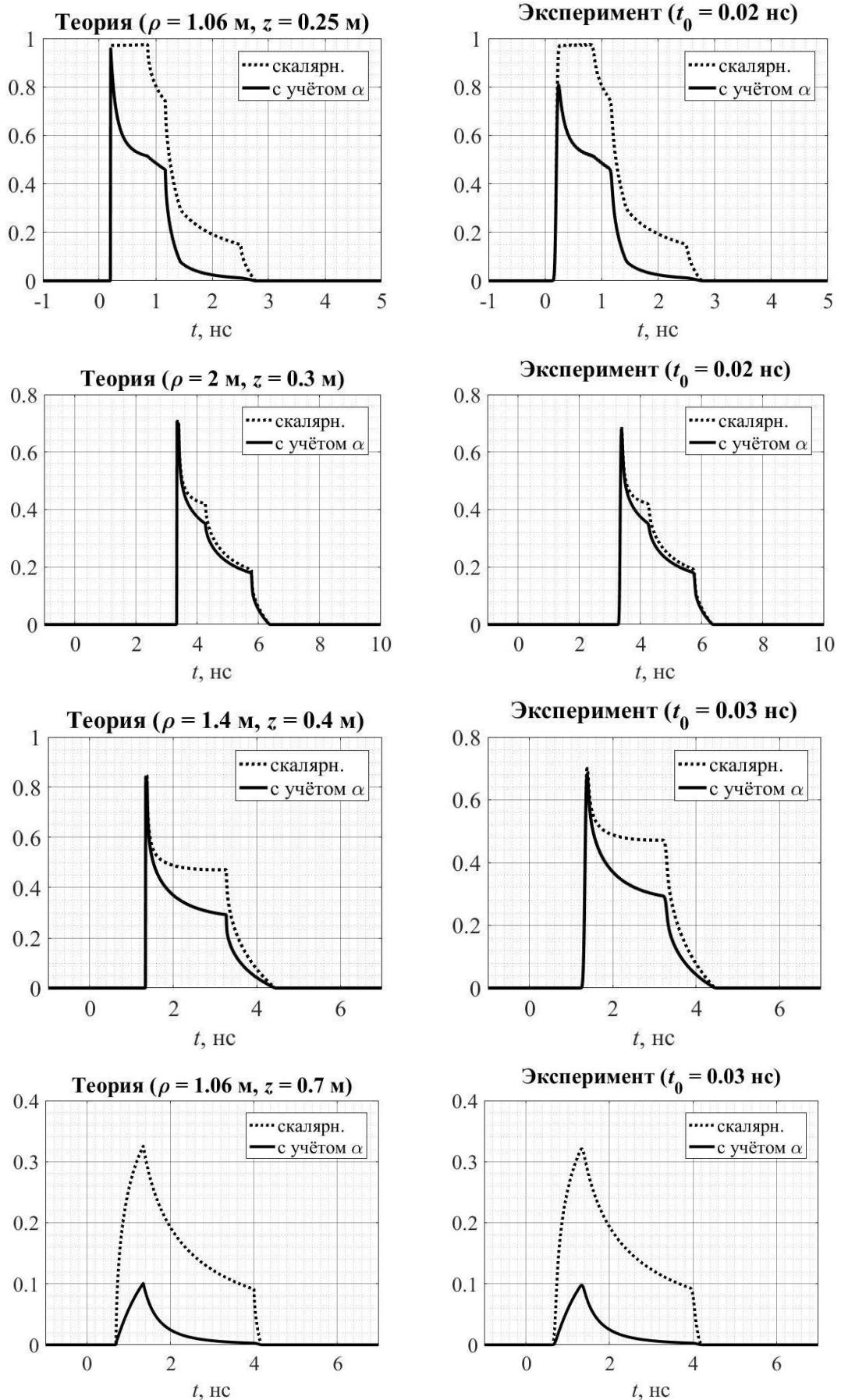


Рис. 4. Примеры вычисления ПИХ в других точках

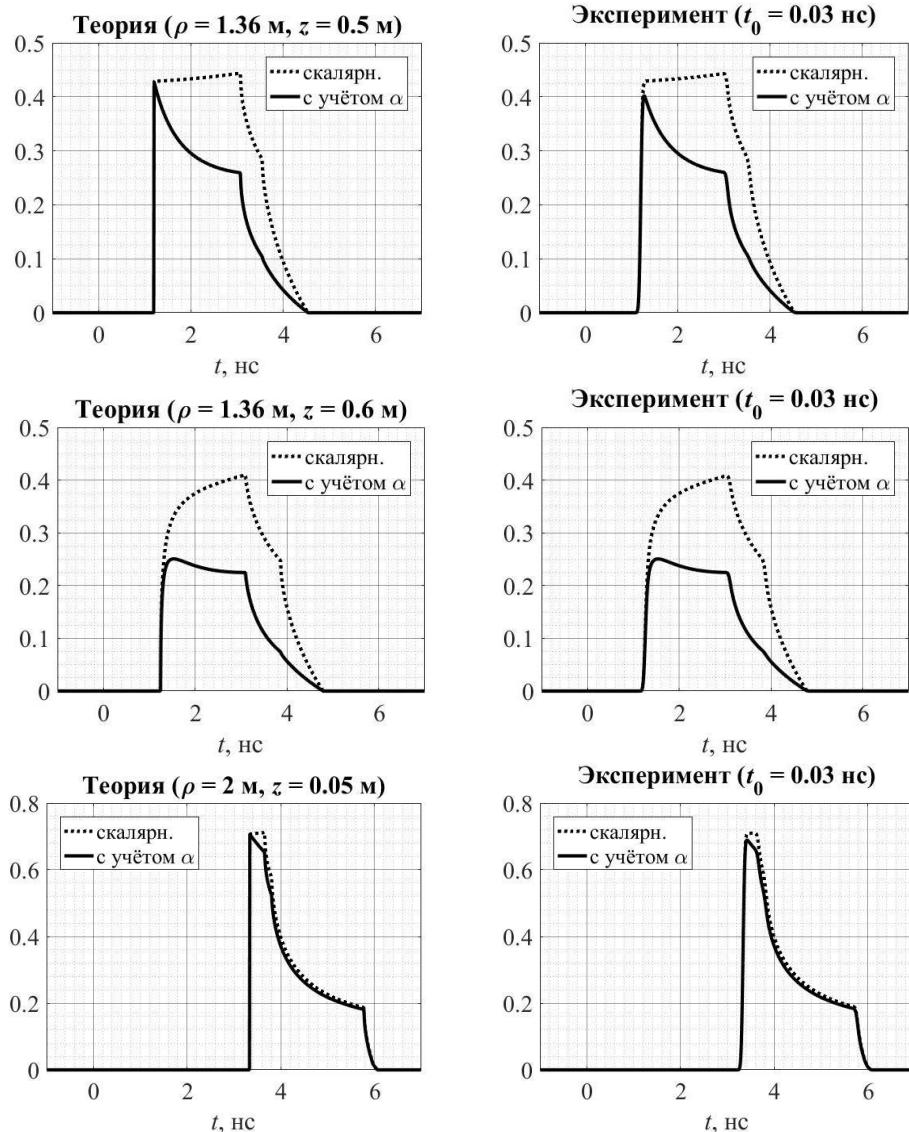


Рис. 5. Дополнительные примеры вычисления ПИХ

## 5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе была рассмотрена апертура в форме прямого кругового цилиндра ограниченной высоты, для характеристики излучения которой вводится теоретическая модель поляризационного множителя. С учётом его влияния выведены аналитические соотношения, выражающие соответствующую поправку для вычисленной в предшествующих исследованиях первообразной импульсной характеристики. Проведено сравнение результатов применения полученных формул с данными непосредственного численного моделирования, выявившее достаточно хорошее совпадение.

## 6. БЛАГОДАРНОСТИ

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 24-19-00891, <https://rscf.ru/project/24-19-00891/>. Для выполнения численных расчетов в работе использовалось оборудование учебно-научного дизайн-центра проектирования радиоэлектронных систем СВЧ, терагерцевого и оптического диапазонов на отечественной электронной компонентной базе ФГБОУ ВО «ВГУ» в рамках реализации федерального проекта «Подготовка кадров и научного фундамента для электронной промышленности».

## ЛИТЕРАТУРА

1. Bobreshov A. M. Biconical antenna with inhomogeneous dielectric lens for UWB applications / Bobreshov A. M., Zhabin A. S., Seregina E. A., Uskov G. K. // Electronics Letters, 2020, Vol. 56, № 17. – P. 857–859.
2. Бобрешов А. М. Применение аналитического метода расчета импульсно-переходной характеристики для анализа импульсного поля, излученного цилиндрической апертурой / Бобрешов А. М., Кононов А. А., Серегина Е. А., Смусева К. В., Усков Г. К., Скулкин С. П. // Сборник трудов XXIX Международной научно-технической конференции «Радиолокация, навигация, связь». – Воронеж, 2023, Т. 4. – С. 227–233.
3. Кононов А. А. Метод расчета первообразной импульсной характеристики для анализа импульсного поля цилиндрической апертуры / Кононов А. А., Серегина Е. А., Смусева К. В., Усков Г. К., Скулкин С. П. // СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии. – Севастополь, 2023, № 5. – С. 81–82.
4. Лысенко Н. А. Поляризационные множители для анализа полей апертурных антенн во временной области методом импульсных характеристик / Лысенко Н. А., Бобрешов А. М., Копытин В. Е., Усков Г. К., Скулкин С. П. // Сборник трудов XXVI Международной научно-технической конференции «Радиолокация, навигация, связь». – Воронеж, 2020, Т. 5. – С. 144–155.
5. Сазонов Д. М. Антенны и устройства СВЧ. М.: Высшая школа, 1988. – 432 с
6. Скулкин С. П. О некоторых особенностях импульсных полей апертурных антенн. // Известия вузов. Радиофизика, 1999, Т. 42, № 2. – С. 148–157.

## REFERENCES

1. Bobreshov, A. M. Biconical antenna with inhomogeneous dielectric lens for UWB applications / Bobreshov A. M., Zhabin A. S., Seregina E. A., Uskov G. K. // Electronics Letters, 2020, Vol. 56, No. 17. – Pp. 857–859.
2. Bobreshov, A. M. Application of the analytical method for calculating the pulse-transient characteristic for the analysis of the pulse field emitted by a cylindrical aperture / Bobreshov A. M., Kononov A. A., Seregina E. A., Smuseva K. V., Uskov G. K., Skulkin S. P. // The collection of the works of XXIX International scientific and technical conference «Radiolocation, navigation, communication», Voronezh, 2023, Vol. 4. – Pp. 227–233.
3. Kononov, A. A. Method for calculating the primitive impulse response for analyzing the pulse field of a cylindrical aperture / Kononov A. A., Seregina E. A., Smuseva K. V., Uskov G. K., Skulkin S. P. // «Microwave and Telecommunication Technology», Sevastopol, 2023, No. 5. – Pp. 81–82.
4. Lysenko, N. A. The polarization multipliers for aperture antennas field analysis in time domain for the method of pulse characteristics / Lysenko N. A., Bobreshov A. M., Kopytin V. E., Uskov G. K., Skulkin S. P. // The collection of the works of XXVI International scientific and technical conference «Radiolocation, navigation, communication», Voronezh, 2020, Vol. 5. – Pp. 144–155.
5. Sazonov, D. M. Antennas and microwave devices. M.: Higher School, 1988. – 432 p.
6. Skulkin, S. P. On some features of the pulsed fields of aperture antennas. // Radiophysics and Quantum Electronics, 1999, Vol. 42, No. 2. – Pp. 149–157.

# **АНАЛИЗ ПАРЦИАЛЬНЫХ ДИАГРАММ НАПРАВЛЕННОСТИ ЭЛЕМЕНТОВ АНТЕННЫХ РЕШЕТОК С КОМПЕНСАЦИЕЙ АМПЛИТУДНО-ФАЗОВОЙ РАССТРОЙКИ ВЕСОВЫХ КОЭФФИЦИЕНТОВ**

А. М. Бобрешов, А. А. Кононов, О. В. Нескородова, Г. К. Усков

Воронежский государственный университет (ВГУ), Воронеж, Россия

**Аннотация.** В работе рассматривается проблема влияния расстройки весовых коэффициентов элементов антенной решётки на возможность применения линейной модели взаимного влияния к их парциальным диаграммам. Предложено обобщение разработанной ранее методики, позволяющее компенсировать возникающие при расстройке весовых коэффициентов искажения и восстанавливать информацию об истинных параметрах переизлучения. Смоделирован простейший пример с двумя антенными элементами, на основе которого продемонстрировано функционирование алгоритма компенсации.

**Ключевые слова:** парциальная диаграмма направленности; матрица взаимного влияния; антенная решетка; весовые коэффициенты; компенсация расстройки.

## **PARTIAL DIRECTIVITY PATTERNS ANALYSIS FOR ANTENNA ARRAY ELEMENTS WITH COMPENSATION OF AMPLITUDE-PHASE DETUNING OF WEIGHTING COEFFICIENTS**

A. M. Bobreshov, A. A. Kononov, O. V. Neskorodova, G. K. Uskov

Voronezh State University (VSU), Voronezh, Russia

**Abstract.** The paper considers the problem of the effect which the antenna array elements weighting coefficients detuning has on the possibility of applying the linear mutual coupling model to their partial patterns. A generalization of the previously developed technique is proposed, which makes it possible to compensate for distortions caused by the weighting coefficients detuning and restore the information about the true re-radiation parameters. The simplest example with two antenna elements is modeled, on the basis of which the functioning of the compensation algorithm is demonstrated.

**Keywords:** partial directivity pattern; mutual coupling matrix; antenna array; weighting coefficients; compensation of detuning.

### **1. ВВЕДЕНИЕ**

Антенные решётки (AP) входят в состав радиотехнических комплексов с разнообразными назначениями и структурой и находят широкое применение во многих современных разработках. Одной из важнейших характеристик AP является её диаграмма направленности (ДН), которая складывается из ДН отдельных её элементов посредством суперпозиции с некоторыми комплексными весовыми коэффициентами. При этом на практике имеют место явления взаимного влияния [1, 2], вследствие чего каждый из антенных элементов (АЭ), находясь в составе решётки, описывается не идеальной, а т. н. парциальной ДН. Большое значение имеют методы анализа этих парциальных ДН, позволяющие сократить вычислительные затраты на непосредственное моделирование.

В работах [2–5] был построен один из таких методов, основанный на представлении парциальной ДН в виде линейной комбинации идеальных ДН для каждого элемента и последующем определении коэффициентов этой суперпозиции посредством операции псевдоинверсии. В [4] также введена процедура взаимно-однозначного перехода между результатирующими коэффициентами взаимного влияния и коэффициентами единичных переотражений, позволяющая теоретическим путём предсказывать парциальные ДН в большой антенной решётке по данным моделирования малой АР с той же структурой.

Как будет показано далее в основном тексте данной работы, применимость вышеперечисленных результатов может нарушиться, если экспериментальные данные о парциальных ДН по той или иной причине претерпели домножение на некоторую комплексную константу (что с физической точки зрения эквивалентно возникновению расстройки весовых коэффициентов на входах АР). Ниже предлагается методика, которая позволяет обобщить имеющиеся модели и на указанный случай.

## 2. ОБЩАЯ МОДЕЛЬ ВЗАИМОГО ВЛИЯНИЯ. РАССТРОЙКА ВЕСОВЫХ КОЭФФИЦИЕНТОВ

Напомним, что, согласно результатам работ [2–5], каждая парциальная ДН аппроксимируется линейной комбинацией вида

$$\dot{\vec{D}}^{(p)}(\theta, \varphi) = \sum_{n=1}^N \dot{c}_{nm} \dot{\vec{D}}_n(\theta, \varphi), \quad (1)$$

где  $\dot{\vec{D}}_n$  — идеальные ДН;

$\theta, \varphi$  — угловые переменные сферической системы координат;

$\dot{c}_{nm}$  — коэффициенты взаимного влияния (coupling'a), характеризующие итоговое (в результате всех переотражений и т. п.) переизлучение с порта  $n$  сигнала при запитке порта  $m$  с единичной амплитудой. Эти коэффициенты ( $C$ -параметры) образуют матрицу  $\hat{C}$ , так что (1) можно переписать в виде

$$\dot{\vec{D}}^{(p)} = \hat{D} \hat{C}, \quad (2)$$

где  $\dot{\vec{D}}^{(p)}, \hat{D}$  — матрицы парциальных и идеальных ДН соответственно (при численной реализации они формируются из векторов-столбцов, каждый из которых содержит отсчёты очередной ДН по некоторой выборке пространственных направлений, следующих друг за другом в заранее фиксированном порядке).

Если считать, что взаимное влияние обусловлено последовательными переизлучениями электромагнитного сигнала между АЭ, то можно ввести также коэффициенты единичного переизлучения (или  $Q$ -параметры). Именно, пусть  $q_{nm}$  показывает, как сигнал, изначально поданный на  $m$ -й порт, переизлучился с  $n$ -го порта. Тогда поправка к матрице идеальных ДН, вызванная однократным переизлучением, будет равна  $\hat{D}\hat{Q}$ : действительно, при запитке  $m$ -го порта мы будем иметь

$$\dot{\vec{D}}_m + \sum_{k \neq m} \dot{q}_{km} \dot{\vec{D}}_k, \quad (3)$$

где второе слагаемое в точности равно  $m$ -му столбцу матрицы  $\hat{D}\hat{Q}$ , если в  $\hat{Q}$  полагать диагональные элементы нулевыми [4]; это соответствует (интуитивно ясному) предположению о том, что никакой АЭ не переизлучает непосредственно «сам с себя».

Дальше (в рамках данной модели) переизлучаться (вторично) будут сигналы, уже сформированные первым переизлучением, что приведёт к ещё одной поправке. С каждого  $k$ -го элемента во время «1-го этапа» переизлучался сигнал с коэффициентом  $\dot{q}_{km}$ , который дал свой вклад в (3) и, кроме того, переизлучился вторично (со всех АЭ кроме этого  $k$ -го); характеристика направленности этого излучения равна

$$\dot{q}_{km} \cdot \sum_{n \neq k} \dot{q}_{nk} \dot{\vec{D}}_n; \quad (4)$$

суммируя по  $k$ , находим

$$\sum_{k \neq m} \sum_{n \neq k} \dot{q}_{km} \dot{q}_{nk} \dot{\vec{D}}_n; \quad (5)$$

это слагаемое должно быть добавлено в (3).

С другой стороны, (5) представляет собой  $m$ -й столбец матрицы  $\widehat{D}\widehat{Q}\widehat{Q} = \widehat{D}\widehat{Q}^2$ . Продолжая процесс далее до бесконечности (сходимость обеспечивается физичностью: на практике редко заметным бывает эффект уже 3-го переизлучения, и тем более всех последующих), получим из (3)

$$\widehat{D}^{(p)} = \widehat{D} + \widehat{D}\widehat{Q} + \widehat{D}\widehat{Q}^2 + \dots = \widehat{D}(\widehat{I} - \widehat{Q})^{-1}, \quad (6)$$

где  $\widehat{I}$  — единичная матрица с длиной стороны, равной количеству элементов в антенной решётке (таким же размером обладают и  $\widehat{C}$  с  $\widehat{Q}$ ). Сопоставляя (6) и (2), приходим к формулам взаимно-однозначного соответствия  $Q$ - и  $C$ -параметров:

$$\widehat{C} = (\widehat{I} - \widehat{Q})^{-1}, \quad \widehat{Q} = \widehat{I} - \widehat{C}^{-1}. \quad (7)$$

Преимущество  $Q$ -параметров в том, что  $\dot{q}_{nm}$  по определению зависит только от взаимного расположения  $n$ -го и  $m$ -го АЭ (как бы игнорируя наличие всей остальной части АР). Поэтому и оказывается возможным определять  $\widehat{Q}$  по экспериментально полученной матрице  $\widehat{C}$  для относительно небольшой (и в связи с этим допускающей, например, прямое численное моделирование) антенной решётки и впоследствии использовать эти данные с целью аналитического прогнозирования значений  $\widehat{C}$  для АР существенно больших размеров (сначала заполняется матрица  $\widehat{Q}$  с учётом взаимных расположений элементов в большой АР, а затем применяется формула перехода).

На элементы матрицы  $\widehat{Q}$  накладывается ряд ограничений. Так, они должны удовлетворять соотношению симметрии

$$\dot{q}_{nm} = \dot{q}_{mn}, \quad (8)$$

кроме того, обычно полагаются равными нулю все параметры, соответствующие парам АЭ, достаточно далеко отдалённых друг от друга в составе АР [4]. Однако самым обременительным оказывается вышеупомянутое требование равенства нулю диагональных элементов.

Действительно, при экспериментальном определении  $\widehat{Q}$ , вычисляя эту матрицу по формулам перехода на основе некоторой реальной матрицы  $\widehat{C}$ , мы можем усреднять находящиеся в симметричных позициях элементы в соответствии с (8), заменяя их на  $\frac{1}{2}(\dot{q}_{nm} + \dot{q}_{mn})$ , но  $\dot{q}_{nn}$  «принудительно» обращать в ноль не вполне корректно, в то время как эти коэффициенты вполне способны оказаться ненулевыми по результатам измерений. Одной из причин таких обстоятельств является тот факт, что линейная модель с переизлучениями не учитывает всю полноту физических эффектов: например, парциальные ДН могут формироваться путём переотражений, а ДН по переотражению уже не обязана совпадать с ДН по (пере-)излучению. Возможен, однако, и ещё как минимум один класс случаев, на котором стоит остановиться подробнее.

Пусть парциальные ДН, полученные в результате измерения, оказались домноженными на некоторые комплексные постоянные. Это бывает, в первую очередь, из-за существования разных соглашений об определении фазы ДН: амплитудный масштаб предполагается фиксированным за счёт условия нормировки

$$\int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^\pi \left| \dot{\vec{D}}_m(\theta, \varphi) \right|^2 \sin \theta d\theta = 4\pi, \quad (9)$$

которое инвариантно относительно смещения фазы  $\dot{\vec{D}}_m$  на константу. Так, если фаза ДН определяется через вид угловой зависимости поля в дальней зоне (как правило, с компенсацией влияния «множителя распространения»  $e^{-ikR}$ ), то на неё влияет фаза полного тока на входе антенны (которому пропорционально, ввиду линейности антенны как устройства, излучаемое в любом направлении поле).

Для простоты можно даже предположить, что взаимное влияние само по себе вовсе отсутствует, тогда

$$\dot{\vec{D}}_n^{(p)} = \dot{a}_n \dot{\vec{D}}_n, \quad (10)$$

где  $\dot{a}_n$  — комплексный коэффициент, характеризующий расстройку. Очевидно, что в данном случае «матрица взаимного влияния» совпадёт с диагональной матрицей  $\hat{A}$ , состоящей из элементов  $\dot{a}_n$ . Тогда формула перехода даёт

$$\hat{Q} = \hat{I} - \hat{A}^{-1}, \quad (11)$$

откуда ясно, что  $\hat{Q}$  имеет диагональный вид, причём элементы на диагонали равны

$$\dot{q}_{nn} = 1 - \dot{a}_n^{-1} \quad (12)$$

и обращаются в ноль лишь при  $\dot{a}_n = 1$ . На этом примере видно, что  $\hat{Q}$  может не описывать взаимное влияние адекватным образом при наличии расстройки.

В следующем разделе приводится видоизменение методики анализа взаимного влияния, которое позволяет определять априори неизвестные коэффициенты расстройки по данным эксперимента и устранять их влияние.

### 3. МОДИФИКАЦИЯ МОДЕЛИ. КОМПЕНСАЦИЯ РАССТРОЙКИ

Внесём влияние (пока что неопределённых) коэффициентов  $\dot{a}_n$  в соотношения для парциальных ДН в общем виде: пусть (по аналогии с (10)) каждый  $n$ -й АЭ излучает в составе решётки с домножением на  $\dot{a}_n$  (по сравнению со сценарием определения изолированной ДН), тогда исходное излучение всех АЭ будет характеризоваться уже не матрицей  $\hat{D}$ , а матрицей  $\hat{D}\hat{A}$  (её  $n$ -й столбец равен (10)). Далее первое переизлучение будет происходить тоже с участием коэффициентов  $\dot{a}_n$ : действительно, изначально они описывали расстройку входных весовых коэффициентов, следовательно, с каждого  $m$ -го АЭ на каждый  $k$ -й АЭ «придёт» сигнал, содержащий множитель  $\dot{a}_m$ , и переизлучится (в рамках вышеизложенной модели) в виде  $\dot{q}_{km}\dot{a}_m\vec{D}_k$ , так что вместо (3) будет

$$\dot{a}_m\vec{D}_m + \sum_{k \neq m} \dot{q}_{km}\dot{a}_m\vec{D}_k = \dot{a}_m\vec{D}_m + \dot{a}_m \cdot \sum_{k \neq m} \dot{q}_{km}\vec{D}_k, \quad (13)$$

что соответствует  $m$ -му столбцу матрицы  $\hat{D}\hat{A} + \hat{D}\hat{Q}\hat{A}$  (в силу диагонального вида  $\hat{A}$ ). Затем имеют место все последующие переизлучения, причём все соответствующие поправки будут теперь домножены справа на  $\hat{A}$  (поскольку  $m$ -й столбец описывает суперпозицию переизлучений, порождённых запиткой  $m$ -го АЭ, а  $\dot{a}_m$  характеризует возникшую при этой запитке расстройку). В итоге вместо (6) получится

$$\hat{D}^{(p)} = \hat{D}\hat{A} + \hat{D}\hat{Q}\hat{A} + \hat{D}\hat{Q}^2\hat{A} + \dots = \hat{D}(\hat{I} - \hat{Q})^{-1}\hat{A}. \quad (14)$$

Определяя на основе (2) матрицу взаимного влияния с помощью операции псевдоинверсии [6] по экспериментальным замерам ДН, находим

$$\hat{C} = \hat{D}^+ \hat{D}^{(p)}; \quad (15)$$

с учётом (14), обобщённые формулы перехода имеют вид

$$\hat{C} = (\hat{I} - \hat{Q})^{-1}\hat{A}, \quad \hat{Q} = \hat{I} - \hat{A}\hat{C}^{-1}. \quad (16)$$

Соотношение

$$\hat{A}\hat{C}^{-1} = \hat{I} - \hat{Q} \quad (17)$$

может быть использовано для определения матрицы  $\hat{A}$  таким образом, чтобы в  $\hat{Q}$  обратились в ноль диагональные элементы. Это требование, как легко видеть, эквивалентно стремлению к единице диагональных элементов правой части (17), равных диагональным элементам  $\hat{A}\hat{C}^{-1}$ , которые, в свою очередь, можно представить как

$$\dot{a}_n \cdot \dot{p}_{nn}, \quad (18)$$

где  $\dot{p}_{nm}$  — элементы матрицы, обратной к матрице взаимного влияния:

$$\hat{P} = \hat{C}^{-1}. \quad (19)$$

Из (19) следует правило для вычисления  $\dot{a}_n$ :

$$\dot{a}_n = 1/\dot{p}_{nn}, \quad (20)$$

или, сокращённо,

$$\hat{A} = \text{diag}\left(\left(\text{diag}(\hat{C}^{-1})\right)^{-1}\right). \quad (21)$$

После этого можно применять (16) для вычисления  $\hat{Q}$ ; в ней диагональные элементы будут в точности равны нулю.

Для иллюстрации рассмотрим один из обсуждавшихся в работе [4] примеров: два одинаковых полуволновых диполя, расположенных на расстоянии  $d = 40$  мм друг от друга и наклонённых на  $45^\circ$  вокруг своих центров (рис. 1). Идеальные и парциальные ДН первого (без ограничения общности) диполя (расположенного в начале координат) показаны на рис. 2, причём в парциальную ДН здесь уже введена расстройка.

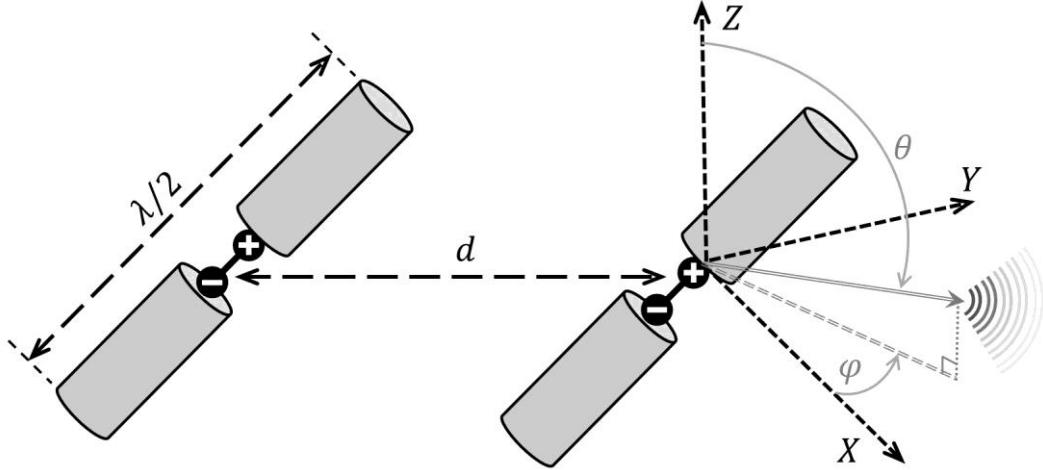


Рис. 1. Модель двух полуволновых диполей

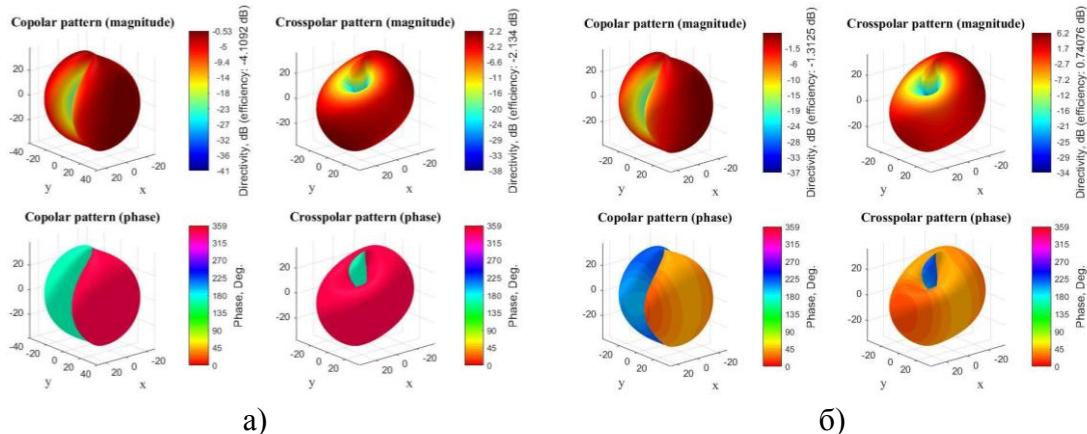


Рис. 2. ДН диполя, расположенного в начале координат: а) идеальная; б) парциальная

Истинные значения коэффициентов расстройки, на которые искусственным образом были домножены парциальные ДН, равны

$$\dot{a}_1 = 1 + 1i, \quad \dot{a}_2 = 1i. \quad (22)$$

До этого исходные парциальные ДН были смоделированы (в среде CST Studio Suite) достаточно корректно: их матрица взаимного влияния (найденная по принципу (15)) оказалась равной

$$\hat{C} = \begin{pmatrix} 0.958 + 0.021i & 0.019 + 0.165i \\ 0.023 + 0.169i & 0.957 + 0.054i \end{pmatrix}, \quad (23)$$

так что матрица  $\hat{Q}$  (по классическим формулам перехода) принимает вид

$$\hat{Q} = \begin{pmatrix} -0.014 + 0.012i & 0.032 + 0.172i \\ 0.036 + 0.176i & -0.012 + 0.047i \end{pmatrix}; \quad (24)$$

здесь  $\dot{q}_{21} \approx \dot{q}_{21}$  и  $\dot{q}_{nn} \ll \dot{q}_{21}$ , как и должно было быть, а диагональные элементы в (23) близки к единице, поэтому можно считать, что изначально расстройка в результатах моделирования отсутствовала.

Усреднённые относительные погрешности воссоздания парциальных ДН по формуле (2) с помощью истинной матрицы (23) равны  $-37.536$  дБ и  $-37.865$  дБ соответственно, причём как с введением искусственной расстройки, так и без неё, что ожидаемо: точность линейной модели взаимного влияния зависит только от формы ДН, но не от постоянных множителей, которые могут быть внесены в матрицу  $\hat{C}$ . Так, с учётом расстроек (22) матрица (23) заменяется на

$$\hat{C}_{\hat{A}} = \hat{C}\hat{A} = \begin{pmatrix} 0.938 + 0.979i & -0.165 + 0.019i \\ -0.146 + 0.191i & -0.054 + 0.957i \end{pmatrix}, \quad (25)$$

то есть первый столбец домножился на  $\dot{a}_1$ , а второй — на  $\dot{a}_2$ . Априори, однако, ещё не зная (22), можно только заметить, что диагональные элементы матрицы  $\hat{C}_{\hat{A}}$  (а именно её мы получим, применив псевдоинверсию к ДН, подвергшимся расстройке!) далеки от единицы (это уже должно наводить на мысль, что каждый АЭ изначально излучает не с единичным коэффициентом). Далее, посчитав по классическим формулам перехода (7)

$$\hat{Q}_{\hat{A}} = \hat{I} - \hat{C}_{\hat{A}}^{-1} = \begin{pmatrix} 0.499 + 0.513i & 0.102 + 0.070i \\ 0.176 - 0.036i & 1.047 + 1.012i \end{pmatrix}, \quad (26)$$

замечаем, что диагональные элементы существенно ненулевые; это опять указывает на неприменимость стандартной методики (и действительно, у внедиагональных элементов (26) существенно нарушена симметрия, кроме того, они совершенно не совпадают с истинными значениями в (22)), так что пользоваться такой матрицей для предсказания взаимного влияния нельзя — при том, что по факту линейная модель применима, но требует именно обобщённого подхода (16)–(21). В данном случае

$$\hat{C}_{\hat{A}}^{-1} = \begin{pmatrix} 0.501 - 0.513i & -0.102 - 0.070i \\ -0.176 + 0.036i & -0.047 - 1.012i \end{pmatrix}, \quad (27)$$

так что (21) даёт

$$\dot{a}_1 = \frac{1}{0.501 - 0.513i} \approx 0.974 + 0.998i, \quad \dot{a}_2 = \frac{1}{-0.047 - 1.012i} \approx -0.046 + 0.986i; \quad (28)$$

эти оценки весьма близки к (22), что говорит о работоспособности предлагаемого метода. Далее, вычисляя  $\hat{Q}$  по формуле (16) на основе «измеренной» матрицы (25) и оценок (28), находим

$$\hat{Q} = \hat{I} - \begin{pmatrix} \dot{a}_1 & 0 \\ 0 & \dot{a}_2 \end{pmatrix} \hat{C}_{\hat{A}}^{-1} = \begin{pmatrix} 0 & 0.029 + 0.170i \\ 0.028 + 0.175i & 0 \end{pmatrix}. \quad (29)$$

Усредним внедиагональные элементы:

$$\dot{q} := \frac{\dot{q}_{21} + \dot{q}_{12}}{2} = 0.028 + 0.173i; \quad (30)$$

это с хорошей точностью совпадает со значением  $0.034 + 0.174i$ , полученным (ещё в [4]) усреднением внедиагональных элементов исходной матрицы (24). Собирая теперь «теоретическую» версию матрицы переизлучений в виде  $\begin{pmatrix} 0 & \dot{q} \\ \dot{q} & 0 \end{pmatrix}$ , вычислим посредством (16) соответствующий «симметризованный» вариант матрицы взаимного влияния:

$$\left( \hat{I} - \begin{pmatrix} 0 & q \\ q & 0 \end{pmatrix} \right)^{-1} \begin{pmatrix} \dot{a}_1 & 0 \\ 0 & \dot{a}_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0.972 + 0.011i & 0.031 + 0.170i \\ 0.031 + 0.170i & 0.972 + 0.011i \end{pmatrix}; \quad (31)$$

расчёт парциальных диаграмм с помощью (31) приводит к средним относительным погрешностям в  $-37.463$  дБ и  $-37.786$  дБ, что весьма близко к приведённой выше границе точности линейной модели взаимного влияния ( $-37.536$  дБ и  $-37.865$  дБ). Интересно отметить, что те же значения имеют место при применении методики компенсации расстройки к исходным парциальным ДН — и, более того, эти погрешности меньше, чем достигнутые в работе [4] показатели в  $-34.572$  дБ и  $-29.543$  дБ. Таким образом, предложенная методика не только позволяет компенсировать существенную амплитудно-фазовую расстройку, — попытки пользоваться нескомпенсированной матрицей (26) приводят к катастрофическим ошибкам (в десятки процентов), — но и улучшает точность в случае, когда расстройка на первый взгляд пренебрежима.

## **4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ**

В работе предложено обобщение разработанной в предшествовавших исследованиях методики анализа парциальных диаграмм направленности элементов антенных решёток на случай, когда весовые коэффициенты могли подвергнуться амплитудной и/или фазовой расстройке, что вызывает сдвиг отсчётов диаграмм на соответствующую комплексную константу и, как выявил анализ, может приводить к полной неприменимости стандартной теории взаимного влияния, основанного на переотражениях.

Показано, что восстановление информации о поправках к парциальным ДН может быть осуществлено путём компенсации расстройки весовых коэффициентов на основе требования обращения в ноль диагональных элементов матрицы однократных переотражений. На простейшем примере, содержащем два излучателя, промоделировано возможное искажение диаграмм из-за сбоя входных сигналов на константу и продемонстрировано, что предлагаемая методика действительно позволяет компенсировать эффекты расстройки.

## **5. БЛАГОДАРНОСТИ**

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 24-19-00891, <https://rsrf.ru/project/24-19-00891/>. Для выполнения численных расчетов в работе использовалось оборудование учебно-научного дизайн-центра проектирования радиоэлектронных систем СВЧ, терагерцевого и оптического диапазонов на отечественной электронной компонентной базе ФГБОУ ВО «ВГУ» в рамках реализации федерального проекта «Подготовка кадров и научного фундамента для электронной промышленности».

## **ЛИТЕРАТУРА**

1. Паршин Ю.Н. Анализ пропускной способности ММО системы связи с учетом взаимного влияния каналов приемного тракта / Грачев М.В., Паршин Ю.Н. // Сборник трудов XXV Международной научно-технической конференции «Радиолокация, навигация, связь». – Воронеж, 2019, Т. 5. – С. 242–248.
2. Бажанова О. В. Оценка искажения парциальных диаграмм направленности элементов ФАР по матрицам рассеяния и диаграмме изолированного элемента / Бажанова О. В., Степкин В. А., Бобрешов А. М., Усков Г. К., Смусева К. В., Аверина Л. И. // Сборник трудов XXIX Международной научно-технической конференции «Радиолокация, навигация, связь». – Воронеж, 2023, Т. 4. – С. 198–201.
3. Бажанова О. В. Исследование коэффициентов взаимного влияния в двухполяризационных антенных решетках / Бажанова О. В., Кононов А. А., Смусева К. В., Степкин В. А., Усков Г. К. // Физика волновых процессов и радиотехнические системы, 2023, Т. 26, № 4. – С. 78–87.
4. Бажанова О. В. Особенности учёта эффектов взаимного влияния антенных элементов в системах Massive-MIMO / Бажанова О. В., Кононов А. А., Смусева К. В., Усков Г. К. // Сборник трудов XXX Международной научно-технической конференции «Радиолокация, навигация, связь». – Воронеж, 2024, Т. 4. – С. 158–167.
5. Нескородова О. В. Анализ искажения парциальных ДН в антенных решётках за счёт взаимного влияния / Нескородова О. В., Кононов А. А., Усков Г. К. // Материалы XXI Международной научно-технической конференции «Физика и технические приложения волновых процессов». – Самара, 2024. – С. 131–132.
6. Тыртышников Е. Е. Матричный анализ и линейная алгебра. М. : ФИЗМАТЛИТ, 2007. – 480 с.

## REFERENCES

1. Parshin Yu.N. Analysis of the MIMO communication systems capacity taking into account the receiving channels mutual influence / Grachev M.V., Parshin Yu.N. // The collection of the works of XXIX International scientific and technical conference «Radiolocation, navigation, communication», Voronezh, 2019, Vol. 5. – Pp. 242–248.
2. Bazhanova O. V. Evaluation of distortion of partial diagrams of phased antenna array elements by scattering matrix and diagram of an isolated element / Bazhanova O. V., Stepkin V. A., Bobreshov A. M., Uskov G. K., Smuseva K. V., Averina L. I. // The collection of the works of XXIX International scientific and technical conference «Radiolocation, navigation, communication», Voronezh, 2023, Vol. 4. – Pp. 198–201.
3. Bazhanova O. V. Investigation of mutual coupling coefficients in dual-polarized antenna arrays / Bazhanova O. V., Kononov A. A., Smuseva K. V., Stepkin V. A., Uskov G. K. // Physics of Wave Processes and Radio Systems, 2023, Vol. 26, No. 4. – Pp. 78–87.
4. Bazhanova O. V. Features of accounting for the mutual coupling effects of antenna elements in Massive-MIMO systems / Bazhanova O. V., Kononov A. A., Smuseva K. V., Stepkin V. A., Uskov G. K. // The collection of the works of XXX International scientific and technical conference «Radiolocation, navigation, communication», Voronezh, 2024, Vol. 4. – Pp. 158–167.
5. Neskorodova, O. V. Analysis of distortion of partial antenna patterns in antenna arrays due to mutual coupling / Neskorodova O. V., Kononov A. A., Uskov G. K. // Proceedings of the XXI International scientific and technical conference «Physics and Technical Applications of Wave Processes», Samara, 2024. – Pp. 131–132.
6. Tyrtyshnikov, E. E. Matrix calculus and linear algebra. M. : FIZMATLIT, 2007. – 480 p.

# **МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ МЕТОДА ЦИФРОВОЙ ПЕЛЕНГАЦИИ МНОЖЕСТВЕННЫХ ИСТОЧНИКОВ СИГНАЛОВ**

А. П. Онищенко, В. А. Сенчурев

Акционерное общество «Научно производственное предприятие «Алмаз»  
(АО «НПП «Алмаз»), Саратов, Россия

**Аннотация.** В работе приведен вывод метода фазовой пеленгации с одно- двух- и трехмерным массивом антенн. Метод основан на последовательной проверке гипотез о пространственном размещении источников сигналов путем когерентного сложения комплексных отсчетов, полученных от массива приемников. Разделение источников выполняется по частоте путем дискретного преобразования Фурье вычисленных векторов сумм. В результате разработан программный код на базе выведенного метода. Целью работы является разработка метода цифровой пеленгации множественных источников сигналов с помощью математического моделирования для применения в перспективной радиоаппаратуре.

**Ключевые слова:** пеленгация источников, интерферометрический метод, массив антенн, спектральный анализ, цифровая обработка сигналов.

## **MATHEMATICAL MODELING OF THE MULTIPLE SIGNAL DIRECTION OF ARRIVAL DIGITAL ESTIMATION METHOD**

A. P. Onischenko, V. A. Senchurov

Joint Stock Company “Research and production enterprise “Almaz”  
(JSC “RPE “Almaz”), Saratov, Russia

**Abstract.** This paper considering a derivation of a method of direction of arrival (DOA) estimation by phase difference, using one- two- or three-dimensional antenna array. Described method is based on an evaluation of hypotheses of special positioning of signal sources. The evaluation process consists of the coherent summation of complex samples obtained from the receiver array. Signal sources are distinguished by frequency with the discrete Fourier transform of the calculated sum vectors. Based on the derived algorithm the program was developed. The goal of this paper is to develop a method of digital DOA estimation method of multiple signal sources for perspective applications.

**Keywords:** direction of arrival estimation, interferometry; antenna array; spectral analysis; digital signal processing.

### **1. ВВЕДЕНИЕ**

Определение направления на источник сигнала было и остается актуальной задачей во многих радиофизических приложениях, в том числе современных технологиях беспроводной связи и радиолокации [1, 2]. Принимая во внимание тенденцию к повсеместному внедрению в радиосистемы цифровых методов обработки сигналов, цифровая пеленгация является перспективным направлением исследований.

Известны различные подходы к определению угла прибытия сигнала, каждый из которых опирается на информацию о сигнале, снятую в нескольких пространственно разнесенных точках:

- по разности уровней сигнала (метод Ватсона-Ватта);
- по отклонению центральной частоты (допплеровский метод);
- по разности фаз (интерферометрический метод).

Системы, построенные на интерферометрическом методе, позволяют получить наилучшее угловое разрешение, по сравнению с другими, однако, такие системы также дороже и значительно сложнее [3].

Настоящий текст посвящен исследованию базовых принципов определения направления прибытия сигнала. Рассмотрен метод определения азимутального и угломестного пеленга источника по разности фаз сигнала в точках приема. Выполнено моделирование работы пеленгатора, основанного на предложенном методе обработки сигнала.

## 2. БАЗОВЫЕ ПРИНЦИПЫ ФАЗОВОЙ ПЕЛЕНГАЦИИ

Как известно, электромагнитная волна имеет конечную скорость распространения в среде. Для воздуха это значение стремится к скорости света  $c$ . Можно сказать, что информация о фазе электромагнитной волны передается на расстояние  $d$  за некоторое время  $\Delta t$ , определяемое как:

$$\Delta t = \frac{d}{c} \quad (1)$$

Если представить путь распространения электромагнитной волны как набор виртуальных осцилляторов, то каждый из этих осцилляторов будет иметь задержку фазы волны  $\Delta\phi$  в соответствии с расстоянием от него до реального источника  $d$  и частотой сигнала  $f$ :

$$\Delta\phi = \omega\Delta t = 2\pi f \frac{d}{c} \quad (2)$$

Из этого представления можно вывести определение для длины волны  $\lambda$  как минимального расстояния между двумя ближайшими виртуальными осцилляторами расположенными вдоль радиуса фронта электромагнитной волны, имеющими равные фазы:

$$d|_{\Delta\phi=2\pi} = \frac{\Delta\phi c}{2\pi f} \Big|_{\Delta\phi=2\pi} = \lambda \quad (3)$$

На рисунке 1 дано графическое представление распространения волны, исходящей от точечного изотропного источника. Каждая точка двумерного пространства представлена как виртуальный источник сигнала, дублирующий сигнал реального осциллятора с некоторой задержкой фазы.

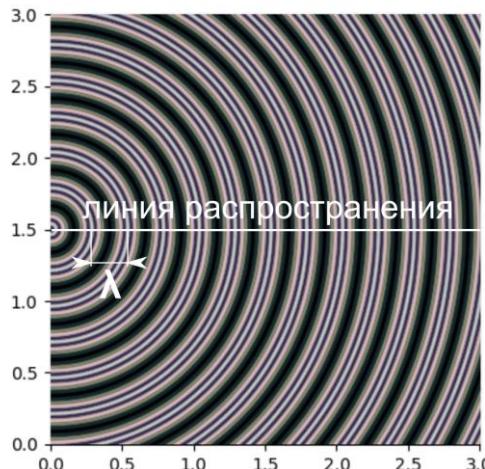


Рис. 1. Распространение волны от точечного источника сигнала.

Упростив (3) и подставив в (2) получим выражение для разности фазы между реальным и некоторым виртуальным источником сигнала, находящимся на линии распространения волны:

$$\Delta\phi = 2\pi \frac{d}{\lambda} \quad (4)$$

Излучение точечного источника можно представить в виде расширяющихся концентрических сфер (или окружностей, как на рисунке 1). Если установить в области приема сигнала несколько приемников (элементов антенного массива), фаза принятого этими приемниками сигнала будет отличаться в зависимости от положения источника сигнала. При этом расстояние между соседними элементами массива приемников должно быть меньше  $\lambda$ , чтобы избежать неоднозначности в решении.

### 3. ОПРЕДЕЛЕНИЕ УГЛА ПРИБЫТИЯ

Представим, что энергия от источника сигнала до центра массива приемников распространяется вдоль некоторой прямой (рис. 2).

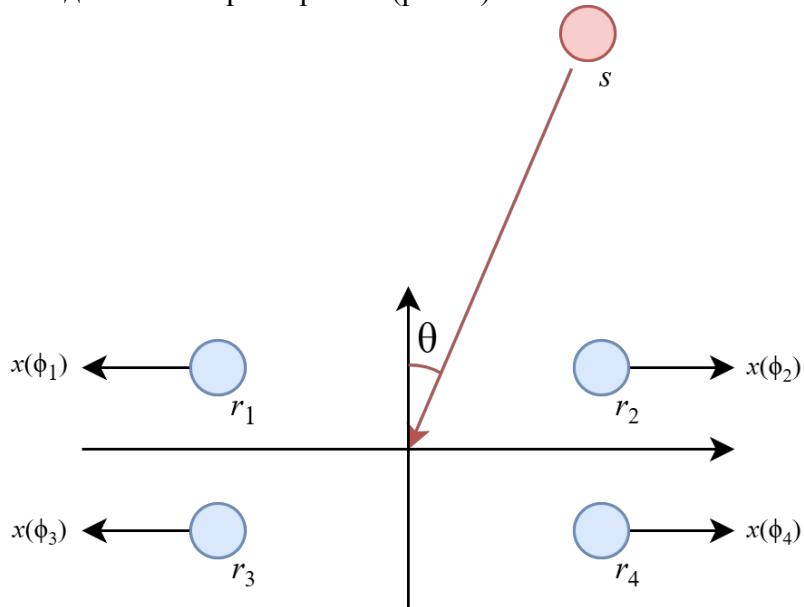


Рис. 2. Распространение энергии от одного источника к массиву приемников.

На рисунке 2  $r_1 - r_4$  являются приемниками сигнала,  $x(\phi_m)$ ,  $s$  – источник, расположенный на некотором расстоянии  $B$ . Символом  $\theta$  обозначим угол между линией распространения сигнала и нормалью к оси координатной системы, в которой находится массив приемников. Угол  $\theta$  и есть угол прибытия.

Как было показано, одновременно принятый двумя или более приемниками сигнал будет отличаться по фазе на каждом из них на некоторую  $\Delta\phi_m$ , зависящую от положения источника сигнала. Для удаленного источника ( $B \gg d$ ) фронт волны можно считать плоским. Следовательно, влияние расстояния до приемников на разность фаз между источниками будет пренебрежимо мало. В дальнейшем будем называть  $\Delta\phi_m$  – фазовой задержкой  $m$ -того элемента массива.

### 4. РАСЧЕТ ФАЗОВЫХ ЗАДЕРЖЕК ЭЛЕМЕНТОВ МАССИВА

По мере усложнения конфигурации антенного массива увеличивается количество степеней свободы для расчета  $\theta$ , но принципиально решение задачи не меняется и сводится к расчету фазовых задержек элементов массива по отношению к фазе на некотором опорном элементе.

### а. Плоский линейный массив

Для одномерного массива приемников, установленных на одной линии с шагом  $d$ , задача сводится к следующему: если взять, что источник сигнала  $s$  бесконечно удален от приемников, то расстояние до каждого из соседних приемников будет отличаться на постоянную величину  $|b|$ . Длина  $b$  является длиной катета прямоугольного треугольника, образованного прямой между одним из приемников и источником сигнала, отрезком между приемниками, и перпендикуляром, отложенным к прямой между источником и тем же приемником от следующего приемника в массиве (рис. 3).

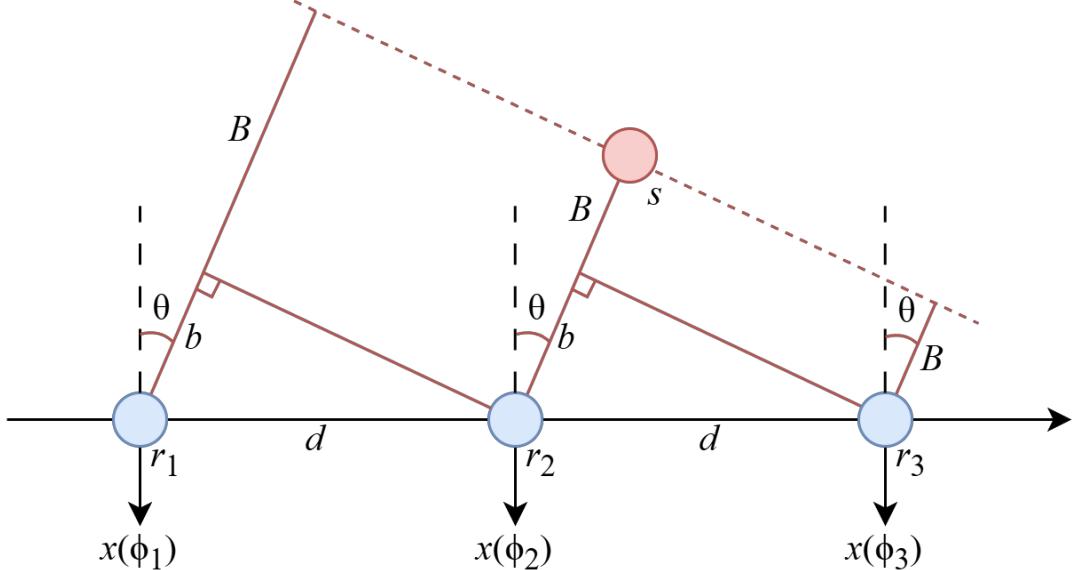


Рис. 3. Конфигурация прямого линейного массива приемников.

В предложенном случае  $\phi_m = \phi_0 - \Delta\phi_m$ , где  $\phi_0$  – разность фаз между источником сигнала и опорным приемником. Так как  $b$  одинакова для всех приемников, величина  $\Delta\phi_m = m\Delta\phi$ , где  $\Delta\phi$  обозначена некоторая задержка фазы между соседними приемниками. Найти  $b$  не составляет труда:

$$b = d \sin \theta$$

Чтобы выразить  $\Delta\phi$ , подставим  $b$  в выражение (4):

$$\Delta\phi = 2\pi \frac{b}{\lambda} = 2\pi \frac{d}{\lambda} \sin \theta \quad (6)$$

Выразив  $\theta$  из (6) получим искомый угол прибытия для линейного плоского массива приемников:

$$\theta = \arcsin \left( \frac{\Delta\phi}{2\pi} \cdot \frac{\lambda}{d} \right) \quad (7)$$

Точность определения  $\theta$  для различных  $d$  можно представить через диаграмму направленности массива. На рисунке 4 представлено семейство диаграмм направленности плоских линейных массивов с различным числом приемников при угле  $\theta = 90^\circ$ .

Из рис. 4 можно сделать несколько выводов:

1. увеличение числа приемников дает более узкий основной лепесток диаграммы направленности;
2. расстояние  $d$  так же влияет на ширину основного лепестка;
3. при  $d \geq \lambda/2$  возникает неопределенность – два боковых лепестка равны по амплитуде основным лепесткам при  $\theta \neq 0^\circ, 180^\circ$ .

Последнее можно подробнее проанализировать на рисунке 5 для случая массива из 8 приемников, расположенных с шагом  $d = 0.9\lambda$ .

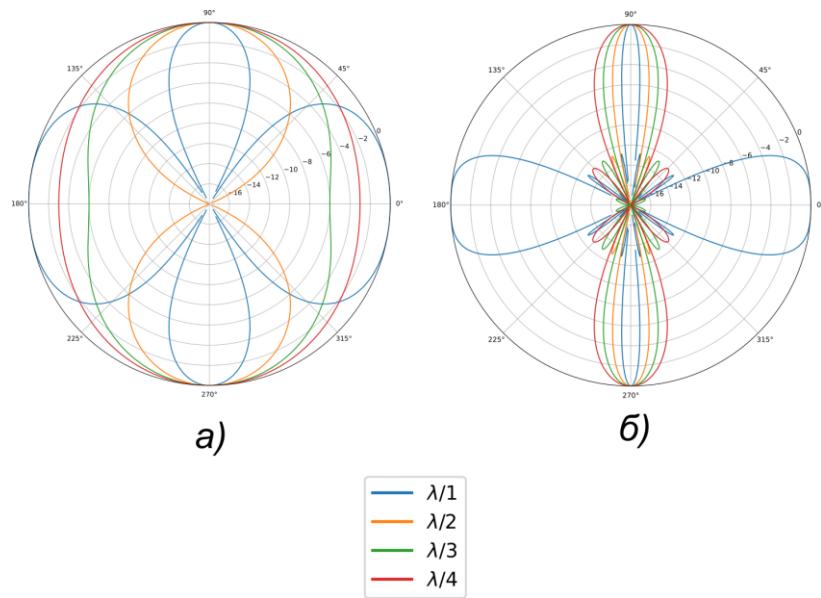


Рис. 4. Диаграмма направленности линейного плоского массива антенн  
 а) – при 2 приемниках, б) – при 8 приемниках.

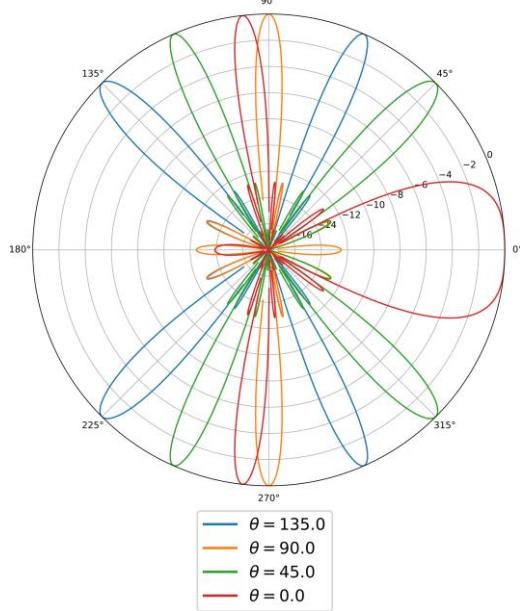


Рис. 5. Диаграмма направленности линейного плоского массива при разных углах прибытия, где  $d = 0.9\lambda$ .

Установив приемники на расстояние  $d < \lambda/2$  мы уменьшим относительную величину боковых лепестков диаграммы, однако, для плоского линейного массива все равно будет наблюдаться неопределенность – диаграмма направленности имеет осевую симметрию относительно линии размещения приемников. Соответственно, плоский линейный массив позволяет определить азимутальную компоненту направления прибытия в диапазоне  $\theta \in \{-\pi/2; \pi/2\}$ .

## **б. Произвольный двухмерный массив**

Использование двухмерного массива приемников подразумевает расчет фазовых задержек при распространении волны сразу в двух направлениях (рисунок 6).

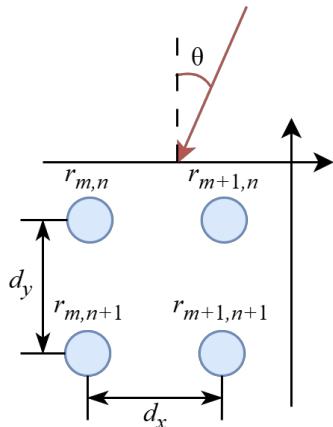


Рис. 6. Угол прибытия в регулярном двухмерном массиве.

В регулярном массиве, где расстояния между строками и столбцами ( $d_x$  и  $d_y$  соответственно) не изменяются, задержку фазы  $\Delta\phi_{m,n}$  на приемнике при распространении волны через массив можно получить, просуммировав ее продольную и поперечную компоненты:

$$\Delta\phi_{m,n} = 2\pi \frac{md_x}{\lambda} \sin \theta + 2\pi \frac{nd_y}{\lambda} \cos \theta \quad (8)$$

Выражение (8) хорошо подходит для регулярного прямоугольного массива, однако, если приемники расположены, например, по кругу, то  $d_x$  и  $d_y$  будут нерегулярны. Удобным и наглядным способом расчета задержек в этом случае будет сначала перенести массив в новую систему координат, в которой вектор прибытия будет перпендикулярен одной из осей (рисунок 7).

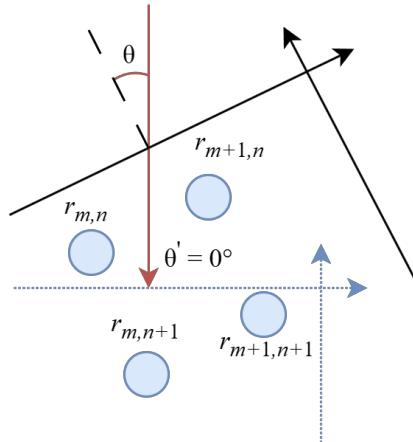


Рис. 7. Перенос массива в новую систему координат.

Стоит отметить, что на рисунке 7, хотя это и не показано, центры новой и старой систем координат совпадают и лежат в центре массива.

Выполнить поворот можно умножив матрицу координат приемников на соответствующую матрицу поворота:

$$\begin{bmatrix} x'_{m,n} \\ y'_{m,n} \end{bmatrix} = A_{rot} \cdot \begin{bmatrix} x_{m,n} \\ y_{m,n} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos(-\theta) & \sin(-\theta) \\ -\sin(-\theta) & \cos(-\theta) \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} x_{m,n} \\ y_{m,n} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos \theta & -\sin \theta \\ \sin \theta & \cos \theta \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} x_{m,n} \\ y_{m,n} \end{bmatrix} \quad (9)$$

Подставив новый угол  $\theta' = 0^\circ$  в выражение (8) получим:

$$\Delta\phi_{m,n} = 2\pi \frac{ny'_{m,n}}{\lambda} \quad (10)$$

Диаграмма направленности массива из 4 элементов, расположенных по углам квадрата, представлена на рисунке 8.

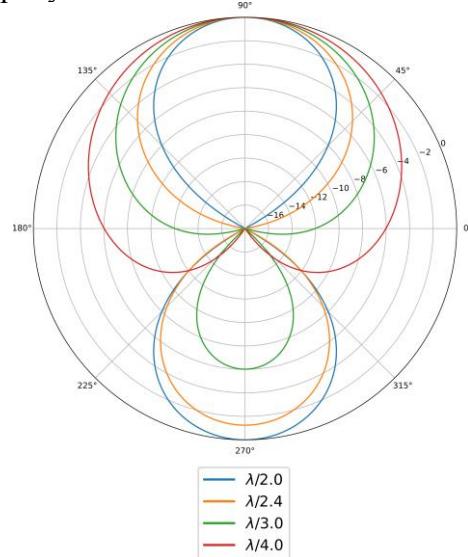


Рис. 8. Диаграмма направленности двухмерного массива антенн.

Из рисунка выше видно, что при  $d = \lambda/2$  возникает такая же зеркальная неопределенность, как и в случае линейного массива. Чтобы максимально подавить задний лепесток диаграммы направленности, приемники должны быть расположены на расстоянии  $d = \lambda/4$ , но при этом падает точность определения  $\theta$ .

#### в. Определение направления прибытия в трехмерном пространстве

Следует сразу отметить, что плоский двухмерный массив так же обладает симметрией относительно плоскости массива. Следовательно, направление прибытия сигнала для плоского двухмерного массива приемников можно определить только в полусфере над или под плоскостью массива.

В трехмерном пространстве направление прибытия будем задавать углами  $\psi$  и  $\theta$  (рисунок 9).

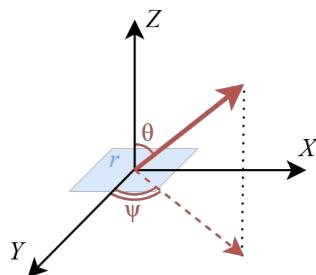


Рис. 9. Направление прибытия в трехмерной системе координат.

На рисунке 9 плоскостью массива является плоскость  $r$ . Рассмотренный ранее случай, где вектор прибытия лежит в плоскости массива, можно представить как частный случай текущей задачи: плоскость  $r$  лежит в плоскости  $XZ$ , а угол  $\psi = 90^\circ$ . Соответственно, чтобы получить  $\Delta\phi_{m,n}$  для трехмерного случая, модифицируем (8) так, чтобы учесть  $\psi$ :

$$\Delta\phi_{m,n} = 2\pi \frac{md_x}{\lambda} \sin \theta \sin \psi + 2\pi \frac{nd_y}{\lambda} \sin \theta \cos \psi \quad (11)$$

Убедиться, что выражение (11) выведено верно можно подставив  $\psi = 0^\circ$ . В этом случае мы получим выражение (6). Если подставить  $\theta = 90^\circ$ , то получим выражение (8), где символ  $\theta$  будет заменен символом  $\psi$ , так как вектор распространения волны будет лежать в плоскости  $YZ$ .

Аналогично (9), для нерегулярного двухмерного массива возможно перенести плоскость  $r$  в новую систему координат путем умножения на две матрицы поворота –  $A_{\text{rot}}^z$  и  $A_{\text{rot}}^x$ .

$$\begin{aligned} \begin{bmatrix} x'_{m,n} \\ y'_{m,n} \\ z'_{m,n} \end{bmatrix} &= A_{\text{rot}}^x \cdot A_{\text{rot}}^z \cdot \begin{bmatrix} x_{m,n} \\ y_{m,n} \\ z_{m,n} \end{bmatrix} = \\ &= \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos \theta & \sin \theta \\ 0 & -\sin \theta & \cos \theta \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \cos \psi & \sin \psi & 0 \\ -\sin \psi & \cos \psi & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} x_{m,n} \\ y_{m,n} \\ z_{m,n} \end{bmatrix} \end{aligned} \quad (12)$$

Так же, как и в двухмерном случае, после преобразования (12) все задержки вычисляются с помощью (10), где  $y_{m,n}$  заменяется  $z_{m,n}$ .

На рисунке 10 приведены проекции диаграмм направленности равномерного кругового массивов из 9 элементов.

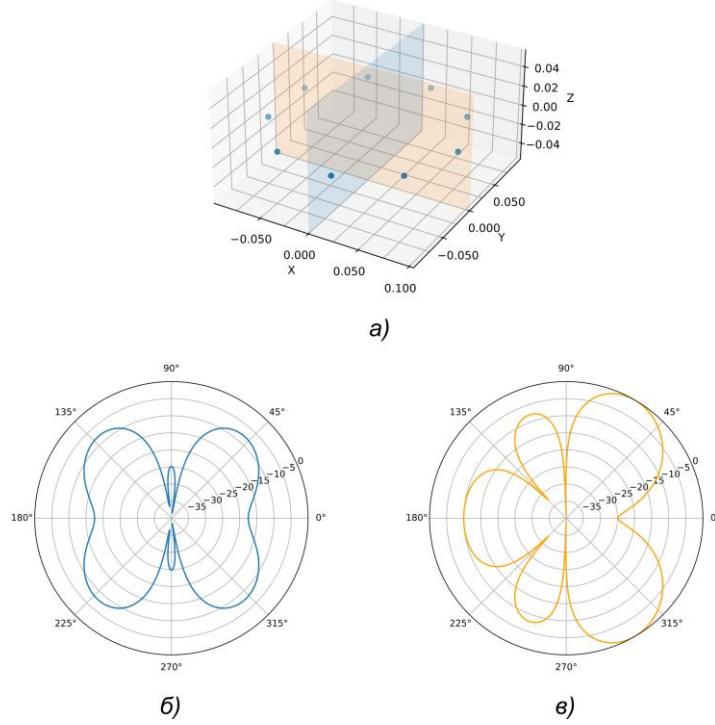


Рис. 10. Проекции диаграммы направленности кругового массива приемников:  
а) – расположение элементов массива и плоскости сечения диаграммы направленности;  
б) – диаграмма направленности массива в плоскости  $YZ$ ; в) – диаграмма направленности массива в плоскости  $XZ$ .

## 5. МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ПЕЛЕНГАТОРА

В описываемом методе задача определения направления ставится следующим образом: требуется найти такие  $\Delta\phi_{m,n}$  при которых мощность суммы сигналов, полученных от  $M$  когерентных приемников, максимальна для каждой частотной компоненты. Положение максимумов частотных компонент будет соответствовать углу прибытия каждой из этих компонент.

Так как метод предполагает появление множественных сигналов одновременно на разных частотах и не подразумевает первоначального детектирования сигнала и его преселекции, решать задачу определения угла прибытия предлагается следующим образом:

1. пространство (окружность или поверхность сферы с бесконечным радиусом) дискретизируется и вычисляются матрицы цифрового фазовращателя,

- содержащие значения  $\exp\{-j\Delta\phi_{m,n}\}$  для всех точек (направлений прибытия/гипотез);
2. полученные от  $M$  когерентных приемников массивы комплексных отсчетов одинаковой длины, умножаются скалярно на соответствующие значения из *первой* матрицы, тем самым корректируя фазу отсчетов в соответствии с *первой* гипотезой;
  3. скорректированные массивы векторно суммируются и над суммой выполняется преобразование Фурье;
  4. шаги 2 и 3 повторяются для всех матриц (направлений прибытия), после чего среди всех гипотез выбирается максимум каждой частотной компоненты.

Модель была реализована на языке программирования Python и работает следующим образом:

1. задаются позиции источников и приемников сигнала;
2. рассчитываются временные задержки  $\Delta t$  на передачу энергии от каждого из  $K$  источников до каждого из  $M$  приемников;
3. с учетом задержки вычисляются  $K \times M$  векторов времени и, в соответствие с ними, сигналы (область отрицательного времени заполнялась нулями);
4. соответствующие каждому приемнику  $K$  сигналов суммируются, к ним добавляется аддитивный гауссовый шум и результат сохраняется в массив;
5. вычисляются матрицы фазовращателя для всех гипотез и записываются в массив;
6. итеративно выполняется вычисление вектора суммы сигналов для каждой гипотезы, где каждый элемент вектора возводится в квадрат;
7. над каждой полученной суммой выполняется дискретное преобразование Фурье.

Источник излучал сигнал постоянной частоты.

На рисунке 11 представлены результаты работы модели пеленгатора массива из 4 антенн, расположенных на расстоянии  $d_x = d_y = \lambda/4$  друг от друга. Синтетический источник расположен под углом  $\theta = -60^\circ$  к массиву приемников.

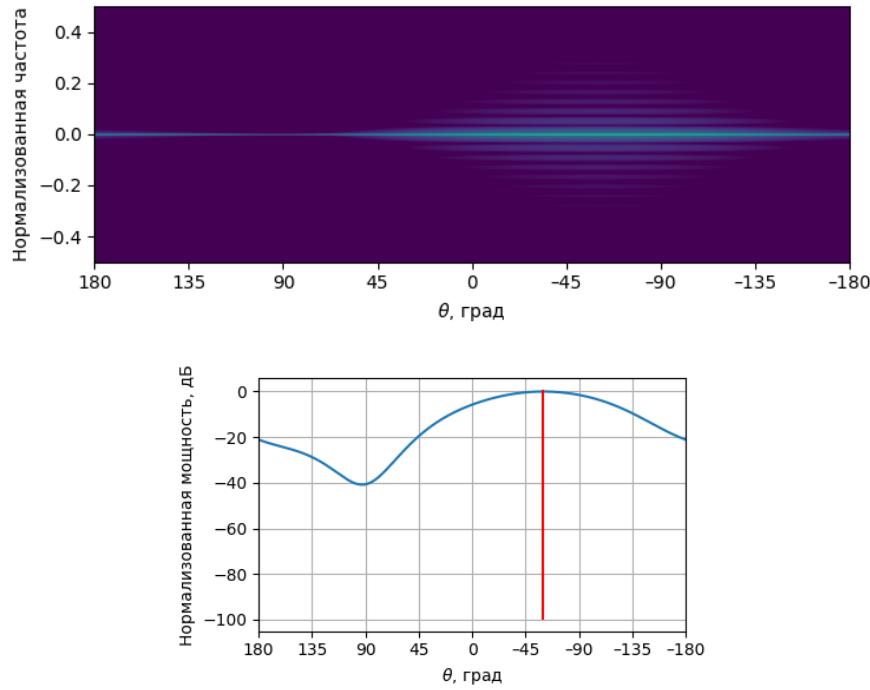


Рис. 11. Зависимость мощности принимаемого сигнала от направления луча:  
сверху – в спектре; снизу – на частоте источника.

## **6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ**

На основе известных физических принципов был выведен метод определения угла прибытия множественных сигналов и разработана математическая модель пеленгатора, в которой используется данный метод расчета. Разработанный программный код позволяет использовать реальные данные и в потоке производить вычисления.

Полученные в работе результаты математического моделирования могут быть применены при разработке перспективной радиоаппаратуры для пеленгации множественных источников сигналов.

В дальнейшем планируется использовать модель для создания макета пеленгатора на базе программно-определенного радио, рассмотреть способы улучшения углового разрешения и производительности цифрового пеленгатора.

## **ЛИТЕРАТУРА**

1. 5G Beamforming: An Engineer's Overview. <https://my.avnet.com/abacus/solutions/markets/communications/5g-solutions/5g-beamforming/#>
2. Технология Beamforming. <https://support.keenetic.ru/eaeu/viva/kn-1912/ru/20433-beamforming-technology.html>
3. Edge A. Angle of Arrival/Direction Finding Techniques. 2023. <https://pages.crfss.com/hubfs/whitepapers/Angle%20of%20Arrival-Direction%20Finding.pdf?hsLang=en>

## **REFERENCES**

1. 5G Beamforming: An Engineer's Overview. <https://my.avnet.com/abacus/solutions/markets/communications/5g-solutions/5g-beamforming/#>
2. Технология Beamforming. <https://support.keenetic.ru/eaeu/viva/kn-1912/ru/20433-beamforming-technology.html>
3. Edge A. Angle of Arrival/Direction Finding Techniques. 2023. <https://pages.crfss.com/hubfs/whitepapers/Angle%20of%20Arrival-Direction%20Finding.pdf?hsLang=en>

# **МУЛЬТИСФОКУСИРОВАННЫЕ АНТЕННЫ В РАДИОТЕХНИЧЕСКИХ ПРИЛОЖЕНИЯХ**

A. F. Гильфанова, D. A. Веденькин

Казанский национальный исследовательский технический университет  
им. А. Н. Туполева–КАИ (КНИТУ–КАИ), Казань, Россия

**Аннотация.** В работе рассмотрен метод фокусировки электромагнитной энергии, при котором каждый элементарный излучатель дискретной антенны работает в режиме многочастотного излучения. Разработана математическая модель мультифокусированной антенной системы, получены необходимые результаты и приведены соответствующие иллюстрации.

**Ключевые слова:** сфокусированные антенны, область фокусировки, мультифокусировка, зона ближнего излученного поля, распределение поля.

## **MULTIFOCUSED ANTENNAS IN RADIO ENGINEERING APPLICATIONS**

A. F. Gilfanova, D. A. Vedenkin

Kazan National Research Technical University named after A.N. Tupolev–KAI  
(KNRTU–KAI), Kazan, Russia

**Abstract.** The study considers a method of focusing electromagnetic energy, in which each elementary radiator of a discrete antenna operates in the multi-frequency radiation mode. The mathematical model of the multifocused antenna system is developed, the necessary results are obtained and the corresponding illustrations are given.

**Keywords:** focused antennas, focusing area, multifocusing, near radiated field zone, field distribution.

### **1. ВВЕДЕНИЕ**

В настоящее время становятся крайне актуальны исследования, связанные с усовершенствованием радиотехнической аппаратуры. В [1] автор приходит к выводу, что применение антенных систем, фокусирующих электромагнитное поле в зоне ближнего излученного поля, способствует улучшению тактико-технические показателей радиотехнических устройств. Например, использование сфокусированных антенн в составе наземной аппаратуры беспилотных авиационных систем позволяет повысить уровень сигнала в точке приема, осуществить трехмерную пеленгацию, повысить помехозащищенность радиолинии.

В нашей работе для повышения качества приема или передачи сигналов предлагается использование эффекта мультифокусировки. Этот эффект позволяет обеспечить фокусировку электромагнитного излучения в несколько заданных точек пространства одновременно. В [2-3] рассмотрена возможность формирования нескольких максимумов электромагнитного поля при разделении дискретной антенны на несколько групп излучателей и применении многочастотного излучения.

### **2. ЭФФЕКТ МУЛЬТИСФОКУСИРОВАННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ**

Для совершенствования радиотехнических систем в данной работе предлагается применение мультифокусированных антенных систем, работающих с помощью многочастотного излучения [4]. Такие системы способны формировать несколько

максимумов излучения в зоне ближнего излученного поля (рисунок 1), что открывает новые возможности радиоустройств и радиосистем, как бытового, так и промышленного назначения.

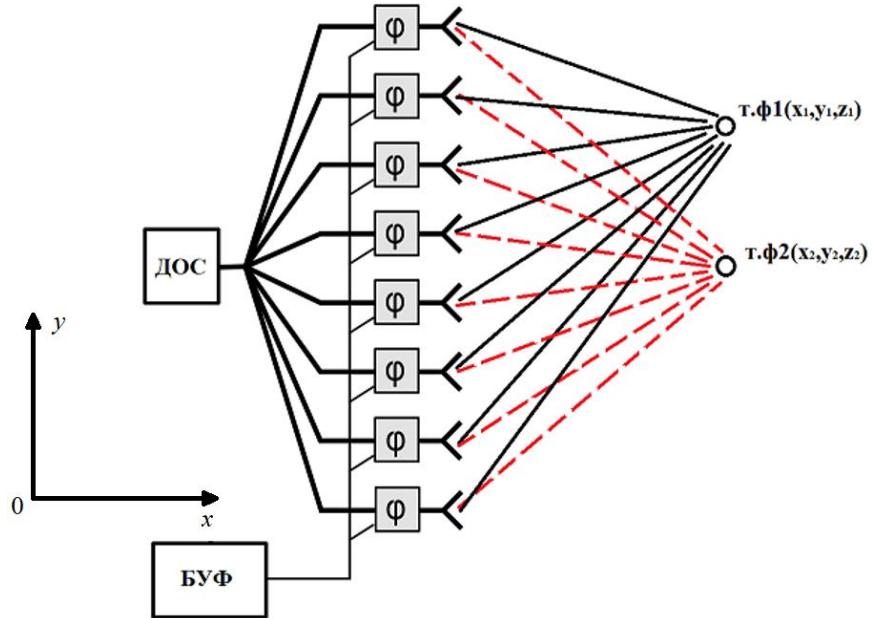


Рис. 1. Мультифокусированная антенна решетка с многочастотным излучением, ДОС – диаграммо-образующая схема, БУФ – блок управления фазами

Для формирования электромагнитного излучения в пространстве используется дискретная антenna, работающая на частотах  $f_1 = 0.95$  ГГц и  $f_2 = 1.05$  ГГц. Параметры системы выберем: количество излучателей — 21, размер апертуры — 6 м, расстояния до точек фокусировки — 9 м, расстояние между точками фокусировки — 1.8 м.

При моделировании системы с заданными параметрами получаем пространственное распределение энергии электромагнитного поля, представленное на рисунке 2. Можно заметить два выраженных максимума, которые соответствуют заданным точкам фокусировки  $F_1 = (9 \text{ м}, -0.9 \text{ м})$  и  $F_2 = (9 \text{ м}, 0.9 \text{ м})$  для частот  $f_1 = 0.95$  ГГц и  $f_2 = 1.05$  ГГц, соответственно.

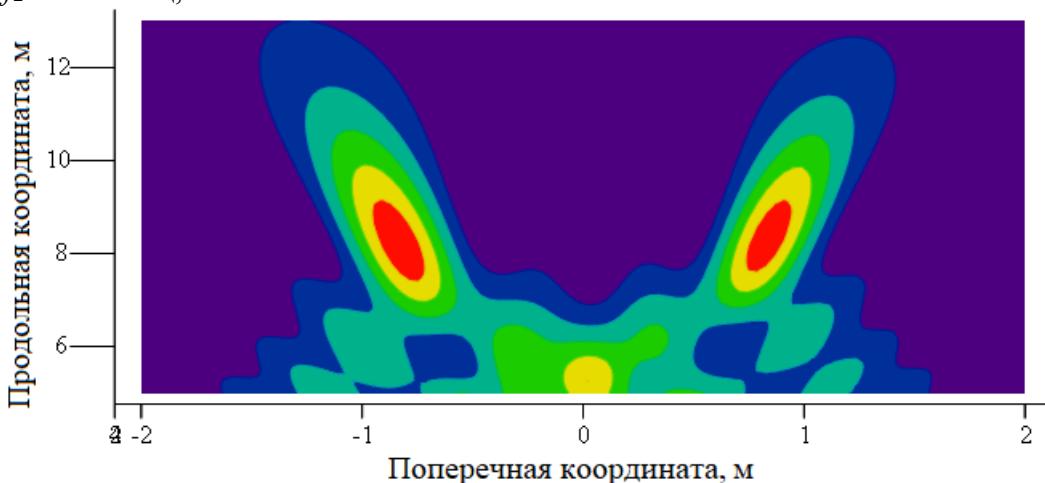


Рис. 2. Пространственное распределение энергии электромагнитного поля, сфокусированного в две точки пространства  $F_1$  и  $F_2$  на частотах  $f_1$  и  $f_2$ , соответственно

Картина распределения энергии электромагнитного поля по поперечной координате представлена на рисунке 3. Здесь, в заданных точках фокусировки  $F_1$  и  $F_2$ , которые расположены симметрично относительно оси  $0X$ , отчетливо видны два максимума энергии поля. На рисунке синим с красным цветами обозначено распределение энергии электромагнитного поля на частоте  $f_1$  и зеленым обозначено распределение области приема энергии электромагнитного поля на частоте  $f_2$ .

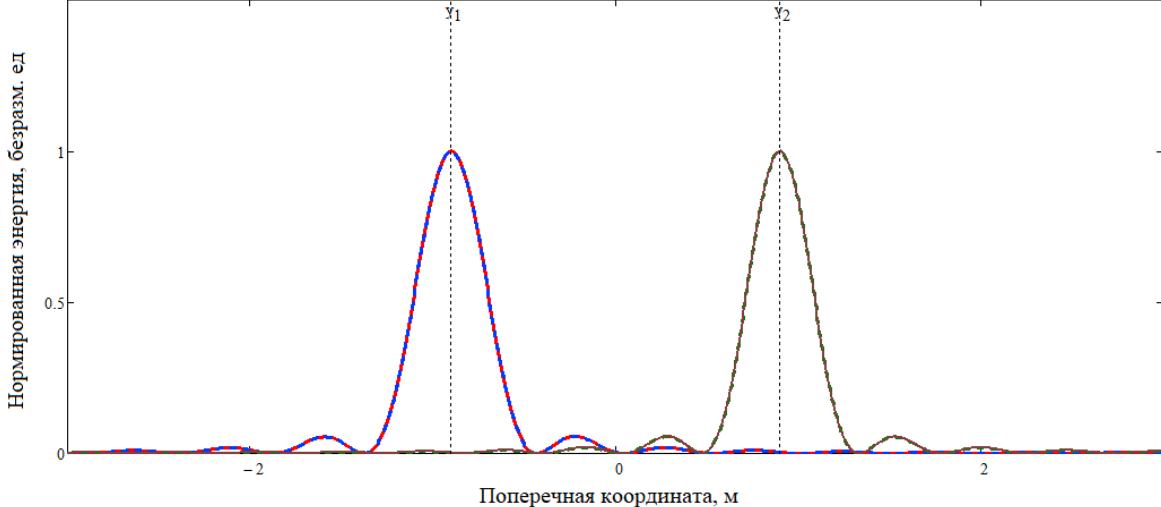


Рис. 3. Распределение энергии электромагнитного поля по поперечной координате

Рассмотрим формирование мультифокусированного излучения в точки, располагающиеся на различных фокусных расстояниях. В этом случае формируется распределение энергии электромагнитного поля, представленное на рисунке 4.

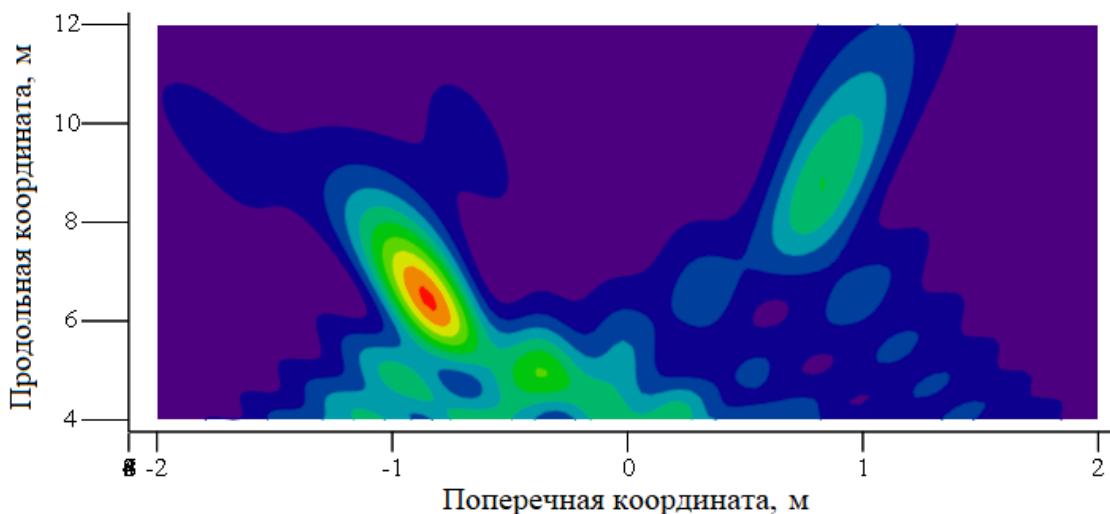


Рис. 4. Пространственное распределение энергии электромагнитного поля при асимметричном расположении точек фокусировки

Можно заметить, что в точке фокусировки  $F_1 = (6 \text{ м}, -0.9 \text{ м})$  значение сфокусированной энергии выше, чем в точке  $F_2 = (9 \text{ м}, 0.9 \text{ м})$ . Это связано с тем, что расстояние до первой точки фокусировки меньше, чем до второй, и суммарное значение энергии выше.

Дополнительно увеличить значение энергии, сфокусированной в точку  $F_2$ , возможно при использовании разных амплитуд парциальных токов для различных частот излучения.

### **3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ**

Таким образом, продемонстрированы возможности мультифокусированных антенн, применение которых может открыть новые возможности в радиотехнических приложениях. При использовании нескольких частот осуществляется фокусировка в несколько заданных точек, что может позволить оптимизировать процесс приема и передачи сигналов.

### **ЛИТЕРАТУРА**

1. Седельников Ю. Е., Тестоедова Н. А. Антенны, сфокусированные в зоне ближнего излученного поля. Красноярск: Сиб. гос. аэрокосмич. ун-т., 2015. – 308 с.
2. Гильфанова А. Ф. Метод мультифокусировки электромагнитного поля в две точки пространства // XXVI Туполевские чтения (школа молодых ученых): Материалы Международной молодёжной научной конференции. Сборник докладов, Казань, 09–10 ноября 2023 года. Казань: ИП Сагиев А.Р., 2023. – С. 3690–3695.
3. Гильфанова А. Ф. Метод мультифокусировки электромагнитного поля в три точки пространства // XXVI Туполевские чтения (школа молодых ученых): Материалы Международной молодёжной научной конференции. Сборник докладов, Казань, 09–10 ноября 2023 года. Казань: ИП Сагиев А.Р., 2023. – С. 3696–3700.
4. Седельников Ю. Е., Веденькин Д. А., Гильфанова А. Ф. Применение метода Ильина-Морозова и в задачах формирования мультифокусированного электромагнитного излучения // BIG DATA и анализ высокого уровня: Сборник научных статей IX международной научно-практической конференции: в 2х частях, Минск, 17–18 мая 2023 года. Минск: Белорусский государственный университет информатики и радиоэлектроники, 2023. – С. 261–266.

### **REFERENCES**

1. Sedelnikov Yu. E., Testoedova N. A. Antennas focused in the near radiated field zone. Krasnoyarsk: Siberian State Aerospace University, 2015. –308 p.
2. Gilfanova A. F. Method of multifocusing the electromagnetic field into two points of space // XXVI Tupolev Readings (School of Young Scientists): Materials of the International Youth Scientific Conference. Collection of reports, Kazan, November 09-10, 2023. Kazan: IE Sagiev A.R., 2023. – Pp. 3690–3695.
3. Gilfanova A. F. Method of multifocusing the electromagnetic field into three points of space // XXVI Tupolev Readings (School of Young Scientists): Materials of the International Youth Scientific Conference. Collection of reports, Kazan, November 09-10, 2023. Kazan: IE Sagiev A.R., 2023. – Pp. 3696–3700.
4. Sedelnikov Y. E., Vedenkin D. A., Gilfanova A. F. Application of the Ilyin-Morozov method in problems of formation of multisfocused electromagnetic radiation // BIG DATA and high-level analysis: Collection of scientific articles of IX International Scientific and Practical Conference: in 2 parts, Minsk, May 17-18, 2023. Minsk: Belarusian State University of Informatics and Radioelectronics, 2023. – Pp. 261–266.

# ЭФФЕКТИВНОСТЬ МИМО-СИСТЕМЫ ПРИ РАСПРОСТРАНЕНИИ РАДИОВОЛН С ДВУКРАТНЫМ ОТРАЖЕНИЕМ

А. Ю. Паршин, В. Х. Нгуен

Рязанский государственный радиотехнический университет им. В.Ф. Уткина, Рязань, Россия

**Аннотация.** В работе представлена трёхмерная геометрическая модель размещения рассеивателей в канале связи с передающими и приёмными антennами в МИМО-канале связи по модели фон Мизеса-Фишера. Приведены аналитические формулы для расчёта канальной матрицы с учётом распространения радиосигнала через однократные и двукратные отражения. Результаты анализа эргодической пропускной способности и вероятности простоя демонстрируют существенное влияние характеристик рассеяния на эффективность работы МИМО-системы в различных сценариях.

**Ключевые слова:** MIMO; трехмерная геометрическая модель; однократное отражение; двукратное отражение; вероятность простоя; пропускная способность.

## MIMO SYSTEM EFFICIENCY IN RADIO WAVE PROPAGATION WITH DOUBLE-BOUNCED RAYS

A. Yu. Parshin, V. Kh. Nguyen

Ryazan State Radio Engineering University named after V.F. Utkin,  
Ryazan, Russia

**Abstract.** The paper presents three-dimensional geometric model of scatterers placement in communication channel with transmitting and receiving antennas in a MIMO communication channel using von Mises-Fisher model. Analytical formulas for calculating the channel matrix taking into account radio signal propagation with single and double reflections are given. The results of ergodic throughput and outage probability analysis demonstrate the significant influence of scattering characteristics on the performance of MIMO system in different scenarios.

**Keywords:** MIMO; three-dimensional geometric model; single-bounced; double-bounced; outage probability; capacity.

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Развёртывание технологии MIMO (Multiple Input Multiple Output) в реальных условиях сталкивается с рядом трудностей, которые могут ограничивать ее эффективность и широкое применение [1]. Наличие рассеивателей в области действия радиотехнической систем может приводить к изменению характеристик распространения радиосигнала и уменьшению пропускной способности. Поэтому моделирование и оценка эффективности системы MIMO в таких условиях является актуальной задачей, требующей учета множества факторов, включая свойства среды, параметры рассеивателей и особенности многолучевого распространения. Стохастические модели на основе геометрии расположения объектов широко используется для моделирования канала связи благодаря своей высокой точности и низкой сложности [2, 3]. В этих моделях рассеиватели, такие как деревья, здания и постройки, рассматриваются как точки, расположенные на различных геометрических структурах, например окружности, эллипсе, сфере и эллипсоиде.

В данной работе рассматривается типичный сценарий рассеяния в реальных условиях, при котором передающие и приёмные антенны окружены рассеивателями. В рамках модели предполагается, что все точки рассеяния расположены на поверхности сфер, центры которых совпадают с центрами антенных решёток. При распространении радиосигнала учитываются как однократные, так и двукратные отражения.

## 2. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

На практике при функционировании радиотехнических устройств в канале распространения радиоволн находятся локальные рассеиватели, которые оказывают значительное влияние на параметры сигнала. Локальные рассеиватели представляют собой различные объекты или элементы окружающей среды, способные изменять параметры радиоволн, такие как направление, амплитуда и фаза [4]. Рассеиватели могут быть как естественного, так и искусственного происхождения, и их влияние необходимо учитывать при проектировании и эксплуатации радиотехнических систем. В городской среде основными локальными рассеивателями являются здания, мосты, стены, транспортные средства и другие элементы инфраструктуры. В сельской местности локальными рассеивателями выступают природные объекты: холмы, горы, деревья, водоемы и рельеф местности в целом. Формируются сложные условия многолучевого распространения сигнала за счет отражения, преломления и дифракции. В результате радиоволны достигают приёмника по множеству различных путей с разными задержками и фазами, что может приводить к интерференции и замираниям сигнала. Однако при правильном подходе эти эффекты можно использовать для улучшения качества связи, например, в системах MIMO.

В данной работе рассматриваются системы MIMO с  $N_{\text{TX}}$  передающими антennами и  $N_{\text{RX}}$  приёмными антennами с равномерной линейной конфигурацией. Среда распространения радиосигналов характеризуется трехмерным эффективным рассеянием, в которой присутствуют компоненты прямой видимости (LoS, Line of Sight) и непрямой видимости (NLoS, Non Line of Sight) между передающей и приемной антennами. На рисунке 1 представлен сценарий рассеивания, в котором предполагается, что рассеиватели расположены на поверхности двух геометрических сфер, окружающих передающую и приёмную антennы. Модель такого канала называется двухсферной. Предположим, что вокруг передатчика расположено  $N_{S1}$  рассеивателей, находящихся на поверхности сферы  $S1$  с радиусом  $R1$ ,  $S1=\{s_{n1}, n1=1,...,N_{S1}\}$ . Аналогично, предположим, что вокруг приёмника находится  $N_{S2}$  рассеивателей, расположенных на поверхности сферы  $S2$  с радиусом  $R2$ ,  $S2=\{s_{n2}, n2=1,...,N_{S2}\}$ . Расстояние между двумя центрами сфер является расстоянием между антennами решёток и обозначается  $D$ . В работе все параметры расстояния нормируются относительно длины волны.

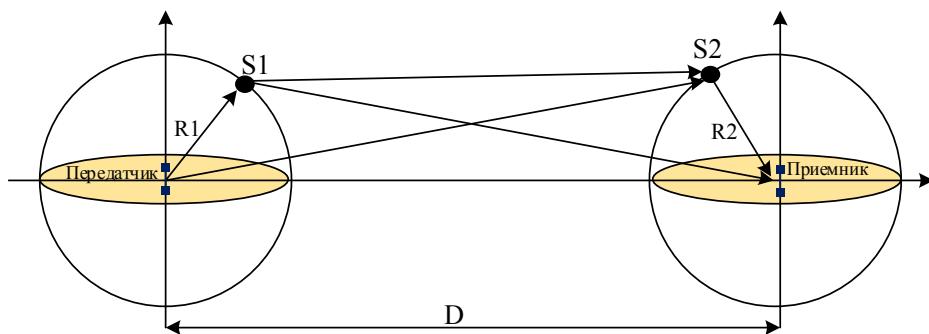


Рис. 1. Трехмерная геометрическая модель канала связи с рассеивателями.

В реальных условиях окружающая среда с рассеивателями обычно формирует многолучевой канал распространения радиосигналов. Для математического описания многолучевого канала связи используется матрица канальных коэффициентов  $\underline{\mathbf{H}}$ . Она характеризует преобразование сигнала в среде, учитывая затухание, временные задержки и фазовые сдвиги для каждого пути. Матрица имеет следующий вид [5]:

$$\underline{\mathbf{H}} = \sqrt{\frac{1}{K_R + 1}} \underline{\mathbf{H}}_{\text{DIF}} + \sqrt{\frac{K_R}{K_R + 1}} \underline{\mathbf{H}}_{\text{LOS}},$$

где  $K_R$  – коэффициент Райса, который определяет соотношение между мощностью прямого луча и рассеянных лучей. Диффузационная составляющая канала связи, обозначаемая как  $\underline{\mathbf{H}}_{\text{DIF}}$ , формируется за счёт двух типов взаимодействий: однократного и двукратного отражений сигнала от рассеивателей  $\underline{\mathbf{H}}_{\text{DIF}} = \underline{\mathbf{H}}_{\text{SB}} + \underline{\mathbf{H}}_{\text{DB}}$ . Отраженная мощность от третьего рассеивателя обычно имеет настолько малый уровень, что делает ее незначительной в контексте анализа многолучевого распространения сигналов [6]. В связи с этим в данной работе не учитывается влияние третьего отражения на общую мощность сигнала.

При однократном отражении сигнал взаимодействует с одним рассеивателем при распространении между источником и приёмником. Радиосигналы могут распространяться по пути от передатчика до приёмника через один из кластеров рассеивателей  $S_1, S_2$ . Математическая модель канальных матриц для данного случая, учитывая вклад каждого кластера, описывается следующими выражениями:

$$\begin{aligned} \underline{\mathbf{H}}_{\text{SB1}} &= \left\{ \frac{1}{\sqrt{N_{S_1}}} \sum_{n_1=1}^{N_{S_1}} L_{i,n_1,k} a_{i,n_1} b_{n_1,k} e^{j\varphi_{i,n_1,k}}, i = 1 \dots N_{\text{TX}}, k = 1 \dots N_{\text{RX}} \right\}; \\ \underline{\mathbf{H}}_{\text{SB2}} &= \left\{ \frac{1}{\sqrt{N_{S_2}}} \sum_{n_2=1}^{N_{S_2}} L_{i,n_2,k} a_{i,n_2} b_{n_2,k} e^{j\varphi_{i,n_2,k}}, i = 1 \dots N_{\text{TX}}, k = 1 \dots N_{\text{RX}} \right\}. \end{aligned}$$

Общая канальная матрица при однократном отражении имеет вид:

$$\underline{\mathbf{H}}_{\text{SB}} = \sqrt{\varepsilon_{\text{SB1}}} \underline{\mathbf{H}}_{\text{SB1}} + \sqrt{\varepsilon_{\text{SB2}}} \underline{\mathbf{H}}_{\text{SB2}} = \sum_{j=1}^2 \left\{ \frac{\sqrt{\varepsilon_{\text{SB}j}}}{\sqrt{N_{S_j}}} \sum_{n_j=1}^{N_{S_j}} L_{i,n_j,k} a_{i,n_j} b_{n_j,k} e^{j\varphi_{i,n_j,k}}, i = 1 \dots N_{\text{TX}}, k = 1 \dots N_{\text{RX}} \right\},$$

где  $a_{i,n_j} = e^{\frac{j2\pi D_{TX_{i,n_j}}}{\lambda}}$  – коэффициент, определяющий изменение фазы сигнала на участке от  $i$ -й передающей антенны до  $n_j$ -го рассеивателя,  $b_{n_j,k} = e^{\frac{j2\pi D_{RX_{k,n_j}}}{\lambda}}$  – коэффициент, определяющий изменение фазы сигнала на участке от  $n_j$ -го рассеивателя до  $k$ -й приёмной антенны;  $L_{i,n_j,k} = \frac{\lambda}{4\pi(D_{TX_{i,n_j}} + D_{RX_{k,n_j}})}$  – затухание радиосигнала при распространении от передатчика до приёмника и рассеянии;  $\varphi_{i,n_j,k}$  – случайное искажение фазы при рассеянии на рассеивающем объекте.  $\varepsilon_{\text{SB}j}$  – коэффициент, определяющий долю мощности сигнала, отраженного от  $j$ -го кластера рассеивателей;  $\lambda$  – длина волны.

Двукратное отражение: процесс, при котором сигнал или волна отражается дважды. Радиосигналы рассеиваются на объектах в обоих кластерах  $S_1$  и  $S_2$ . Канальная матрица имеет вид:

$$\underline{\mathbf{H}}_{DB} = \left\{ \frac{\sqrt{\varepsilon_{DB}}}{\sqrt{N_{S_1} N_{S_2}}} \sum_{n_1=1}^{N_{S_1}} \sum_{n_2=1}^{N_{S_2}} L_{i,n_1,n_2,k} a_{i,n_1} b_{n_2,k} c_{n_1,n_2} e^{j\varphi_{i,n_1,n_2,k}}, i=1\dots N_{TX}, k=1\dots N_{RX} \right\},$$

где  $\varepsilon_{DB}$  – коэффициент, определяющий долю мощности сигнала, отраженного соответствующих пар кластеров рассеивателей.  $L_{i,n_1,n_2,k} = \frac{\lambda}{4\pi(D_{TX_{i,n_1}} + D_{S1_{n_1}S2_{n_2}} + D_{RX_{k,n_2}})}$  – затухание радиосигнала при распространении от передатчика до приёмника и рассеянии;  $\varphi_{i,n_1,n_2,k}$  – случайное искажение фазы при рассеянии на рассеивающем объекте.  $a_{i,n_1}$ ,  $c_{n_1,n_2}$  и  $b_{n_2,k}$  определяют изменения фазы сигнала на участке от передающей антенны до приёмника.

В действующих системах связи МММО выполняется оценка матрицы канальных коэффициентов с целью повышения эффективности различения сигналов в собственных каналах системы связи. При наличии ошибок в оценке канальной матрицы  $\hat{\underline{\mathbf{H}}} = \underline{\mathbf{H}} + \Delta \underline{\mathbf{H}}$ , пропускная способность рассчитывается следующим образом [7]:

$$C_H = \sum_{m=1}^K \log_2 (1 + q_m),$$

где  $q_m = \frac{q f_m^2 \left| \left( \hat{\underline{\mathbf{U}}}^H \hat{\underline{\mathbf{H}}} \hat{\underline{\mathbf{Q}}} \right)_{mm} \right|^2}{1 + q \sum_{k=1, k \neq m}^K f_k^2 \left| \left( \hat{\underline{\mathbf{U}}}^H \hat{\underline{\mathbf{H}}} \hat{\underline{\mathbf{Q}}} \right)_{mk} \right|^2}$ ,  $\hat{\underline{\mathbf{H}}} = \hat{\underline{\mathbf{U}}} \hat{\Sigma} \hat{\underline{\mathbf{Q}}}^H$ ,  $q$  – отношение сигнал-шум. Для

характеристики системы МММО используется эргодическую пропускную способность, которая определяется как усреднение пропускной способности по ансамблю реализаций канальной матрицы  $\underline{\mathbf{H}}$ :  $C_E = \overline{C_H}$ , и вероятность простоя, представляющую собой вероятность того, что пропускная способность окажется ниже некоторого минимально допустимого значения  $C_{OUT}$ :  $P_{OUT} = P(C_H \leq C_{OUT})$ .

### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ

В ходе исследований было проведено моделирование эффективности системы МММО со следующими начальными параметрами:

- Количество антенных элементов на передающей и приёмной сторонах:  $N_{TX} = N_{RX} = 2$ ;
- Расстояние между двумя центрами сфер:  $D = 500\lambda$ ;
- Радиусы сферы рассеивания:  $R1 = R2 = 30\lambda$ ;
- Расстояние между антенными элементами  $d = \lambda / 2$ ;
- Количество рассеивателей  $N_{S1} = N_{S2} = 100$ ;
- Пропускная способность простоя  $C_{OUT} = 10$  бит/с/Гц.

В данной работе для моделирования расположения рассеивателей вокруг системы связи используется распределение фон Мизеса-Фишера. Это распределение позволяет описывать пространственное распределение рассеивателей в трехмерном пространстве и характеризуется двумя параметрами: средним направлением, которое определяет

область сосредоточения рассеивателей, и параметром концентрации, определяющим плотность скопления вокруг данного направления. Функция плотности вероятности распределения фон Мизеса-Фишера для одного кластера рассеивателей определяется с учетом средних значений угла азимута и угла места и задается следующим образом [8]:

$$f(\gamma, \beta) = \frac{k_s}{4\pi \sinh(k_s)} e^{\{k_s [\cos \beta_0 \cos \beta \cos(\gamma - \gamma_0) + \sin \beta_0 \sin \beta]\}},$$

где,  $\gamma_0$  и  $\beta_0$  представляют собой средние значения угла азимута  $\gamma$  и угла места  $\beta$  ( $-\pi \leq \gamma_0 \leq \pi$ ,  $-\pi/2 \leq \beta_0 \leq \pi/2$ ). Функция  $\sinh(k_s)$  используется для того, чтобы интеграл функции плотности вероятности был равен единице по единичной сфере. Коэффициент  $k_s$  определяет степень концентрации распределения вокруг среднего направления. При увеличении значения  $k_s$  распределение рассеивателей становится все более сконцентрированным вокруг среднего направления.

На рисунках 2 и 3 проведены зависимости эргодической пропускной способности  $C_E$  и вероятности простоя  $P_{OUT}$  системы MIMO 2x2 от коэффициента Райса  $K_R$  при отношении сигнал-шум  $q = 20$  дБ для различных значений  $k_s$ . Соотношения мощности для однократного отражения:  $\varepsilon_{SB1} = \varepsilon_{SB2} = 0,2$ , и для двукратного отражения:  $\varepsilon_{DB} = 0,6$ .

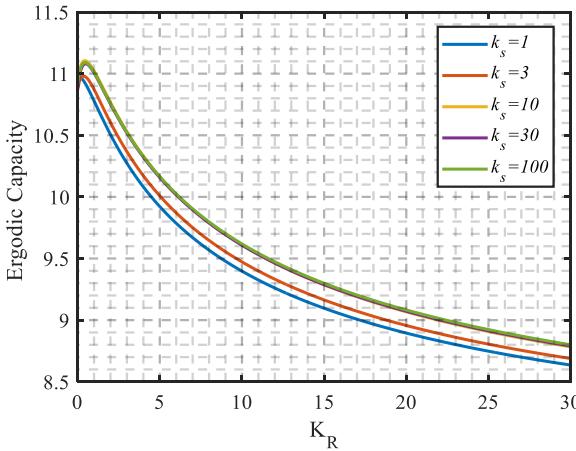


Рис. 2. Зависимости  $C_E$  от  $K_R$  для различных значений  $k_s$ .

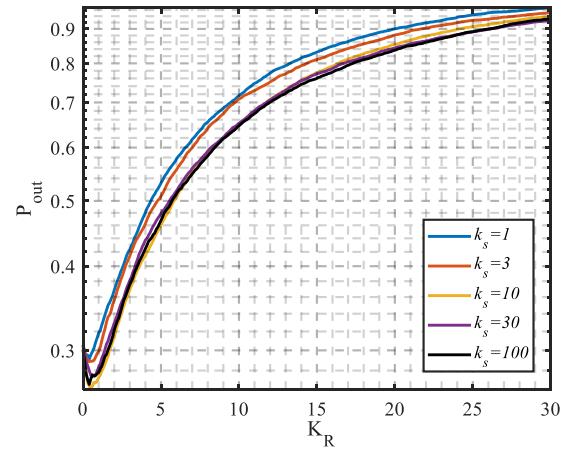


Рис. 3. Зависимости  $P_{OUT}$  от  $K_R$  для различных значений  $k_s$ .

Из полученных результатов видно, что с увеличением коэффициента Райса, указывающего на более сильную составляющую мощности прямой видимости, пропускная способность сначала увеличивается. Однако при превышении значения примерно  $K_R = 0,4$  пропускная способность начинает уменьшаться. В канале связи MIMO с большим числом рассеивателей мощность сигнала в основном обусловлена диффузным рассеиванием. При увеличении коэффициента Райса  $K_R$ , который характеризует соотношение мощности прямой составляющей к рассеянной, пропускная способность канала может сначала кратковременно возрастать за счет усиления прямой составляющей. Однако при дальнейшем увеличении  $K_R$  пропускная способность начинает уменьшаться, так как ослабление диффузной составляющей снижает эффективность использования многолучевого распространения в MIMO-системах. Аналогично изменяется вероятность простоя при увеличении  $K_R$ , с ростом коэффициента Райса вероятность простоя сначала снижается благодаря усилиению прямой составляющей, но затем значительно растет из-за уменьшения вклада многолучевого рассеивания и снижения пропускной способности.

На рисунках 4 и 5 проведены эргодической пропускной способности  $C_E$  и вероятности простоя  $P_{OUT}$  системы MIMO 2x2 от коэффициента Райса  $K_R$  для различных значений степени концентрации  $k_s$ . Из результатов моделирования видно, что при увеличении мощности компоненты двукратного отражения радиосигнала эффективность системы MIMO возрастает. Это связано с тем, что двукратное отражение способствует увеличению мощности многолучевой компоненты распространения сигнала, что улучшает пространственное разнесение. В результате повышается пропускная способность системы и снижается вероятность простоя, так как канал становится более устойчивым к замираниям.

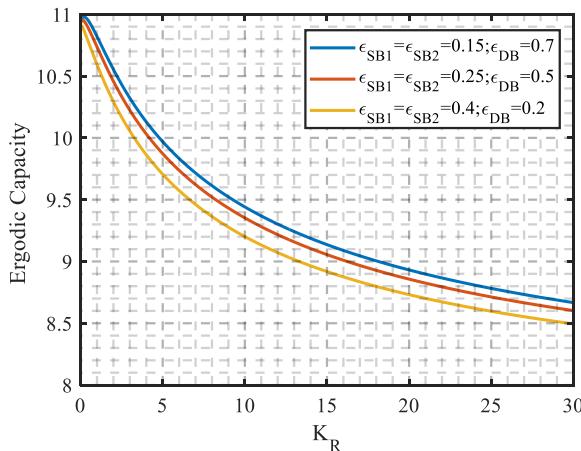


Рис. 4. Зависимости  $C_E$  от  $K_R$  при различных соотношениях мощностей отражения.

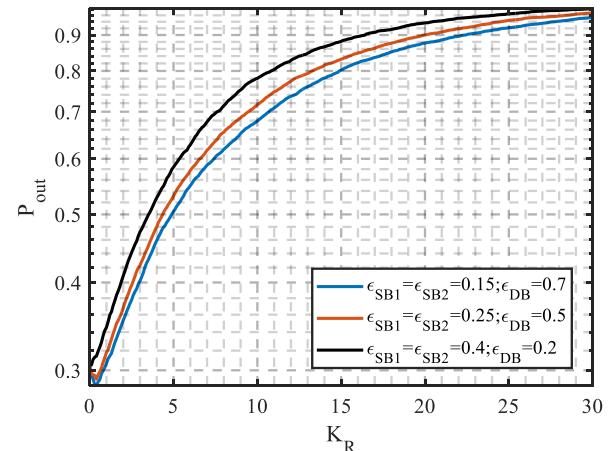


Рис. 5. Зависимости  $P_{OUT}$  от  $K_R$  при различных соотношениях мощностей отражения.

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе было проведено исследование эффективности системы MIMO в условиях многолучевого распространения радиоволн с учетом одночленных и двукратных отражений. С использованием трехмерного геометрического моделирования были проанализированы характеристики канала связи, включая влияние рассеивателей на пропускную способность и вероятность простоя системы. Результаты работы демонстрируют влияние компоненты многолучевого распространения на эффективность системы MIMO. Полученные данные могут быть использованы для оптимизации проектирования систем связи в условиях наличия рассеивателей в канале связи. Дальнейшие исследования могут быть направлены на изучение влияния более сложных сценариев рассеяния, включая многократные отражения и дифракцию, а также на разработку методов повышения устойчивости каналов связи к замираниям в условиях изменяющейся среды.

#### 5. БЛАГОДАРНОСТИ

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда, грант РНФ 24-29-00850, <https://rscf.ru/en/project/24-29-00850/> в Рязанском государственном радиотехническом университете имени В.Ф. Уткина.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Zang M. The application of Multiple Input Multiple Output (MIMO) Technology in Wireless Communications // Applied and Computational Engineering, 2024, vol. 116, pp. 35-42.

2. Паршин А. Ю., Нгуен В. Х. Разработка модели и классификация MIMO каналов связи в трехмерной системе координат // Цифровая обработка сигналов, 2023, № 4. – С. 41-46.
3. Xiang C., Cheng X. W., David I. L., Chen H. H., Vasilakos A. V. A Generic Geometrical-Based MIMO Mobile-to-Mobile Channel Model // International Wireless Communications and Mobile Computing Conference, 2008, vol. 16, pp. 1000-1005.
4. Паршин А. Ю., Нгуен В. Х. Эффективность относительного пространственно-временного кодирования при наличии рассеивателей // Сборник трудов XXX Международной научно-технической конференции «Радиолокация, навигация, связь», 2024, том 5. – С.361-366.
5. Паршин Ю.Н., Паршин А.Ю. Пропускная способность MIMO системы передачи информации при наличии коррелированных фазовых шумов // Цифровая обработка сигналов, 2022, № 1. – С. 44-49.
6. Al-Kinani A., Wang C. X., Haas H., Yang Y. A geometry-based multiple bounce model for visible light communication channels // International Wireless Communications and Mobile Computing Conference, 2016, pp. 31-37.
7. Telatar I.E. Capacity of multi-antenna Gaussian channels // European Transactions on Telecommunication, 1999, vol. 10, pp. 585-595.
8. Yuming B. A., Zhang J., Zeng M., Liu M., Xu X. Novel 3D Nonstationary Channel Model Based on the von Mises-Fisher Scattering Distribution // Hindawi Publishing Corporation Mobile Information Systems, 2016, pp. 1-9.

#### REFERENCES

1. Zang M. The application of Multiple Input Multiple Output (MIMO) Technology in Wireless Communications // Applied and Computational Engineering, 2024, vol. 116, pp. 35-42.
2. Parshin A. Yu., Nguyen V. K. Model development and classification of MIMO communication channels in 3D coordinates // Digital signal processing. 2023. No. 4. pp. 41-46.
3. Xiang C., Cheng X. W., David I. L., Chen H. H., Vasilakos A. V. A Generic Geometrical-Based MIMO Mobile-to-Mobile Channel Model // International Wireless Communications and Mobile Computing Conference, 2008, vol. 16, pp. 1000-1005.
4. Parshin A. Yu., Nguyen V. K. Effectiveness differential space-time coding in the presence of scatters, In the collection: Radar, navigation, communication. Proceedings of the XXX International Scientific and Technical Conference. In 5 volumes. 2024. pp. 361-366.
5. Parshin Yu. N., Parshin A. Yu. MIMO communication system capacity in presence of correlated phase noise // Digital signal processing. 2022. No. 1. pp. 44-49.
6. Al-Kinani A., Wang C. X., Haas H., Yang Y. A geometry-based multiple bounce model for visible light communication channels // International Wireless Communications and Mobile Computing Conference, 2016, pp. 31-37.
7. Telatar I.E. Capacity of multi-antenna Gaussian channels // European Transactions on Telecommunication, 1999, vol. 10, pp. 585-595.
8. Yuming B. A., Zhang J., Zeng M., Liu M., Xu X. Novel 3D Nonstationary Channel Model Based on the von Mises-Fisher Scattering Distribution // Hindawi Publishing Corporation Mobile Information Systems, 2016, pp. 1-9.

# **МИКРОПОЛОСКОВАЯ АНТЕННАЯ РЕШЕТКА С УЛУЧШЕННЫМИ НАПРАВЛЕННЫМИ ХАРАКТЕРИСТИКАМИ ДЛЯ 5G СИСТЕМ**

А. Ю. Чернышев, А. В. Останков, И. А. Анпилов

Воронежский государственный технический университет (ВГТУ), Воронеж, Россия

**Аннотация.** Разработана микрополосковая фазированная антенная решетка со сканированием диаграммы направленности. Для обеспечения оптимальной диаграммы направленности и улучшения ее свойств используется отражательный элемент. Проанализированы свойства одного элемента фазированной антенной решетки, выбрано оптимальное расстояние от элемента антенной решетки до отражателя. Проведен расчет амплитудно-фазового распределения на частоте 28,7 ГГц, при этом антенна сканирует в угловом секторе 70 градусов.

**Ключевые слова:** фазированная антенная решетка; диаграмма направленности.

## **MICROSTRIP ANTENNA ARRAY WITH ENHANCED DIRECTIONAL CHARACTERISTICS FOR 5G SYSTEMS**

A. Yu. Chernyshev, A. V. Ostankov, I. A. Anpilov

Voronezh State Technical University (VSTU), Voronezh, Russia

**Abstract.** A microstrip phased antenna array with scanning of the directivity pattern has been developed. A reflective element is used to ensure an optimal directivity pattern and improve its properties. The properties of one element of the phased antenna array have been analyzed, the optimal distance from the antenna array element to the reflector has been selected. The amplitude-phase distribution has been calculated at a frequency of 28.7 GHz, while the antenna scans in an angular sector of 70 degrees.

**Keywords:** phased array antenna; radiation pattern.

### **1. ВВЕДЕНИЕ**

В связи с развитием средств передачи появилась необходимость в увеличении скорости передачи данных, для этого было решено использовать миллиметровые диапазоны для мобильной связи [1-3]. Это позволит использовать большие полосы частот для увеличения пропускной способности канала и предоставления пользователям скорости передачи данных в несколько гигабит в секунду. Однако использование сверхвысоких частот сопряжено с проблемами рассеивания большого количества энергии в атмосфере [4]. Применение антенных решеток с узконаправленными диаграммами направленности (ДН) может решить данную проблему. Так же большой проблемой работы в диапазоне СВЧ является необходимость передачи сигнала в пределах прямой видимости из-за возможности перекрытия пути распространения волн. Для решения этой проблемы возможно изменение фазового сдвига в каждом элементе решетки, тем самым изменяя направления главного лепестка ДН.

По теме применения антенных решеток известно множество работ, например [5-6]. В работе [5] представлена антенна с полосой пропускания в 2 ГГц с рабочей частотой 28 ГГц и коэффициентом усиления в 11 дБ, в которой широкий охват пространства был достигнут за счёт использования многослойной копланарной волноводной антенной решетки. ФАР, основанная на открытой щелевой планарной F-инвертированной антенне, совмещенной с корпусом мобильного телефона [3], обладает

полосой пропускания 6 ГГц с центральной частотой 29 ГГц и коэффициентом усиления в 13 дБ. В работе [7] авторы представляют результаты измерений, показывающие, что частоты 28 ГГц и 38 ГГц могут быть использованы для создания ФАР на базовых и мобильных станциях. Так же в работе [8] предложена новая диэлектрическая патч-антенна с использованием электромагнитной структуры заземления с запрещенной зоной (EBG) и диэлектрической подложкой с улучшенной характеристикой излучения, высоким коэффициентом усиления 16,3 дБ и полосой пропускания от 27 ГГц до 32 ГГц. В [9] представлена компактная ФАР размерности  $4 \times 1$  с улучшенными свойствами. В [10] предложена ФАР с последовательным питанием, полосой пропускания 2 ГГц с центром на частоте 28 ГГц, уменьшенным количеством фазовых регуляторов, коэффициентом усиления, равным 15,6 дБ.

Данная работа содержит результаты электромагнитного моделирования, показывающие возможность эффективного применения ФАР предложенной конфигурации для различных 5G систем. Фазированная антенная решетка состоит из размещенных линейным образом 16 патч-антенн на диэлектрической подложке. При этом амплитудно-фазовое распределение оптимизировалось применительно к частоте 28,7 ГГц. Представлена конструкция одного элемента антенной решетки и отражающей элемента, а также 16-элементной антенной решетки, разработанной с учетом критерия максимальной эффективности.

## 2. Конструкция элемента антенной решетки

Разработана новая патч-антенна с отражающей пластиной. Конструкция антенны, содержащей активный прямоугольный элемент и эквивалентную ему по размерам отражающую пластину, изображена на рисунке 1.

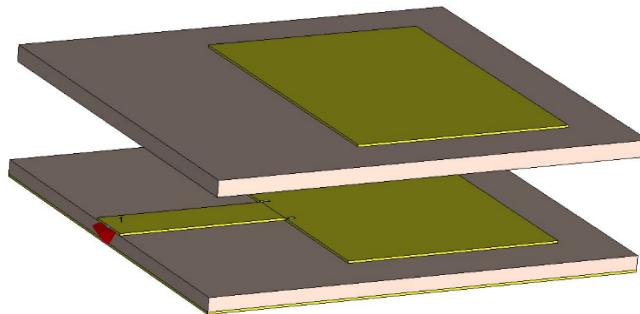


Рис. 1. Патч антенна с отражающей пластиной

Для удержания излучающей и отражающей пластин используются две диэлектрические подложки размером  $6.2 \times 7$  мм<sup>2</sup>. В качестве подложки выбран диэлектрический материал производства фирмы «Roger 5880» толщиной 0,254 мм с относительной диэлектрической проницаемостью 2,2 и низкими диэлектрическими потерями. Размер излучающей и отражающей проводящих пластин составляет  $3.44 \times 4.6$  мм<sup>2</sup>. Зазоры в излучающей пластине вблизи питающего фидера необходимы для согласования входного сопротивления. Их оптимальный размер составляет  $0.05 \times 0.15$  мм<sup>2</sup>. Ширина входного 50-омного микрополоскового фидера равна 0,74 мм. Амплитудно-фазовое распределение антенны оптимизировано применительно к частоте 28,7 ГГц. ДН элемента антенной решетки показана на рисунке 2. Коэффициент усиления элемента антенной решетки составляет 8,23 дБ.

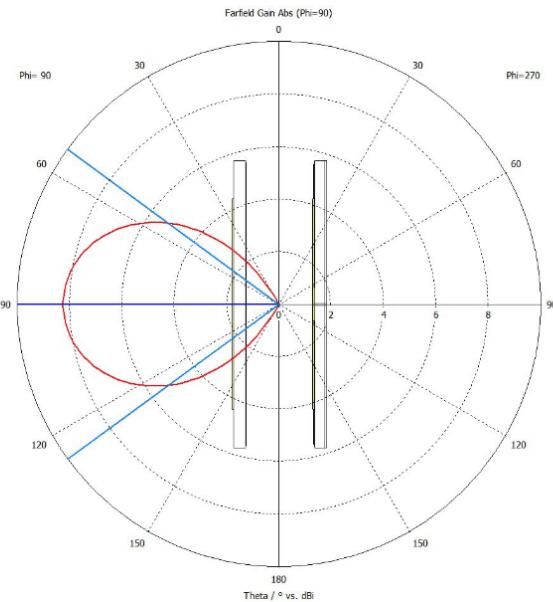


Рис. 2. Диаграмма направленности элемента антенной решетки

Приведем график частотных зависимостей расстояния между отражающим элементом и элементом антенны, гарантирующих максимум коэффициента усиления элемента антенной решетки. Согласно графическим зависимостям, полученным на основе полноволнового электромагнитного моделирования и представленным на рисунке 3, оптимальное расстояние между элементом решетки и отражателем составляет 1,3 мм. Используя полученные данные, построим antennную решетку, состоящую из 16 элементов.

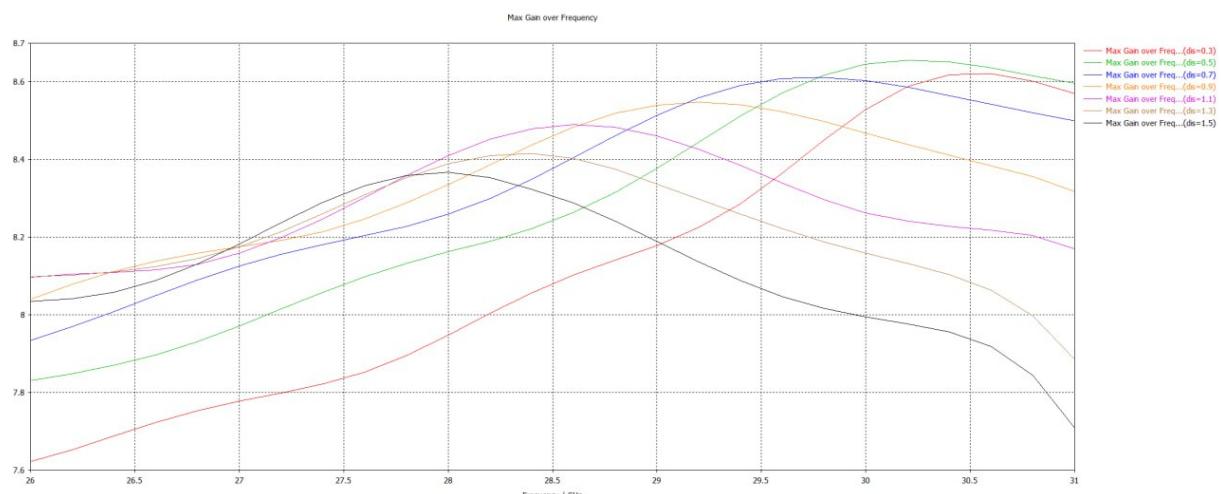


Рис. 3. Частотные зависимости расстояния между антенной и отражателем по критерию максимума коэффициента усиления

### 3. КОНСТРУКЦИЯ АНТЕННОЙ РЕШЕТКИ

Антеннная решетка, состоящая из 16-ти одинаковых элементов, представляющих собой совокупность активной излучающей и отражающей пластин, представлена на рисунке 4. Расстояние между элементами антенной решетки составляет 6,2 мм. При помощи компьютерного моделирования получим амплитудно-фазовое распределение на излучающей апертуре решетки на частоте 28,7 ГГц. Ниже приведена диаграмма направленности антенной решетки.

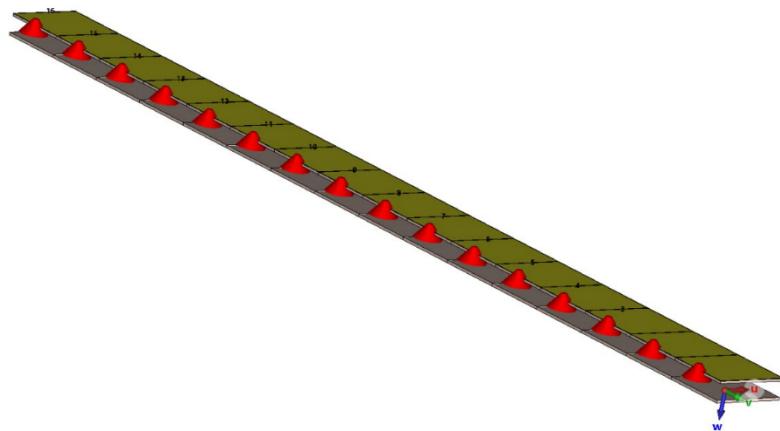


Рис. 4. Фазированная антенная решетка, состоящая из 16 элементов

На рисунке 5 представлена ДН разработанной антенной решетки. Ширина главного лепестка ДН составляет 5,2 градуса, коэффициент усиления равен 18,8 дБ.

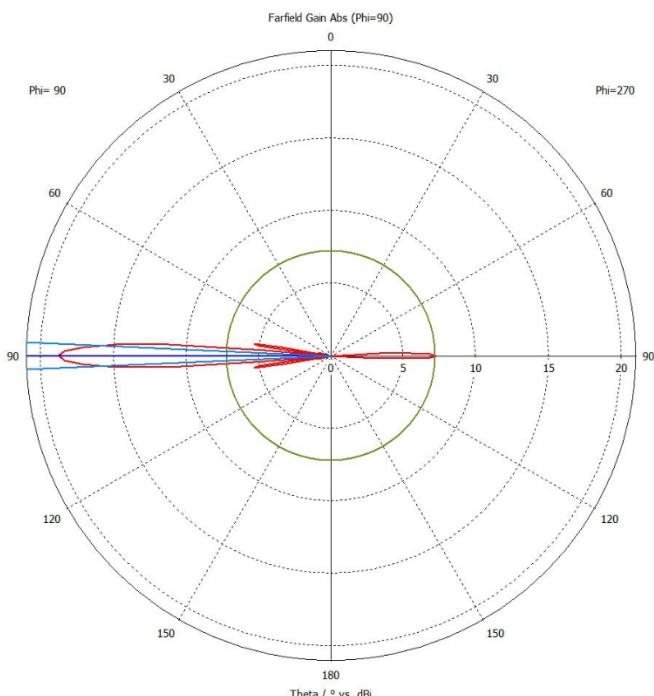


Рис. 5. Диаграмма направленности фазированной антенной решетки

Проверим возможность изменения направления главного лепестка посредством изменения фазы питающего тока каждого из элементов ФАР. Ниже на рисунке 6 показаны результаты сканирования ДН в диапазоне до 70 градусов. Заметим, что для обеспечения сканирования ДН в представленном угловом секторе необходимо сформировать независимую систему обеспечения питания элементов антенной решетки, отличающуюся фазовыми сдвигами токов, запитывающих элементы антенной решетки, что потребует использования фазовращателей при реализации антенной решетки.

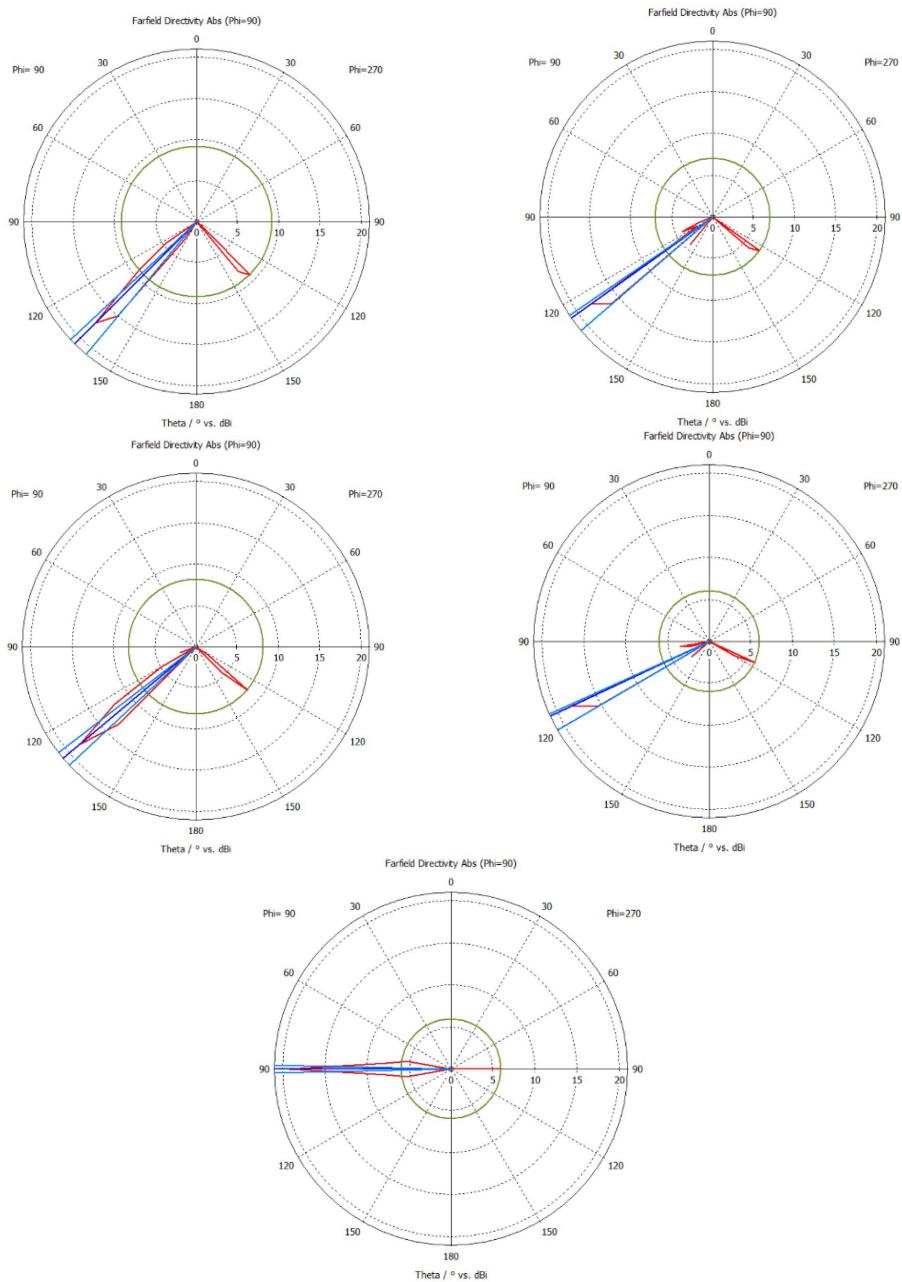


Рис. 6. Диаграмма направленности фазированной антенной решетки с различными амплитудно-фазовыми распределениями

На основании полученных данных можно отметить соответствие полученных ДН ФАР тем характеристикам, которые были запланированы. В частности, коэффициент усиления антенной решетки при сканировании в угловом секторе от 65 до 135 составляет от 18,2 до 17,7 дБ, ширина главного лепестка ДН изменяется от 6,9 до 5,8 градусов.

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Рассмотрена конструкция фазированной антенной решетки с отражающим элементом, предназначенным для улучшения направленных свойств решетки. Амплитудно-фазовое распределение оптимизировано для частоты 28,7 ГГц. При этом коэффициент усиления элемента антенной решетки составляет 18,8 дБ. Диагностирована возможность отклонения главного лепестка ДН вплоть до 70 градусов.

Коэффициент усиления антенной решетки при сканировании в угловом секторе от 65 до 135 составляет от 18,2 до 17,7 дБ, ширина главного лепестка ДН изменяется от 6,9 до 5,8 градусов.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Andrews J. G. What will 5G be? / Andrews J. G., Buzzi S., Choi W., Hanly S. V., Lozano A., Soong A. C. K. Zhang J. C. // IEEE Journal on Selected Areas in Communications, 2014, Vol. 32, No. 6. – Pp. 1065-1082.
2. Qiao J. Enabling device-to-device communications in millimeter-wave 5G cellular networks / Qiao J., Shen X. S., Mark J. W., Shen Q., He Y., and Lei L. // IEEE Communications Magazine, 2015, Vol. 53, No. 1. – Pp. 209-215.
3. Stanley M. A high gain steerable millimeter-wave antenna array for 5G smartphone applications / Stanley M., Huang Y., Loh T., Xu Q., Wang H., and Zhou H. // 2017 11th European Conference on Antennas and Propagation, 2017. – Pp. 1311-1314.
4. Hong W. Study and prototyping of practically large-scale mmwave antenna systems for 5G cellular devices / Hong W., Baek K. H., Lee Y., Kim Y., Ko S. T. // IEEE Communications Magazine, 2014, Vol. 52, No. 9. – Pp. 63-69.
5. Антипов С. А. Исследование влияния расстояния между антеннами в МИМО антенной решетке для сетей пятого поколения / Антипов С. А., Ищенко Е. А., Кострова В. Н., Разинкин К. А., Стежкин Д. А., Фёдоров С. М. // Вестник ВГТУ, 2020, Т. 16, №4. – С. 91-95.
6. Zhou H. Phased array for millimeter-wave mobile handset // 2014 IEEE Antennas and Propagation Society International Symposium, 2014. – Pp. 933-934.
7. Zhou H., Aryanfar F. Millimeter-wave open ended siw antenna with wide beam coverage // 2013 IEEE Antennas and Propagation Society International Symposium, 2013. – Pp. 658-659.
8. Rappaport T. S. Millimeter wave mobile communications for 5G cellular: It will work! / Rappaport T. S., Sun S., Mayzus R., Zhao H., Azar Y., Wang K., Wong G. N., Schulz J. K., Samimi M., Gutierrez F. // IEEE Access, 2013, Vol. 1. – Pp. 335-349.
9. Haraz O. M. Dense dielectric patch array antenna with improved radiation characteristics using ebg ground structure and dielectric superstrate for future 5G cellular networks / Haraz O. M., Elboushi A., Alshebeili, S. A., Sebak A. R. // IEEE Access, 2014, Vol. 2. – Pp. 09-913.
10. Khalily M. Design of phased arrays of series-fed patch antennas with reduced number of the controllers for 28 GHz mm-wave applications / Khalily M., Tafazolli R., Rahman T. A., Kamarudin M. R. // IEEE Antennas and Wireless Propagation Letters, 2016, Vol. 15. – Pp. 1305-308.

## REFERENCES

1. Andrews, J. G. What will 5G be? / Andrews J. G., Buzzi S., Choi W., Hanly S. V., Lozano A., Soong A. C. K. Zhang J. C. // IEEE Journal on Selected Areas in Communications, 2014, Vol. 32, No. 6. – Pp. 1065-1082.
2. Qiao, J. Enabling device-to-device communications in millimeter-wave 5G cellular networks / Qiao J., Shen X. S., Mark J. W., Shen Q., He Y., and Lei L. // IEEE Communications Magazine, 2015, Vol. 53, No. 1. – Pp. 209-215.
3. Stanley, M. A high gain steerable millimeter-wave antenna array for 5G smartphone applications / Stanley M., Huang Y., Loh T., Xu Q., Wang H., and Zhou H. // 2017 11th European Conference on Antennas and Propagation, 2017. – Pp. 1311-1314.
4. Hong, W. Study and prototyping of practically large-scale mmwave antenna systems for 5G cellular devices / Hong W., Baek K. H., Lee Y., Kim Y., Ko S. T. // IEEE Communications Magazine, 2014, Vol. 52, No. 9. – Pp. 63-69.

5. Антипов, С. А. Исследование влияния расстояния между антеннами в МИМО антенной решетке для сетей пятого поколения / Антипов С. А., Ищенко Е. А., Кострова В. Н., Разинкин К. А., Стежкин Д. А., Фёдоров С. М. // Вестник ВГТУ, 2020, Т. 16, №4. – С. 91-95.
6. Zhou, H. Phased array for millimeter-wave mobile handset // 2014 IEEE Antennas and Propagation Society International Symposium, 2014. – Pp. 933-934.
7. Zhou, H., Aryanfar, F. Millimeter-wave open ended siw antenna with wide beam coverage // 2013 IEEE Antennas and Propagation Society International Symposium, 2013. – Pp. 658-659.
8. Rappaport, T. S. Millimeter wave mobile communications for 5G cellular: It will work! / Rappaport T. S., Sun S., Mayzus R., Zhao H., Azar Y., Wang K., Wong G. N., Schulz J. K., Samimi M., Gutierrez F. // IEEE Access, 2013, Vol. 1. – Pp. 335-349.
9. Haraz, O. M. Dense dielectric patch array antenna with improved radiation characteristics using ebg ground structure and dielectric superstrate for future 5G cellular networks / Haraz O. M., Elboushi A., Alshebeili, S. A., Sebak A. R. // IEEE Access, 2014, Vol. 2. – Pp. 09-913.
10. Khalily, M. Design of phased arrays of series-fed patch antennas with reduced number of the controllers for 28 GHz mm-wave applications / Khalily M., Tafazolli R., Rahman T. A., Kamarudin M. R. // IEEE Antennas and Wireless Propagation Letters, 2016, Vol. 15. – Pp. 1305-308

# ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ИЗГИБА ФАЗИРОВАННОЙ АНТЕННОЙ РЕШЕТКИ НА ЗНАЧЕНИЯ ЭЛЕМЕНТОВ МАТРИЦЫ РАССЕЯНИЯ

Б. Э. Назаренко<sup>1</sup>

<sup>1</sup>АО «Концерн «Созвездие», Воронеж, Россия

**Аннотация.** В работе исследованы значения КПД и первой строки матрицы рассеяния для антенных решеток, изгибаемых по дуге окружности, параболы, и линейному профилю в зависимости от величины изгиба и межэлементного расстояния. Значения получены на электродинамической модели 11-элементной антенной решетки. Также были получены измерены первой строки матрицы рассеяния экспериментально. Полученные результаты могут быть использованы при проектировании антенных решеток для получения стабильных характеристик, а также при разработке схем компенсации взаимного влияния.

**Ключевые слова:** фазированная антенная решетка, полуволновый диполь, матрица рассеяния, измерения.

## PHASED ANTENNA ARRAY BENDING EFFECT RESEARCH ON THE SCATTERING MATRIX VALUES

B. E. Nazarenko<sup>1</sup>

<sup>1</sup>JSC Concern Sozvezdie, Voronezh, Russia

**Abstract.** The values of efficiency and the first row of the scattering matrix for antenna arrays bent along the arc of a circle, a parabola, and a linear profile depending on the amount of bending and the inter-element distance are investigated. The values were obtained from an electrodynamic model of an 11-element antenna array. Measurements of the first row of the scattering matrix were also obtained experimentally. The obtained results can be used in the design of antenna arrays to obtain stable characteristics, as well as in the design of mutual influence compensation schemes.

**Keywords:** phased antenna array, halfwave dipole, scattering matrix, measurements.

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Сегодня антенные решетки используются в широком спектре приложений. Разрабатываются новые антенные решетки для базовых станций [1], беспроводных нательных компьютерных сетей (WBAN) и беспилотных летательных аппаратов (БПЛА) [2]. Также антенные решетки используются в космической связи, современной беспроводной связи, телеметрии, системах MIMO, и многих других [3].

Основная задача антенной решетки - усиление сигнала за счет формирования интерференционного максимума в направлении главного лепестка. Это возможно при соблюдении амплитудно-фазовых соотношений между излучаемыми сигналами из каждого элемента решетки [4]. Для сильно разреженных решеток эти условия выполняются. Однако, с учетом направленности на уменьшение размеров передающих устройств с целью разработки мобильных встраиваемых систем, возникает необходимость в уменьшении размеров устройств. Этого можно добиться за счет уменьшения размера антенной решетки. Однако уменьшение расстояния между элементами увеличивает взаимное влияние [5].

Помимо плотного расстояния между элементами, взаимное влияние также является результатом изменения формы антенной решетки [6]. Фазовые соотношения чаще всего достигаются поворотом фаз питания элементов антенны по заданному правилу. Однако этого можно добиться и путем изменения положения элементов в решетке [7]. Часто такие решетки формируются на основе дуги окружности, так называемые круговые антенные решетки. Кроме того, существует интерес к использованию других форм кривизны решетки для получения лучших характеристик [8].

При построении антенных решеток, одной из основных задач является уменьшение взаимного влияния [9]. Существуют различные методы его компенсации, но для их построения необходимо получить количественную оценку для данной антенной решетки.

Исходя из описанных выше задач, в данной работе рассматриваются эффекты взаимного влияния в антенных решетках, изгибающихся по окружности, параболе и угловому линейному профилю. На основе электродинамической модели получены значения матрицы рассеяния. По полученным данным проведена оценка влияния профиля, величины изгиба и межэлементного расстояния на эти параметры. Также приведены результаты экспериментального исследования элементов матрицы рассеяния и КПД в указанных антенных решетках. Экспериментальные измерения сравниваются с результатами, полученными на электродинамической модели.

## 2. ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ СВЕДЕНИЯ

Рассмотрим антеннную решетку, состоящую из  $N$  антенных элементов. Тогда каждый элемент решетки можно пронумеровать от 1 до  $N$ . В качестве количественной характеристики взаимного влияния мы рассматриваем матрицу S-параметров.

Значения элементов матрицы S-параметров определяются следующим образом:

$$S_{i,j} = \frac{U_i^{\text{inc}}}{U_j^{\text{inc}}}, \quad (1)$$

учитывая, что  $U_k^{\text{ref}} = 0$ ,  $k = 1, 2, \dots, N$  ( $i \neq j$ ), где  $U_k^{\text{inc}}$  - амплитуда напряжения падающей волны для  $k$ -го элемента,  $U_k^{\text{ref}}$  - амплитуда напряжения отраженной волны для  $k$ -го элемента.

Изгиб решетки удобно рассматривать на плоскости XY. Для описания геометрии необходимо задать положение каждого  $i$ -го элемента парой координат  $x_i, y_i$ . Эти значения зависят от формы профиля изгиба, и межэлементного расстояния  $d_{ij}$ . Здесь удобно ввести параметризацию:

$$x_i = x(\varphi_i), y_i = y(\varphi_i), \quad (2)$$

где  $\varphi_i$  - параметр кривой, определяющий положение  $i$ -го элемента.

Для кривой, заданной параметрически, межэлементное расстояние определяется как длина кривой между элементами  $i$  и  $j$ :

$$d_{i,j} = \int_{\varphi_i}^{\varphi_j} \sqrt{\left( \frac{\partial x}{\partial \varphi} \right)^2 + \left( \frac{\partial y}{\partial \varphi} \right)^2} d\varphi. \quad (3)$$

Для удобства будем рассматривать профили изгиба, симметричные относительно центрального элемента. Для таких решеток можно ввести параметр  $K$  такой, что  $N = 2K + 1$ . Тогда условие симметрии выполняется для положений элементов  $x_i = -x_{N-i+1}$ ,  $y_i = y_{N-i+1}$  при условии, что центральный элемент решетки находится в точке  $x = 0, y = 0$ .

В силу геометрической симметрии параметры такой решетки также симметричны. Поэтому число уникальных элементов матрицы S-параметров сокращается до  $(K+1)^2$ .

Кроме симметрии также определим условие эквидистантности и постоянства длины решетки. Отсюда следует, что межэлементное расстояние  $d_{i,j}$  между двумя ближайшими компонентами должно быть одинаковым  $d_{i,i+1} = d = \text{const}$ . Из этого также следует, что длина решетки  $L = d_{1,N}$  постоянна вне зависимости от степени его изгиба. С учетом параметризации в симметричной решетке выполняется условие, что  $-\varphi_1 = \varphi_N = \psi$ . Параметр  $\psi$  определяет степень изгиба решетки. В данной работе рассматриваются три профиля изгиба - круговой, параболический и линейный (угловой).

Для кругового профиля параметризация имеет вид:

$$x_i = R \sin \varphi_i, \quad y_i = R(1 - \cos \varphi_i), \quad (4)$$

где  $R$  - радиус окружности, полученный из путем вычисления длины решетки:  $L = 2R\psi$ . Значение параметра  $\varphi_i = i\psi/K$  также находится из данного уравнения.

Для параболического профиля параметризация имеет вид:

$$x_i = p\xi_i, \quad y_i = \frac{p\xi_i^2}{2}, \quad (5)$$

где  $\xi_i = \operatorname{tg}(\varphi_i/2)$ ,  $p$  - параметр параболы (удвоенное фокусное расстояние). Параметр  $p$  выражается в неявном виде и зависит от  $L$  и  $\xi = \xi_N$ :

$$L = p \left( \xi \sqrt{1 + \xi^2} + \ln \left( \xi + \sqrt{1 + \xi^2} \right) \right). \quad (6)$$

Для линейного профиля параметризация имеет вид:

$$x_i = \frac{\varphi_i L}{2\psi} \cos \left( \frac{\psi}{2} \right), \quad y_i = \frac{|\varphi_i| L}{2\psi} \sin \left( \frac{\psi}{2} \right), \quad (7)$$

где  $\varphi_i = i\psi/K$ .

Следует отметить, что параметр изгиба профиля  $\psi$  определяется для каждого профиля из его математического описания, и не связан ни с каким физическим параметром. В дальнейшем для сравнения параметров решеток будем использовать такой параметр  $\Psi$ , что его равенство для обеих решеток будет означать равенство их апертур:

$$\frac{2x(\psi)}{L} = \cos \left( \frac{\Psi}{2} \right). \quad (8)$$

В данной работе будут рассматриваться 3 значения параметра  $\Psi$  -  $30^\circ, 60^\circ, 90^\circ$ . Для данных значений  $\Psi$  были получены значения  $\psi$  для различных профилей изгиба (значения округлены до целых чисел):

Таблица 1. Значения параметров  $\Psi$  и  $\psi$  для разных профилей изгиба

$\Psi, {}^\circ$	$\psi, {}^\circ$		
	<i>Круговой</i>	<i>Параболический</i>	<i>Линейный</i>
30	26	50	30
60	52	91	60
90	80	123	90

### 3. МОДЕЛИРОВАНИЕ

В качестве антенного элемента используется медный полуволновой диполь, ориентированный вдоль оси  $z$ . Размер зазора  $b = 1$  мм, радиус сечения  $r = 0,4$  мм. Поскольку в данной модели диполь не рассматривается как тонкий, резонансная частота

диполя смешена в сторону более низких частот. Поэтому длина диполя была уменьшена до  $0,44\lambda$ , где  $\lambda$  - длина волны центральной частоты.

Каждый элемент антенны питается от согласованного фидера (50 Ом) независимо от остальных. Импеданс полуволнового диполя на резонансной частоте в свободном пространстве составляет 72-73 Ом.

Электродинамическая задача состоит в решении уравнений Максвелла с граничными условиями на поверхности проводника для антенной решетки в свободном пространстве с открытыми границами при синфазной равноамплитудной запитке. В результате получены численные значения КПД и матрицы S-параметров решетки на центральной частоте.

Электродинамическая задача решена методом конечных разностей во временной области (FDTD) с использованием метода конечных интегралов. Антенная решетка состоит из  $N = 11$  элементов, центральная частота  $f_0 = 3.55$  ГГц (#78 New Radio Channel), параметр изгиба  $\Psi = 0\ldots90^\circ$ , межэлементное расстояние  $d = 0.3\lambda, 0.5\lambda, 0.7\lambda$ .

Полученные значения КПД в зависимости от параметра изгиба  $\Psi$  для различных значений межэлементного расстояния  $d$  и различных профилей изгиба представлены на рисунке 1. Аналогичные результаты были рассмотрены в [10], но здесь они привязаны к параметру изгиба  $\Psi$ , который связан с апертурой.

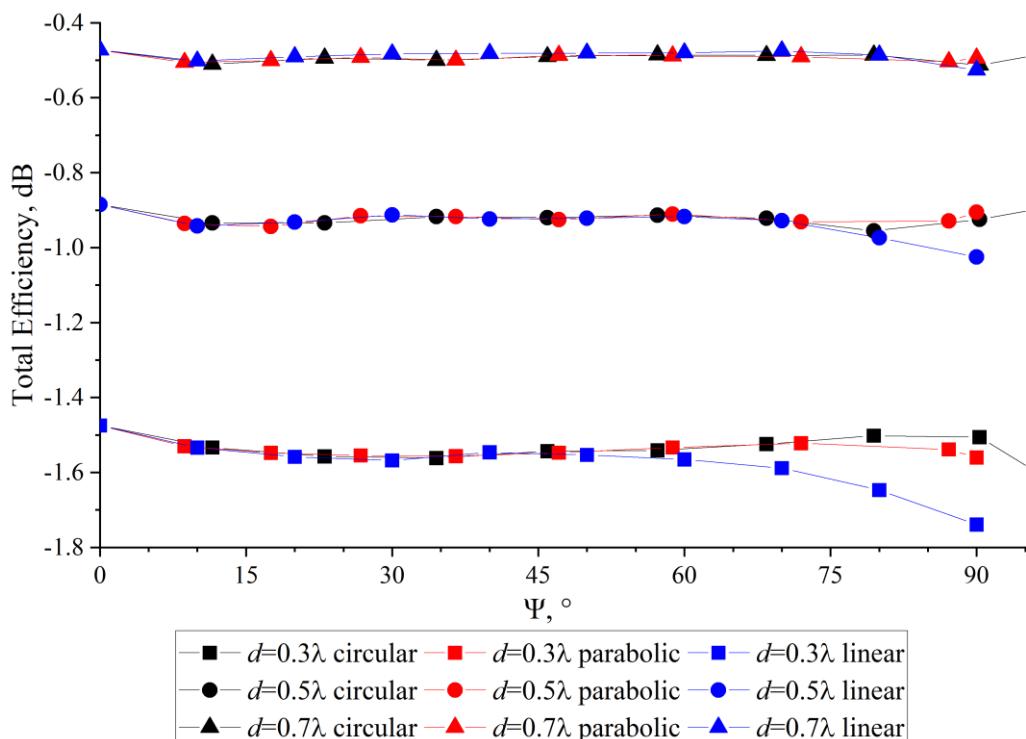


Рис. 1. Значения КПД для различных межэлементных расстояний и профилей изгиба в зависимости от параметра изгиба  $\Psi$

Из полученных данных видно, что для всех профилей изгиба (не считая линейного для случая  $\Psi > 80^\circ$  для  $d = 0,5\lambda$  и  $\Psi > 60^\circ$  для  $d = 0,7\lambda$ ) разброс значений КПД не превышает 0,03 дБ. Наибольшее значение достигается при  $\Psi = 0^\circ$  (прямая решетка), но в среднем его отличие от других значений не превышает 0,05 дБ. Различия более заметны для решетки, изогнутой по линейному профилю, с увеличением межэлементного расстояния при более высоких  $\Psi$ . В целом можно сказать, что даже при  $\Psi = 90^\circ$  КПД меняется незначительно.

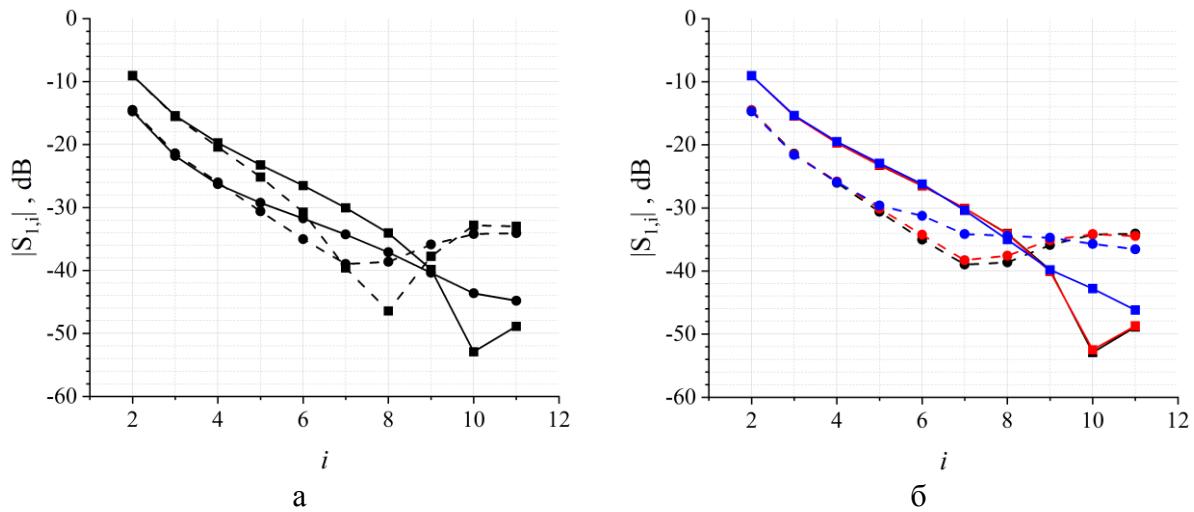


Рис. 2. Значения первой строки матрицы S-параметров для круговой (а) и других кривых (б), где сплошная линия соответствует  $\Psi = 30^\circ$ , пунктирная -  $\Psi = 60^\circ$

Значения первой строки матрицы S-параметров приведены на рисунке 2. Для круговой антенной решетки (а) видно, что значения параметров уменьшаются с увеличением номера исследуемого элемента. Изменение параметра изгиба  $\Psi$  сильно влияет на значения S-параметров. Сформировавшийся минимум для  $\Psi = 30^\circ$ ,  $d = 0.3\lambda$  на 10-м элементе смещается на 8-й элемент. На графике при  $d = 0.5\lambda$  локальный минимум формируется на 7-м элементе при  $\Psi = 60^\circ$ .

Сравнивая графики для различных профилей изгиба (б), можно увидеть, что круговые и параболические решетки очень близки по значению. Разница составляет примерно 3,5 дБ. В то время как для линейной решетки нет минимума на 10-м элементе при  $\Psi = 30^\circ$ ,  $d = 0.3\lambda$  (разница составляет около 10 дБ). При  $\Psi = 60^\circ$ ,  $d = 0.5\lambda$  максимальная разница с параболой и окружностью (7-й элемент) составляет 4.5 дБ.

#### 4. ИЗМЕРЕНИЯ

Измерения проводились с помощью 11 полуволновых диполей из медной эмалированной проволоки диаметром 0,8 мм. Антенны питались через SMA-разъем от генератора на частоте 3,55 ГГц. В качестве согласованной нагрузки использовался SMD-резистор размером 0805 и сопротивлением 51 Ом.

Антенны были установлены на пластиковое основание и помещены на рейку с нанесенной шкалой. Это позволило определить положение элемента с точностью до 1 мм. Измерения проводились в течение 6 часов, в результате чего нестабильность выходной мощности составила 2,4 дБ, а нестабильность частоты - 17,75 МГц. Каждый результат усреднялся по выборке из 100 значений.

Сравнивая результаты измерений с данными, полученными по электродинамической модели на рисунке 3, можно заметить, что в большинстве случаев форма графика измерений повторяет форму графика модели.

Разница в значениях составляет от 0,3 дБ до 5,3 дБ. Эти значения могут быть вызваны неточностью в размещении элементов и допущениями при проведении измерений.

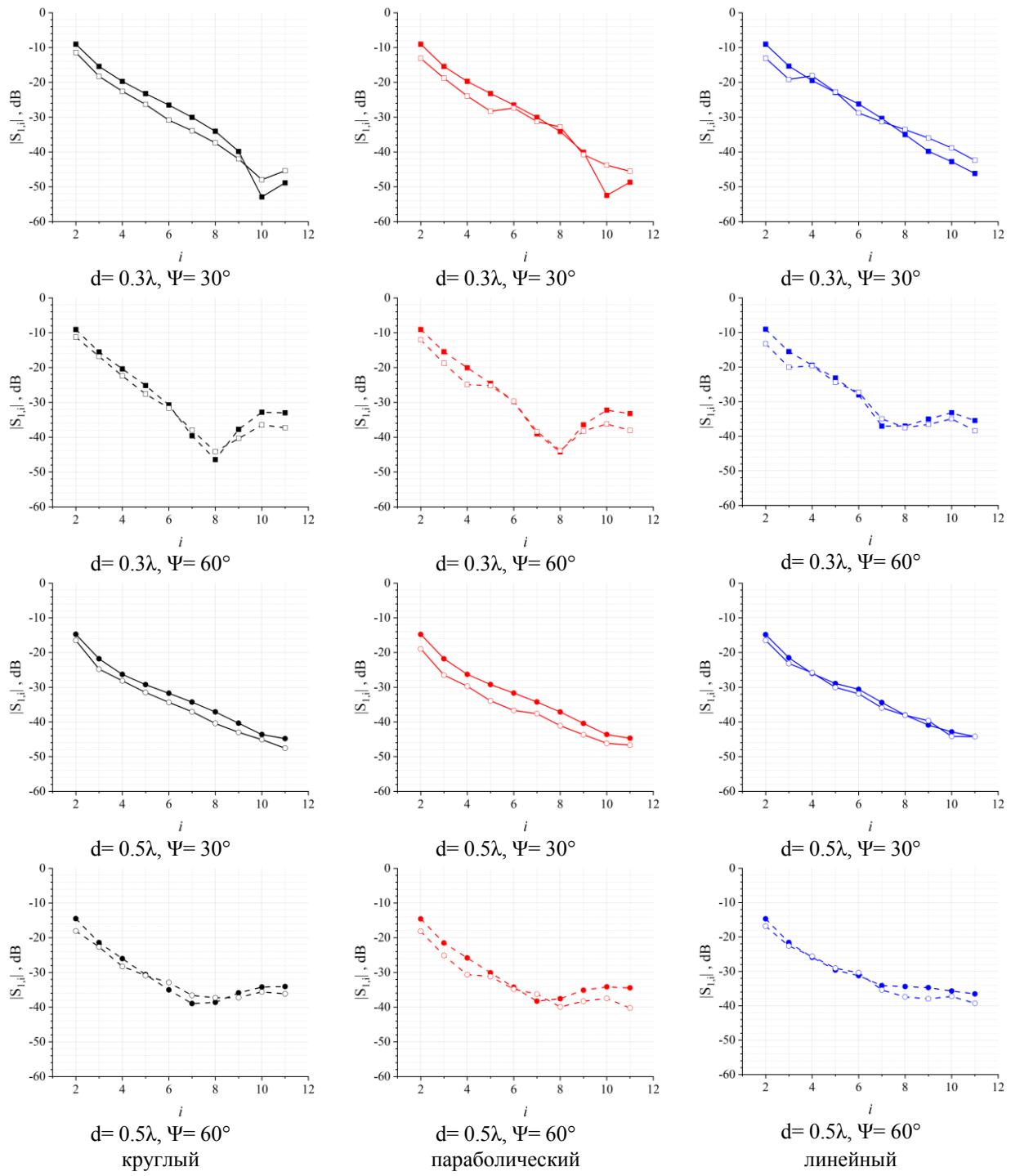


Рис. 3. Значения первой строки матрицы S-параметров, полученные на модели (закрашенный маркер), и полученные экспериментально (белый маркер)

Наибольшие расхождения с экспериментальными данными наблюдаются для параболической решетки. При  $d = 0.3\lambda$ ,  $\Psi = 30^\circ$  Дополнительное исследование показало, что для данной антенной решетки изменение положения 10-го элемента на 1-2 мм может привести к большому изменению значения  $S_{1,10}$ .

## 5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе приведены значения КПД и первой строки матрицы S-параметров для антенных решеток, изогнутых по дуге окружности, дуге параболы, и линейному профилю. Из результатов, полученных на электродинамической модели, видно, что полный КПД при малых  $\Psi$  практически не зависит от профиля изгиба. Значения первой строки матрицы S-параметров уменьшаются с увеличением расстояния между элементами, причем зависимости для кругового и параболического профилей очень похожи, а графики для линейного профиля отличаются от них. Формы графиков, полученных экспериментально, повторяют форму модельных графиков. Однако есть места, где значения сильно отличаются, что требует дальнейшего исследования. Полученные результаты могут быть использованы при проектировании антенных решеток для получения стабильных характеристик, а также при разработке схем компенсации взаимного влияния.

## ЛИТЕРАТУРА

1. S. Lee, J. Choi. A 60-GHz Yagi-Uda circular array antenna with omni-directional pattern for millimeter-wave WBAN applications. // IEEE International Symposium on Antennas and Propagation & USNC/URSI National Radio Science Meeting, IEEE, 2018. Pp. 1699-1700.
2. S. He, X. R. Q. Wang, X. Li. A Dual-polarization Common-aperture Antenna Array for 2G/3G/4G/5G Base Stations // 13th International Symposium on Antennas, Propagation and EM Theory (ISAPE), IEEE, 2021. Pp. 1-3.
3. L. Ren, B. Lu, F. Lu, Y. Shu. Modular and Scalable Millimeter-Wave Patch Array Antenna for 5G MIMO and Beamforming // 50th European Microwave Conference (EuMC), IEEE, 2021. Pp. 336-339.
4. C. A. Balanis. Antenna theory, 2nd ed. Hoboken, USA: John Wiley & Sons, 1997. - 1073 p.
5. V. P. M. B. A. AnanthaKirupa, M. Ramesh, R. Ashok. Minimization of Loss and Mutual Coupling Using Tiny Antenna Arrays for UWB Applications. // 6th International Conference on Electronics, Communication and Aerospace Technology, IEEE, 2022. Pp. 127-133.
6. K. Sharma, V. O C, S. R. C H. Mutual coupling Compensation in Circular Dipole Array for FM Based Passive Coherent Location Radar. // IEEE Microwaves, Antennas, and Propagation Conference (MAPCON), IEEE, 2022. Pp. 28-32.
7. Hoi-Shun Lui, H. T. Hui, Mook Seng Leong. A Note on the Mutual-Coupling Problems in Transmitting and Receiving Antenna Arrays. // IEEE Antennas and Propagation Magazine, 2009, V. 51, №. 5. Pp. 171-176.
8. B. E. Nazarenko, T. K. Artemova, A. S. Gvozdarev. Linear Antenna Array Circular Bending Effect on the Impedance Matrix and Input Impedances' Unbalance. // International Youth Conference on Radio Electronics, Electrical and Power Engineering (REEPE), IEEE, 2020. Pp. 1-5.
9. Z. Ghorbani, S. E. Hosseini. Mutual Coupling Compensation in Array Antennas Using Isolated-Element Pattern Approach. // Sixth Iranian Conference on Radar and Surveillance Systems, IEEE, 2019. Pp. 1-3.
10. T. K. Artemova, B. E. Nazarenko. Linear Array Different Symmetrical Profile Bending Effect on the Input Impedances' Unbalance and Other Characteristics. // Systems of Signal Synchronization, Generating and Processing in Telecommunications (SYNCHROINFO), IEEE, 2021. Pp. 1-6.

## REFERENCES

1. S. Lee, J. Choi. A 60-GHz Yagi-Uda circular array antenna with omni-directional pattern for millimeter-wave WBAN applications. // IEEE International Symposium on Antennas and Propagation & USNC/URSI National Radio Science Meeting, IEEE, 2018. Pp. 1699-1700.
2. S. He, X. R. Q. Wang, X. Li. A Dual-polarization Common-aperture Antenna Array for 2G/3G/4G/5G Base Stations // 13th International Symposium on Antennas, Propagation and EM Theory (ISAPE), IEEE, 2021. Pp. 1-3.
3. L. Ren, B. Lu, F. Lu, Y. Shu. Modular and Scalable Millimeter-Wave Patch Array Antenna for 5G MIMO and Beamforming // 50th European Microwave Conference (EuMC), IEEE, 2021. Pp. 336-339.
4. C. A. Balanis. Antenna theory, 2nd ed. Hoboken, USA: John Wiley & Sons, 1997. - 1073 p.
5. V. P. M. B. A. AnanthaKirupa, M. Ramesh, R. Ashok. Minimization of Loss and Mutual Coupling Using Tiny Antenna Arrays for UWB Applications. // 6th International Conference on Electronics, Communication and Aerospace Technology, IEEE, 2022. Pp. 127-133.
6. K. Sharma, V. O C, S. R. C H. Mutual coupling Compensation in Circular Dipole Array for FM Based Passive Coherent Location Radar. // IEEE Microwaves, Antennas, and Propagation Conference (MAPCON), IEEE, 2022. Pp. 28-32.
7. Hoi-Shun Lui, H. T. Hui, Mook Seng Leong. A Note on the Mutual-Coupling Problems in Transmitting and Receiving Antenna Arrays. // IEEE Antennas and Propagation Magazine, 2009, V. 51, №. 5. Pp. 171-176.
8. B. E. Nazarenko, T. K. Artemova, A. S. Gvozdarev. Linear Antenna Array Circular Bending Effect on the Impedance Matrix and Input Impedances' Unbalance. // International Youth Conference on Radio Electronics, Electrical and Power Engineering (REEPE), IEEE, 2020. Pp. 1-5.
9. Z. Ghorbani, S. E. Hosseini. Mutual Coupling Compensation in Array Antennas Using Isolated-Element Pattern Approach. // Sixth Iranian Conference on Radar and Surveillance Systems, IEEE, 2019. Pp. 1-3.
10. T. K. Artemova, B. E. Nazarenko. Linear Array Different Symmetrical Profile Bending Effect on the Input Impedances' Unbalance and Other Characteristics. // Systems of Signal Synchronization, Generating and Processing in Telecommunications (SYNCHROINFO), IEEE, 2021. Pp. 1-6.

# **МОДЕЛИРОВАНИЕ САМООРГАНИЗУЮЩЕЙСЯ БЕСПРОВОДНОЙ СЕТИ В УСЛОВИЯХ ГОРОДСКОЙ ЗАСТРОЙКИ ПО МЕТОДУ ТРАССИРОВКИ ЛУЧЕЙ**

V. A. Жигулин, И. В. Пешков

Елецкий государственный университет им. И.А. Бунина (ЕГУ), Елец, Россия

**Аннотация.** В данной работе представлена цифровая модель самоорганизующейся сети, построенной на базе протокола маршрутизации AODV. Расчёт каналов связи между узлами сети осуществлён по методу трассировки лучей. В работе описывается метод построения модели, приводится описание принципов функционирования протокола маршрутизации AODV, а также демонстрируется его работа в условиях городской застройки.

**Ключевые слова:** беспроводные сети, протоколы маршрутизации, AODV, трассировка лучей.

## **MODELING THE OPERATION OF A WIRELESS AD HOC NETWORK IN AN URBAN ENVIRONMENT USING THE RAY TRACING METHOD**

V. A. Zhigulin, I. V. Peshkov

Yelets State University named after I. A. Bunin (YSU), Yelets, Russia

**Abstract.** This paper presents a digital model of a wireless ad-hoc network based on the AODV routing protocol. The calculation of communication channels between network nodes is carried out using the ray tracing method. The paper describes the method of constructing the model, provides a description of the principles of the AODV routing protocols, and demonstrates its operation in urban environments.

**Keywords:** ad-hoc network, routing protocols AODV, ray tracing.

### **1. ВВЕДЕНИЕ**

В современном мире беспроводные сети получают всё более массовое распространение. Технологии Интернета вещей проникают во все сферы жизни: от бытовой техники до промышленности. Также активно развиваются беспилотные системы, когда все аппараты образуют общую сеть обмена данными и координации движения. Всё это приводит к более активному использованию методов самоорганизации в беспроводных системах связи.

Однако сложность и неоднородность условий городской застройки, а также всё повышающаяся плотность радиоустройств приводят к росту требований к качеству связи и более точной оценке поведения сложных радиосистем. В связи с этим актуальной является задача изучения особенностей работы беспроводных самоорганизующихся сетей в сложных городских условиях.

В данной работе представлена цифровая модель небольшой беспроводной сети, организованной по алгоритму AODV. Расчёт каналов связи между узлами сети осуществлён по методу трассировки лучей. За счёт своих особенностей данный метод хорошо подходит для оценки распространения радиоволн в городской среде.

### **2. МЕТОД ТРАССИРОВКИ ЛУЧЕЙ**

Метод трассировки лучей относится к классу детерминированных и основан на многолучевой модели распространения радиоволн. В нём учитываются особенности

конкретной территории – расположение препятствий, их форма и материал поверхности. Метод трассировки лучей учитывает ослабление излучения в свободном пространстве, отражение от объектов, дифракцию и поглощение. В отличие от статистических и эмпирических моделей метод трассировки лучей обладает наибольшей точностью. Он хорошо подходит для моделирования распространения радиосигналов в городской среде, расположение препятствий в которой известно заранее.

Существует несколько подходов для расчёта трассировки лучей [1]. В данной работе применяется метод SBR (Shooting and Bouncing Rays) – один из основных на данный момент. Текущая реализация метода SBR учитывает отражение лучей и дифракцию на гранях [2]. Принцип работы метода SBR следующий: из точки передатчика (Tx на рисунке 1) формируется множество лучей на одинаковом угловом расстоянии друг от друга. Затем путь каждого луча моделируется по отдельности, с учётом взаимодействия с окружающими объектами.

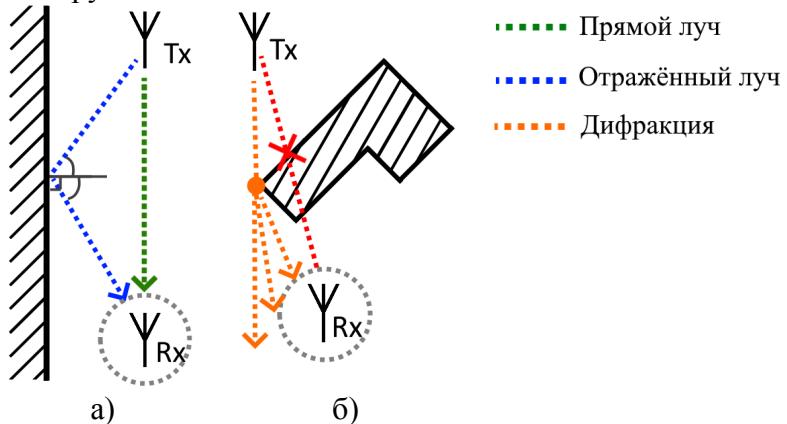


Рис.1. Иллюстрация к методу SBR. а) отражение лучей, б) дифракция на гранях

Когда луч попадает на плоскую поверхность, он отражается под углом, равным углу падения в соответствии с законом отражения (рисунок 1.а). Когда луч попадает на грань (рисунок 1.б), он порождает множество дополнительных лучей, моделируя тем самым явление дифракции волн. Точка дифракции становится дополнительной точкой запуска лучей, и метод SBR отслеживает дополнительные лучи так же, как и лучи, запущенные из Tx. Вокруг точки приёма (Rx на рисунке 1) формируется «сфера приёма». Если луч пересекает эту сферу, то модель считает его допустимым путём от Tx к Rx.

В рассматриваемой модели трассировки лучей учитывается влияние материала поверхности на потери при отражении. Влияние материала зданий (дерево, кирпич и т.д.) и поверхности земли (бетон, влажная и сухая почва) оценивается на основе диэлектрической проницаемости материалов.

### 3. РАСПРОСТРАНЕНИЕ РАДИОСИГНАЛА В ГОРОДСКОЙ СРЕДЕ

Рассмотрим процедуру моделирования распространения радиоволн в городской среде с помощью трассировки лучей на примере небольшой беспроводной сети. Основные параметры модели:

- Число узлов 6;
- Среднее расстояние между узлами 170 м;
- Высота крепления антенн 1,5 м;
- Частота 2,4 ГГц;
- Мощность передатчиков 10 дБм;
- Чувствительность приёмников -110 дБм.

Для создания модели необходима трёхмерная карта местности в формате .osm (для городской среды), или трёхмерная модель в формате .stl (для моделирования помещений).

Из открытых источников, предоставляющих доступ к картографическим данным [3], нами была загружена карта центра города Елец.

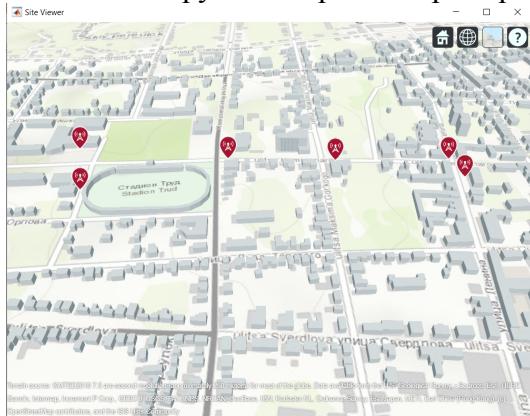


Рис.2. Расположение узлов сети



Рис.3. Моделирование распространения сигнала для одного из узлов

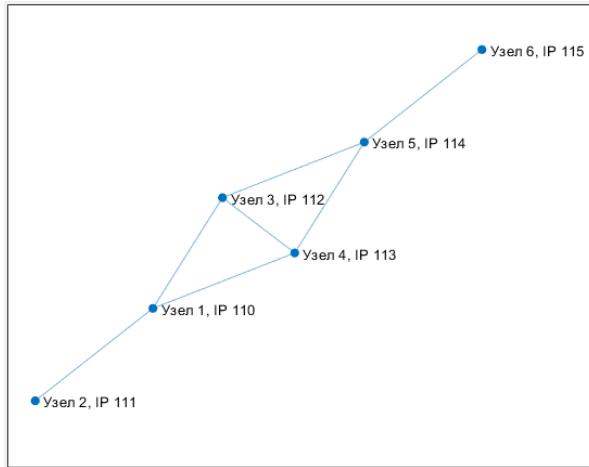


Рис.4. Граф сети

После загрузки карты необходимо установить координаты узлов беспроводной сети. На рисунке 2 представлено расположение узлов. Каждый узел представляет собой приёмопередатчик, оснащённый всенаправленной антенной. Для каждого узла измеряется мощность сигнала в точках остальных узлов. Пример на рисунке 3 хорошо иллюстрирует сложность городских условий для радиосвязи. На нём можно наблюдать образование радиотени из-за расположения строений.

На основе информации о мощности сигнала в точках положения узлов формируется граф сети (рисунок 4). Если мощность сигнала в точке приёма больше чувствительности приёмника, то считается, что связь между узлами есть. В таком случае на графике появляется новое ребро.

#### 4. МОДЕЛЬ БЕСПРОВОДНОЙ САМООРГАНИЗУЮЩЕЙСЯ СЕТИ

После получения информации о качестве связи и о структуре сети можно перейти к моделированию её работы. В данной работе для организации сети нами был выбран алгоритм AODV.

AODV (Ad hoc On-Demand Distance Vector) – это протокол маршрутизации для беспроводных самоорганизующихся сетей (ad-hoc сетей) [4]. Он относится к классу реактивных протоколов, в которых, в отличие от проактивных, узлы сети не выполняют поиск маршрута до тех пор, пока не появится необходимость передачи сообщения. Для формирования нового маршрута узел-инициатор начинает широковещательную рассылку специального служебного сообщения. Остальные узлы сети, получив такое

сообщение, добавляют в свою таблицу маршрутизации (ТМ) маршрут к узлу-отправителю, и продолжают его широковещательную рассылку. Когда служебное сообщение доходит до узла назначения, он формирует сообщение-подтверждение и отправляет его назад по уже сформированному обратному маршруту.

Рассмотрим пример работы представленной модели. Изначально узлы не имеют никакой информации о структуре сети, все ТМ пусты. Пусть Узел 1 отправит сообщение Узлу 5. Поскольку ТМ Узла 1 пуста, он формирует сообщение RREQ следующего вида:

- Тип сообщения – RREQ
- Количество шагов – 0
- RREQ ID – 110
- IP-адрес узла-получателя – 114
- Порядковый номер узла-получателя – 0 (поскольку Узел 1 не обладает никакой информацией об остальных узлах сети)
- IP-адрес узла-инициатора – 110
- Порядковый номер узла-инициатора – 1 (перед отправкой запроса RREQ узел обязан увеличить собственный порядковый номер)
- IP узла-отправителя – 110 (необходим для корректного построения обратного маршрута узлами, получившими RREQ.)

В представленной модели формат IP адресов намерено упрощён. Важно отметить разницу между понятиями IP получателя и IP адресата, а также IP отправителя и IP инициатора. IP получателя – это адрес узла, с которым хочет связаться инициатор; IP адресата – это адрес узла, которому отправитель непосредственно отправляет сообщение. Эти IP могут как совпадать, так и нет. Порядковый номер (Sequence Number) – один из важнейших параметров для протокола AODV. Он показывает степень актуальности информации о маршруте – чем больше номер, тем новее информация. Порядковый номер узла-инициатора показывает «степень свежести» обратного маршрута к источнику, порядковый номер узла-получателя – актуальность обратного маршрута к получателю.

Поскольку моделируемая сеть является беспроводной, то сформированное сообщение RREQ получают все узлы, уровень сигнала на которых достаточен для приёма. В данном случае это Узлы 2, 3 и 4 (рисунок 5).

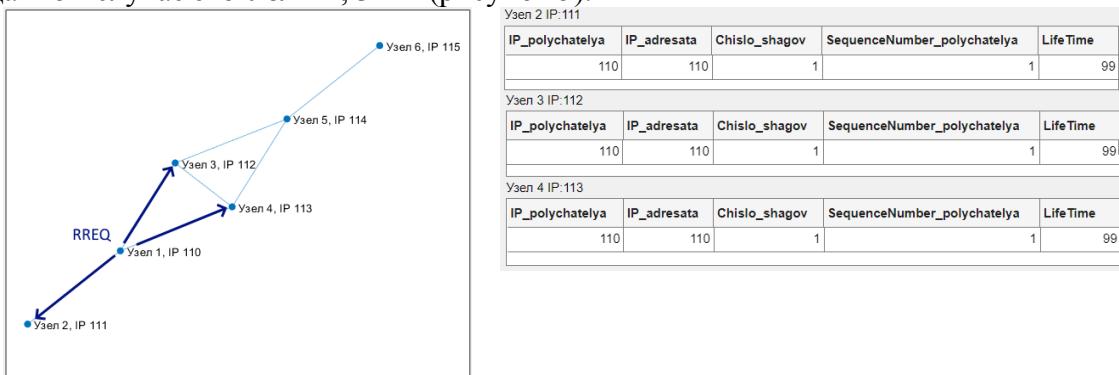


Рис.5. Узел 1 отправляет запрос RREQ

Рассмотрим реакцию узлов на сообщение RREQ. Узел 3 не является узлом-получателем (его IP не равен IP получателя из RREQ). Поэтому Узел 3:

1. Добавляет в ТМ адрес Узла 1 (см. рисунок 5, справа);
2. Обновляет RREQ, увеличивая Количество шагов на 1 и меняя IP узла-отправителя на собственный IP.

Узлы 2 и 4 также не являются получателями, поэтому аналогично узлу 3 обновляют RREQ и отправляют его в эфир (рисунок 6). Поскольку сеть беспроводная, то обновлённые сообщения RREQ получают не только следующие узлы, но и предыдущие, в т.ч. и узел-инициатор. Чтобы избежать зацикливания, в протоколе AODV реализован

следующий механизм: каждый узел при получении сообщения RREQ сверяет его RREQ ID со своей таблицей идентификаторов. Если в таблице нет такого RREQ ID, то узел добавляет его в таблицу и обрабатывает RREQ согласно обычному алгоритму. Если же такой RREQ ID в таблице есть (т.е. узел уже принимал этот запрос в прошлом), то сообщение RREQ игнорируется (однако данные об отправителе в ТМ всё равно обновляются). В нашем примере (рисунок 6) узлы 1, 3 и 4 игнорируют дублирующиеся RREQ, но дополняют собственные ТМ.

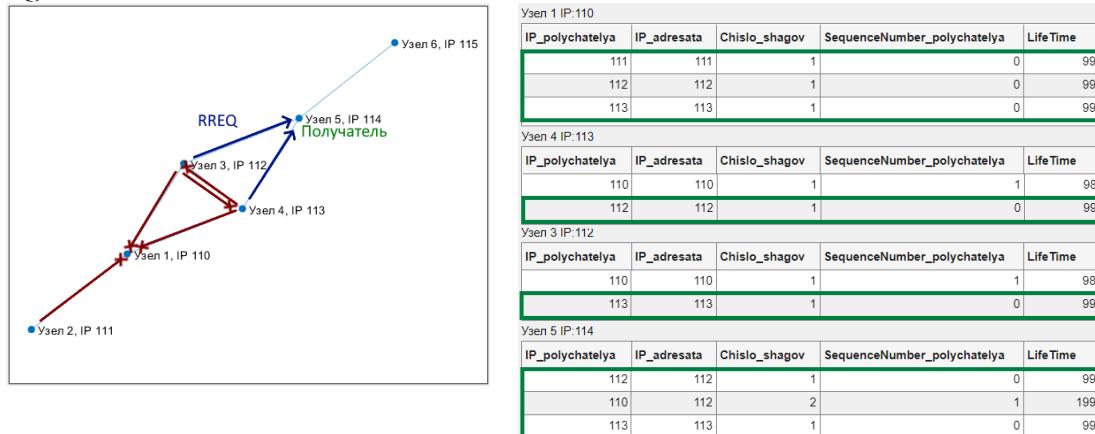


Рис.6. Узлы 2, 3 и 4 ретранслируют RREQ

Таким образом, сообщение RREQ продолжает распространяться по сети до тех пор, пока не достигнет узла-получателя (на рисунке 6 это Узел 5). Узел 5, получив RREQ, дополняет свою ТМ (см. три новых строки в ТМ Узла 5 на рисунке 6), после чего формирует сообщение- подтверждение RREP следующего вида:

- Тип сообщения – RREP;
- IP-адрес узла-получателя – 114;
- Порядковый номер узла-получателя – 1 (перед отправкой RREP узел обязан увеличить собственный порядковый номер)
- IP-адрес узла-инициатора – 110;
- Время жизни (Lifetime) – 200. Вычисляется как Время жизни активного маршрута (константа, в данном случае 100) умножить на Количество шагов (в данном случае 2).

Сформированное RREP отправляется тому узлу, от которого было получено RREQ (рисунок 7). Данный узел дополняет свою ТМ, обновляет сообщение и отправляет его далее. Поскольку сеть беспроводная, то сообщение RREP получают также и остальные узлы. Они сверяют собственный IP с IP адресата из RREP и, если они не совпадают, то сообщение игнорируется (однако ТМ также обновляется).

Сообщение RREP передаётся по сети и в конце доходит до узла инициатора (рисунок 8). Данный узел обновляет свою ТМ информацией из сообщения RREP и отправляет информационное сообщение по полученному новому маршруту (рисунок 9).

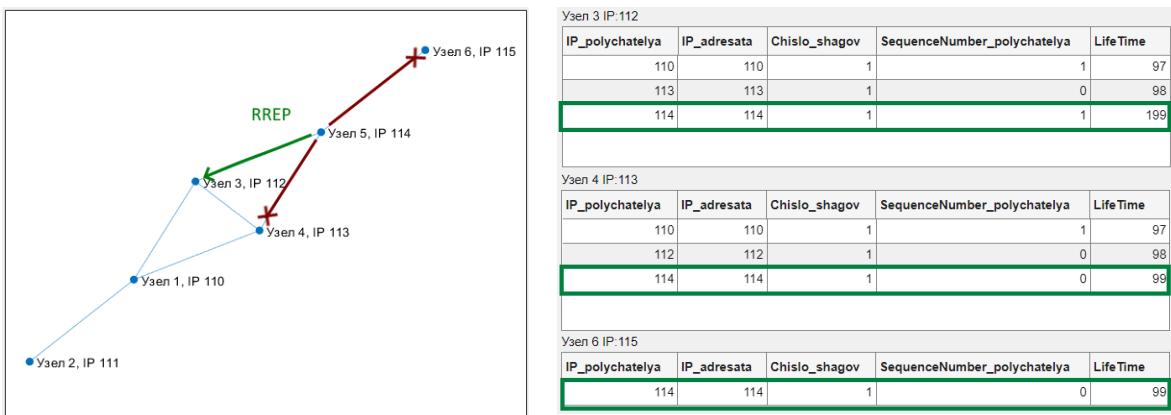


Рис.7. Узел 5 получил RREQ и отправил сообщение-подтверждение RREP

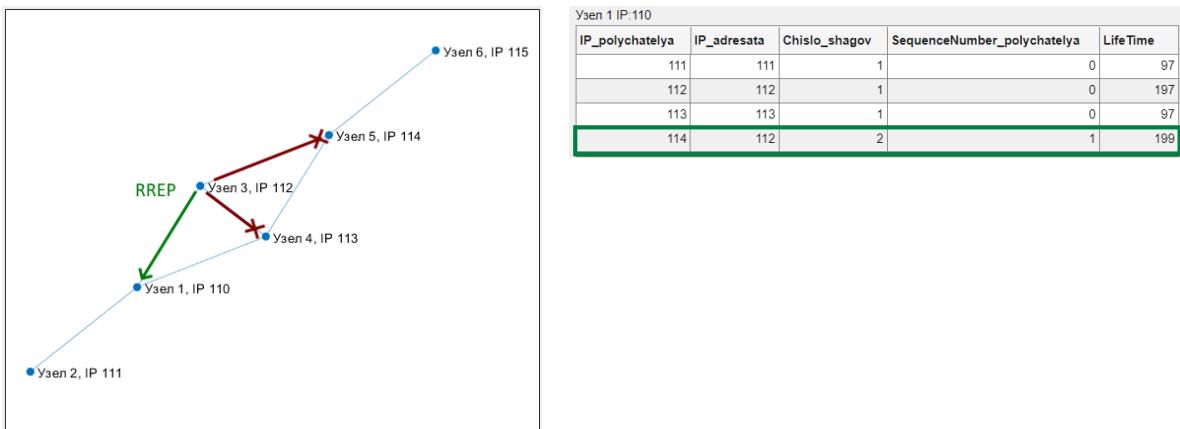


Рис.8. Узел 1 получил сообщение-подтверждение RREP от Узла 5

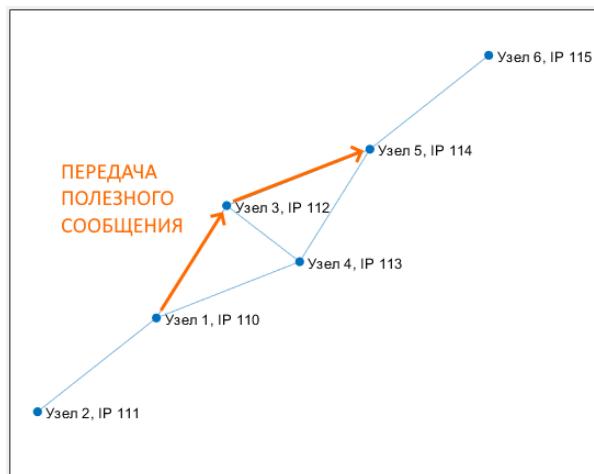


Рис.9. Узел 1 отправляет полезное сообщение Узлу 5 по новому маршруту

## 5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе была представлена новая модель беспроводной самоорганизующейся сети, построенной на базе протокола маршрутизации AODV. Особенностью предложенной модели является применение метода трассировки лучей для расчёта каналов связи между узлами сети. Данный подход хорошо подходит для изучения сложных условий городской застройки. Предложенный метод моделирования может быть использован для изучения и разработки различных типов беспроводных сетей.

## **ЛИТЕРАТУРА**

1. Geok Tan, Hossain Ferdous, Kamaruddin Mohd, Abd Rahman Noor Ziela, Thiagarajah Sharlene, Chiat Alan, Hossen Jakir, Liew Chia. A Comprehensive Review of Efficient Ray-Tracing Techniques for Wireless Communication. // International Journal on Communications Antenna and Propagation (IRECAP), 2018, Vol. 8, P. 123.
2. MathWorks. Ray Tracing for Wireless Communications.  
<https://www.mathworks.com/help/comm/ug/ray-tracing-for-wireless-communications.html>, 23.03.2025.
3. OpenStreetMap. <https://www.openstreetmap.org>, 23.03.2024.
4. Perkins C.E., Belding-Royer E.M., Das S.R. Ad hoc On-Demand Distance Vector (AODV) Routing. // RFC, 2003, Vol. 3561. - Pp. 1-37
5. Просвиро В.А., Али А., Мокров Е.В. Методы и программное обеспечение трассировки лучей для миллиметровых и терагерцовых систем связи 5G/6G. // Информационно-телекоммуникационные технологии и математическое моделирование высокотехнологичных систем : материалы Всероссийской конференции с международным участием, Москва, 17–21 апреля 2023 года, 2023. - С. 411-416.

## **REFERENCES**

1. Geok Tan, Hossain Ferdous, Kamaruddin Mohd, Abd Rahman Noor Ziela, Thiagarajah Sharlene, Chiat Alan, Hossen Jakir, Liew Chia. A Comprehensive Review of Efficient Ray-Tracing Techniques for Wireless Communication. // International Journal on Communications Antenna and Propagation (IRECAP), 2018, Vol. 8, P. 123.
2. MathWorks. Ray Tracing for Wireless Communications.  
<https://www.mathworks.com/help/comm/ug/ray-tracing-for-wireless-communications.html>, 23.03.2025.
3. OpenStreetMap. <https://www.openstreetmap.org>, 23.03.2024.
4. Perkins C.E., Belding-Royer E.M., Das S.R. Ad hoc On-Demand Distance Vector (AODV) Routing. // RFC, 2003, Vol. 3561. - Pp. 1-37
5. Prosvirov V.A., Amjad A., Mokrov E.V. Ray tracing methods and software for millimeter and terahertz 5G/6G communication systems. // Information and telecommunication technologies and mathematical modeling of high-tech systems, 2023. - Pp. 411-416.

# **СРАВНЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ ОСЛАБЛЕНИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ СТРУКТУРАМИ ГРАФЕНА И АМОРФНОГО УГЛЕРОДА**

В.В Нечунаев, Д.В. Косов, Н.А. Болдырев, А.П.Лактионов, Е.В. Григорьев,  
А.С. Мазинов

КФУ им. В.И. Вернадского, Симферополь, Россия

**Аннотация.** Представлены результаты исследования поглощающей способности углеродных материалов в диапазоне 2.4-4.2 ГГц. Показано, что параметры ослабления графена увеличиваются с ростом частоты достигая 25 % на 4,2 ГГц. Аморфный углерод демонстрирует показатели поглощения падающей электромагнитной волны на уровне 12%, но с более стабильной характеристикой ослабления по заданному диапазону частот. Изложена методика изготовления примененных в исследовании углеродных образцов и измерений в прямоугольном волноводе. Предложено использование аморфного углерода для создания экранирующих материалов и структур на его основе.

**Ключевые слова:** СВЧ, графен, аморфный углерод, поглощение электромагнитных волн.

## **COMPARISON OF ELECTROMAGNETIC RADIATION ATTENUATION PARAMETERS BY GRAPHENE AND AMORPHOUS CARBON STRUCTURES**

V.V. Nechunaev, D.V. Kosov, N.A. Boldyrev, A.P. Laktionov, E.V. Grigoriev, A.S. Mazinov

V.I. Vernadsky CFU, Simferopol, Russia

**Abstract.** The results of the research of the absorption capacity of carbon materials in the range of 2.4-4.2 GHz are presented. It is shown that the attenuation parameters of graphene increase with increasing frequency, reaching 25% at 4.2 GHz. Amorphous carbon demonstrates absorption rates of the incident electromagnetic wave at a level of 12%, but with a more stable attenuation characteristic over a given frequency range. The technique for manufacturing the carbon samples used in the study and measurements in a rectangular waveguide is described. The use of amorphous carbon for creating shielding materials and structures based on it is proposed.

**Keywords:** microwave, graphene, amorphous carbon, absorption of electromagnetic waves.

### **1. ВВЕДЕНИЕ**

Графен, обладая уникальными физическими и химическими свойствами, привлекает внимание исследователей и промышленных специалистов в различных областях, включая электронику, фотонику и материаловедение [1]. Его характеристики делают материал перспективным кандидатом для разработки высокоэффективных поглотителей электромагнитных волн (ЭМВ), используемых в различных радиоэлектронных и микроволновых приложениях [2]. Благодаря своей высокой проводимости, легкости и гибкости, графен открывает новые горизонты в создании инновационных технологий: от средств для обеспечения электромагнитной совместимости до нового поколения электроники с углеродными контактами.

Однако, несмотря на выдающиеся свойства, процесс получения графена остается сложным и дорогостоящим. Существующие методы синтеза, такие как механическая

эксфолиация, химическое осаждение из паровой фазы и другие, требуют значительных затрат на оборудование и сырье, что ограничивает широкое применение графена в коммерческих продуктах [3]. В связи с этим возникает необходимость поиска альтернативных материалов, которые могут обеспечить аналогичные характеристики при более низкой стоимости и упрощенном процессе производства.

Одним из таких материалов может стать аморфный углерод, который, несмотря на свою простоту и доступность, обладает значительным потенциалом в качестве поглотителя ЭМВ [4]. Исследование его свойств и возможностей применения в этой сфере представляется актуальным и перспективным, что может способствовать развитию новых технологий и снижению затрат на производство эффективных поглотителей. В данном исследовании проведен сравнительный анализ характеристик ослабления ЭМВ графеном и аморфным углеродом, что позволяет в первом приближении оценить потенциал использования последнего в качестве альтернативы графену в определенных приложениях.

## 2. ПОЛУЧЕННЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

С учетом ранее проведенных исследований [5], в качестве возможной альтернативы графену предложен раствор аморфного углерода, представляющего собой порошок аллотропа графита с размерами частиц менее 50 мкм и содержанием углерода не менее 99.5%, а также водорастворимого клея.

В процессе подготовки образцов взвесь аморфного углерода послойно наносилась на твердые диэлектрические подложки, в качестве которых выступали покровные стекла размерами  $18 \times 18 \times 0,13$  мм. Перед процессом нанесения проводилась подготовка диэлектрических подложек, включающая их промывку и обезжиривание в ультразвуковой ванне. Всего было изготовлено 4 образца аморфного углерода с толщинами рабочего слоя 110 - 150 мкм.

Разброс толщин объясняется погрешностью в процессе нанесения материала на подложку. В качестве графеновых структур в процессе сравнения использованы 4 образца, которые были изготовлены ранее по аналогичной методике путем нанесения взвеси графена на покровные стекла. Толщины графеновых образцов составили 105-155 мкм.

Измерения фактических значений ослабления электромагнитных волн были выполнены с использованием волноводного метода в прямоугольном волноводе с размерами сечения  $72 \times 34$  мм. В конструкцию волновода через соединительные фланцы была интегрирована измерительная камера [6], оснащенная съемной крышкой, позволяющей помещать исследуемые образцы в максимум падающей электромагнитной волны. Измерительная линия была подключена с помощью коаксиально-волновых переходов к векторному анализатору цепей «Микран», управляемому персональным компьютером с программным обеспечением Graphit.

Перед началом измерений проводилась двухпортовая калибровка линии. Исследуемые образцы фиксировались в измерительной камере волновода с использованием подложки из диэлектрического материала по нормали к падающей электромагнитной волне.

Применен метод частичного перекрытия волновода, который обеспечил гальваническую развязку между проводящими материалами и внутренними стенками волновода. Измерения проводились в диапазоне частот от 2,4 до 4,2 ГГц.

Результаты, полученные в ходе эксперимента, представлены на рисунках 1 и 2.

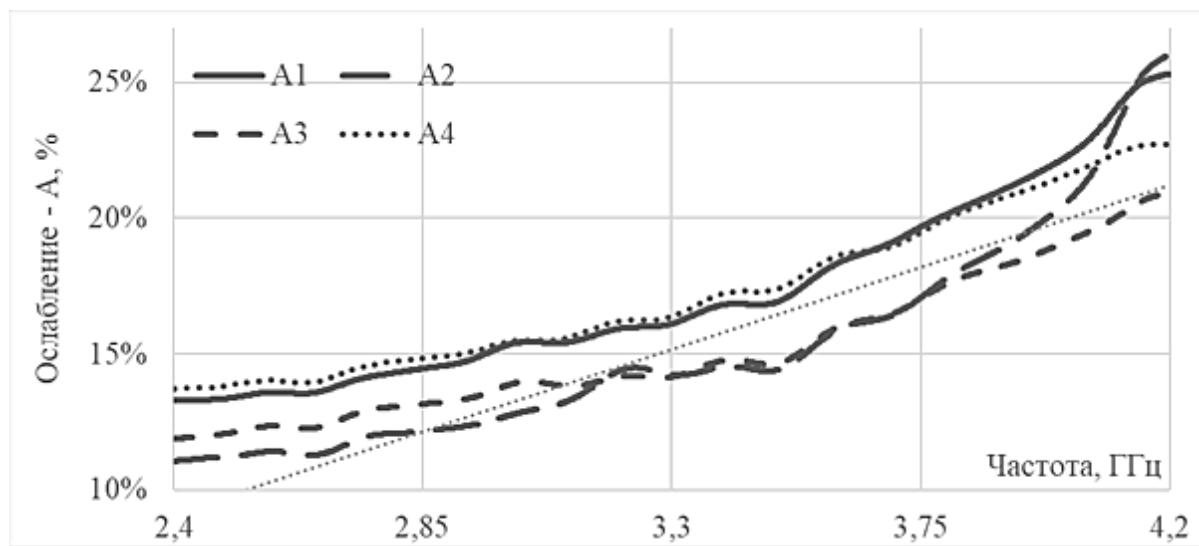


Рис. 1. Характеристики ослабления графена.

Как видно из результатов измерений, графен с увеличением частоты имеет тенденцию к росту характеристик ослабления. Если на частоте 2,4 ГГц коэффициент ослабления составляет в среднем 12%, то на частоте 4,2 ГГц возрастает практически вдвое до 25% и выше.

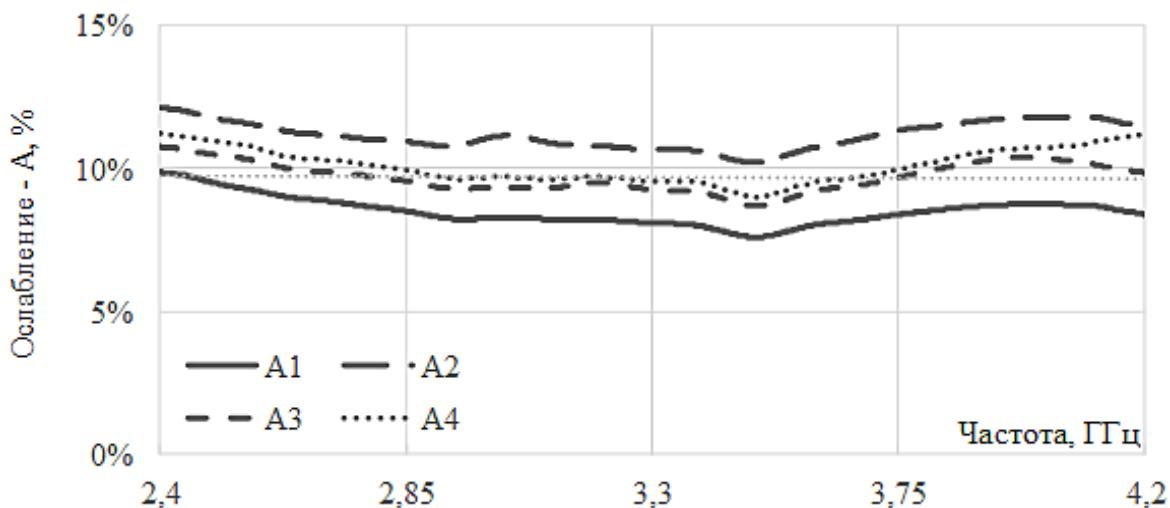


Рис. 2. Характеристики ослабления аморфного углерода.

В свою очередь, аморфный углерод демонстрирует показатели поглощения падающей электромагнитной волны в среднем на уровне 12%, но с более стабильной характеристикой ослабления по заданному диапазону частот при сравнимых толщинах рабочего слоя. В то же время, проведённые нами дополнительные эксперименты по использованию углеродных материалов в 3D структурах показали, что преимущество графена в плёночных конфигурациях практически нивелируется в трехмерных структурах, где использование объемного распределения агломерации аморфного углерода демонстрирует лучшие результаты.

### 3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

При сравнимых толщинах рабочего слоя аморфный углерод уступает графену в поглощающей способности в 2 раза и более, однако характеристика ослабления относительно равномерна в диапазоне частот 2,4-4,2 ГГц. Благодаря своей дешевизне и

технологической простоте в изготовлении, аморфный углерод может быть предложен как альтернатива графену в задачах по экранированию электромагнитного излучения. С точки зрения характеристик поглощения, установленную разницу между материалами можно нивелировать путем создания композитных и объемных 3D структур из аморфного углерода, однако это требует дополнительных исследований. Наряду с изложенным, аморфный углерод обладает значительно меньшей хрупкостью чем графен, за счёт чего возможна его конфигурация в сложные по форме структуры, обладающие лучшими свойствами поглощения электромагнитных волн СВЧ диапазона.

#### 4. БЛАГОДАРНОСТИ

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект № 25-22-20022)

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Кулакова И.И., Лисичкин Г.В. Химическое модифицирование графена // Журнал общей химии, 2020, Т. 90, № 10. - С. 1601–1626
2. Kumari S. Enhanced microwave absorption properties of conducting polymer@graphene composite to counteract electromagnetic radiation pollution: green EMI shielding. / Kumari S., Dalal J., Kumar A., Pal R., Chahale R., Ohlan A. // RSC Advances, 2024, Vol. 14, № 1. - Pp. 662-676. DOI: 10.1039/D3RA07245B
3. Гришковец А.Е., Шмелева Л.А. Анализ рынка графена и материалов на его основе в России. // Вестник Алтайской академии экономики и права. 2024. Т. 4, №3. С. 382-387; DOI: 10.17513/vaael.3434
4. Ястребов С.Г., Истомин И.Е., Singh M. Поглощение электромагнитного излучения аморфным углеродом, модифицированным металлами. // Письма в журнал технической физики, 2021, Т. 47, №2. - С. 18-20
5. Болдырев Н.А. Об отдельных аспектах характеристик прохождения и отражения наноструктурированных углеродных материалов в S-диапазоне. / Болдырев Н.А., Мазинов А.С., Косов Д.В., Нечунаев В.В. // Сборник статей одиннадцатой Всероссийской научной школы-семинара «Взаимодействие сверхвысокочастотного, терагерцового и оптического излучения с полупроводниковыми микро- и наноструктурами, метаматериалами и биообъектами, 2024. – С. 322-325.
6. Старostenко В.В. Исследование измерительной камеры для комбинированного взаимодействия волн СВЧ и оптического излучения. / Старostenко В.В., Нечунаев В.В., Лактионов А.П., Падалинский М.М., Мазинов А.С. Болдырев Н.А., Косов Д.В. // СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии, 2023, В. 5. - С. 197-198. ISSN 2619-1628

#### REFERENCES

1. Kulakova I.I., Lisichkin G.V. Chemical Modification of Graphene // Journal of General Chemistry, 2020, Vol. 90, No. 10. - Pp. 1601–1626.
2. Kumari S. Enhanced Microwave Absorption Properties of Conducting Polymer@Graphene Composite to Mitigate Electromagnetic Radiation Pollution: Green EMI Shielding. / Kumari S., Dalal J., Kumar A., Pal R., Chahale R., Ohlan A. // RSC Advances, 2024, Vol. 14, No. 1. - Pp. 662-676. DOI: 10.1039/D3RA07245B.
3. Grishkovets A.E., Shmeleva L.A. Analysis of the Graphene Market and Its Derivative Materials in Russia. // Bulletin of the Altai Academy of Economics and Law. 2024. Vol. 4, No. 3. Pp. 382-387; DOI: 10.17513/vaael.3434.

4. Yastrebov S.G., Istomin I.E., Singh M. Absorption of Electromagnetic Radiation by Metal-Modified Amorphous Carbon. // Letters to the Journal of Technical Physics, 2021, Vol. 47, No. 2. - Pp. 18-20.
5. Boldyrev N.A. About Certain Aspects of the Transmission and Reflection Properties of Nanostructured Carbon Materials in the S-Band. / Boldyrev N.A., Mizinov A.S., Kosov D.V., Nechunaev V.V. // Proceedings of the Eleventh All-Russian Scientific School-Seminar "Interaction of Ultra-High Frequency, Terahertz, and Optical Radiation with Semiconductor Micro and Nanostructures, Metamaterials, and Biological Objects," 2024. – Pp. 322-325.
6. Starostenko V.V. Investigation of a Measurement Chamber for Combined Interaction of Microwave and Optical Radiation Waves. / Starostenko V.V., Nechunaev V.V., Laktionov A.P., Padalinsky M.M., Mizinov A.S., Boldyrev N.A., Kosov D.V. // Microwave Engineering and Telecommunication Technologies, 2023, Vol. 5. - Pp. 197-198. ISSN 2619-1628.

# РЕШЕНИЕ ЗАДАЧИ ОБРАТНОГО РАССЕЯНИЯ НА ДВИЖУЩЕЙСЯ МОРСКОЙ ПОВЕРХНОСТИ

## 1. МОДЕЛИРОВАНИЕ МОРСКОЙ ПОВЕРХНОСТИ

В.В. Ахияров<sup>1</sup>, Е.А. Ищенко<sup>2</sup>, Ю.Г. Пастернак<sup>2</sup>, Д.К. Прокурик<sup>2</sup>

<sup>1</sup>АО НПОДАР, Москва, Россия

<sup>2</sup>Воронежский государственный технический университет (ВГТУ), Воронеж, Россия

**Аннотация.** В работе представлена модель колебаний взволнованной морской поверхности, необходимая при численном решении задачи рассеяния радиоволн. Для спектра Пирсона-Московитца и углового распределения Лонге-Хиггиса получены реализации морской поверхности при различных значениях скорости ветра  $U$  и параметра направленности  $s$ .

**Ключевые слова:** морская поверхность, морские гравитационные волны, спектр морского волнения.

## SOLVING BACKSCATTERING PROBLEM ON A MOVING SEA SURFACE

### 1. SEA SURFACE MODELING

V.V. Akhiyarov<sup>1</sup>, E.A. Ishchenko<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Long-Range Radar, JSC, Moscow, Russia

<sup>2</sup>Voronezh State Technical University (VSTU), Voronezh, Russia

**Abstract.** This paper presents a model of the sea surface variation which is necessary for the numerical solution of the radio wave scattering problem. Realizations of the sea surface at different values of wind speed  $U$  and directivity parameter  $s$  are obtained for the Pearson-Moskovitz spectrum and the Longuet-Higgs angular distribution.

**Keywords:** sea surface, sea gravity waves, sea wave spectrum.

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Возникновение и развитие морского волнения является сложным гидродинамическим процессом, который определяется целым комплексом геофизических параметров, включая силу Кориолиса и приливообразующие силы Луны [1]. Морские (океанические) волны можно рассматривать как нерегулярные движения гребней и впадин на поверхности воды, которые возникают под действием ветра. Длина и период морских волн зависят от скорости ветра и его продолжительности, при этом волны могут распространяться на сотни километров от места их зарождения до области со слабым ветровым воздействием (в этом случае они становятся волнами зыби).

Будем считать, что положение границы раздела вода-воздух  $z = \xi(x, y, t)$  изменяется только под действием силы тяжести. В этом случае можно ограничиться движением гравитационных волн на морской поверхности в приближении линейной теории, т.е. задача сводится к решению линейных дифференциальных уравнений (ДУ). В данной работе рассматривается модель колебаний на основе решения линейного ДУ для спектра взволнованной морской поверхности. Такая модель необходима для численного моделирования спектра рассеянного морем сигнала [2].

## 2. Моделирование рассеивающей морской поверхности

Будем рассматривать свободные колебания поверхности тяжелой несжимаемой жидкости. В этом случае преобразование Фурье  $\tilde{\xi}(\mathbf{K}, t)$  колебаний границы раздела  $\xi(x, y, t)$  является решением ДУ [3]:

$$\frac{\partial^2 \tilde{\xi}(\mathbf{K}, t)}{\partial t^2} + \Omega(\mathbf{K})\tilde{\xi}(\mathbf{K}, t) = 0, \quad (1)$$

где  $\Omega(\mathbf{K})$  – закон дисперсии поверхностных колебаний (без учета глубины акватории и поверхностного натяжения жидкости) [3]:

$$\Omega(K) = \sqrt{gK}, \quad (2)$$

где  $g = 9,81 \text{ м/с}^2$  – ускорение свободного падения,  $K = \sqrt{K_x^2 + K_y^2}$ ,  $K_x$  и  $K_y$  – проекции волнового вектора на оси декартовой системы координат.

Решение ДУ (1) имеет вид [3, 4]:

$$\tilde{\xi}(\mathbf{K}, t) = \tilde{\xi}_0(\mathbf{K})e^{j\Omega(K)t} + \tilde{\xi}_0^*(-\mathbf{K})e^{-j\Omega(K)t}, \quad (3)$$

где «\*» означает комплексное сопряжение,  $\tilde{\xi}_0(\mathbf{K})$  – комплексная амплитуда [4]:

$$\tilde{\xi}_0(\mathbf{K}) = \frac{1}{\sqrt{2}}\zeta e^{j\varphi} \sqrt{\Psi(\mathbf{K})}, \quad (4)$$

где  $\zeta$  – случайная величина с гауссовым законом распределения на интервале  $[0\dots1]$ ,  $\varphi$  – случайная величина с равномерным распределением на интервале  $[0\dots2\pi]$ ,  $\Psi(\mathbf{K})$  – модель пространственного спектра:

$$\Psi(\mathbf{K}) = \Psi(K, \theta) = \frac{1}{K}S(K)\Phi(\theta), \quad (5)$$

где  $S(K)$  – спектр морского волнения, а  $\Phi(\theta)$  – угловое распределение ( $K_x = K \cos \theta$ ,  $K_y = K \sin \theta$ ).

Искомая реализация морской поверхности определяется обратным преобразованием Фурье пространственно-временного спектра:

$$\xi(x, y, t) = \left| \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{\xi}(\mathbf{K}, t) e^{j(K_x x + K_y y)} dK_x dK_y \right|. \quad (6)$$

Одна из первых моделей для спектра морского волнения  $S(K)$  была предложена Филипсом [5], далее появилось ее уточнение Пирсоном и Московитцем, связанное с ограничением спектра в области малых волновых чисел [6]. Известны и другие модели, в том числе с учетом волн зыби (см., например, [7, 8, 9]). В данной работе будем использовать наиболее простую спектральную модель Пирсона-Московица [6]:

$$S(\Omega) = \frac{\alpha g^2}{\Omega^5} e^{-\beta(\Omega_0/\Omega)^4}, \quad (7)$$

и угловое распределение Лонге-Хиггиса [10]:

$$\Phi(\theta) = G(s) \cos(\theta/2)^{2s}. \quad (8)$$

В (7) и (8) использованы обозначения:  $\alpha = 0,0081$ ,  $\beta = 0,74$ ,  $\Omega_0 = g/U$ , где  $U$  – скорость ветра (м/с) на высоте 19,5 м над морской поверхностью,  $s$  – параметр,  $G(s)$  –

нормировочный множитель, который определяется так, чтобы  $\int_0^{2\pi} \Phi(\theta) = 1$ .

Поскольку  $S(\omega) d\omega = S(K) dK$ , для спектра пространственных волновых чисел получим:

$$S(K) = \frac{\alpha}{2K^3} e^{-\beta(K_0/K)^2}, \quad (9)$$

где  $K_0 = g/U^2$ .

Отметим, что в соответствии с (5) пространственный спектр  $\Psi(K, \theta) \sim K^{-4}$ .

На рис.1 представлены графики  $S(K)$  для различных скоростей ветра. Видно, что при увеличении скорости ветра происходит уменьшение  $K_0$  (это означает увеличение длины морских волн, соответствующих максимуму в спектре морского волнения).

Для дальнейших расчетов нам потребуются как положительные, так и отрицательные значения пространственных волновых чисел:

$$S_{\pm}(K) = \begin{cases} S(K)/2, & K \geq 0 \\ S(-K)/2, & K < 0 \end{cases} \quad (10)$$

и среднеквадратичное отклонение (дисперсия) морской поверхности относительно среднего уровня [11]:

$$\sigma^2 = \int_{-\infty}^{\infty} S_{\pm}(K) dK = \frac{\alpha U^4}{4\beta g^2}. \quad (11)$$

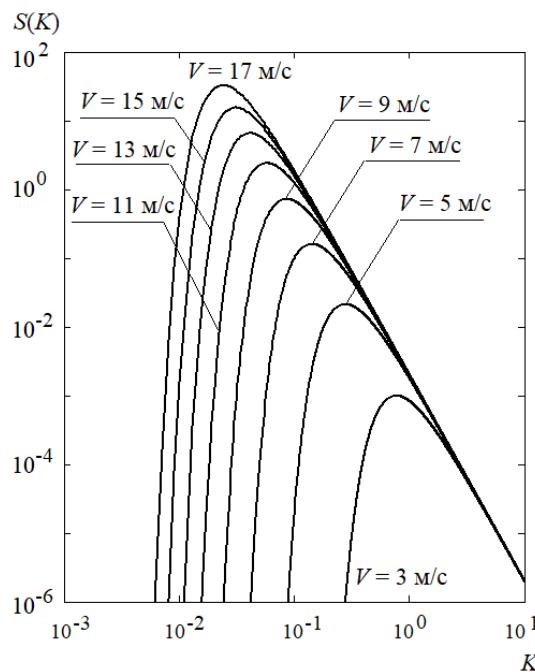


Рис.1. Спектр Пирсона-Московитца при различных скоростях ветра

На рис.2, 3 и 4 представлены результаты моделирования морского волнения при  $s = 0$ ,  $s = 4$  и  $s = 12$  для скоростей ветра  $U = 5 \text{ м/с}$  и  $U = 15 \text{ м/с}$ . Значение  $s = 0$  соответствует изотропному спектру морского волнения, направление ветра при  $s = 4$  и  $s = 12$  отмечено стрелкой. Все представленные реализации были получены в области  $50 \text{ м} \times 50 \text{ м}$  на сетке  $N_x \times N_y$  элементов с разрешением  $\Delta x = \Delta y = 0,098 \text{ м}$  ( $N_x = N_y = 512$ ). Этой области соответствует сетка:

$$K_x = \frac{2\pi n_x}{\Delta x N_x}, \quad K_y = \frac{2\pi n_y}{\Delta y N_y},$$

$$\text{где } n_x = -\frac{N_x}{2}, \dots, \frac{N_x-1}{2}, \quad n_y = -\frac{N_y}{2}, \dots, \frac{N_y-1}{2}.$$

Отметим, что для наглядности все фрагменты морской поверхности, представленные на рис.2, рис.3 и рис.4, были получены для одних и тех же реализаций случайных величин  $\zeta$  и  $\varphi$ . Видно, что при увеличении  $s$  зависимость морского волнения от направления ветра увеличивается, поскольку пространственный спектр  $\Psi(K, \theta)$  становится более «направленным». Отметим, что во всех трех рассмотренных случаях ( $s = 0$ ,  $s = 4$  и  $s = 12$ ) при увеличении скорости ветра неровности становятся более «крупномасштабными», что соответствует увеличению интервала корреляции [12, 13].

Представленные на рис.2, рис.3 и рис.4 результаты можно рассматривать как возможные реализации некоторого случайного процесса, однако колебания морской поверхности, т.е. последовательные изменения ее формы, уже не являются случайными. В качестве примера на рис.5 представлены результаты расчетов  $\xi(x, y, t)$  при  $s = 0$ ,  $U = 10 \text{ м/с}$  и  $y = 0$  в последовательные моменты времени. Нижняя кривая соответствует  $t = 0$ , а все последующие реализации вычислялись с шагом по времени 0,5 с. Видно, что последовательные изменения профиля  $\xi(x, t)$  не являются случайными, и это является ключевым моментом при численном моделировании спектра рассеянного морем сигнала [2].

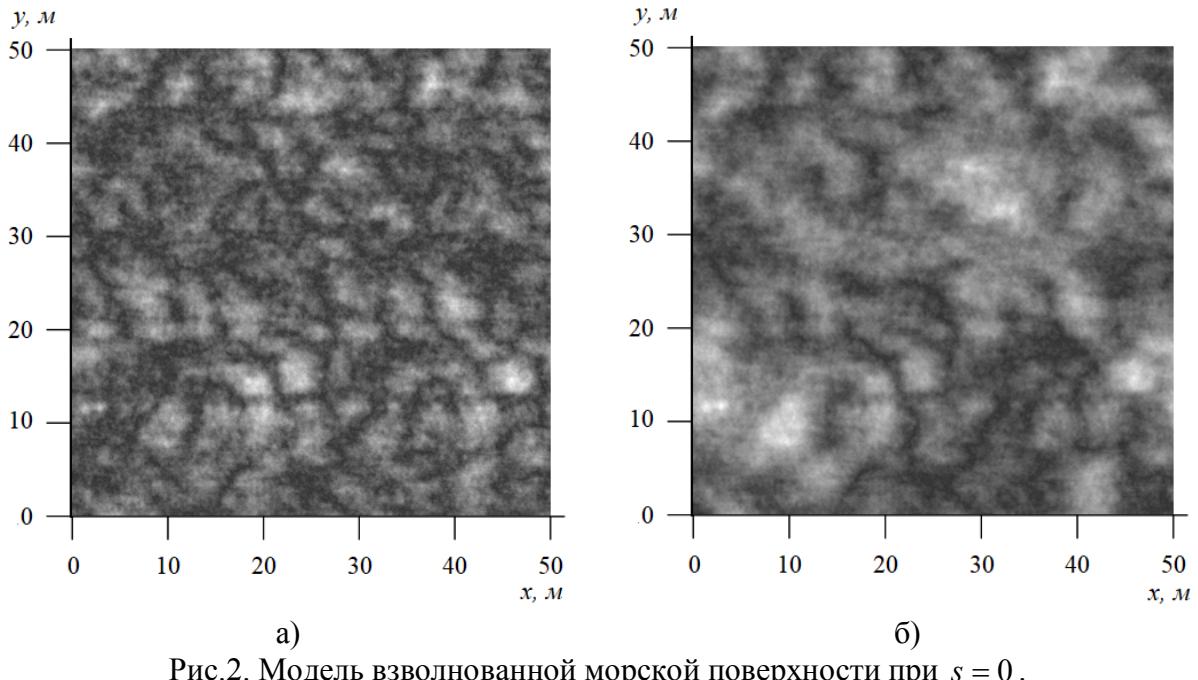


Рис.2. Модель взволнованной морской поверхности при  $s = 0$ .

а)  $U = 5 \text{ м/с}$ , б)  $U = 15 \text{ м/с}$

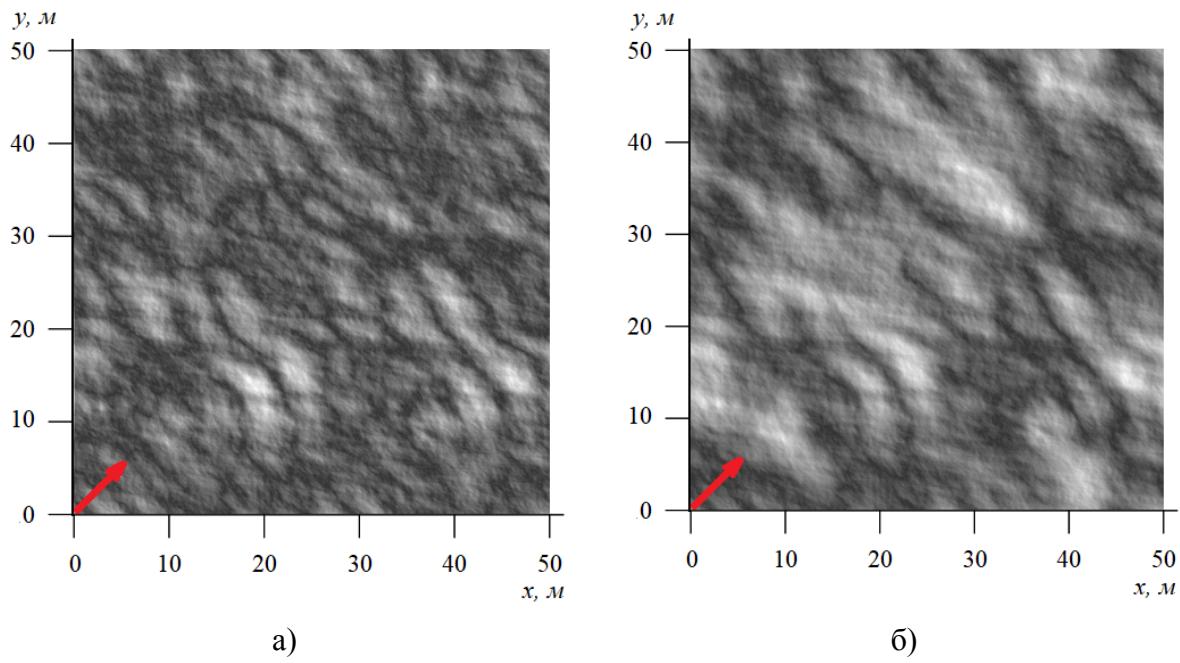


Рис.3. Модель взволнованной морской поверхности при  $s = 4$ .  
 а)  $U = 5 \text{ m/c}$ , б)  $U = 15 \text{ m/c}$

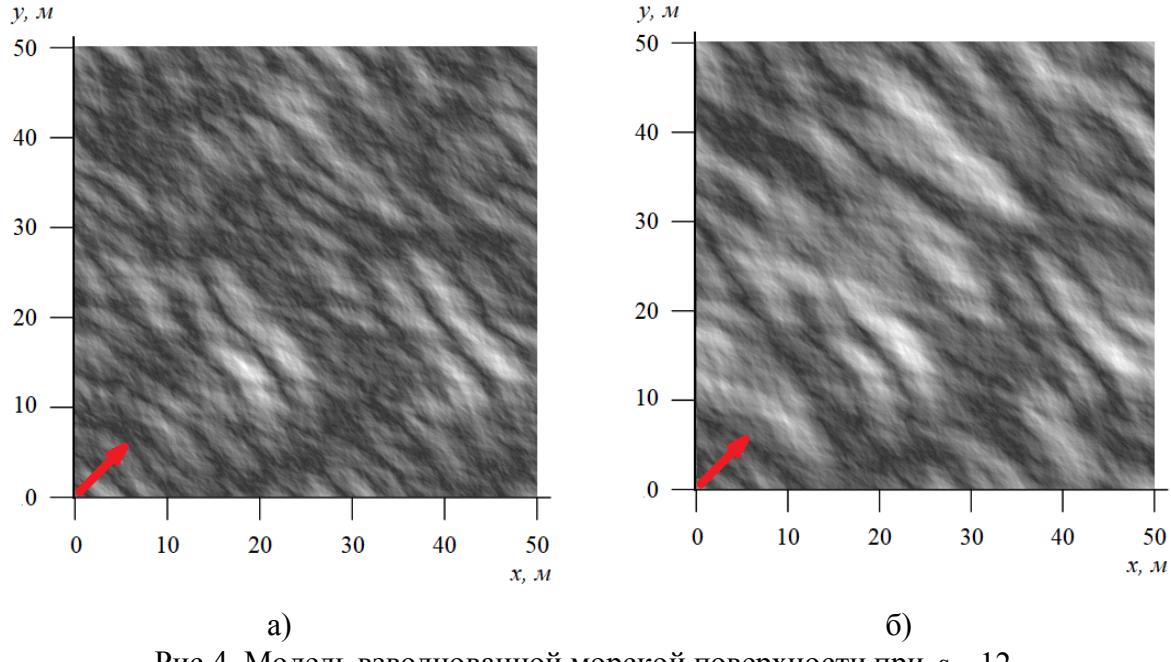


Рис.4. Модель взволнованной морской поверхности при  $s = 12$ .  
 а)  $U = 5 \text{ м/с}$ , б)  $U = 15 \text{ м/с}$

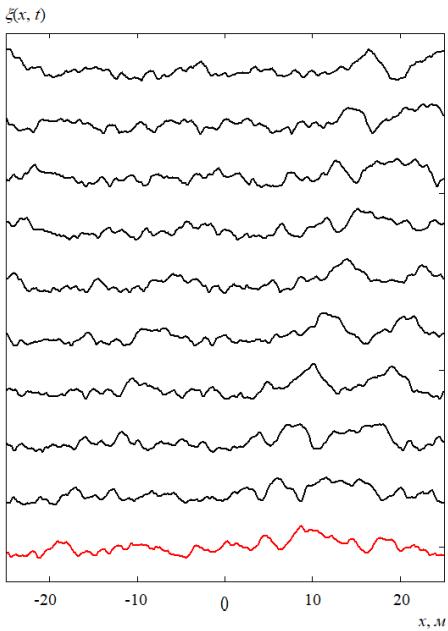


Рис.5. Последовательные реализации морской поверхности

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе представлен алгоритм моделирования фрагмента морской поверхности при различных скоростях ветра в приближении линейной теории и результаты, полученные с использованием простейших моделей (8) и (9). Для решения задачи рассеяния радиоволн нам потребуются последовательные реализации профиля границы раздела вода-воздух, аналогичные представленным на рис.5. Теоретические спектры рассеянного сигнала в метровом и декаметровом диапазоне, полностью соответствующие как теории, так и экспериментальным результатам, представлены во второй части данной работы [2].

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Шулейкин В.В. Физика моря, М.: Наука, 1968. - 1082 с.
2. Ахияров В.В. Решение задачи обратного рассеяния на движущейся морской поверхности. 2. Моделирование спектра рассеянного сигнала // Сборник трудов XXXI Международной научно-технической конференции «Радиолокация, навигация, связь», Воронеж, 2025.
3. Басс Ф.Г., Фукс И.М. Рассеяние волн на статистически неровной поверхности. - М.: Наука, 1972. - 424 с.
4. Miranda J., Camps J., Gomez M. et al. Time-dependent Sea Surface Numerical Generation for Remote Sensing Application // Geoscience and Remote Sensing Symposium Proceedings, 2005, Vol.4. - Pp. 2527-2530.
5. Phillips O.M. The equilibrium range in the spectrum of wind-generated waves // Journal of Fluid Mechanics, 1958, Vol. 4, No.4. - Pp. 426-434.
6. Pierson W. J., Jr., Moskowitz L. A Proposed Spectral Form for Fully Developed Wind Seas Based on the Similarity Theory of S.A. Kitaigorodskii // Journal of Geophysical Research, 1964, Vol. 69, No. 24. - Pp. 5181-5190.
7. Trisna D.B., Moore J.C., Headrick J.M. et al. Directional Sea Spectrum Determination Using HF Doppler Radar Techniques // IEEE Transactions on Antennas and Propagation, 1977, Vol. AP-25, No. 1. - Pp. 4-11.

8. Apel J.R. An improved model of the ocean surface wave vector spectrum and its effects on radar backscatter // Journal of Geophysical Research, 1994, Vol. 99. No. C8. - Pp. 269-291.
9. Vesecky J.F., Durden S.L. A Physical Radar Cross-Section Model for a Wind-Driven Sea with Swell // IEEE Journal of Oceanic Engineering, 1985, vol. OE-10, No. 4. - Pp. 445-451.
10. Longuet-Higgins M.S. The Directional Spectrum of Ocean Waves, and Processes of Wave Generation // Proceedings of the Royal Society A, 1962, Vol. 265. - Pp. 286-315.
11. Thorsos E.I. Acoustic Scattering from a "Pierson-Moskovitz" sea surface // Journal of the Acoustical Society of America, 1990, Vol. 88, No. 7. - Pp. 335-349.
12. Ахияров В.В. Численное решение задачи рассеяния на статистически неровной поверхности // Успехи современной радиоэлектроники, 2012, № 5. - С. 3-14.
13. Ахияров В.В. Рассеяние на статистически неровной поверхности с произвольными корреляционными свойствами // Журнал радиоэлектроники, 2012, № 2. <http://jre.cplire.ru/jre/feb12/2/text.html>.

#### REFERENCES

1. Shulejkin V.V. Marine Physics, M.: Nauka, 1968. - 1082 p.
2. Akhiyarov V.V., Ishchenko E.A. Solving backscattering problem on a moving sea surface. 2. Scattered Signal Spectrum Modeling // Proceeding of XXXI International conference «Radiolocation, navigation, communication», Voronezh, 2025.
3. Bass F.G., Fuks I.M. Wave Scattering from Statistically Rough Surface, Pergamon Press, 1979. - 527 p.
4. Miranda J., Camps J., Gomez M. et al. Time-dependent Sea Surface Numerical Generation for Remote Sensing Application // Geoscience and Remote Sensing Symposium Proceedings, 2005, Vol.4. - Pp. 2527-2530.
5. Phillips O.M. The equilibrium range in the spectrum of wind-generated waves // Journal of Fluid Mechanics, 1958, Vol. 4, No.4. - Pp. 426-434.
6. Pierson W. J., Jr., Moskowitz L. A Proposed Spectral Form for Fully Developed Wind Seas Based on the Similarity Theory of S.A. Kitaigorodskii // Journal of Geophysical Research, 1964, Vol. 69, No. 24. - Pp. 5181-5190.
7. Trisna D.B., Moore J.C., Headrick J.M. et al. Directional Sea Spectrum Determination Using HF Doppler Radar Techniques // IEEE Transactions on Antennas and Propagation, 1977, Vol. AP-25, No. 1. - Pp. 4-11.
8. Apel J.R. An improved model of the ocean surface wave vector spectrum and its effects on radar backscatter // Journal of Geophysical Research, 1994, Vol. 99. No. C8. - Pp. 269-291.
9. Vesecky J.F., Durden S.L. A Physical Radar Cross-Section Model for a Wind-Driven Sea with Swell // IEEE Journal of Oceanic Engineering, 1985, vol. OE-10, No. 4. - Pp. 445-451.
10. Longuet-Higgins M.S. The Directional Spectrum of Ocean Waves, and Processes of Wave Generation // Proceedings of the Royal Society A, 1962, Vol. 265. - Pp. 286-315.
11. Thorsos E.I. Acoustic Scattering from a "Pierson-Moskovitz" sea surface // Journal of the Acoustical Society of America, 1990, Vol. 88, No. 7. - Pp. 335-349.
12. Akhiyarov V.V. Numerical Solution of Scattering from Random Rough Surface // Achievements of modern radioelectronics, 2012, No. 5 - Pp. 3-14.
13. Akhiyarov V.V. Scattering from statistically rough surface with arbitrary correlation properties // Journal of Radioelectronics. <http://jre.cplire.ru/jre/feb12/2/text.html>.

# РЕШЕНИЕ ЗАДАЧИ ОБРАТНОГО РАССЕЯНИЯ НА ДВИЖУЩЕЙСЯ МОРСКОЙ ПОВЕРХНОСТИ

## 2. МОДЕЛИРОВАНИЕ СПЕКТРА ОБРАТНОГО РАССЕЯНИЯ

В.В. Ахияров<sup>1</sup>, Е.А. Ищенко<sup>2</sup>, Ю.Г. Пастернак<sup>2</sup>, Д.К. Прокурин<sup>2</sup>

<sup>1</sup>АО НПОДАР, Москва, Россия

<sup>2</sup>Воронежский государственный технический университет (ВГТУ), Воронеж, Россия

**Аннотация.** В работе представлены все необходимые формулы и приведены результаты моделирования спектров обратного рассеяния от морской поверхности в УКВ и КВ диапазонах. Для каждой реализации морской поверхности в последовательные моменты времени использовались результаты численного решения интегрального уравнения с последующим вычислением рассеянного в обратном направлении поля. Показано, что в спектре смоделированного сигнала помимо брэгговских компонент всегда присутствует составляющая вблизи нулевой доплеровской частоты, что соответствует результатам экспериментальных исследований в УКВ диапазоне. Для КВ диапазона получены спектральные оценки рассеянного поля с использованием метода Уэлча и модифицированного ковариационного метода. Показано, что эти методы позволяют наблюдать резонансное рассеяние не только первого, но и второго порядка в КВ диапазоне.

**Ключевые слова:** морское волнение, брэгговское рассеяние, метод интегральных уравнений.

## SOLVING BACKSCATTERING PROBLEM ON A MOVING SEA SURFACE

### 2. BACKSCATTER SPECTRUM MODELING

V.V. Akhiyarov<sup>1</sup>, E.A. Ischenko<sup>2</sup>, Yu.G. Pasternak<sup>2</sup>, D.K. Proskurin<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Long-Range Radar, JSC, Moscow, Russia

<sup>2</sup>Voronezh State Technical University (VSTU), Voronezh, Russia

**Abstract.** All necessary formulas are presented in the paper and the results of modeling the backscattering spectra from the sea surface in the VHF and HF bands are given. For each realization of the sea surface at serial moments of time, the results of numerical solution of the integral equation with subsequent calculation of the backscattered field were used. It is shown that the spectrum of the modeled signal, in addition to Bragg components, always contains a component near the zero Doppler frequency, which corresponds to the results of experimental studies in the VHF range. In HF band spectral estimates of the scattered field were obtained using the Welch method and the modified covariance method. It is shown that these methods allow us to observe resonant scattering not only of the first, but also of the second order in the HF range.

**Keywords:** sea wave, Bragg scattering, integral equation method.

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Известно, что в КВ диапазоне рассеяние радиолокационного сигнала от взволнованной морской поверхности имеет ярко выраженный резонансный характер: в спектре принятого сигнала всегда присутствуют два узких пика [1], сдвинутых в

разные стороны относительно нулевой доплеровской частоты. По спектрам рассеянного сигнала можно судить о степени морского волнения, скорости и направлении приповерхностного ветра, а также о радиальной скорости поверхностных течений. Изучение взаимной связи спектров рассеянного сигнала с параметрами морского волнения началось в 70-х гг. прошлого века (см., например [2, 3]), в настоящее время эти исследования продолжаются [4, 5].

Было показано, что при слабом морском волнении резонансное рассеяние радиоволн можно наблюдать в УКВ диапазоне [6]. Целью данной работы является численное моделирование спектров рассеянного морем сигнала в метровом (УКВ) и декаметровом (КВ) диапазонах радиоволн.

## 2. Теория брэгговского рассеяния

В соответствии с теорией возмущений резонансное рассеяние происходит при выполнении условия [7]:

$$\mathbf{K} = k(\mathbf{\beta}_\perp - \mathbf{a}_\perp), \quad (1)$$

где  $\mathbf{K}$  – волновой вектор для резонансной гармоники в спектре морской поверхности,  $\mathbf{a}_\perp$  и  $\mathbf{\beta}_\perp$  – проекции на плоскость единичных векторов для падающего и рассеянного полей. При падении электромагнитной волны под скользящими углами  $\mathbf{\beta}_\perp = -\mathbf{a}_\perp$  получим  $K = 2k$ , т.е. основной вклад в интенсивное обратное рассеяние дают морские волны, длина которых  $L$  равна половине длины электромагнитной волны  $\lambda$ :

$$L = \frac{\lambda}{2}. \quad (2)$$

Сдвиг частоты каждого пика в спектре обратного рассеяния определяется выражением:

$$F_\delta = \pm \sqrt{\frac{g}{\pi\lambda}}, \quad (3)$$

где  $g = 9,8 \text{ м/с}^2$  – ускорение свободного падения.

Знак «+» или «-» выбирается в зависимости от того, в какую сторону (к радиолокатору или от него) перемещается морская волна, длина которой удовлетворяет условию (2).

Рассмотренный механизм подобен рассеянию электромагнитных волн на дифракционной решетке, поэтому можно предположить, что последовательность морских волн длиной  $L$  ведет себя подобно движущейся дифракционной решетке, ориентация и шаг которой обеспечивают интенсивное обратное рассеяние. Рассеяние такого рода называется брэгговским или резонансным рассеянием первого порядка, поэтому выражение (2) является условием для резонансного рассеяния радиоволн при скользящем падении на морскую поверхность. Наблюдаемые при этом максимумы в спектре рассеянного сигнала получили название брэгговских пиков. Реальный спектр принятого сигнала является непрерывным, что можно объяснить рассеянием на гармониках более высокого порядка, при этом теория Брэгга пригодна для объяснения различных «порядков» рассеяния. Например, рассеянию второго порядка должны соответствовать резонансные пики на частотах  $\pm \sqrt{2} F_\delta$  (теория движущейся дифракционной решетки) и  $\pm \sqrt[4]{2^3} F_\delta$  (теория «уголкового отражателя» на морской поверхности) [8].

Поскольку в спектре морского волнения преобладают гравитационные волны длиной от единиц до десятков метров, в метровом диапазоне также должно наблюдаться резонансное рассеяние при слабом морском волнении. В качестве примера

на рис.1 представлен полученный экспериментально спектр рассеянного морем сигнала на частоте  $\sim 160$  МГц (поляризация – вертикальная, время накопления – 22,4 с).

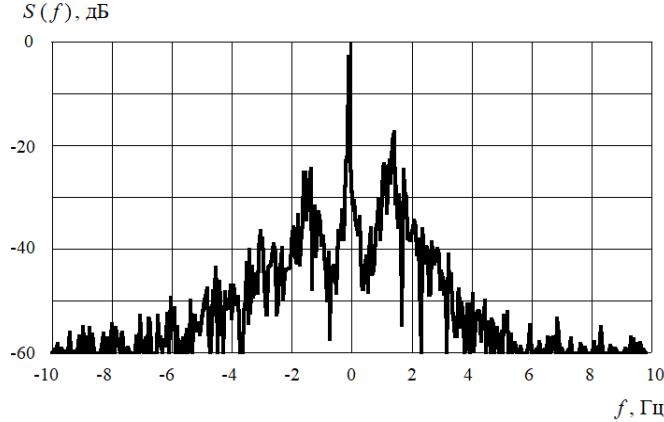


Рис.1. Экспериментальный спектр обратного рассеяния в УКВ-диапазоне [6]

### 3. ВЫЧИСЛЕНИЕ СПЕКТРОВ ОБРАТНОГО РАССЕЯНИЯ

При решении задачи рассеяния радиоволн на морской поверхности сделаем два допущения, которые позволяют существенно уменьшить возникающие математические трудности:

- неровности поверхности являются цилиндрическими;
- на рассеивающей поверхности выполняется краевое условие Дирихле, т.е. поверхность считается идеально проводящей. Это означает, что коэффициент отражения для вертикальной и горизонтальной поляризации  $R_{\Gamma, B} \approx -1$ , что всегда выполняется при скользящем падении радиоволн УКВ диапазона на любую (не только морскую) подстилающую поверхность.

Сделанные допущения позволяют использовать простые интегральные уравнения Фредгольма первого и второго рода [9, 10] при решении задачи обратного рассеяния в последовательные моменты времени. Преобразование Фурье полученной реализации дает спектр рассеянного поля.

На рис.2 представлена геометрия рассматриваемой задачи. Нас интересует случай обратного рассеяния ( $\theta_s = \theta_i$ ,  $\mathbf{k}_s = -\mathbf{k}_i$ ), в УКВ диапазоне рассматриваются скользящие углы падения ( $\theta_i \rightarrow \pi/2$ ). При вертикальной поляризации вектор  $\mathbf{H}$  считается параллельным оси  $Y$ :

$$H^i(x) = e^{-jk[x \sin \theta_i - z(x) \cos \theta_i]}, \quad (4)$$

при горизонтальной поляризации правая часть (4) определяет поле  $E^i(x)$ .

В случае вертикальной поляризации падающего поля будем использовать ИУ Фредгольма второго рода для магнитного поля [9, 10]:

$$-H^i(x) = \frac{1}{2}J(x) + \frac{jk}{4} \int_{-D/2}^{D/2} J(x') H_1^{(2)} \left( k \sqrt{(x-x')^2 + (z(x)-z(x'))^2} \right) \cos \phi \sqrt{1 + \left( \frac{dz(x')}{dx'} \right)^2} dx', \quad (5)$$

где  $J(x')$  – искомая плотность поверхностного тока,  $H_1^{(2)}(\dots)$  – функция Ганкеля второго рода первого порядка,  $x$  и  $x'$  – точки наблюдения и интегрирования,

$$\phi = \operatorname{arctg} \left( \frac{dz(x')}{dx'} \right) + \operatorname{arctg} \left( \frac{z(x) - z(x')}{x - x'} \right). \quad (6)$$

Рассеянное поле в дальней зоне определяется выражением [9, 10]:

$$E^s(\theta_s) = Z_0 k \frac{e^{-j\left(kR + \frac{3\pi}{4}\right)}}{\sqrt{8\pi kR}} \int_{-D/2}^{D/2} J(x') \cos\psi e^{-jk[x'\sin\theta_s - z(x')\cos\theta_s]} \sqrt{1 + \left(\frac{dz(x')}{dx'}\right)^2} dx', \quad (7)$$

где  $Z_0$  – волновое сопротивление свободного пространства,  $\theta_s$  – угол рассеяния,  $\psi = \theta_i + \arctg(dz(x')/dx')$ ,  $R$  – расстояние до рассеивающего участка.

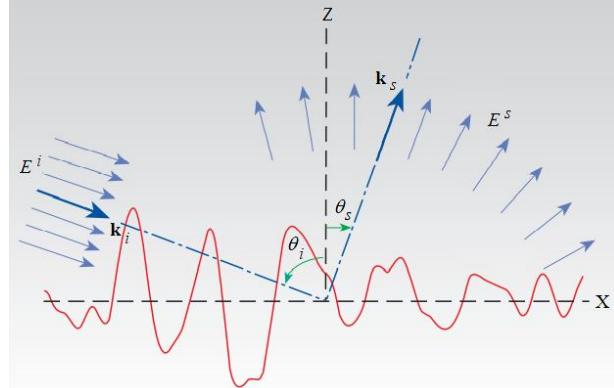


Рис.2. Падение плоской волны на рассеивающую поверхность [11]

При решении интегрального уравнения (5) возникает очевидная проблема, связанная с ограничением области расчетов на интервале интегрирования  $[-D/2, D/2]$ . Если в качестве источника поля рассматривать плоскую волну и не предпринять дополнительных мер, то распределение токов на рассеивающей поверхности будет осциллировать вблизи конечных точек интервала. Однако эти осцилляции не имеют физического смысла, поскольку в действительности речь идет о рассеянии на участке морской поверхности, который не имеет резких границ. Поэтому плотность поверхностного тока требуется ограничивать на концах интервала и проще всего это сделать с использованием весового окна [9]:

$$G = e^{-\frac{x^2}{g^2}}, \quad (8)$$

где  $g$  – параметр.

При не слишком больших отклонениях угла падения от вертикали использование такого подхода вполне приемлемо, однако при скользящих углах падения источник поля следует задавать следующим образом [12, 13, 14]:

$$H^i(x, z) = e^{T(x, z)} e^{-k[x\sin\theta_i - z(x)\cos\theta_i]}, \quad (9)$$

где

$$T(x, z) = -\frac{(x + z(x)tg\theta_i)^2}{g^2} - j \frac{k(x\sin\theta_i - z(x)\cos\theta_i)}{(kg\cos\theta_i)^2} \left[ \frac{2(x + z(x)tg\theta_i)^2}{g^2} - 1 \right], \quad (10)$$

а параметр  $g$  выбирается так, чтобы обеспечить требуемое подавление поля на краях интервала.

При горизонтальной поляризации рассматриваемая задача сводится к ИУ Фредгольма 1-го рода для электрического поля [9, 10, 13, 14]:

$$E^i(x) = \frac{Z_0 k}{4} \int_{-D/2}^{D/2} J(x') H_1^{(2)} \left( k \sqrt{(x - x')^2 + (z(x) - z(x'))^2} \right) \sqrt{1 + \left( \frac{dz(x')}{dx'} \right)^2} dx', \quad (11)$$

где все обозначения – те же, что и в (5), а ограничение поля  $E^i(x)$  на границах рассеивающего интервала определяется правой частью (9).

Для численного решения ИУ (5) и (11) следует представить в виде системы линейных алгебраических уравнений (СЛАУ):

$$[Q_n] = [Z_{n,m}] [M_m], \quad (12)$$

где  $[Q_n]$  определяется падающим полем,  $[M_m]$  – искомая плотность поверхностного тока, а элементы матрицы  $[Z_{n,m}]$  вычисляются в зависимости от типа уравнения [9, 10, 15, 16].

В соответствии с представленным алгоритмом выполним расчеты спектров обратного рассеяния для последовательных реализаций морской поверхности [17], считая, что направление падения плоской волны на рассеивающую поверхность перпендикулярно направлению ветра.

На рис.3 представлены спектры рассеянного морем сигнала в УКВ диапазоне при вертикальной и горизонтальной поляризации излучения (вертикальными пунктирными линиями отмечены теоретические значения брэгговской частоты). Исходные данные для расчетов: длина электромагнитной волны –  $\lambda = 2 \text{ м}$ , размер рассеивающего участка –  $D = 100 \text{ м}$ , количество интервалов дискретизации –  $N = 512$ , что соответствует шагу интегрирования  $\Delta x = 0,195 \text{ м}$  и  $\Delta x/\lambda \approx 0,1$ , морская поверхность моделировалась при скорости ветра  $U = 3 \text{ м/с}$  и  $U = 9 \text{ м/с}$  [17]. Интервал времени между зондированиями –  $\Delta t = 0,05 \text{ с}$ , количество последовательных реализаций морской поверхности –  $M = 1024$ , что соответствует времени накопления 51,2 с. Угол падения волны на рассеивающую поверхность –  $\theta_i = 85^\circ$  и в этом заключалась основная вычислительная сложность: при скользящем падении требуется увеличение  $D$  для лучшего подавления  $H^i(x)$  или  $E^i(x)$  на краях рассеивающего интервала. В данном случае СЛАУ (12) с матрицей системы  $512 \times 512$  элементов решалась 1024 раза для последовательных (через каждые 0,05 с) реализаций морской поверхности. Для того, чтобы получить спектры обратного рассеяния, выполнялось преобразование Фурье полученной реализации рассеянного поля.

Представленные на рис.3 результаты позволяют сделать следующие выводы:

- как в экспериментальном (рис.1) так и в теоретических спектрах (рис.3) всегда присутствует интенсивная спектральная компонента на нулевой доплеровской частоте, которая соответствует когерентному рассеянию в обратном направлении [18]. Интенсивные составляющие вблизи нулевой доплеровской частоты (особенно хорошо заметные при  $U = 3 \text{ м/с}$ ) соответствуют рассеянию на наиболее длинных морских волнах;
- интенсивность обратного рассеяния на вертикальной поляризации существенно выше, чем на горизонтальной, что полностью соответствует теории [7]. Известно, что удельная эффективная площадь рассеяния (ЭПР) морской поверхности в рамках метода малых возмущений определяется следующим образом [19]:

$$\sigma_0^F = 4\pi k^4 \cos^4(\theta_i) W(2k \sin(\theta_i)), \quad (13)$$

$$\sigma_0^B = 4\pi k^4 \left(1 + \sin^2(\theta_i)\right)^2 W(2k \sin(\theta_i)). \quad (14)$$

Т.о. при скользящем падении ( $\theta_i \rightarrow \pi/2$ ) радиоволн удельная ЭПР брэгговского рассеяния при горизонтальной поляризации  $\sigma_0^T$  стремится к нулю, а при вертикальной  $\sigma_0^B$  принимает свое максимальное значение;

- интенсивное брэгговское рассеяние наблюдается только при вертикальной поляризации и скорости ветра  $U = 3 \text{ м/с}$ , что соответствует слабому волнению. При скорости ветра  $U = 9 \text{ м/с}$  резонансные пики уже не наблюдаются, поскольку брэгговское рассеяние возможно только при выполнении условий [19]:

$$|k z(x) \cos(\theta_i)| \ll 1, \quad (15.a)$$

$$|dz(x)/dx| \ll 1. \quad (15.b)$$

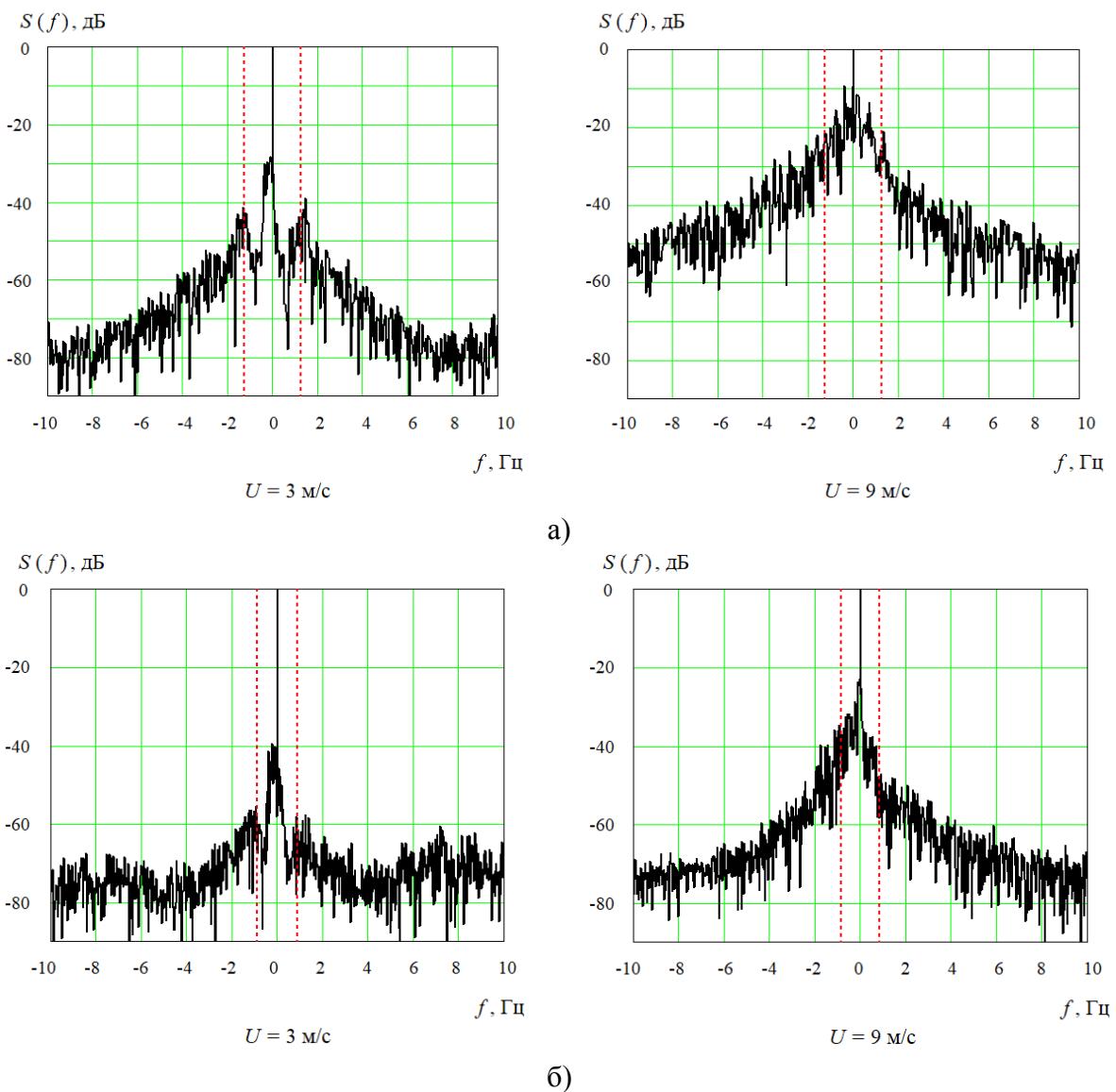


Рис.3. Спектры обратного рассеяния в УКВ диапазоне при вертикальной (а) и горизонтальной (б) поляризации

Условия (15.а, б) означают малый размер неровностей и малый наклон рассеивающей поверхности. Можно считать, что обычно для морской поверхности условие (15.б) всегда выполняется, а условие (15.а) выполняется для волн КВ

диапазона даже при достаточно больших скоростях ветра. Полученный экспериментально спектр (см. рис.1) примерно соответствует представленному на рис.3.а теоретическому результату при  $U = 3 \text{ м/с}$ . Меньшая интенсивность брэговских пиков в теоретическом спектре обусловлена меньшим числом реализаций рассеянного поля (в ходе эксперимента за время  $\sim 22,4$  с было накоплено 8192 отсчетов, т.е. в восемь раз больше, чем при моделировании).

В качестве следующего примера рассмотрим представленные на рис.4 спектры обратного рассеяния в КВ диапазоне, полученные при вертикальной поляризации и следующих исходных данных: длина волны –  $\lambda = 50 \text{ м}$ , угол падения –  $\theta_i = 65^0$ , скорость ветра –  $U = 15 \text{ м/с}$  и  $U = 25 \text{ м/с}$ . По сравнению с предыдущим случаем, размер рассеивающего участка увеличился на порядок –  $D = 1000 \text{ м}$ , количество интервалов дискретизации осталось прежним –  $N = 512$ . Интервал времени между зондированиями также выбран на порядок больше –  $\Delta t = 0,5 \text{ с}$ , что при  $M = 512$  соответствует времени накопления 256 с ( $\sim 4,3$  мин). Также отметим, что в отличие от предыдущего случая (см. рис.3) перед вычислением преобразования Фурье из рассеянного поля вычиталась постоянная (когерентная) составляющая. Представленные на рис.4 результаты расчетов свидетельствуют о существенно более высокой интенсивности брэгговского рассеяния в КВ диапазоне.

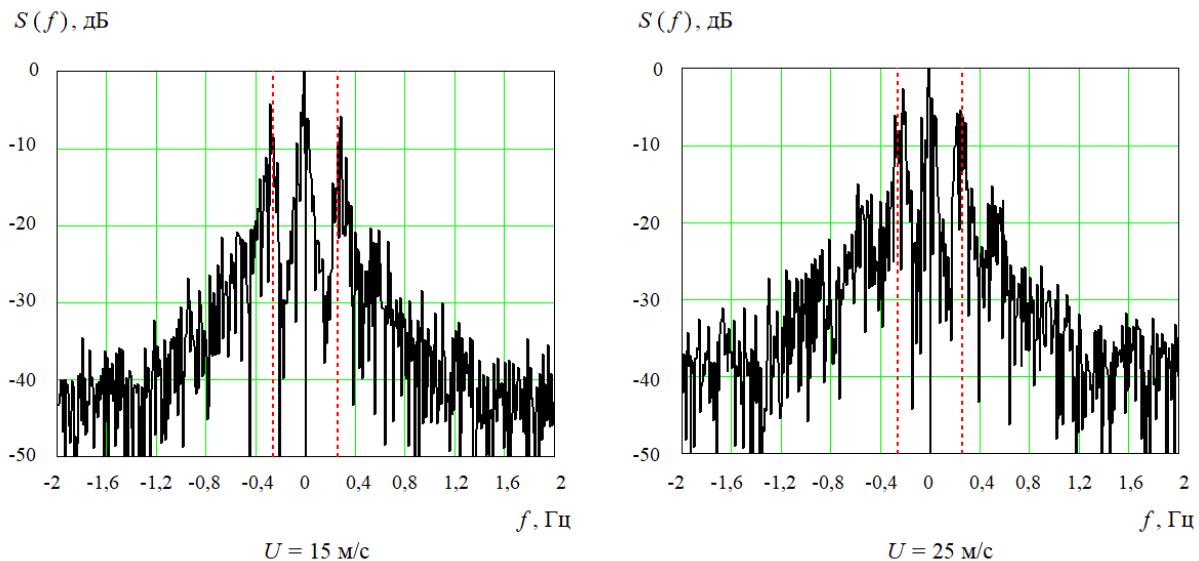


Рис.4. Спектры обратного рассеяния в КВ диапазоне  
при вертикальной поляризации

На практике для того, чтобы получить более «гладкие» спектры, применяется усреднение по методу периодограмм Уэлча с использованием оконной функции или используются параметрические методы спектрального оценивания, основанные на модельных представлениях об анализируемых процессах. На рис.5 представлены результаты спектрального оценивания, соответствующие скорости ветра  $U = 25 \text{ м/с}$ , которые были получены аналогично тому, как это было сделано для обратного рассеяния от атмосферы (отражения от «ясного неба») [20]. По горизонтальной оси отложена **нормированная частота**, по вертикальной – ненормированная амплитуда (результаты были получены с использованием пакета sptool среды MATLAB). Представленные результаты показывают наиболее значимые составляющие спектра вблизи нулевой доплеровской частоты, а также брэгговские пики первого и второго

порядка. Отметим, что сдвиг частоты брэгговских пиков второго порядка примерно равен  $\pm \sqrt[4]{2^3} F_\delta$ , что соответствует теории «уголкового отражателя» на морской поверхности [8].

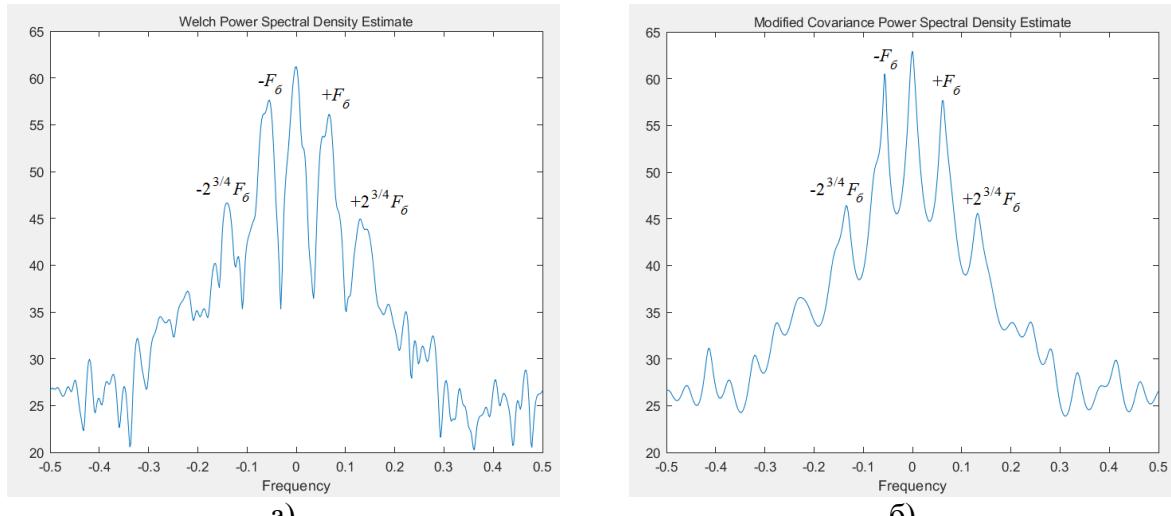


Рис.5. Методы спектрального оценивания в КВ диапазоне:  
метод Уэлча (а), модифицированный метод ковариации (б)

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, в данной работе представлены результаты численного решения задачи рассеяния радиоволн на взволнованной морской поверхности. Показано, что наиболее интенсивное обратное рассеяние наблюдается вблизи нулевой доплеровской частоты, что соответствует рассеянию на наиболее длинных волнах морской поверхности. При этом в УКВ диапазоне интенсивное брэгговское рассеяние наблюдается только при вертикальной поляризации и слабом морском волнении, что полностью соответствует методу малых возмущений [7, 19]. Допущение о том, что неровности морской поверхности являются цилиндрическими, оказалось вполне адекватным для решаемой задачи.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Crombie D.D. Doppler spectrum of sea echo at 13,56 Mc/s // Nature, 1955, Vol. 175, No. 4. - Pp. 681-682.
2. Long A.E., Trizna O.B. Mapping of north atlantic winds by HF radar // IEEE Transactions on Antennas and Propagation, 1973, Vol. AP-21, No. 5. - Pp. 680-685.
3. Maresca J.W., Barnum J.R. Measurement of oceanic wind spread from HF sea scatter by skywave radar // IEEE Transactions on Antennas and Propagation, 1977, Vol. AP-25, No. 1. - Pp. 132-136.
4. Chen Z., Zhao C., Jiang Y. et al. Wave Measurement with Multi-frequency HF radar in the east china sea // Journal of Electromagnetic Waves and Applications, 2011, Vol. 25, No. 7. - Pp. 1031-1043.
5. Saviano S., Biancardi A., Kokoszka F. et al. HF Radar Wind Direction: multiannual analysis using model and HF Network // Remote Sensing, 2023, Vol. 15, No. 12. - Pp. 2991.
6. Ахияров В.В. Дистанционное зондирование моря радиолокаторами поверхностной волны для изучения помеховой и гидрометеорологической обстановки // Автореферат диссертации. М.: МГТУ им. Н.Э. Баумана, 1998. - 20 с.

7. Басс Ф.Г., Фукс И.М. Рассеяние волн на статистически неровной поверхности. М.: Наука, 1972. - 424 с.
8. Trizna D.B., Moore J.C., Headrick J.M. Directional Sea Spectrum Determination Using HF Doppler Radar Techniques // IEEE Transaction on Antennas and Propagation, 1972, Vol. AP-25, No. 1. - Pp. 4-11.
9. Axline R.M., Fung A.K. Numerical Computation of Scattering from a Perfectly Conducting Random Surface // IEEE Transactions on Antennas and Propagation, 1978, Vol. AP-26, No. 3. - Pp. 482-488.
10. Fung A.K., Chen M.F. Numerical Simulation of Scattering from Simple and Composite Random Surfaces // Journal of the Optical Society of America A, 1985, Vol. 2, No. 12. - Pp. 2274-2284.
11. Donohue D.J., Ku Hwar-Ching, Thompson D.R. et al. Direct Numerical Simulation of Electromagnetic Rough Surface and Sea Scattering by an Improved Banded Matrix Iterative Method // Johns Hopkins APL Technical Digest, 1997, Vol. 18, No. 2. - Pp. 204-216.
12. Toporkov J.V., Awadallah R.S., Brown G.S. Issues Related to the Use of a Gaussian-Like Incident Field for Low-Grazing-Angle Scattering // Journal of the Optical Society of America A, 1999, Vol. 16, No. 1. - Pp. 176-187.
13. Ахияров В.В. Численное решение задачи рассеяния на статистически неровной поверхности // Успехи современной радиоэлектроники, 2012, № 5. - С. 3-14.
14. Ахияров В.В. Рассеяние на статистически неровной поверхности с произвольными корреляционными свойствами // Журнал радиоэлектроники, 2012, № 2. <http://jre.cplire.ru/jre/feb12/2/text.html>.
15. Ахияров В.В. Методы численного решения задачи дифракции радиоволн над земной поверхностью // Электромагнитные волны и электронные системы. 2010, Т. 15, № 3. - С. 38-46.
16. Ахияров В.В., Чернавский С.В. Использование численных методов для изучения условий распространения радиоволн // Радиотехника, 2011, № 10. - С. 101-110.
17. Ахияров В.В., Ищенко Е.А. Решение задачи обратного рассеяния на движущейся морской поверхности. 1. Моделирование морской поверхности // Сборник трудов XXXI Международной научно-технической конференции «Радиолокация, навигация, связь», Воронеж, 2025.
18. Ishimaru A. Backscattering Enhancement: From Radar Cross Section to Electron and Light Localization to Rough Surface Scattering // IEEE Antennas and Propagation Magazine, 1991, Vol. 33, No. 5. - Pp. 7-11.
19. Исимару А. Распространение и рассеяние волн в случайно-неоднородных средах. Том 2. Многократное рассеяние, турбулентность, шероховатые поверхности и дистанционное зондирование. М.: Мир, 1981. - 318 с.
20. Ахияров В.В. Распространение и рассеяние радиоволн. Успехи современной радиоэлектроники // 2008, № 12. - С. 3-25.

#### REFERENCES

1. Crombie D.D. Doppler spectrum of sea echo at 13,56 Mc/s // Nature, 1955, Vol. 175, No. 4. - Pp. 681-682.
2. Long A.E., Trizna O.B. Mapping of north atlantic winds by HF radar // IEEE Transactions on Antennas and Propagation, 1973, Vol. AP-21, No. 5. - Pp. 680-685.
3. Maresca J.W., Barnum J.R. Measurement of oceanic wind spead from HF sea scatter by skywave radar // IEEE Transactions on Antennas and Propagation, 1977, Vol. AP-25, No. 1. - Pp. 132-136.

4. Chen Z., Zhao C., Jiang Y. et al. Wave Measurement with Multi-frequency HF radar in the east china sea // Journal of Electromagnetic Waves and Applications, 2011, Vol. 25, No. 7. - Pp. 1031-1043.
5. Saviano S., Biancardi A., Kokoszka F. et al. HF Radar Wind Direction: multiannual analysis using model and HF Network // Remote Sensing, 2023, Vol. 15, No. 12. - Pp. 2991.
6. Akhiyarov V.V. Remote sensing of the sea by surface wave radars for studying interference and hydrometeorological conditions. Abstract of the thesis for the degree of Candidate of Technical Sciences. M.: Bauman Moscow State Technical University, 1998. - 20 c.
7. Bass F.G., Fuks I.M. Wave scattering from statistically rough surface. New York: Pergamon Press, 1979. - 525 p.
8. Trizna D.B., Moore J.C., Headrick J.M. Directional Sea Spectrum Determination Using HF Doppler Radar Techniques // IEEE Transaction on Antennas and Propagation, 1972, Vol. AP-25, No. 1. - Pp. 4-11.
9. Axline R.M., Fung A.K. Numerical Computation of Scattering from a Perfectly Conducting Random Surface // IEEE Transaction on Antennas and Propagation, 1978, Vol. AP-26, No. 3. - Pp. 482–488.
10. Fung A.K., Chen M.F. Numerical Simulation of Scattering from Simple and Composite Random Surfaces // Journal of the Optical Society of America A., 1985, Vol. 2, No. 12. - Pp. 2274–2284.
11. Donohue D.J., Ku Hwar-Ching, Thompson D.R. et al. Direct Numerical Simulation of Electromagnetic Rough Surface and Sea Scattering by an Improved Banded Matrix Iterative Method // Johns Hopkins APL Technical Digest, 1997, Vol. 18, No. 2. - Pp. 204-216.
12. Toporkov J.V., Awadallah R.S., Brown G.S. Issues Related to the Use of a Gaussian-Like Incident Field for Low-Grazing-Angle Scattering // Journal of the Optical Society of America A., 1999, Vol. 16, No. 1. - Pp. 176-187.
13. Akhiyarov V.V. Numerical Solution of Scattering from Random Rough Surface // Achievements of modern radioelectronics, 2012, No. 5 - Pp. 3-14.
14. Akhiyarov V.V. Scattering from statistically rough surface with arbitrary correlation properties // Journal of Radioelectronics, 2012, № 2. <http://jre.cplire.ru/jre/feb12/2/text.html>.
15. Akhiyarov V.V. Numerical solution of a radiowaves diffraction problem over irregular terrain // Electromagnetic waves and electronic systems, 2010, Vol. 15, No. 3. - Pp. 39-46.
16. Akhiyarov V.V., Chernavskiy S.V. Usage of Numerical Methods for the Radio Waves Propagation Studying // Radioengineering, 2011, No. 10. - Pp. 100-110.
17. Akhiyarov V.V., Ishchenko E.A. Solving backscattering problem on a moving sea surface. 1. Sea surface modeling // Proceeding of XXXI International conference «Radiolocation, navigation, communication», Voronezh, 2025.
18. Ishimaru A. Backscattering Enhancement: From Radar Cross Section to Electron and Light Localization to Rough Surface Scattering // IEEE Antennas and Propagation Magazine, 1991, Vol. 33, No. 5. - Pp. 7-11.
19. Ishimaru A. Wave Propagation and Scattering in Random Media. Volume 2: Multiple scattering, turbulence, rough surfaces, and remote-sensing. Academic Press, 1978. - 339 p.
20. Akhiyarov V.V. The Radio Waves Propagation and Scattering // Achievements of modern radioelectronics, 2008, No. 12. - Pp. 3-25.

# РЕЗУЛЬТАТЫ РЕШЕНИЯ ОСЕСИММЕТРИЧНЫХ ЗАДАЧ ИЗЛУЧЕНИЯ И ДИФРАКЦИИ МЕТОДОМ ПАРАБОЛИЧЕСКОГО УРАВНЕНИЯ

В.В. Ахияров<sup>1</sup>, Е.А. Ищенко<sup>2</sup>, Ю.Г. Пастернак<sup>2</sup>, Д.К. Проскурин<sup>2</sup>

<sup>1</sup>АО НПОДАР, Москва, Россия

<sup>2</sup>Воронежский государственный технический университет, Воронеж, Россия

**Аннотация.** В работе представлены результаты решения задач излучения и дифракции методом параболического уравнения на сферических телах большого электрического размера. Высокая точность расчетов поля в дальней зоне иллюстрируется на примере модельной задачи дифракции на идеально проводящей сфере. Для сферической линзы Люнеберга показано соответствие диаграмм направленности, полученных с использованием представленного алгоритма и строгого численного решения данной задачи. Вычислительная эффективность метода иллюстрируется на примере решения задачи дифракции оптического излучения на капле воды.

**Ключевые слова:** тела вращения, осевая симметрия, параболическое уравнение, преобразование Ханкеля.

## RESULTS OF SOLVING AXISYMMETRIC RADIATION AND DIFFRACTION PROBLEMS BY THE PARABOLIC EQUATION METHOD

V.V. Akhiyarov<sup>1</sup>, E.A. Ischenko<sup>2</sup>, Yu.G. Pasternak<sup>2</sup>, D.K. Proskurin<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Long-Range Radar, JSC, Moscow, Russia

<sup>2</sup>Voronezh State Technical University, Voronezh, Russia

**Abstract.** The paper presents the results of the radiation and diffraction problems solution by the parabolic equation method on spherical bodies of large electrical size. High accuracy of the far field calculations is shown on the example of the diffraction problem on a perfectly conducting sphere. For a spherical Luneberg lens, the correspondence between the radiation patterns obtained using the presented algorithm and a rigorous numerical solution is shown. The computational efficiency of the method is illustrated by the example of the optical diffraction on a water drop.

**Keywords:** bodies of revolution, axial symmetry, parabolic equation, Hankel transform.

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Для осесимметричных задач уравнения Maxwella, записанные в цилиндрических координатах, распадаются на две группы уравнений для составляющих поля  $E_\varphi(r, z)$ ,  $H_r(r, z)$  и  $H_z(r, z)$  или  $H_\varphi(r, z)$ ,  $E_r(r, z)$  и  $E_z(r, z)$  [1]. Т.е. при наличии осевой симметрии можно ограничиться решением скалярной задачи в цилиндрической системе координат  $(r, \varphi, z)$  и искать решения для полей  $\mathbf{E} = \boldsymbol{\varphi}^0 E_\varphi(r, z)$  или  $\mathbf{H} = \boldsymbol{\varphi}^0 H_\varphi(r, z)$ . Однако для того, чтобы получить скалярные уравнения Гельмгольца для  $E_\varphi(r, z)$  или  $H_\varphi(r, z)$ , требуется не только осевая симметрия объекта, но и осевая симметрия первичного поля. Это требование существенно снижает количество

практических задач, которые можно решить с использованием такого подхода (осевую симметрию первичного поля может обеспечить электрический или магнитный диполь Герца, ориентированный вдоль оси тела вращения, а также волны  $H_{0m}$  или  $E_{0m}$  круглого волновода). Для произвольного первичного поля (например, плоской волны) требуется использовать разложение падающего поля, искомых токов и функции Грина в ряд Фурье по азимутальной координате  $\varphi$ . В этом случае рассматриваемая задача сводится к системе из двух интегральных уравнений (ИУ) относительно продольного и поперечного токов [2, 3, 4].

Однако, существует и другой подход к решению осесимметричных задач излучения и дифракции, основанный на численном решении параболического уравнения в цилиндрических координатах [5, 6]. В этом случае искомая функция также раскладывается в ряд Фурье по азимутальным гармоникам, и решение ищется для амплитуды  $m$ -ой азимутальной гармоники волнового поля  $u_m(r, z)$ . Значению  $m = 0$  соответствует решение задачи для цилиндрической поверхности, а  $m = 1$  означает азимутальную симметрию первичного поля. Случай  $m = 0$  позволяет существенно увеличить количество решаемых задач, поскольку азимутальной симметрии первичного поля уже не требуется. Например, при падении плоской волны вдоль оси симметрии на тело вращения поле будет иметь только одну компоненту  $E_\varphi$  в плоскости, перпендикулярной вектору  $\mathbf{E}^0$  первичного поля (в ортогональной плоскости будут присутствовать компоненты  $E_r$  и  $E_z$ , а в самом общем случае – все три компоненты рассеянного поля).

## 2. АЛГОРИТМ ВЫЧИСЛЕНИЯ РАССЕЯННОГО ПОЛЯ

В [5, 6] было показано, что уравнение Гельмгольца в цилиндрических координатах для амплитуды  $m$ -ой азимутальной гармоники волнового поля  $u_m(r, z)$  эквивалентно двум параболическим уравнениям при распространении «вперед»:

$$\frac{\partial u_m^f(r, z)}{\partial z} = -jk_0(1 - Q_m)u_m^f(r, z), \quad (1.a)$$

и «назад»

$$\frac{\partial u_m^b(r, z)}{\partial z} = -jk_0(1 + Q_m)u_m^b(r, z), \quad (1.b)$$

где

$$Q_m = \sqrt{\frac{1}{k_0^2} \nabla_{m\perp}^2 + n(r, z)^2}, \quad (2)$$

$$\nabla_{m\perp}^2 = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial}{\partial r} \right) - \frac{m^2}{r^2}. \quad (3)$$

В (1.a...3)  $r$  и  $z$  – поперечная и продольная координаты (ось  $Z$  совпадает с направлением распространения электромагнитной волны и осью симметрии объекта), а распределение показателя преломления  $n(r, z)$  по условию задачи является осесимметричным.

Решение ПУ (1.a) с дифференциальным оператором (2) при  $n(r, z) \equiv 1$  имеет вид [6]:

$$u_m^f(r, z + \Delta z) = H_m^{-1} \left[ H_m \left[ u_m^f(r, z) \right] e^{j(\sqrt{k_0^2 - p^2} - k_0) \Delta z} \right], \quad (4)$$

где  $\Delta z$  – шаг по продольной координате,  $p$  – пространственная частота,  $H_m[...]$  и  $H_m^{-1}[...]$  – прямое и обратное преобразование Ханкеля порядка  $m$ . При  $n(r, z) \neq 1$  правая часть (4) умножается на  $e^{-j k_0(n(r, z)-1)\Delta z}$ . Отметим, что замена преобразования Ханкеля при  $m = 0$  на преобразование Фурье приводит к алгоритму, который ранее был использован при решении задачи распространения радиоволн вблизи земной поверхности [7, 8].

Очевидно, что вопрос вычислительной эффективности (4) напрямую связан с преобразованием Ханкеля. Алгоритм быстрого преобразования Ханкеля  $H_m[...]$  и  $H_m^{-1}[...]$  существует, и он заключается в умножении матрицы преобразования на вектор-столбец комплексной амплитуды поля по поперечной координате [9, 6]. При этом на каждом шаге численного решения используется одна и та же матрица преобразования, элементы которой определяются корнями функции Бесселя и поперечным размером области расчетов.

При вычислении поля в дальней зоне будем использовать известное выражение для диаграммы направленности (ДН) круглого раскрыва [10]:

$$F(\theta) = \left| \int_0^{2\pi} \int_0^R u(r, z) e^{jkr \sin \theta \cos(\varphi - \varphi')} r dr d\varphi' \right|^2, \quad (5)$$

где  $\theta$  – угол отклонения от оси Z (в данном случае  $\theta$  и  $\varphi$  означают углы в сферической системе координат),  $u(r, z)$  – ближнее поле на некотором удалении от осесимметричного тела при  $z = const$ , полученное по алгоритму (4). Поскольку речь идет о вычислении поля в конкретной плоскости  $\varphi = const$  с единственной компонентой поля  $E_\varphi$ , ДН (5) не зависит от азимутального угла  $\varphi$ .

### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ РЕШЕНИЯ ОСЕСИММЕТРИЧНЫХ ЗАДАЧ

В качестве первого примера рассмотрим классическую задачу дифракции плоской волны на идеально-проводящей сфере радиусом  $R = 10\lambda$  при  $m = 0$ . На рис.1.а представлены результаты расчетов ближнего поля в области размером  $50\lambda \times 50\lambda$ , размер преобразования Ханкеля –  $L = 1024$ , шаг по поперечной и продольной координате –  $\Delta r = \Delta z = 0,1\lambda$ . Отметим, что на рис.1.а показано рассеянное поле (из полученного решения вычиталось поле плоской волны при отсутствии сферы). Здесь и далее представленным результатам для компоненты поля  $E_\varphi$  соответствует ориентация вектора  $\mathbf{E}^0$  перпендикулярно плоскости рисунка. На рис.2.б показано распределение поля в дальней зоне при распространении «вперед». Видно, что для идеально проводящей сферы вычисления с использованием рассмотренного алгоритма очень близки к расчетам по методу ИУ и дают существенно лучший результат по сравнению с методом физической оптики (ФО). Естественно, что в ортогональной плоскости распределение как ближнего (рис.1.а), так и дальнего (рис.1.б) поля для компонент  $E_r$  и  $E_z$  будет другим, в рассматриваемой плоскости полученное решение соответствует дифракции на цилиндрической поверхности.

Для того, чтобы убедиться в эквивалентности решений для задач с осевой симметрией в плоскости, перпендикулярной вектору  $\mathbf{E}$ , и двумерных цилиндрических задач дифракции **на объектах большого электрического размера**, рассмотрим падение плоской волны на градиентную линзу Максвелла (точнее, на ее половину)

аналогично тому, как это было сделано в [11] для цилиндрической линзы. Показатель преломления в линзе Максвелла определяется выражением [12]:

$$n(r) = \frac{2}{1+r^2}. \quad (6)$$

На рис.2.а показано распределение амплитуды поля  $E_\varphi$  при падении плоской волны на сферическую линзу Максвелла радиусом  $R = 5\lambda$ , на рис.2.б – действительная часть амплитуды поля для сферической (нижняя половина рисунка) и цилиндрической (верхняя половина рисунка) линзы такого же радиуса.

Для цилиндрической линзы на каждом шаге численного решения вычислялся интеграл свертки [13, 14]:

$$u_f(x, z) = \int_{-\infty}^{\infty} G(x - x', z - z') u(x', z') dz', \quad (7)$$

с ядром

$$G(x, z) = \frac{jk(x, z)x}{2} e^{-jk(x, z)x} \frac{H_1^{(1)}\left(k(x, z)\sqrt{x^2 + z^2}\right)}{\sqrt{x^2 + z^2}}, \quad (8)$$

где  $H_1^{(1)}(\dots)$  – функция Ханкеля первого рода первого порядка,  $x$  и  $z$  – продольная и поперечная координаты для рассматриваемой цилиндрической задачи.

Интеграл свертки (7) вычислялся с использованием быстрого преобразования Фурье, далее результат умножался на дополнительный фазовый множитель для того, чтобы учесть закон изменения показателя преломления в линзе [11].

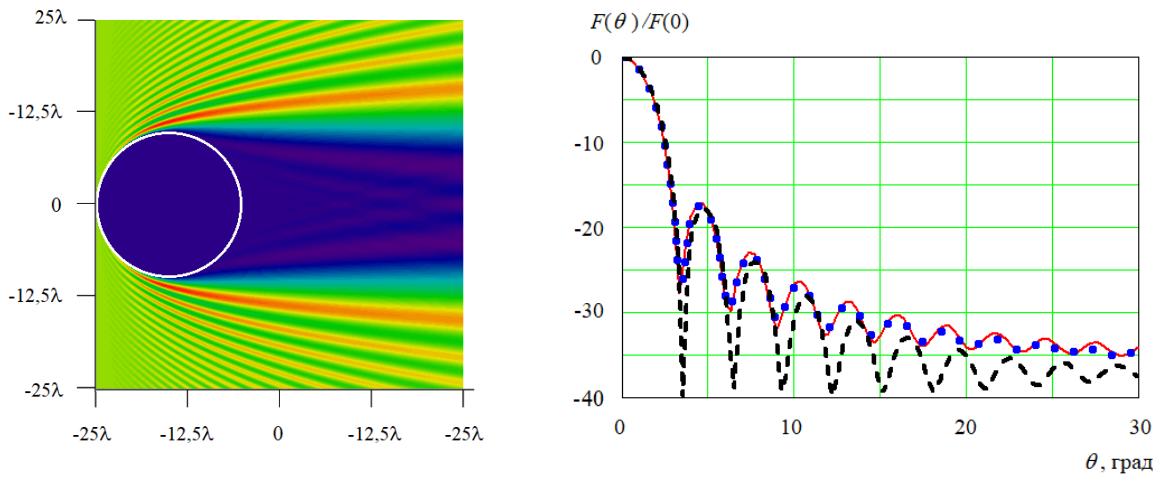


Рис.1. Действительная часть рассеянного поля (а) и нормированная амплитуда поля в дальней зоне (б) при падении плоской волны на идеально-проводящую сферу.

Сплошная линия – решение ПУ, штриховая линия – приближение ФО, пунктир – метод ИУ

Сравнение действительной части амплитуды поля для цилиндрической и сферической линзы (см. рис.2.б) показывает эквивалентность полученных результатов. Однако следует отметить, что алгоритм, основанный на вычислении интеграла свертки (7), будет точнее за счет того, что при решении цилиндрической задачи удалось

вынести функциональную зависимость показателя преломления из-под радикала в дифференциальном операторе ПУ без использования каких-либо аппроксимаций [11]. Разумеется, такой подход можно обобщить на случай осесимметричных задач с использованием функции Грина кольцевого источника [3, 4].

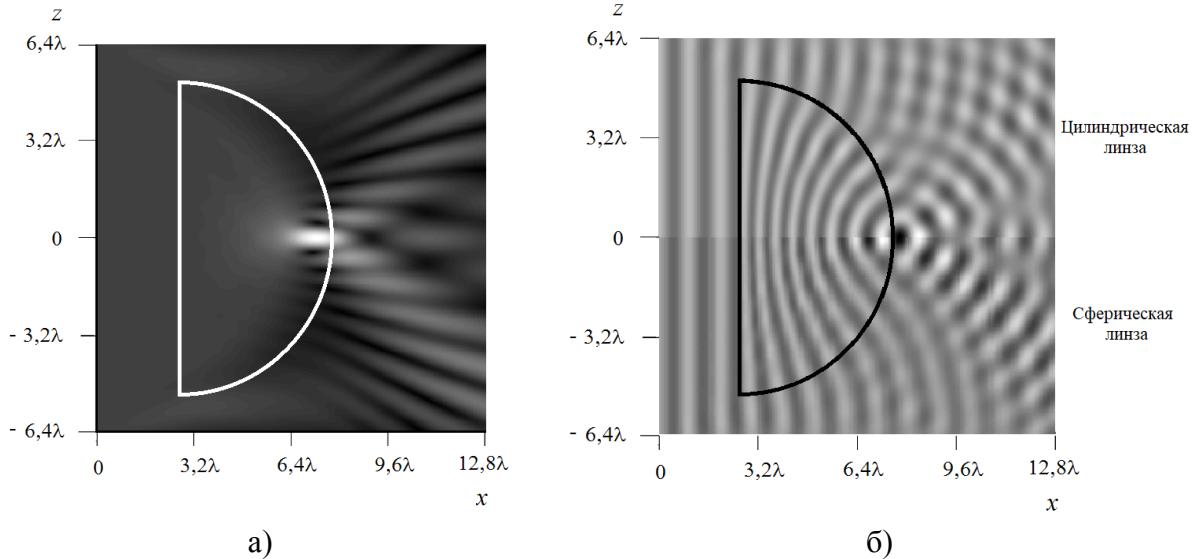


Рис.2. Амплитуда поля (а) и действительная часть амплитуды поля (б)  
при падении плоской волны на линзу Максвелла

Исследование сферической градиентной и слоистой (из пяти слоев) линзы Люнеберга при  $m = 0$  выполним аналогично тому, как это было сделано для планарной линзы [15, 16]. На рис.3.а показано распределение амплитуды поля вдоль оси  $Z$  при возбуждении линз радиусом  $R = 5\lambda$  и  $R = 10\lambda$  плоской волной. Видно, что для линзы радиусом  $R = 5\lambda$  фокус находится примерно на внешней границе линзы, а при  $R = 10\lambda$  он оказывается смещенным внутрь (более наглядное представление о положении фокуса дает показанное на рис.3.б распределение фазы поля для линзы радиусом  $R = 10\lambda$ ).

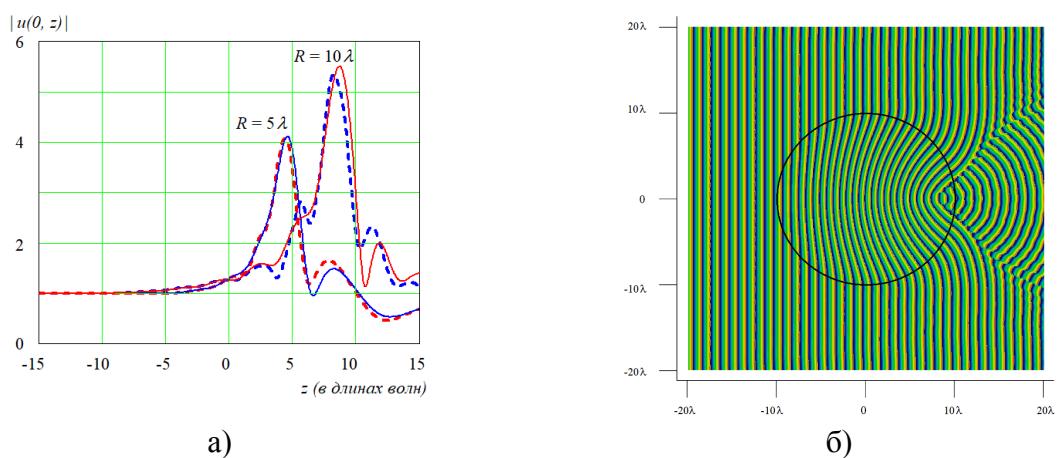


Рис.3. Амплитуда поля внутри градиентной (сплошная линия) и слоистой (штриховая линия) линзы Люнеберга (а) и фаза поля в градиентной линзе (б)

На рис.4 представлены нормированные ДН линзы из пяти слоев радиусом  $R = 2,5\lambda$  в плоскости диполя Герца (а) и в случае, когда ось диполя совпадает с осью

линзы (б). Значение радиуса  $R = 2,5\lambda$  было выбрано исходя из того, чтобы для слоистой линзы можно было получить строгое численное решение без существенных вычислительных затрат. На рис.4.а дополнительно показана диаграмма

$$F(\theta) = J_1(k_0 r \sin \theta) / (k_0 r \sin \theta), \quad (9)$$

для поля круглой апертуры в приближении Кирхгофа. Видно, что решение методом ПУ (сплошная линия), очень хорошо соответствует результатам строгого электродинамического расчета (штриховая линия) при изменении  $\theta$  от  $0^\circ$  до  $30^\circ$  даже для линзы не слишком большого электрического размера  $R = 2,5\lambda$ .

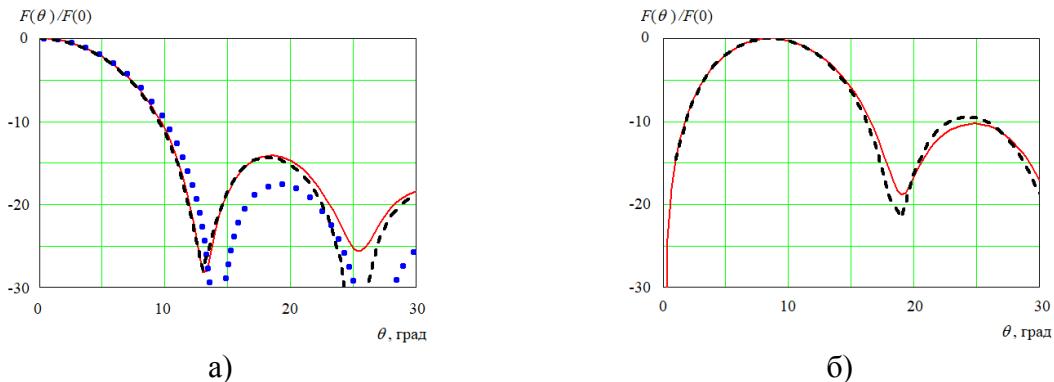


Рис.4. ДН сферической линзы Люнеберга при  $m = 0$  (а) и  $m = 1$  (б).  
Сплошная линия – метод ПУ, штриховая – метод ИУ, пунктир – расчеты по (9).

Для демонстрации вычислительных возможностей представленного метода рассмотрим задачу дифракции плоской волны на сферической капле воды радиусом  $R = 100\lambda$  с показателем преломления  $n = 1,33$  при  $m = 0$ . На рис.5 показаны результаты расчетов ближнего поля в области размером  $400\lambda \times 400\lambda$ , размер преобразования Ханкеля –  $L = 2048$ , шаг по поперечной и продольной координате –  $\Delta r = \Delta z = 0,4\lambda$ . Отметим, что при длине волны  $\lambda = 1 \text{ мкм}$ , что соответствует ближнему инфракрасному диапазону, радиусу  $100\lambda$  соответствует диаметр капли 0,2 мм. Полученный результат соответствует известным представлениям о положении внешней каустики для данной задачи [17].

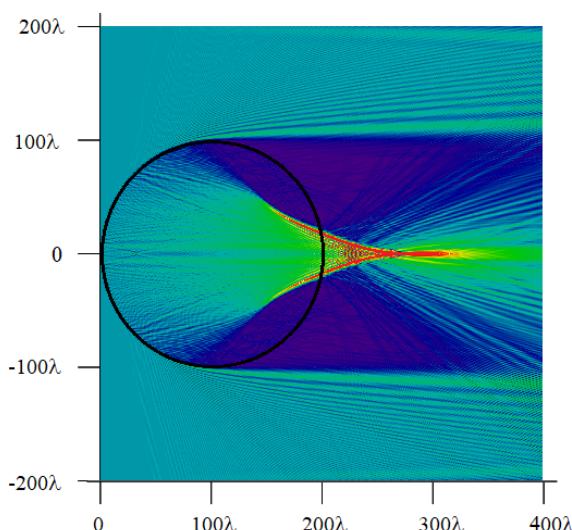


Рис.5. Дифракция на капле воды

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Представленные в данной работе результаты позволяют сделать вывод о том, что алгоритм решения осесимметричных задач, основанный на вычислении прямого и обратного преобразования Ханкеля, обладает высокой точностью и вычислительной эффективностью. Точность решения модельной задачи дифракции на сфере сопоставима со строгим численным методом ИУ (см. рис.1). На примере сферической линзы Максвелла показано, что распределение действительной части амплитуды поля  $E_\varphi$  соответствует результатам, полученным для линзы с цилиндрической поверхностью того же радиуса (см. рис.2.б). Диаграммы направленности сферической линзы Люнеберга при ее возбуждении диполем Герца очень хорошо соответствуют строгому численному решению данной задачи (см. рис.4). Использование эффективного алгоритма для вычисления преобразования Ханкеля позволяет получить численное решение задач дифракции на объектах с линейным размером  $\sim 200\lambda$  и более (см. рис.5).

Оевой симметрии первичного (падающего) поля соответствует гармоника  $m = 1$ , а при  $m = 0$  можно получить решение в той плоскости, где азимутальная компонента поля  $E_\varphi$  является единственной.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Захаров Е.В., Пименов Ю.В. Численный анализ дифракции радиоволн. М.: Радио и связь, 1982. - 184 с.
2. Малушков Г.Д. Методы решения задач электромагнитного возбуждения тел вращения // Известия высших учебных заведений, 1975, Т. XVIII, № 11. - С. 1563-1589.
3. Васильев Е.В. Возбуждение тел вращения. М.: Радио и связь, 1987. - 272 с.
4. Ахияров В.В. Использование метода интегральных уравнений для расчета характеристик рассеяния идеально проводящих тел вращения // Электромагнитные волны и электронные системы, 2005, Т.10, № 1-2. - С. 32-37.
5. McCargar R.K., Siegrist K.M., Reuster J.R. et al. Body-of-Revolution Implementation of the Parabolic Wave Equation with Application to Rocket Plume Attenuation Modeling // IEEE Transactions on Antennas and Propagation, 2018, Vol. 66, No.12. - Pp. 6531-6539.
6. Ахияров В.В. Обобщение метода параболического уравнения на случай осесимметричных задач // Сборник трудов XXIX Международной научно-технической конференции «Радиолокация, навигация, связь», Воронеж, 2023, Т. 4. - С. 180-186.
7. Ахияров В.В., Чернавский С.В. Использование численных методов для изучения условий распространения радиоволн // Радиотехника, 2011, № 10. - С.101-110.
8. Ахияров В.В. Вычисление множителя ослабления над земной поверхностью методом параболического уравнения // Журнал радиоэлектроники, 2012. №1. <http://jre.cplire.ru/jre/jan12/16/text.pdf>
9. Guizar-Sicairos M., Gutierrez-Vega J.C. Computation of quasi-discrete Hankel transforms of integer order for propagating optical wave fields // Journal of the Optical Society of America A, 2004, Vol. 21, No. 1. - Pp. 53-58.
10. Фельд Я.Н., Бененсон Л.С. Антенны сантиметровых и дециметровых волн. Изд. ВВИА им. Н.Е. Жуковского, 1955. - 208 с.
11. Ахияров В.В. Исследование линзовых антенн из неоднородного диэлектрика методом параболического уравнения // Журнал радиоэлектроники, 2015, № 12. <http://jre.cplire.ru/jre/dec15/13/text.pdf>.
12. Зелкин Е.Т., Петрова Р.А. Линзовье антенны. М.: Советское Радио, 1974. - 280 с.

13. Levy M.F. Parabolic equation method for electromagnetic wave propagation. London: IEE, 2000. - 336 p.
14. Ахияров В.В. Результаты решения скалярных задач излучения и дифракции методом параболического уравнения // Электромагнитные волны и электронные системы, 2014, Т.19, № 2. - С. 12-18.
15. Ахияров В.В., Калошин В.А., Никитин Е.А. Исследование широкополосных планарных линз Люнебурга // Журнал радиоэлектроники. 2014. № 1. <http://jre.cplire.ru/jre/jan14/18/text.pdf>.
16. Ахияров В.В. Расчет диаграммы направленности линзы Люнеберга методом параболического уравнения для волны  $H_{10}$  // Материалы докладов 25 Международной Крымской конференции «СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии», 2015. - С. 485-486.
17. Pavlos M. Excel files for teaching caustics of rainbow and lenses // Journal of Physics & Optics Sciences, 2021, Vol. 3, No. 1. - Pp. 1-7.

#### REFERENCES

1. Zaharov E.V., Pimenov Yu.V. Numerical analysis of radio-wave diffraction. M.: Radio i svjaz', 1982. - 184 c.
2. Malushkov G.D. Methods for solving problems involving electromagnetic excitation of bodies of revolution. A survey // Radiophysics and Quantum Electronics, 1975, Vol. XVIII, No. 11. - Pp. 1563-1589.
3. Vasil'ev E.V. Excitation of bodies of revolution. M.: Radio i svjaz', 1987. - 272 c.
4. Akhiyarov V.V. Using the integral equation method for radar cross-section calculation of the perfectly conductive bodies of revolution // Electromagnetic waves and electronic systems, 2005, Vol.10, No. 1-2. - Pp. 32-37.
5. McCargar R.K., Siegrist K.M., Reuster J.R. et al. Body-of-Revolution Implementation of the Parabolic Wave Equation with Application to Rocket Plume Attenuation Modeling // IEEE Transactions on Antennas and Propagation, 2018, Vol. 66, No.12. - Pp. 6531-6539.
6. Akhiyarov V.V. Generalization of the parabolic equation technique to the axisymmetric problems // Proceeding of XXIX International conference «Radiolocation, navigation, communication», Voronezh, 2023, Vol. 4. - Pp. 180-186.
7. Akhiyarov V.V., Chernavskiy S.V. Usage of Numerical Methods for the Radio Waves Propagation Studying // Journal Radioengineering, 2011, No. 10. - Pp. 100-110.
8. Akhiyarov V.V. Path loss prediction over irregular terrains based on parabolic equation // Journal of Radio Electronics, 2012, No. 1. <http://jre.cplire.ru/jre/jan12/16/text.pdf>.
9. Guizar-Sicairos M., Gutierrez-Vega J.C. Computation of quasi-discrete Hankel transforms of integer order for propagating optical wave fields // Journal of the Optical Society of America A, 2004, Vol. 21, No. 1. - Pp. 53-58.
10. Fel'd Ja.N., Benenson L.S. Antennas for centimeter and decimeter waves. Izd VVIA im. N.E. Zhukovskogo, 1955. - 208 c.
11. Akhiyarov V.V. Using parabolic equation technique for inhomogeneous dielectric lens antenna investigation // Journal of Radio Electronics, 2015, № 12. <http://jre.cplire.ru/jre/dec15/13/text.pdf>.
12. Zelkin E.T., Petrova R.A. Lens antennas. M.: Sovetskoe Radio, 1974. - 280 c.
13. Levy M.F. Parabolic equation method for electromagnetic wave propagation. London: IEE, 2000. - 336 p.
14. Akhiyarov V.V. The results of radiation and scalar diffraction problems solution using parabolic equation technique // Electromagnetic waves and electronic systems, 2014, Vol.19, No. 2. - Pp. 12-18.

15. Akhiyarov V.V., Kaloshin V.A., Nikitin E.A. Investigation of wide-band planar Luneburg lenses // Journal of Radio Electronics, 2014, № 1. <http://jre.cplire.ru/jre/jan14/18/text.pdf>.
16. Akhiyarov V.V. Calculation of the Luneberg lens directivity pattern using parabolic equation technique for  $H_{10}$  wave // 25th International Crimean Conference Microwave and Telecommunication Technology, Conference Proceedings, 2015. - Pp. 485-486.
17. Pavlos M. Excel files for teaching caustics of rainbow and lenses // Journal of Physics & Optics Sciences, 2021, Vol. 3, No. 1. - Pp. 1-7.

# МЕТОД ФОРМИРОВАНИЯ ДИАГРАММЫ НАПРАВЛЕННОСТИ ЛИНЕЙНОЙ АПЕРТУРЫ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ РАЗЛОЖЕНИЯ ПОЛЯ ПО ФУНКЦИЯМ МАТЬЕ

В.В. Ахияров<sup>1</sup>, Е.А. Ищенко<sup>2</sup>, Ю.Г. Пастернак<sup>2</sup>, Д.К. Проскурин<sup>2</sup>

<sup>1</sup>АО НПОДАР, Москва, Россия

<sup>2</sup>Воронежский государственный технический университет, Воронеж, Россия

**Аннотация.** В работе рассматривается задача синтеза амплитудного распределения поля на линейной апертуре малого (несколько длин волн) электрического размера для формирования заданной диаграммы направленности. Показано, что с использованием известного решения данной задачи в эллиптических координатах можно получить распределение поля, соответствующее диаграмме направленности произвольной формы.

**Ключевые слова:** эллиптические координаты, уравнение Гельмгольца, функции Матье, диаграмма направленности.

## METHOD OF LINEAR APERTURE RADIATION PATTERN FORMATION USING FIELD DECOMPOSITION BY MATHIEU FUNCTIONS

V.V. Akhiyarov<sup>1</sup>, E.A. Ischenko<sup>2</sup>, Yu.G. Pasternak<sup>2</sup>, D.K. Proskurin<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Long-Range Radar, JSC, Moscow, Russia

<sup>2</sup>Voronezh State Technical University, Voronezh, Russia

**Abstract.** The paper considers the problem of synthesizing the field amplitude distribution on a linear aperture of small (several wavelengths) electrical size to form a given radiation pattern. It is shown that using the known solution of this problem in elliptic coordinates, it is possible to obtain field distributions corresponding to a radiation pattern of arbitrary shape.

**Keywords:** elliptic coordinates, Helmholtz equation, Mathieu functions, radiation pattern.

### 1. ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время проводятся исследования, связанные с формированием диаграмм направленности (ДН) специального вида [1], при этом хорошо известно, что форма ДН связана с распределением поля (плотности тока) на апертуре антенны преобразованием Фурье. Например, для формирования линейной решеткой секторной ДН требуется обеспечить распределение поля вида  $\sin(x)/x$ . Для крупноапертурных антенных решеток (АР) такой подход неприемлем, поскольку помимо требуемой формы ДН необходимо обеспечить максимальное значение эффективной площади антенны. Поэтому на практике для крупноапертурных АР используются методы фазового синтеза при постоянном распределении амплитуды поля на полотне антенны [2]. Однако, существует задача формирования секторных (в общем случае – произвольных) ДН для излучателей размером несколько длин волн, которые могут использоваться для повышения эффективности возбуждения параболических антенн или служить элементами АР при условии минимизации ДН вне области сканирования для подавления побочных интерференционных максимумов [3]. В этом случае

эффективность синтеза, основанного на преобразовании Фурье, снижается. С другой стороны, существует известное решение данной задачи [4], которое позволяет получить требуемое распределение поля на апертуре произвольного размера.

## 2. ЭЛЛИПТИЧЕСКИЕ КООРДИНАТЫ И ФУНКЦИИ МАТЬЕ

Впервые задача синтеза ДН произвольной формы в виде ряда по функциям Матье была рассмотрена более 70 лет назад А.А. Пистолькорсом [4] в эллиптических координатах  $\xi$ ,  $\eta$  и  $z$ , которые связаны с декартовыми следующим образом [5]:

$$x = d \cosh(\xi) \cos(\eta), \quad y = d \sinh(\xi) \sin(\eta), \quad z = z, \quad (1)$$

где  $0 \leq \xi < \infty$ ,  $0 \leq \eta \leq 2\pi$ ,  $-\infty \leq z \leq \infty$ .

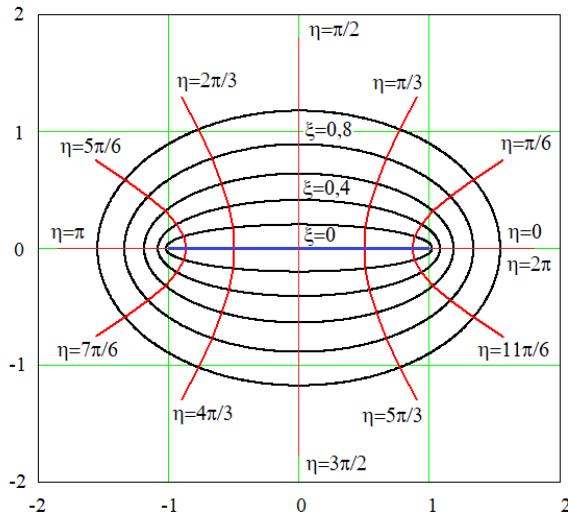


Рис.1. Эллиптические координаты при  $d = 1$

При  $\xi = \text{const}$  координатными поверхностями являются эллиптические цилиндры с полуосами  $a = d \cosh \xi$ ,  $b = d \sinh \xi$  и фокусным расстоянием  $2d$ , а при  $\eta = \text{const}$  – гиперболические цилиндры (см. рис.1). Нас интересует случай  $\xi = 0$  и  $0 \leq \eta \leq \pi$ , что соответствует излучению из щели шириной  $2d$  или дифракции на полосе такой же ширины.

Решение уравнения Гельмгольца в эллиптических координатах для данной задачи имеет вид [4, 6]:

$$u(\xi, \eta) = \sum_{p=1}^{\infty} g_p s e_p(\eta) N e_p(\xi), \quad (2)$$

где  $u(\xi, \eta)$  соответствует продольной компоненте поля  $E_z$  при излучении из щели или плотности тока  $J_z$  в задаче дифракции на полосе. Коэффициенты  $g_p$  подлежат определению, а  $s e_p(\eta)$  и  $N e_p^{(2)}(\xi)$  – угловые и радиальные функции Матье [5], которые являются решениями соответствующих дифференциальных уравнений (ДУ).

Угловые функции Матье определяются выражением:

$$s e_p(\eta) = \sum_m {}' B_{p,m} \sin(m\eta), \quad (3)$$

где штрих у знака суммы означает суммирование либо по четным, либо по нечетным индексам, а коэффициенты разложения  $B_{p,m}$  являются собственными векторами

трехдиагональной матрицы для собственных значений  $\lambda_p$ , при которых уравнение Матье имеет периодические решения [8]. Суммирование по четным, либо по нечетным индексам связано с тем, что решения уравнения Матье  $se_p(\eta)$  могут иметь периоды  $\pi$  или  $2\pi$ , которым отвечают собственные значения  $\lambda_{2n+2}$ , либо  $\lambda_{2n+1}$ , где  $n = 0, 1, 2, \dots$ . Помимо  $se_p(\eta)$ , решениями уравнения Матье являются функции  $ce_p(\eta)$ , обладающие такой же периодичностью, а также вторая группа линейно-независимых решений  $fe_p(\eta)$  и  $ge_p(\eta)$  [5]. После замены  $\eta \rightarrow \pm j\xi$  получим функции  $Ce_p(\xi)$ ,  $Se_p(\xi)$ ,  $Fe_p(\xi)$  и  $Ge_p(\xi)$ , которые являются решениями модифицированного уравнения Матье. Отметим, что все обозначения приводятся в нотации Мак-Лахлана [5].

Радиальная функция  $Ne_p^{(2)}(\xi)$  является линейной комбинацией решений  $Se_p(\xi)$  и  $Ge_p(\xi)$ , которая аналогична функции Ханкеля второго рода в теории бесселевых функций, в математических справочниках она имеет обозначение  $Ms_p^{(4)}(\xi)$ . Способы вычисления функций Матье можно найти в [7, 8, 9].

### 3. ВЫЧИСЛЕНИЕ ДИАГРАММЫ НАПРАВЛЕННОСТИ ЛИНЕЙНОЙ АПЕРТУРЫ

Угловое распределение поля в дальней зоне следует из (2) при  $\xi \rightarrow \infty$ . В этом случае [9]:

$$Ne_p^{(2)}(\xi) = H_p^{(2)}\left(2\sqrt{q} \cosh(\xi)\right) \approx H_p^{(2)}\left(\sqrt{q} e^\xi\right), \quad (4)$$

где  $H_p^{(2)}(x)$  – функция Ганкеля второго рода,  $q = \left(\frac{k d}{2}\right)^2$ ,  $k = 2\pi/\lambda$ .

С использованием асимптотического представления для  $H_p^{(2)}(x)$  радиальная функция  $Ne_p^{(2)}(\xi)$  приводится к виду:

$$Ne_p^{(2)}(\xi) \approx j^p \sqrt{\frac{2}{\pi \sqrt{q} e^\xi}} e^{-j(\sqrt{q} e^\xi - \pi/4)}. \quad (5)$$

После подстановки (5) в (2) с учетом  $\sqrt{q} e^\xi = kr$  получим:

$$u(r, \eta) = \sqrt{\frac{2}{\pi k r}} e^{-j(kr - \pi/4)} \sum_{p=1}^{\infty} j^p g_p se_p(\eta), \quad (6)$$

т.е. требуемое амплитудное распределение в дальней зоне определяется произведением поля цилиндрической волны на диаграмму направленности  $f(\eta)$ , которая по условию задачи считается известной:

$$f(\eta) = \sum_{p=1}^{\infty} j^p g_p se_p(\eta). \quad (7)$$

Т.о. задача формирования требуемой ДН сводится к определению весовых коэффициентов  $g_p$  путем решения уравнения (7).

В качестве примера рассмотрим секторную ДН:

$$f_0(\eta) = \begin{cases} 1, & \text{если } \eta \geq \pi/2 - \alpha \wedge \eta \leq \pi/2 + \alpha \\ \beta & \text{в противном случае} \end{cases}, \quad (8)$$

где  $2\alpha$  и  $\beta$  – требуемая ширина ДН и уровень боковых лепестков.

Результаты расчетов первых двадцати весовых коэффициентов для линейной апертуры длиной  $2d = 5\lambda$  с параметрами ДН  $2\alpha = \pi/2$  и  $\beta = 0,01$  представлены на рис.2.а. Видно, что отличными от нуля являются нечетные коэффициенты  $g_p$  ( $p = 1, 3, 5, \dots$ ).

Для второго примера выбираем ДН из работы А.А. Пистолькорса [4]:

$$f_0(\eta) = \frac{\sin(\pi \cos(\eta))}{\sin(\eta)} \quad (9)$$

для линейного раскрыва с тем же размером.

Представленные на рис.2.б результаты расчетов  $g_p$  свидетельствуют о том, что для данной задачи отличными от нуля являются четные коэффициенты  $g_p$  ( $p = 2, 4, 6, \dots$ ).

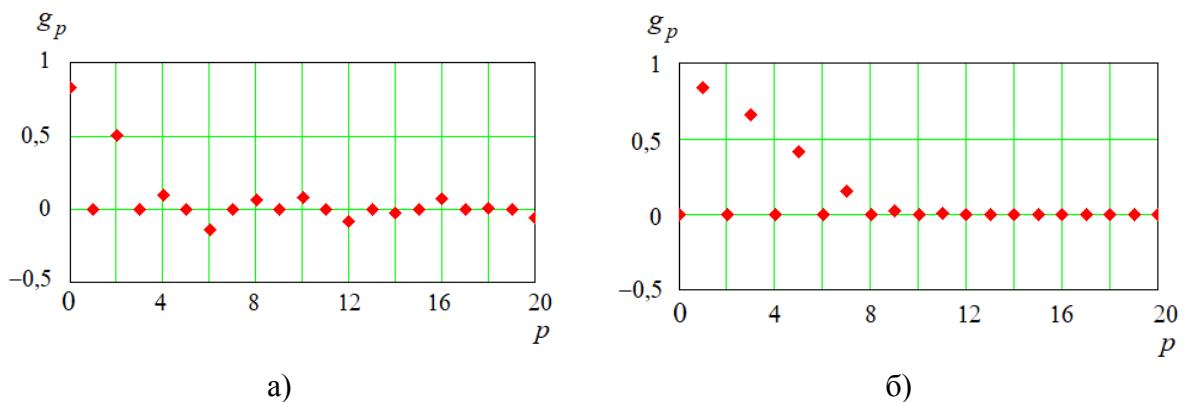


Рис.2. Весовые коэффициенты  $g_p$  для заданной функции  $f_0(\eta)$ .

а) – секторная ДН, б) – ДН из работы [4]

#### 4. ОПРЕДЕЛЕНИЕ АМПЛИТУДНОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ НА ЛИНЕЙНОЙ АПЕРТУРЕ

Для того, чтобы определить требуемое распределение поля на апертуре с использованием полученных в п.3 коэффициентов  $g_p$  в [4] было предложено воспользоваться решением (2) при  $\xi = 0$ . Однако, поскольку речь идет о задаче излучения, логичнее в качестве источника рассматривать не поле в щели, а дополнительную задачу для плотности поверхностного тока на полосе [10]:

$$J(\eta) \sim \sum_{p=1}^{\infty} j^p g_p \frac{se_p(\eta)}{Ne_p(0)}, \quad (10)$$

где

$$Ne_p(0) = -j \frac{2}{\pi} \frac{(-1)^p \left. \frac{d se_p(\eta)}{d\eta} \right|_{\eta=\pi/2}}{q B_{p,m=2}} \quad (11.a)$$

для четных и

$$Ne_p(0) = j \frac{2}{\pi} \frac{(-1)^p s e_p(\pi/2)}{\sqrt{q} B_{p,m=1}} \quad (11.6)$$

для нечетных значений  $p$  [9].

Полученное распределение плотности тока на полосе  $J(\eta)$  позволяет определить диаграмму направленности линейного раскрыва:

$$f(\eta) \sim \int_{-d}^d J(\eta) e^{-jkx \cos(\eta)} dx, \quad (12)$$

где переменные  $x$  и  $\eta$  связаны соотношением:  $x = d \cos(\eta)$ .

Для проверки представленного алгоритма выполним расчеты по (10) для линейной апертуры большого размера  $2d = 50\lambda$  с параметрами  $2\alpha = \pi/2$  и  $\beta = 10^{-10}$ . Как и следовало ожидать, представленное на рис.3 распределение плотности тока на полосе имеет вид  $\sin(x)/x$ , при этом ряд (10) сходится равномерно, а число его членов определяется линейным размером апертуры (при  $2d = 50\lambda$  потребовалось просуммировать 250 нечетных членов ряда). На рис.4 показана диаграмма направленности, соответствующая полученному распределению плотности тока. Видно, что для апертуры с большим линейным размером можно получить очень хорошую аппроксимацию исходной ДН (8).

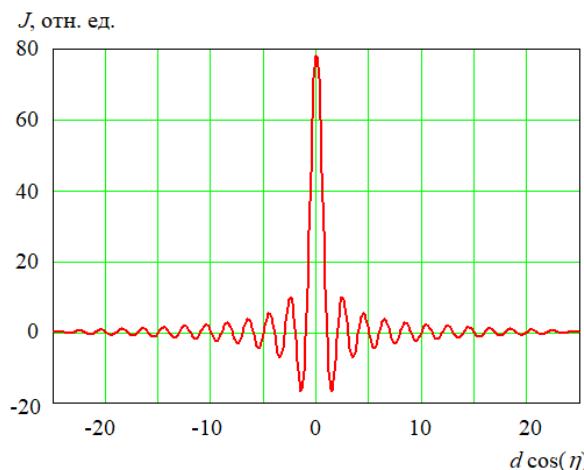


Рис.3. Распределение плотности тока на полосе шириной  $2d = 50\lambda$  для формирования секторной ДН

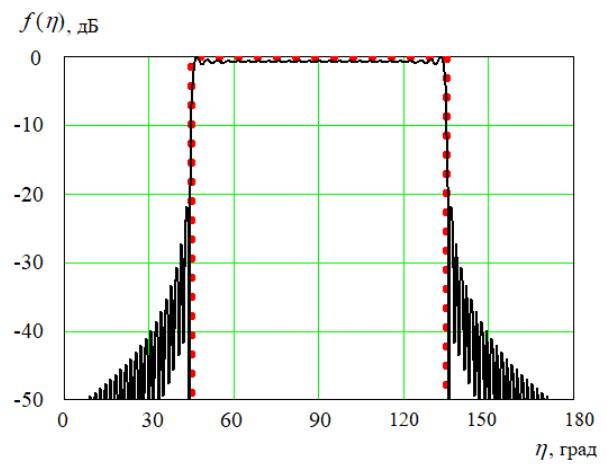


Рис.4. Секторная ДН при  $2d = 50\lambda$ .  
Пунктир – исходная функция  $f_0(\eta)$ ,  
сплошная линия – расчеты по (12)

Далее уменьшим линейный размер апертуры на порядок и выполним аналогичные расчеты при тех же параметрах  $2\alpha$  и  $\beta$ , что и в предыдущем случае. Видно (см. рис.5), что при таком уменьшении линейного размера апертуры максимальная амплитуда плотности тока также уменьшилась на порядок, а максимальный УБЛ не превышает -20 дБ (см. рис.6).

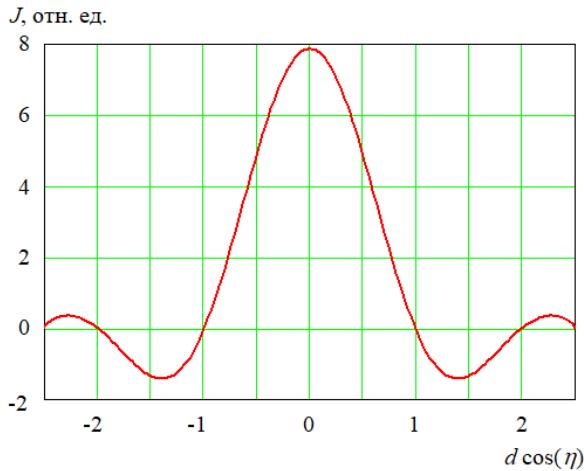


Рис.5. Распределение плотности тока на полосе шириной  $2d = 5\lambda$  для формирования секторной ДН

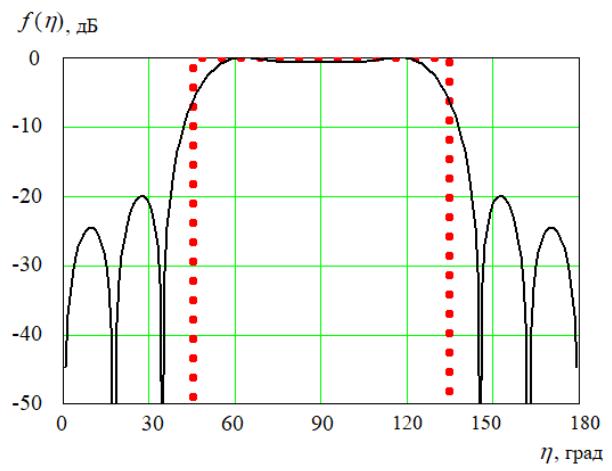


Рис.6. Секторная ДН при  $2d = 5\lambda$ .  
Пунктир – исходная функция  $f_0(\eta)$ ,  
сплошная линия – расчеты по (12)

В заключение рассмотрим возможность восстановления диаграммы направленности (9) при  $2d = 0,8\lambda$ ,  $2d = 1,6\lambda$  и  $2d = 2,4\lambda$ . Результаты расчетов плотности тока на полосе и соответствующие диаграммы направленности представлены на рис.7 и рис.8. Видно, что при  $2d = 1,6\lambda$  форму ДН удается восстановить практически точно. Данный пример показывает, что распределение плотности тока (10) не всегда приводит к требуемой форме ДН, однако ее всегда можно получить путем соответствующего выбора линейного размера апертуры.

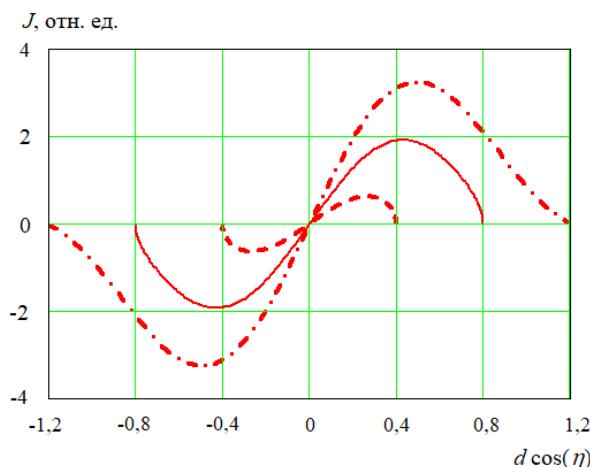


Рис.7. Распределение плотности тока на полосе для формирования ДН (9).  
Сплошная линия –  $2d = 1,6\lambda$ ,  
штриховая –  $2d = 0,8\lambda$ ,  
штрихпунктир –  $2d = 2,4\lambda$

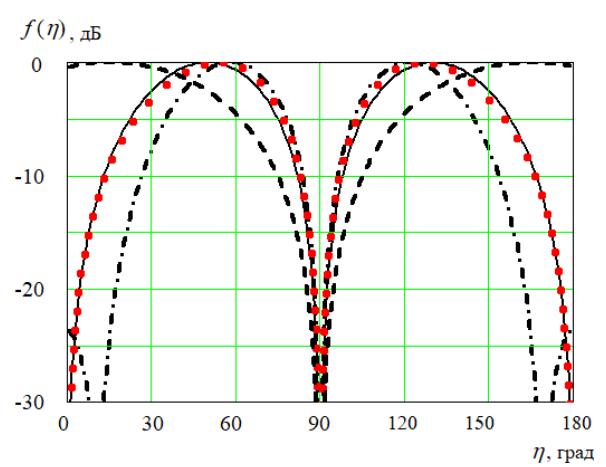


Рис.8. ДН из работы [4].  
Пунктир – исходная функция  $f_0(\eta)$ ,  
Сплошная линия –  $2d = 1,6\lambda$ ,  
штриховая –  $2d = 0,8\lambda$ ,  
штрихпунктир –  $2d = 2,4\lambda$

## 5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, в данной работе представлен алгоритм синтеза плотности тока на линейной апертуре с электрическим размером несколько длин волн и показано, что с использованием разложения (10) по функциям Матье можно получить диаграмму направленности произвольной формы.

Отметим, что более семидесяти лет назад в распоряжении А.А. Пистолькорса [4] была только монография Мак-Лахлана (оригинальная версия данной работы на английском языке была опубликована в 1947 г.) и таблицы, составленные Айнсом [11]. В настоящее время имеется вся необходимая информация по функциям Матье (с графиками и таблицами), поэтому проблем, связанных с их вычислением, не возникает. Кроме того, для решения рассматриваемой задачи из всего многообразия функций Матье нам потребовалась только функция  $se_p(\eta)$  и ее производная, которые имеются в программах компьютерной математики (например, в Maple – это «MathieuSE» и «MathieuSEPrime»).

Представленный подход можно обобщить на случай круглой апертуры, если рассмотреть решение уравнения Гельмгольца в сплюснутых сфероидальных координатах [12].

## ЛИТЕРАТУРА

1. Пропастин А.А. Многоэлементные излучатели с секторной диаграммой направленности. Автореферат диссертации на соискание ученой степени кандидата технических наук. М.: МГТУ им. Н.Э. Баумана, 2024. - 19 с.
2. Урсегов А. К., Агапов О. А. Алгоритм двумерного фазового синтеза расширенной диаграммы направленности методом штрафных функций // Вестник Концерна ВКО «Алмаз – Антей», 2023, № 3. - С. 37-46.
3. Скобелев С.П. Фазированные антенные решетки с секторными парциальными диаграммами направленности. М.: Физматлит, 2010. - 320 с.
4. Пистолькорс А.А. Применение функций Матье для расчета распределения поля в антенне по заданной диаграмме направленности // Доклады Академии Наук СССР, 1953, Т. LXXXIX, № 5. - С. 849-852.
5. Мак-Лахлан Н.В. Теория и приложения функций Матье. М.: изд. ИЛ, 1953. - 476 с.
6. Colbrook M.J., Kisil A.V. A Mathieu function boundary spectral method for scattering by multiple variable poro-elastic plates, with applications to metamaterials and acoustics // Proceedings of the Royal Society A, 2020, Vol. 476, No. 2241. - Pp. 1-21.
7. Абрамович М., Стиган И. Справочник по специальным функциям с формулами, графиками и таблицами. М.: Наука, 1979. - 832 с.
8. Shanjie Zhang, Jianming Jin. Computation of special function. John Wiley & Sons, inc, 1996. - 717 p.
9. Olver F.W.J., Lozier D.W., Boisvert R.F. et al. NIST Handbook of Mathematical Functions. Cambridge University Press, 2010. - 967 p.
10. Bibby M.M., Peterson A.F. Accurate Computation of Mathieu Functions. Morgan & Claypool, 2014. - 123 p.
11. Ince E. L. Tables of the elliptic-cylinder functions // Proceedings of Royal Society of Edinburgh, 1932, Vol. 52. - Pp. 355-423.
12. Ахияров В.В. Решение задачи дифракции на тонком диске // Электромагнитные волны и электронные системы, 2011, Т.16, № 6. - С.34-42.

## REFERENCES

1. Propastin A.A. Multielement radiators with sectoral directivity diagram. Abstract of the thesis for the degree of Candidate of Technical Sciences. M.: Bauman Moscow State Technical University, 2024. - 19 c.
2. Ursegov A.K., Agapov O.A. Algorithm of two-dimentional phase synthesis of an extended radiation pattern by the method of penalty function // Vestnik Koncerna VKO «Almaz – Antey», 2023, № 3. - Pp. 37-46.
3. Skobelev S.P. Phased antenna arrays with sector Partial radiation patterns. M.: Fizmatlit, 2010. - 320 p.
4. Pistol'kors A.A. Application of Mathieu functions to calculate the field distribution in an antenna based on a given directivity pattern // Proceedings of the USSR Academy of Sciences, 1953, Vol. LXXXIX, No 5. - Pp. 849-852.
5. McLachlan N.W. Theory and application of Mathieu functions. Oxford University Press, 1947. - 401 p.
6. Colbrook M.J., Kisil A.V. A Mathieu function boundary spectral method for scattering by multiple variable poro-elastic plates, with applications to metamaterials and acoustics // Proceedings of the Royal Society A, 2020, Vol. 476, No. 2241. - Pp. 1-21.
7. Abramowitz M., Stegun I. Handbook of Mathematical Functions with Formulas, Graphs and Mathematical Tables. M.: Nauka, 1979. - 832 p.
8. Shanjie Zhang, Jianming Jin. Computation of special function. John Wiley & Sons, inc, 1996. - 717 p.
9. Olver F.W.J., Lozier D.W., Boisvert R.F. et al. NIST Handbook of Mathematical Functions. Cambridge University Press, 2010. - 967 p.
10. Bibby M.M., Peterson A.F. Accurate Computation of Mathieu Functions. Morgan & Claypool, 2014. - 123 p.
11. Ince E. L. Tables of the elliptic-cylinder functions // Proceedings of Royal Society of Edinburgh, 1932, Vol. 52. - Pp. 355-423.
12. Akhiyarov V.V. Diffraction problem solution on the thin disk // Electromagnetic waves and electronic systems, 2011, Vol. 16, No. 6. - Pp. 34-42.

# **ЧИСЛЕННЫЙ АНАЛИЗ СОГЛАСОВАННОЙ НАГРУЗКИ С/Х-ДИАПАЗОНА С НЕЛИНЕЙНЫМ ПРОФИЛЕМ ПОГЛОЩАЮЩЕГО ЭЛЕМЕНТА**

B.V. Комаров, A.A. Шомин

Саратовский государственный технический университет  
имени Гагарина Ю.А. (СГТУ имени Гагарина Ю.А.),  
Саратов, Российская Федерация

**Аннотация.** Рассматривается модель согласованной нагрузки на базе стандартного волновода WR112 с уменьшенной высотой боковой стенки и различными поглотителями. Для анализа электродинамических характеристик данной модели используется двумерный метод конечных элементов. Проведенные исследования позволили выбрать конфигурацию и материал поглотителя, демонстрирующие минимальный коэффициент отражения в диапазоне частот 7,05...10 ГГц.

**Ключевые слова:** волноводная нагрузка, моделирование, отражение, частотный диапазон, диэлектрические свойства.

## **NUMERICAL ANALYSIS OF C/X-BAND MATCHED LOAD WITH NONLINEAR PROFILE OF AN ABSORBING ELEMENT**

V.V. Komarov, A.A. Shomin

Yuri Gagarin State Technical University of Saratov  
(SSTU named by Gagarin Yu.A.), Saratov, Russian Federation

**Abstract.** A model of a matched load based on a standard WR112 waveguide a reduced side wall height and with various absorbers is considered. A two-dimensional finite element method is used to analyze the electromagnetic characteristics of this model. The studies carried out made it possible to select the configuration and material of an absorber, that demonstrate the minimum reflection coefficient in the frequency range of 7,05...10 GHz.

**Keywords:** waveguide load, modeling, reflection, frequency range, dielectric properties.

### **1. ВВЕДЕНИЕ**

Волноводы с уменьшенной высотой боковой стенки, поперечные размеры которых регламентированы ГОСТ 20900-2014, находят применение в радиоэлектронных комплексах систем космической и наземной связи для снижения массогабаритных показателей узлов и элементов микроволновой техники. Повышенная напряженность электрического поля основной волны, распространяющейся в таких линиях передачи (ЛП) по сравнению с общепринятыми волноводами, требует создания специальных устройств их согласования. К примеру, для них были предложены конструкции коаксиально-волноводных переходов [1] и трансформаторов сопротивлений [2]. Информация о других функциональных устройствах, в частности согласованных нагрузках для таких ЛП, а также для волноводов интегрированных в подложку (SIW), которые могут считаться наиболее близкими по структуре, весьма ограничена. В частности, были рассмотрены малогабаритные SIW-волноводные согласованные нагрузки (ВСН) с линейным профилем поглощающих элементов [3, 4]. В данной работе проводится анализ структуры нагрузки индуктивного типа с нелинейным профилем

поглотителя. Цель данной работы заключается в изучении влияния формы и магнито-диэлектрических свойств поглотителя на электродинамические характеристики ВСН.

## 2. МОДЕЛЬ ВОЛНОВОДНОЙ НАГРУЗКИ

Учитывая небольшую высоту боковой стенки прямоугольного волновода (ПрВ), на базе которого выполняется согласованная нагрузка, WR112:  $a \times b = 28,5 \times 5$  мм (рис.1,а) наиболее приемлемым является индуктивный вариант реализации поглощающего элемента, профиль которого может изменяться вдоль продольной оси  $z$  (рис.1,б).

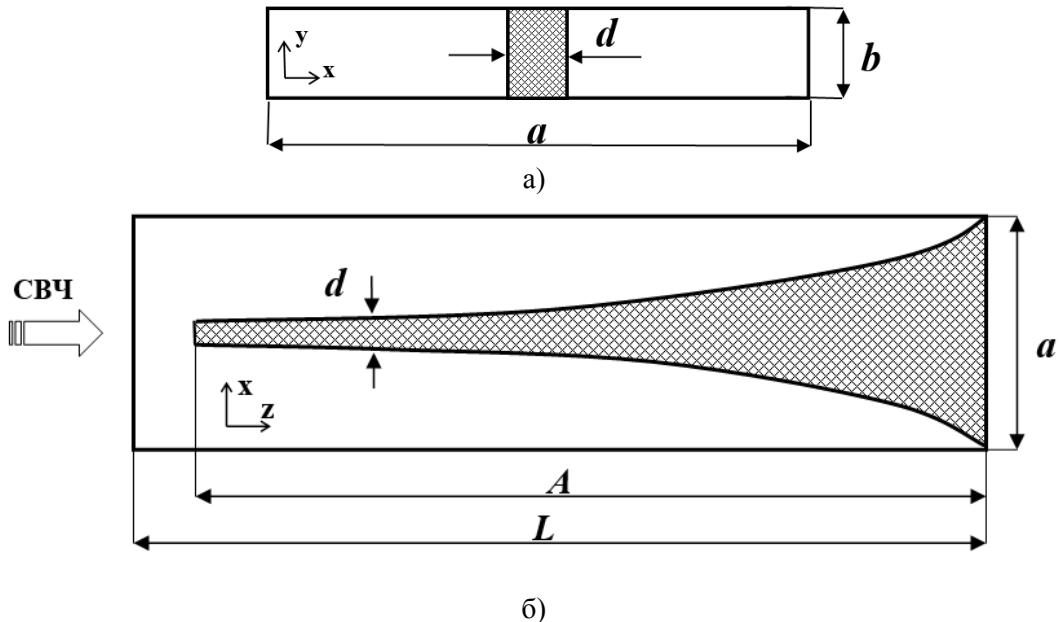


Рис.1. Геометрическая модель согласованной нагрузки:  
в плоскости  $xy$  (а) и в плоскости  $xz$  (б)

При этом длина поглотителя  $A$  несколько меньше длины всей нагрузки  $L$ , а его толщина может быть произвольной нелинейной функцией  $d(z)$ . Диэлектрические и магнитные свойства поглощающего материала могут меняться в рабочем диапазоне частот базового волновода:  $\epsilon'(f) - j\epsilon''(f)$ ,  $\mu'(f) - j\mu''(f)$ , где  $f$  - частота,  $\epsilon'$ ,  $\mu'$  - диэлектрическая и магнитная проницаемость,  $\epsilon''$ ,  $\mu''$  – коэффициент диэлектрических и магнитных потерь соответственно. Полоса доминантного диапазона волновода WR112 составляет 7,05...10 ГГц. В качестве поглотителя ЭМ волн были выбраны материалы, хорошо зарекомендовавшие себя ранее: *Eccosorb* MF-110-190 и ферро-эпоксидная смола РАН-89 [5]. Важным требованием к конструкции поглощающего элемента ВСН является простота и технологичность его изготовления. Принимая во внимание эту особенность, были рассмотрены три варианта реализации нелинейного профиля диэлектрика с потерями вдоль продольной оси в виде кривых второго порядка: окружности, эллипса, а также сигмоидальной функции. Целевая функция задачи поиска приемлемого технического решения включала в себя всего один электродинамический параметр, а именно коэффициент отражения ( $S_{11} \rightarrow \min$ ) при заданном ограничении по длине нагрузки  $a/L \geq 0,57$  и величине коэффициента заполнения на входе  $0,0085 \leq d/a \leq 0,018$ .

### 3. ЧИСЛЕННАЯ РЕАЛИЗАЦИЯ МОДЕЛИ

Воспользовавшись отсутствием вариаций одной из компонент электрического поля основной волны  $H_{10}$  ПрВ вдоль оси  $y$ , для моделирования процессов распространения и поглощения ЭМ волн можно ограничиться двумерной формулировкой уравнения Гельмгольца с граничными условиями на металлических стенках и условием непрерывности тангенциальных составляющих поля на границе раздела сред. При этом область определения функций поля будет ограничена плоскостью  $xz$  (рис.1,б). На входе микроволнового двухполюсника задаются условия распространения доминантной волны ПрВ и параметры сигнала. Для решения электродинамической задачи был использован метод конечных элементов (МКЭ), а дискретизация области определения проводилась с помощью векторных треугольных элементов Уитни первого порядка. Исследование сходимости численного метода показало, что плотность сетки таких элементов порядка  $1,5 \cdot 10^4 \leq N_e \leq 2 \cdot 10^4$  достаточно, чтобы обеспечить необходимую точность вычислений. Амплитудно-частотные характеристики (АЧХ) короткозамкнутого отрезка волновода WR112 с частичным магнито-диэлектрическим поглощающим заполнением исследовались во всем доминантном диапазоне базового волновода 7,05...10 ГГц, но в модели использовались различные значения  $\epsilon'$ ,  $\epsilon''$ ,  $\mu'$ ,  $\mu''$  поглотителей для фиксированных частот.

Для построения геометрических моделей ВСН с нелинейным профилем поглощающего элемента применялись возможности пакета программ COMSOL V.5.4.

### 4. ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ

На первом этапе численного моделирования данной волноведущей структуры было установлено, что наиболее приемлемые АЧХ внутри всего доминантного диапазона ПрВ WR112 достигаются для эллиптического профиля поглощающего элемента. При этом минимальные значения коэффициента стоячей волны по напряжению (КСВН) для линейного профиля могут быть получены только при резком увеличении сразу двух размеров:  $A$  и  $L$  (рис.1,б), что не удовлетворяет конструктивным требованиям.

На втором этапе было исследовано влияние магнито-диэлектрических свойств поглотителя на уровень отраженной мощности и были выбраны два материала, свойства которых указаны в табл.1. Анализ АЧХ проводился для трех частот на которых известны свойства поглотителя *Eccosorb MF-114* и для двух частот у поглотителя РАН-89, демонстрирующего более стабильные свойства в заданном диапазоне.

Таблица 1. Электрофизические свойства поглотителей

Поглотитель	<i>Eccosorb MF-114</i>			РАН-89		
	$f$ , ГГц	7	8,6	10	7	10
$\epsilon'$	9,85	9,8	9,7	7,7	7,6	
$\epsilon''$	0,59	0,59	0,49	0,2	0,17	
$\mu'$	1,5	1,3	1,1	1,65	1,41	
$\mu''$	0,38	0,43	0,44	0,61	0,61	

Наконец, на последнем этапе моделирования были найдены геометрические параметры ВСН:  $A = 40$  мм,  $L = 43$  мм, обеспечивающие значения КСВН  $< 1,2$  практически на всех частотах внутри диапазона 7,5...10 ГГц как для нагрузки с поглотителем *Eccosorb MF-114* (рис.2), так и с поглотителем РАН-89 (рис.3). На рис.3 также показано распределение электрического поля основной волны на частоте 8,55 ГГц.

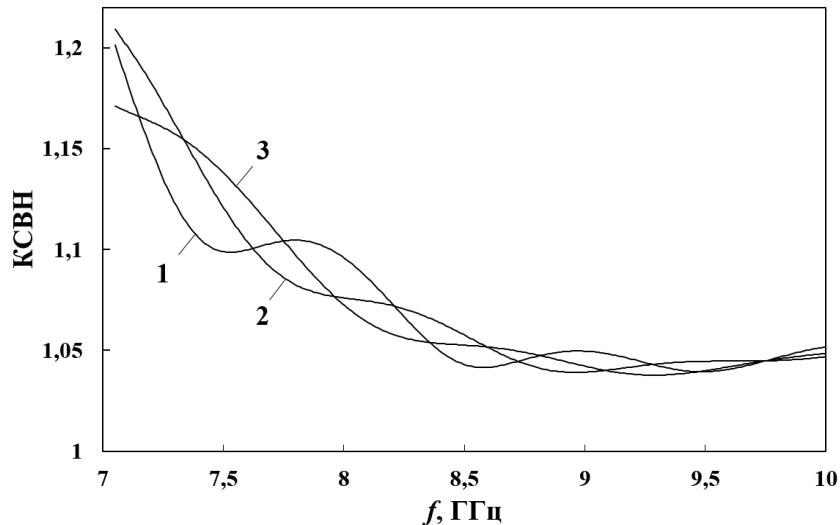


Рис.2. Коэффициент стоячей волны по напряжению нагрузки с поглотителем *Eccosorb* MF-114, свойства которого заданы для частоты 7,05 ГГц (1), 8,6 ГГц (2) и 10 ГГц (3)

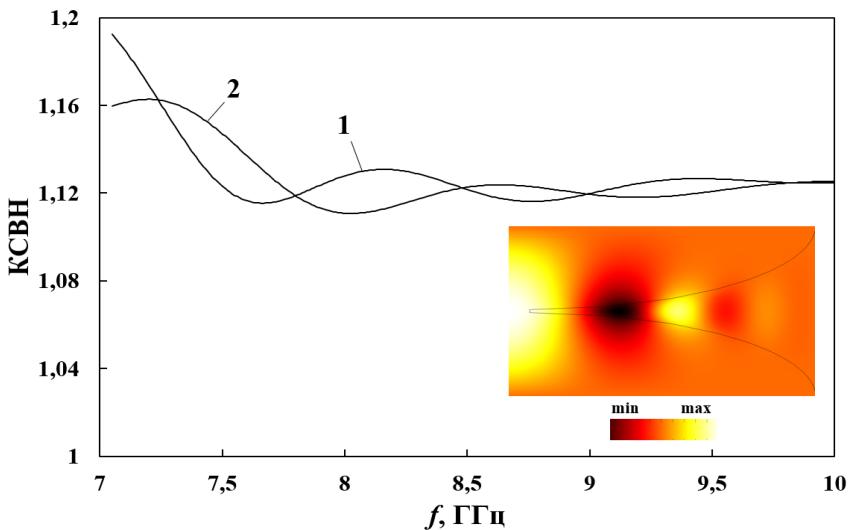


Рис.3. Коэффициент стоячей волны по напряжению нагрузки с поглотителем РАН-89, свойства которого заданы для частоты 7,05 ГГц (1) и 10 ГГц (2)

Как показали вычисления, удалось выполнить оба ограничения по размерам конструкции ВСН:  $a/L = 0,6628$  и  $d/a = 0,008877$  (рис.2) и  $0,01754$  (рис.3). При этом эксцентрикситет эллиптического профиля поглотителя составил:  $e = 0,93558$  (*Eccosorb*) и  $e = 0,93675$  (РАН-89).

## 5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе представлены результаты численного моделирования новой структуры согласованной нагрузки на волноводе с уменьшенной высотой боковой стенки и эллиптическим профилем поглощающего элемента. В ходе поиска приемлемого технического решения была предложена компактная конфигурация нагрузки, для поглощения ЭМ волн в которой могут быть использованы как

зарубежные (*Eccosorb*), так и импортозамещающие (ферро-эпоксид РАН-89) материалы. Рассмотренная модель ВСН обеспечивает КСВН < 1,2 во всем доминантном диапазоне базового волновода WR112.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Комаров В.В., Корчагин А.И., Мещанов В.П. Повышение электрической прочности коаксиально-волноводных переходов // Радиотехника и электроника, 2021, т.66, № 2, с. 141-144.
2. Комаров В.В., Шомин А.А. Численное моделирование и оптимизация волноводного ступенчатого перехода // Радиолокация, навигация и связь: сборник трудов 30-й Международной научно-технической конференции в 5-ти томах. Воронеж. РФ, 2024, т.4, с. 331-334.
3. Marah I., Ghiotto A., Pham J.-M. et al. AFSIW termination with full- and partial-height absorbing material loading // Proceedings of the 49<sup>th</sup> European Microwave Conference. Paris. France. 2019, p. 686-689.
4. Chen H., Che W., Li Q., et al. Substrate-integrated waveguide matching termination with microwave absorbing material // Electronics Letters, 2014, v.50, N 17, p. 1216-1218.
5. Семененко В.Н., Басков К.М., Акимов Д.И. и др. Широкополосные волноводные согласованные нагрузки на основе ферроэпоксида // Журнал радиоэлектроники [электронный журнал], 2019, № 7, 12 с.

## REFERENCES

1. Komarov V.V., Korchagin A.I., Meschanov V.P. Breakdown-strength enhancement of coaxial-to-waveguide adapters // Journal of Communication Technology and Electronics, 2021, v.66, N 2, p. 136-139.
2. Komarov V.V., Shomin A.A. Numerical modeling and optimization of waveguide stepped transition // Radiolocation, navigation and communication: Proceedings of the 30th International Conference. Voronezh. RF, 2024, v.4, p. 331-334 (in Russian).
3. Marah I., Ghiotto A., Pham J.-M. et al. AFSIW termination with full- and partial-height absorbing material loading // Proceedings of the 49<sup>th</sup> European Microwave Conference. Paris. France. 2019, p. 686-689.
4. Chen H., Che W., Li Q., et al. Substrate-integrated waveguide matching termination with microwave absorbing material // Electronics Letters, 2014, v.50, N 17, p. 1216-1218.
5. Semenenko V.N., Baskov K.M., Akimov D.I., et al. Wideband waveguide matched loads on a basis of ferro-epoxide // Journal of Radio Electronics, 2019, N 7, 12 p.

# ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ТРЕХМЕРНОЙ ЧАСТОТНО-СЕЛЕКТИВНОЙ ПОВЕРХНОСТИ

В.В. Комаров, В.А. Киркица

Саратовский государственный технический университет  
имени Гагарина Ю.А. (СГТУ имени Гагарина Ю.А.),  
Саратов, Российская Федерация

**Аннотация.** Рассмотрена численная модель частотно-селективной поверхности выполненной из металла с периодическими элементами грибовидной формы. Исследованы отражательные и рассеивающие свойства данной структуры в диапазоне частот 60...110 ГГц для разных углов падения электромагнитных волн. Определены размеры поверхности, обеспечивающие наибольшее затухание микроволнового излучения.

**Ключевые слова:** электромагнитное излучение, микроволновой диапазон, частотно-селективная поверхность, затухание.

## ELECTROMAGNETIC CHARACTERISTICS OF THREE-DIMENSIONAL FREQUENCY SELECTIVE SURFACE

V. V. Komarov, V. A. Kirkitsa

Yuri Gagarin State Technical University of Saratov  
(SSTU named by Gagarin Yu.A.), Saratov, Russian Federation

**Abstract.** A numerical model of a frequency-selective surface made of metal with mushroom-shaped periodic elements is considered. The reflective and dissipative properties of this structure are studied in the frequency range 60...110 GHz for different angles in incidence of electromagnetic waves. The surface dimensions that ensure maximum attenuation of microwave radiation are determined.

**Keywords:** electromagnetic radiation, microwave range, frequency selective surface, attenuation.

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Частотно-селективные поверхности (ЧСП) изготавливаемые по разным технологиям все более широко применяются в антенно-волноводной и измерительной технике микроволнового и терагерцевого диапазона. Они могут быть как полупрозрачными, так и отражательными и чаще всего предназначены либо для фильтрации, либо для поглощения электромагнитных (ЭМ) волн. Их топология может быть самой разнообразной и иногда достаточно сложной. Например, в [1] была исследована полупрозрачная ЧСП планарного типа на полимерной тонкой подложке, на которую методом фотолитографии нанесены сразу два совмещенных резистивных резонатора сложной формы. Это позволило получить полосу затухания 8 ГГц вблизи частоты 77 ГГц. Поляризационно-независимая планарная ЧСП отражательного типа, с керамической подложкой и металлическими периодическим элементами в виде простого симметричного креста была разработана в [2]. Она демонстрирует относительно высокие уровни затухания на частотах 590 ГГц и 820 ГГц и является простой в изготовлении.

Обе указанные ЧСП относятся к категории двумерных (2D) и для поглощения ЭМ волн в них требуются диэлектрические включения. Другие чисто металлические структуры, предназначенные для этих целей и имеющие более сложную конфигурацию,

относятся к категории трехмерных (3D). Некоторые разновидности таких ЧСП были рассмотрены в [3, 4]. Они представляют собой металлические штырьки с дополнительным элементом в виде «шляпки», формирующие токи, которые влияют на отражение и рассеяние ЭМ волн внутри такой структуры. Они получили название грибовидных. Форма периодических элементов подобных ЧСП может быть разной. Например, в [3] рассматривались две разновидности 3D ЧСП с цилиндрическими и прямоугольными включениями, а в [4] объектом исследования была выбрана ЧСП с верхними элементами в виде четырехзаходных прямоугольных спиралей Архимеда. При этом крестообразная форма периодических элементов пока остается малоизученной, поэтому в данной работе впервые проведен анализ амплитудно-частотных характеристик (АЧХ) грибовидной металлической ЧСП с конструкцией «шляпки» в форме простого симметричного креста.

## 2. ОПИСАНИЕ МОДЕЛИ ЧСП

Конфигурация исследуемой ЧСП в виде набора цилиндрических стержней диаметром  $d$  верхняя часть которых дополнена крестообразным элементом толщиной  $t$ , представлена на рис.1. Грибовидные элементы расположены эквидистантно на металлическом основании с периодом  $p_x$  и  $p_y$  вдоль координатных осей (рис.1,а). Вектор напряженности электрического поля, падающей под углом  $\varphi$  ЭМ волны направлен вдоль оси  $y$ , как показано на рис.1,б, но в общем случае может иметь произвольную ориентацию в плоскости  $xy$ . Для упрощения анализа в данной работе исследована ЧСП с  $p_x = p_y$ . Другие размеры ЧСП показаны на рис.2,а.

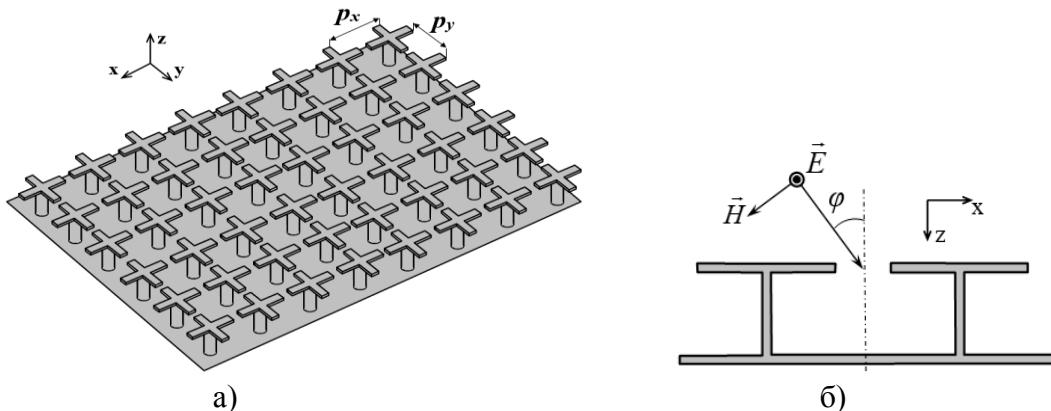


Рис. 1. Грибовидная 3D ЧСП (а) и ее геометрическая модель в плоскости  $xz$

С помощью метода конечных элементов (МКЭ), реализованном в пакете программ COMSOL V.5.4 была построена численная модель исследуемой ЧСП. Особенностью данной структуры является возможность, используя в плоскостях  $xz$  и  $yz$  периодические граничные условия Флоке, ограничиться рассмотрением локального участка ЧСП, как показано на рис.2,б. На всех металлических поверхностях были заданы условия Неймана и Дирихле, на входе – параметры падающей плоской ЭМ волны, включая угол падения и поляризацию. На некотором удалении от плоскости порта использовались условия рассеяния (*scattering boundary conditions*). Общее количество тетраэдрических элементов Уитни для дискретизации области определения (рис.2,б) не превышало  $4,8 \cdot 10^4$ .

При моделировании описанной электродинамической структуры, представляющей собой двухполюсник можно ограничиться двумя параметрами: коэффициентом отражения ( $S_{11}$ ) и поглощения ( $A$ ):

$$A = \sqrt{1 - |S_{11}|^2} \quad (1)$$

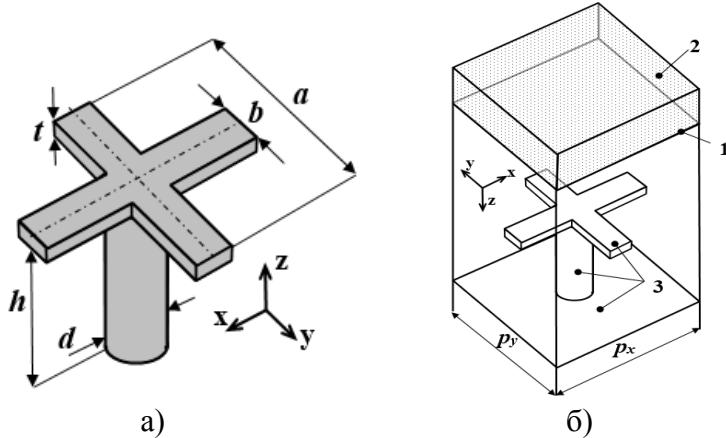


Рис.2. Размеры (а) и численная модель (б) базовой ячейки ЧСП: входной порт (1), рассеивающие граничные условия (2) и условия на металле (3)

### 3. АМПЛИТУДНО-ЧАСТОТНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ

В данной работе были проведены исследования АЧХ ЧСП, представленной на рис.1 с размерами  $600 \leq a$ , мкм  $\leq 1600$ ,  $30 \leq b$ , мкм  $\leq 200$ ,  $10 \leq t$ , мкм  $\leq 50$ ,  $100 \leq d$ , мкм  $\leq 300$ ,  $250 \leq h$ , мкм  $\leq 350$ , при фиксированной величине периода решетки:  $p_x = p_y = 1900$  мкм (рис.2,а).

Проведенные исследования показали существенное влияние всех размеров ЧСП на ее отражательные и рассеивающие свойства в разных частотных диапазонах. К примеру, выбор размера  $a = 600$  мкм приводит к формированию полосы частот  $95\dots105$  ГГц внутри которой значения  $S_{11} < 0,2$ ,  $A > 0,9$  при вариациях угла падения  $50^\circ\dots80^\circ$ .

В ходе анализа численных данных были найдены размеры:  $a = 1200$  мкм,  $b = 50$  мкм,  $t = 40$  мкм,  $d = 200$  мкм,  $h = 350$  мкм, для которых отмечаются наилучшие электродинамические показатели по затуханию ЭМ волн вблизи такой ЧСП.

На рис.3 и 4 приведены АЧХ исследуемой ЧСП с указанными размерами для двух диапазонов частот:  $60\dots90$  ГГц ( $E$ -диапазон) и  $75\dots110$  ГГц ( $W$ -диапазон) при углах падения  $40^\circ \leq \varphi^\circ \leq 80$ . Исследования, проведенные для углов падения  $0 \leq \varphi^\circ \leq 38$  на этих частотах показали достаточно высокий уровень отраженной мощности  $S_{11} > 0,8$  и слабое поглощение ЭМ энергии:  $A < 0,53$ .

При увеличении  $\varphi \geq 40^\circ$  наблюдается изменение поведения ЭМ волн вблизи поверхности ЧСП. В частности, минимальные отражения ( $S_{11} < 0,3$ ) и максимальное поглощение ( $A > 0,9$ ) достигается для  $\varphi = 50^\circ$  на частотах  $95\dots110$  ГГц, а при увеличении угла падения до  $80^\circ$  аналогичные электродинамические параметры могут быть получены в диапазоне  $65\dots75$  ГГц (рис.3,4).

При этом на частотах  $77\dots85$  ГГц в широком интервале вариаций  $40^\circ \leq \varphi^\circ \leq 70$  имеют место низкие значения затухания и высокий уровень отраженной мощности по сравнению с другими диапазонами.

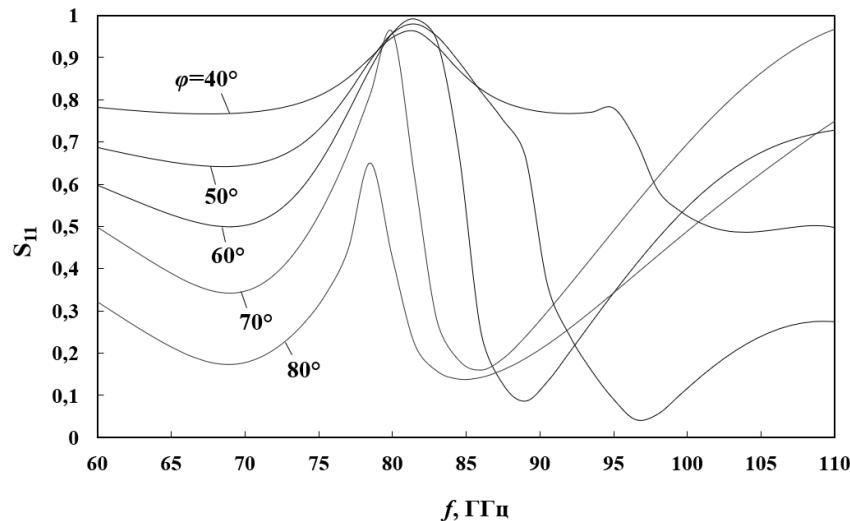


Рис.3. Коэффициент отражения грибовидной ЧСП

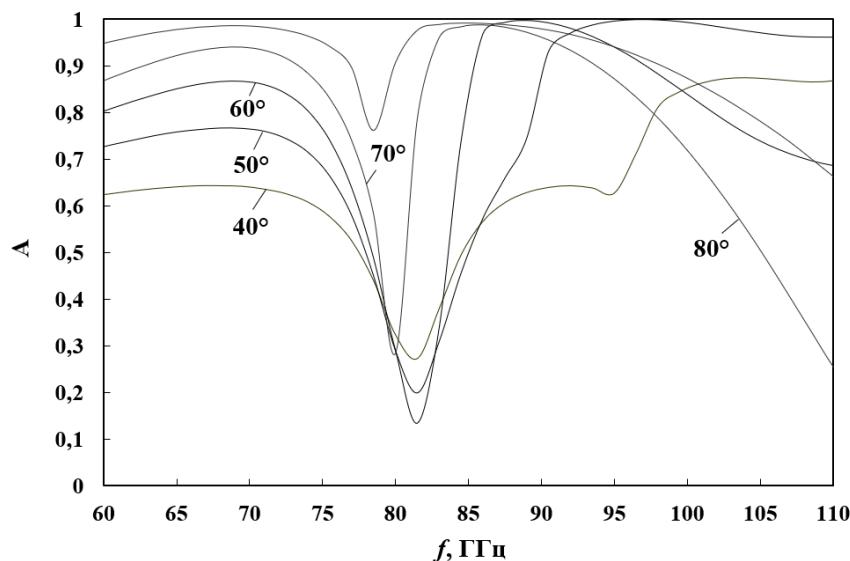


Рис.4. Коэффициент поглощения грибовидной ЧСП

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Численным методом исследованы АЧХ 3Д ЧСП с грибовидными металлическими элементами. Установлено, что размеры крестообразного верхнего элемента оказывают существенное влияние на ширину полосы поглощения для всех значений угла падения излучения. Диаметр металлического штырька  $d$  и его высота  $h$  могут резко влиять на величину коэффициента поглощения: при увеличении  $d$  параметр  $A$  снижается. Уменьшение толщины «шляпки»  $t$  приводит к росту затухания при углах падения менее  $60^\circ$ . В ходе проведенных исследований определены размеры и частотные диапазоны, для которых достигается наибольшее затухание ЭМ волн с произвольной поляризацией.

Полученные данные могут быть использованы для создания широкополосных металлических радиопоглотителей высокой степени надежности.

## **ЛИТЕРАТУРА**

1. Singh P.K., Ameri S.K., Chao L. et al. Broadband millimeter wave metamaterial absorber based on embedding of dual resonators // Progress in Electromagnetic Research, 2013, V.142, - P. 625-638.
2. Kong H., Li G., Ma G., et al. Polarization-independent metamaterial absorber for terahertz frequency // Journal of Infrared, Millimeter and Terahertz Waves, 2012, V.33. – P. 649-656.
3. Ogawa S., Fujisawa D., Kimata M. Theoretical investigation of all-metal-based mushroom plasmonic metamaterial absorber at infrared wavelengths // Optical Engineering, 2015, V.54, N 12. - P. 127104.
4. Кухаренко А.С., Елизаров А.А. Методы расширения полосы заграждения сверхвысокочастотных устройств на основе планарных модифицированных грибовидных структур метаматериалов // Радиотехника и электроника, 2016, Т.61, N 2. - С. 192-198.

## **REFERENCES**

1. Singh P.K., Ameri S.K., Chao L. et al. Broadband millimeter wave metamaterial absorber based on embedding of dual resonators // Progress in Electromagnetic Research, 2013, V.142, - P. 625-638.
2. Kong H., Li G., Ma G., et al. Polarization-independent metamaterial absorber for terahertz frequency // Journal of Infrared, Millimeter and Terahertz Waves, 2012, V.33. – P. 649-656.
3. Ogawa S., Fujisawa D., Kimata M. Theoretical investigation of all-metal-based mushroom plasmonic metamaterial absorber at infrared wavelengths // Optical Engineering, 2015, V.54, N 12. - P. 127104.
4. Kukharenko A.S., Elizarov A.A. Methods for extension of the rejection band of microwave devices on the basis of planar modified mushroom-shaped metamaterial structures // Радиотехника и электроника, 2016, V.61, N 2. - P. 204-210.

# МЕТОДЫ И ТЕХНОЛОГИИ УЛУЧШЕНИЯ НАПРАВЛЕННЫХ СВОЙСТВ АНТЕННЫХ СИСТЕМ

В. В. Харченко<sup>1</sup>, С. В. Рудый<sup>1</sup>, А. Э. Вартазарова<sup>1</sup>, Е. А. Горбунов<sup>1</sup>, Д. И. Серебренко<sup>1</sup>,

<sup>1</sup>военный учебно-научный центр военно-воздушных сил «Военно-воздушная академия им. профессора Н.Е. Жуковского и Ю.А. Гагарина» (ВУНЦ ВВС «ВВА»), Воронеж, Россия

**Аннотация.** В статье подробно рассматриваются методы и технологии, применяемые для повышения направленных свойств антенных систем. Описаны основные подходы.

**Ключевые слова:** антенны системы, направленные свойства антенн, технологии улучшения антенн, адаптивные антенны, цифровая обработка сигналов, метаматериалы, фазированные антенные решетки.

## METHODS AND TECHNOLOGIES FOR IMPROVING THE DIRECTIONAL PROPERTIES OF ANTENNA SYSTEMS

V. V. Kharchenko<sup>1</sup>, S. V. Rudy<sup>1</sup>, A. E. Vartazarova<sup>1</sup>, E. A. Gorbunov<sup>1</sup>, D. I. Serebrenko<sup>1</sup>,

<sup>1</sup>Military educational and scientific center of the air force "Air force academy named after professor N.E. Zhukovsky and Yu.A. Gagarin" (VUNC VVS "VVA"), Voronezh, Russia

**Abstract.** The article considers in detail the methods and technologies used to improve the directional properties of antenna systems. The main approaches are described.

**Keywords:** antenna systems, directional properties of antennas, antenna improvement technologies, adaptive antennas, digital signal processing, metamaterials, phased antenna arrays.

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Антенные системы играют ключевую роль в современных телекоммуникационных технологиях. Одной из важнейших характеристик любой антенны является её направленность, определяющая способность концентрировать энергию в заданном направлении. Повышение направленных свойств антенн необходимо для увеличения эффективности передачи и приёма сигнала, снижения уровня помех, а также оптимизации использования частотного спектра.

Основные параметры направленности

Для начала рассмотрим ключевые параметры, характеризующие направленные свойства антенн:

1. Диаграмма направленности (ДН): описывает распределение излучаемой энергии в пространстве.

2. Уровень боковых лепестков (SLL): чем он ниже, тем меньше паразитных излучений вне основного направления.

3. Коэффициент направленного действия (КНД): измеряет, насколько эффективно антenna концентрирует энергию в основном направлении.

4. Ширина главного лепестка: характеризует область, в которой концентрируется основная энергия.

Преимущества улучшения направленных свойств

- Увеличение дальности связи.

- Снижение помех и уровня паразитных сигналов.
  - Оптимизация использования частотного спектра.
  - Повышение энергоэффективности антенных систем.
- Методы улучшения направленных свойств.

## 2. ФАЗИРОВАННЫЕ АНТЕННЫЕ РЕШЕТКИ (ФАР)

Пожалуй, одной из самых выдающихся характеристик фазированных антенных решеток является их способность управлять направленным лучом. Как это достигается? Всё дело в изменении фазового сдвига! Такой подход позволяет антенне гибко и динамично менять направление без необходимости прибегать к механическим манипуляциям. Это делает ФАР незаменимыми в радиолокации, где точность критически важна, а также в новейших системах 5G и в военной связи [1].

Но идеальны ли они? Конечно, нет. Высокотехнологичная электроника, заложенная в основу ФАР, имеет свою цену, причём немалую. Кроме того, управление этим совершенством требует значительных энергетических затрат, что ограничивает их повсеместное применение. Формула фазового сдвига(1):

$$\phi_n = -\frac{2\pi}{\lambda} \times d \times \sin(\theta), \quad (1)$$

где  $\phi_n$ : фазовый сдвиг на  $n$  – м элементе ,  $\lambda$ : длина волны ,  
 $d$ : расстояние между элементами решетки,  $\theta$ : угол направления луча

## 3. ПРИМЕНЕНИЕ МЕТАМАТЕРИАЛОВ

Что, если антенна может быть компактной и при этом не терять в эффективности? Метаматериалы, благодаря уникальным свойствам, позволяют значительно улучшить направленность сигнала, изменяя параметры проницаемости и проводимости. Их использование простирается от спутниковой связи до медицинских устройств и даже компактных радиомодулей [2].

Формула коэффициента усиления(2):

$$G = \eta \times \frac{4\pi}{\theta_e \times \phi_e}, \quad (2)$$

где  $G$ : коэффициент усиления,  $\eta$ : эффективность антенны ,  
 $\theta_e, \phi_e$ : ширина диаграммы направленности

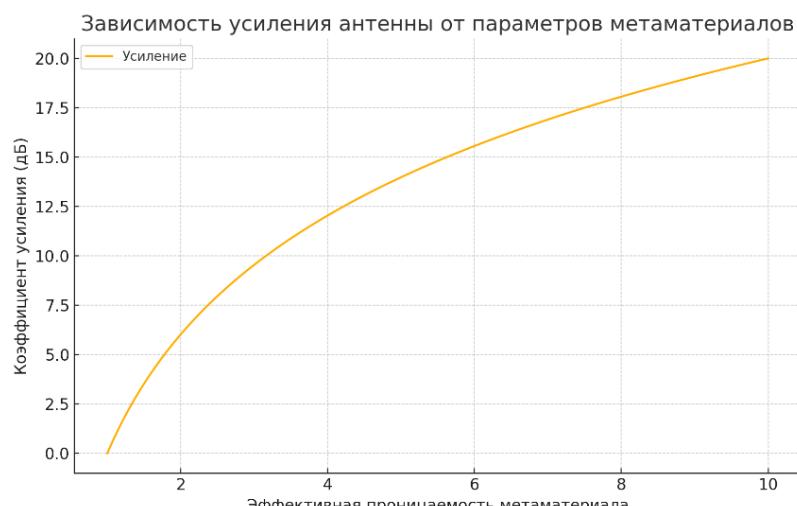


Рис. 1 График зависимости усиления от параметров метаматериалов:  
Х- параметр эффективной проницаемости метаматериала ( $\epsilon$ )

Y- коэффициент усиления антенны (G)

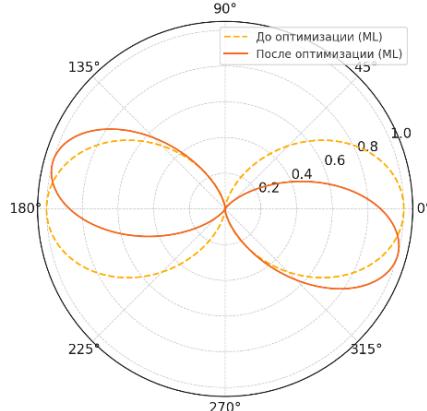
#### 4. АЛГОРИТМЫ МАШИННОГО ОБУЧЕНИЯ (ML)

Системы на базе машинного обучения анализируют окружающую среду и автоматически оптимизируют параметры антенн для повышения их направленных характеристик [3].

Пример применения: Диаграммы направленности до и после оптимизации:

Описание: Диаграмма рабочего процесса: входные данные (параметры окружающей среды), алгоритм машинного обучения, оптимальные параметры антennы.

Диаграммы направленности до и после применения машинного обучения



#### 5. АДАПТИВНЫЕ АНТЕННЫЕ МАССИВЫ

Адаптивные антенные массивы — эффективно подавляют помехи. Они формируют «нули» диаграммы направленности именно в сторону источников помех, что делает их крайне эффективными в многолучевой среде. Использование таких массивов особенно актуально в авиации, радиолокации и системах связи нового поколения [4].

Однако сложность алгоритмов управления и ограниченная эффективность при быстрых изменениях окружающей среды остаются серьёзными препятствиями. Основные особенности: построение диаграммы направленности в реальном времени, автоматическое подавление помех, оптимизация передачи и приёма в условиях изменяющейся среды.

Таблица 1. Сравнительный анализ методов

Метод	Применимость	Преимущества	Ограничения	Возможности интеграции
ФАР	Радиолокация, 5G	Высокая точность, гибкость управления	Высокая стоимость, энергопотребление	Возможна интеграция с ML, для адаптивности
Метаматериалы	Спутники, IoT	Компактность, улучшенная направленность	Сложность производства	Использование с ФАР для повышения эффективности
Машинное обучение	IoT, динамические сети	Автоматическая оптимизация в реальном времени	Требуются большие ресурсы	Интеграция с любыми системами для управления
Адаптивные массивы	Радиолокация, GPS	Эффективное подавление помех	Сложность управления	Улучшение с ML для точности подавления помех

## **6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ**

Таким образом, повышение направленных свойств антенных систем является важной задачей, находящейся на пересечении инженерии, физики и цифровых технологий. Оптимизация конструкции, применение адаптивных алгоритмов, использование метаматериалов и других современных технологий позволяет достигать значительного прогресса в эффективности работы антенных систем.

В будущем можно ожидать дальнейшего развития в этой области, что откроет новые возможности для телекоммуникаций, навигации и других сфер.

## **ЛИТЕРАТУРА**

1. Зотов, А. Б., Григорьев, В. А. Оптимизация характеристик фазированных антенных решёток для радиолокации. Радиотехника, 2021. – №4. – С. 45–52.
2. Владимиров, Е. А. Метаматериалы и их применение в антенах нового поколения. Электромагнитные волны и радиоэлектроника, 2020. – №6. – С. 25–32.
3. Козлов, И. А., Григорьев, П. Н. Применение методов машинного обучения для адаптивной настройки антенн. Радиофизика, 2022. – №3. – С. 112–118.
4. Сидоров, М. В., Петров, А. С. Алгоритмы подавления помех в адаптивных антенах. Журнал радиотехники, 2021. – №7. – С. 78–85.

## **REFERENCES**

1. Zotov, A. B., Grigoriev, V. A. Optimization of the characteristics of phased antenna arrays for radar. Radio Engineering, 2021. - No. 4. - P. 45-52.
2. Vladimirov, E. A. Metamaterials and their application in new generation antennas. Electromagnetic Waves and Radio Electronics, 2020. - No. 6. - P. 25-32.
3. Kozlov, I. A., Grigoriev, P. N. Application of machine learning methods for adaptive antenna tuning. Radio Physics, 2022. - No. 3. - P. 112-118.
4. Sidorov, M. V., Petrov, A. S. Interference Suppression Algorithms in Adaptive Antennas. Journal of Radio Engineering, 2021. - No. 7. – P. 78–85.

# **МЕТОД КОМПЕНСАЦИИ АКТИВНОЙ ШУМОВОЙ ПОМЕХИ ЦИФРОВОЙ АНТЕННОЙ РЕШЕТКОЙ**

В. Г. Денисенко<sup>1</sup>, А. В. Литвинов<sup>1</sup>, С. Е. Мищенко<sup>1</sup>, В. В. Шацкий<sup>1</sup>, Н. С. Скворцова<sup>1</sup>

<sup>1</sup> ФГУП «Ростовский научно-исследовательский институт радиосвязи» (РНИИРС),  
Ростов-на-Дону, Россия

**Аннотация.** Предложен метод подавления активных шумовых помех с сохранением ориентации главного максимума диаграммы направленности антенной решетки компенсатора помех. Проведен сравнительный анализ методов формирования диаграммы направленности, при использовании которых обеспечивается стабилизация положения главного луча в условиях отстройки от активной шумовой помехи в системах с адаптивными антенными решетками и с компенсаторами помех. Проведены численные исследования, подтверждающие работоспособность предложенного метода.

**Ключевые слова:** антенная решетка, активная шумовая помеха, подавление помех.,

## **METHOD OF COMPENSATION OF ACTIVE NOISE INTERFERENCE WITH A DIGITAL ANTENNA ARRAY**

V. G. Denisenko<sup>1</sup>, A.V. Litvinov<sup>1</sup>, S. E. Mishchenko<sup>1</sup>, V. V. Shatsky<sup>1</sup>, N. S. Skvortsova<sup>1</sup>

<sup>1</sup>FSUE “Rostov Research Institute of Radio Communications”,  
Rostov-on-Don, Russia

**Abstract.** A method is proposed for suppressing active noise interference while maintaining the orientation of the main maximum of the radiation pattern of the interference compensator antenna array. A comparative analysis of radiation pattern formation methods has been carried out, which provide stabilization of the position of the main beam in conditions of detuning from active noise interference in systems with adaptive antenna arrays and interference compensators. Numerical studies have been carried out confirming the operability of the proposed method.

**Keywords:** antenna array, active noise interference, interference suppression.

### **1. ВВЕДЕНИЕ**

Любая радиосистема чувствительна к воздействию помех естественного и искусственного происхождения. Наиболее эффективный путь ослабления влияния помех состоит в формировании глубоких провалов в диаграмме направленности (ДН). Еще в 1942 году академиком Н. Д. Папалекси был предложен метод амплитудной компенсации помех [1]. Для его реализации необходимо использовать две антенны: основного и компенсационного каналов. Антenna основного канала является остронаправленной, а антenna компенсационного канала должна быть слабонаправленной и содержать нуль диаграммы направленности (ДН) в направлении максимума луча антены основного канала. При приеме сигналов вычисляют коэффициент корреляции между сигналами основного и компенсационного канала. Вычитание сигнала компенсационного канала из сигнала основного канала с коэффициентом пропорциональности, равным коэффициенту корреляции, обеспечивает формирование нуля результирующей ДН двух антенн. Аналогичные технические решения для подавления активных шумовых помех (АШП) разработаны и для

современных цифровых антенных решеток (АР) [2]. Для подавления нескольких помех в составе антенны могут использоваться несколько слабонаправленных компенсационных антенн. Формирование результирующей ДН с нулями путем вычитания из остронаправленной ДН одной или нескольких слабонаправленных ДН приводит к искажению формы главного луча или его смещению относительно заданного направления. К таким искажениям особенно чувствительны радары при определении направления на цель. В работах [3, 4] были предложены способы формирования нулей ДН АР моноимпульсных радаров. При этом для формирования суммарной ДН в каждом луче моноимпульсной группы используют три остронаправленные ДН, максимумы двух из которых расположены симметрично относительно третьего луча, соответствующего лучу моноимпульсной группы. Взвешенная сумма трех лучей обеспечивает сохранение ориентации луча моноимпульсной группы. При формировании ДН в виде суммы трех лучей происходит расширение каждого из лучей моноимпульсной группы, однако, наибольшая проблема данного подхода состоит в том, что для его реализации необходимо знать направление на источник помехи. Эта проблема решается в адаптивных АР [5–7], а в работах [8–10] решается задача формирования симметричных нулей в ДН адаптивной АР. Использование адаптивных АР на практике ограничивается тем, что для получения оптимальных решений необходимо решать задачу формирования и обращения ковариационной матрицы помех, что требует больших вычислительных затрат. В связи с этим разработка методов для подавления АШП остается актуальной и при реализации современных цифровых АР.

Цель работы состоит в компенсации уходов главного максимума ДН АР при подавлении АШП.

Решаемые задачи.

1 Разработка метода подавления АШП с компенсацией уходов главного максимума ДН.

2 Оценка работоспособности предложенного метода.

## 2. РАЗРАБОТКА МЕТОДА ПОДАВЛЕНИЯ АШП

Рассмотрим  $M$  –элементную цифровую антенну решетку (ЦАР), у которой в качестве компенсационных антенн используются антенные элементы этой же АР.

Каждый приемный канал ЦАР содержит последовательно связанные: антенный элемент, приемник (приемник может содержать малошумящий усилитель, преобразователь частоты) и аналого-цифровой преобразователь (АЦП). Электромагнитное поле от каждого источника, расположенного в дальней зоне, формирует падающую плоскую волну. Эти волны складываются в пространстве, а в тракте приема к ним добавляется внутренний шум приемника.

Пусть имеется вектор комплексных весовых коэффициентов (КВК)

$$\mathbf{A}_o = \left( A_{om} = \exp(-ik\mathbf{q}_m^T \mathbf{p}_0) \right) m = 1, 2, \dots, M \quad (1)$$

с элементами  $A_{om}$ , обеспечивающий формирование ДН ЦАР в заданном направлении сканирования, указываемом вектором направляющих косинусов  $\mathbf{p}_0$ ;  $\mathbf{q}_m$  – вектор, определяющий положение фазового центра  $m$ -го антенного элемента АР;  $T$  – символ транспонирования;  $k = 2\pi/\lambda$  – волновое число (коэффициент фазы).

Пусть источник АШП расположен в направлении, соответствующем вектору направляющих косинусов  $\mathbf{p}_1$ . Для ослабления влияния помехи на работу системы необходимо так преобразовать исходный вектор КВК, чтобы в направлении на источник помехи формировался нуль ДН, а в направлении  $\mathbf{p}_0$  – сохранено положение максимума

результатирующей ДН компенсатора помех. Чтобы обеспечить ориентацию максимума ДН ЦАР в направлении на источник АШП, необходимо использовать вектор КВК

$$\mathbf{A}_1 = \left( A_{1m} = a_m \exp(-ik\mathbf{q}_m^T \mathbf{p}_1) \mid m = 1, 2, \dots, M \right), \quad (2)$$

где  $A_{1m}$  –  $m$ -й элемент вектора  $\mathbf{A}_1$ ;  $a_m$  – амплитуда  $m$ -го весового коэффициента.

Вектор  $\mathbf{A}_1$  можно реализовать с различным набором амплитуд  $a_m$ . Чтобы расширить область подавления помех, достаточно оставить ненулевыми два весовых коэффициента. Аналогично, если область действия помехи известна точно, то все коэффициенты  $a_m$  можно задать равными единице.

Искомый вектор КВК может быть найден по формуле

$$\mathbf{A} = \mathbf{A}_0 - \mathbf{A}_1 R_{01}, \quad (3)$$

где

$$R_{01} = (\sum_{n=1}^N S_{01n} S_{1n}^*) (\sum_{n=1}^N S_{1n} S_{1n}^*)^{-1} \quad (4)$$

– коэффициент передачи цифрового автокомпенсатора помех, определяемый в отсутствие сигнальной составляющей;

$$S_{01n} = \sum_{m=1}^M A_{Om} (s_{1m,n} + h_{m,n}) \quad (5)$$

– комплексные отсчеты сигнала основного канала при отсутствии сигнальной составляющей в условиях воздействия источника АШП с направления  $\mathbf{p}_1$  при наличии внутренних шумов каналов, определяемых отсчетами  $\eta_{m,n}$ ;

$$S_{1n} = \sum_{m=1}^M A_{1m} (s_{1m,n} + \eta_{m,n}); \quad (6)$$

– комплексные отсчеты сигнала компенсационного канала при отсутствии сигнальной составляющей в условиях воздействия источника АШП с направления  $\mathbf{p}_1$ ;  $s_{1m,n}$  – комплексные отсчеты, обусловленные наличием источника АШП на выходе  $m$ -го АЦП приемника ЦАР в  $n$ -й момент времени.

В процессе обработки сигналов уже при наличии сигнальной составляющей на выходе антенны основного канала имеем сигналы основного и компенсационного каналов, определяемые выражениями:

$$S_{OSn} = \sum_{m=1}^M A_{Om} (s_{Om,n} + s_{1m,n} + h_{m,n}); \quad (7)$$

$$S_{1Sn} = \sum_{m=1}^M A_{1m} (s_{Om,n} + s_{1m,n} + h_{m,n}). \quad (8)$$

Поскольку коэффициент взаимной корреляции  $R_{01}$  известен, то выходной сигнал на выходе цифрового автокомпенсатора имеет вид

$$S_n = S_{OSn} - S_{1Sn} R_{01}. \quad (9)$$

Очевидно, что рассмотренный способ подавления АШП может привести к искажению положения и формы результирующей ДН ЦАР.

Смещения главного максимума ДН компенсатора помех при подавлении АШП можно избежать при подавлении не одного, а двух идентичных по мощности источников помех, расположенных зеркально относительно направления главного максимума ДН. В этом случае направление воздействия второго источника помех будет определять единичный вектор направляющих косинусов  $\mathbf{p}_2 = 2\mathbf{p}_0 - \mathbf{p}_1$ . Для фазирования АР в данном направлении следует использовать вектор КВК

$$\mathbf{A}_2 = \left( A_{2m} = \exp(-ik\mathbf{q}_m^T \mathbf{p}_2) = A_{Om}^2 A_{1m}^* \mid m = 1, 2, \dots, M \right) \quad (10)$$

с элементами  $A_{2m}$ .

Поскольку ситуация с воздействием двух симметрично расположенных источников помех встречается редко, преобразуем составляющую АШП таким образом,

чтобы создать условия для формирования двух симметрично расположенных нулей ДН относительно направления максимума ДН антенны основного канала. Это достигается, если сформировать фиктивный сигнал второго источника АШП в соответствии с выражением

$$S_{2m,n} = \left( S_{1m,n} + h_{m,n} \right)^* A_{Om}^2. \quad (11)$$

Отметим, что в выражение (11) дополнительно включена составляющая внутреннего шума, поскольку на выходе АЦП эта составляющая не может рассматриваться отдельно от составляющей АШП.

Так как сигналы  $S_{1m,n}$  и  $S_{2m,n}$  слабо коррелированы, но идентичны по мощности, то для компенсации двух сигналов достаточно рассчитать один коэффициент взаимной корреляции:

$$R_{O12} = \frac{\sum_{n=1}^M S_{O12n} S_{12n}^*}{\sum_{n=1}^M S_{12n} S_{12n}^*} (\sum_{n=1}^M S_{12n} S_{12n}^*)^{-1}; \quad (12)$$

$$S_{O12n} = \mathbf{e} \sum_{m=1}^M A_{Om} (s_{1m,n} + s_{2m,n} + h_{m,n}) \quad (13)$$

$$\begin{aligned} S_{12n} &= S_{1n} + S_{2n} = \\ &= \mathbf{e} \sum_{m=1}^M A_{1m} (s_{1m,n} + s_{2m,n} + h_{m,n}) + \mathbf{e} \sum_{m=1}^M A_{2m} (s_{1m,n} + s_{2m,n} + h_{m,n}) \end{aligned} \quad (14)$$

Отсюда следует, что для компенсации АШП при наличии составляющей сигнала требуется выполнить преобразование комплексных цифровых отсчетов

$$S_n = S_{O\Sigma n} - S_{12\Sigma n} R_{O12}, \quad (15)$$

где

$$S_{O\Sigma n} = \sum_{m=1}^M A_{Om} (s_{Om,n} + s_{1m,n} + s_{2m,n} + \eta_{m,n} 0); \quad (16)$$

$$S_{12\Sigma n} = \sum_{m=1}^M A_{1m} (s_{Om,n} + s_{1m,n} + s_{2m,n} + \eta_{m,n} 0)$$

$$\begin{aligned} &+ \sum_{m=1}^M A_{2m} (s_{Om,n} + s_{1m,n} + s_{2m,n} + \eta_{m,n} 0) \\ &= \sum_{m=1}^M (A_{1m} + A_{2m}) (s_{Om,n} + s_{1m,n} + s_{2m,n} + \eta_{m,n} 0) \end{aligned} \quad (17)$$

С учетом (11), (15-17) получим окончательное выражение для формирования вектора КВК, обеспечивающего подавление АШП и сохранение положения главного максимума ДН в виде

$$\mathbf{A} = \mathbf{A}_O - (\mathbf{A}_1 + \mathbf{A}_2) R_{O12}. \quad (18)$$

Таким образом, предлагаемый метод подавления АШП отличается от известного вычислением двух дополнительных векторов КВК для подавления АШП, а также операцией расчета сигналов, используемых для расчета коэффициента корреляции по формуле (12).

### 3. ОЦЕНКА РАБОТОСПОСОБНОСТИ МЕТОДА

В качестве примера рассмотрим плоскую ЦАР, состоящую из  $M = 16 \times 16$  антенных элементов, размещенных в узлах прямоугольной сетки с шагом  $d = 0.5\lambda$ . При этом вектор фазового центра  $m$ -го элемента ЦАР ( $m = 1, 2, \dots, M$ ) можно определить в виде  $\mathbf{q}_m = (x_m, y_m)$ . Здесь  $x_{m_x+M_x(m_y-1)} = d(m_x - 0.5(M_x - 1))$ ;  $y_{m_x+M_x(m_y-1)} = d(m_y - 0.5(M_y - 1))$ ;  $m_x = 1, 2, \dots, M_x$ ;  $m_y = 1, 2, \dots, M_y$ .

Определим следующие векторы направляющих косинусов  $\mathbf{p}_0 = (0.2416, 0.0928)$ ;  $\mathbf{p}_1 = (0.0531, 0.0204)$ . Модель сигнала АШП задана с использованием функции

$$s_{lm,n} = a \exp(iy) \exp(ik\mathbf{q}_m^T \mathbf{p}_l) r_n, \quad (19)$$

где  $a, \psi$  – амплитуда и фаза сигнала помехи,  $r_n$  – комплексное число, полученное при помощи датчика случайных чисел, распределенных равномерно в области от -1 до 1.

В качестве модели сигнала был использован гармонический сигнал

$$s_{Om,n} = \exp(ik\mathbf{q}_m^T \mathbf{p}_l) \cos(2pt_n / T). \quad (20)$$

При моделировании амплитуда помехи превышала амплитуду сигнала в 10 раз.

Действительная и мнимая части комплексных отсчетов внутреннего шума генерировались при помощи датчика случайных чисел, распределенных по нормальному закону с нулевым математическим ожиданием и среднеквадратическим отклонением, равным 0.01.

После расчета коэффициента взаимной корреляции получен вектор КВК, соответствующий цифровому автокомпенсатору помех с подавлением одной АШП, сформированы ДН и комплексные отсчеты сигнала на выходе ЦАР с цифровым автокомпенсатором помех.

На рис. 1 приведены сечения объемной ДН ЦАР, проходящие через направление максимума ДН и направление на источник помехи, заданное вектором  $\mathbf{p}_1 = (0.0531, 0.0204, 0.9984)$ . Штриховая кривая соответствует ДН основного канала, сплошная кривая – ДН компенсатора помех при расчете вектора КВК по формуле (3). Приведенные на рис. 1 результаты демонстрируют, что формируемая ДН компенсатора помех отличается от исходной ДН ЦАР: в направлении на источник помехи снижается уровень бокового лепестка. Кроме того, заметно некоторое искажение главного луча после подавления АШП. В этом случае уход максимума ДН составил 0.05 град.

На рис. 2 приведены результаты, аналогичные рис. 1, при  $\mathbf{p}_1 = (0.1460, 0.0561)$ . Обозначения на рис. 2 аналогичны обозначениям на рис. 2. В этом случае АШП наблюдается в области главного луча ДН. В связи с этим при подавлении помехи происходит смещение луча на 0.57 град.

Результаты, полученные при реализации предлагаемого метода, приведены на рис. 3 и рис. 4. Обозначения на данных рисунках аналогичны введенным ранее на рис. 1, рис. 2. Как видно из приведенных результатов, реализация предлагаемого метода позволяет избежать уходов главного луча ДН и подавить источник АШП.

На рис. 5 представлен фрагмент синфазной составляющей сигнала на выходе ЦАР после компенсации АШП двумя разными методами и смесь сигнала и помехи без подавления АШП. Сплошная кривая соответствует предлагаемому методу, штриховая составляющая – реализации метода подавления АШП с уходом луча. Штрих-пунктирная кривая – исходный сигнал ЦАР без подавления АШП, амплитуда которого уменьшена в 100 раз.

Из рис. 5 видно, что методы подавления АШП обеспечили выделение гармонической составляющей сигнала. Отличия между ними проявляются в том, что предлагаемый метод при формировании сопряженного сигнала включает и составляющую внутреннего шума из исходного сигнала. Эта составляющая приводит к тому, что выходной сигнал ЦАР с АШП по предлагаемому методу (сплошная кривая на рис. 5) чуть более изрезанный, чем штриховая кривая, соответствующая обычному подавлению АШП.

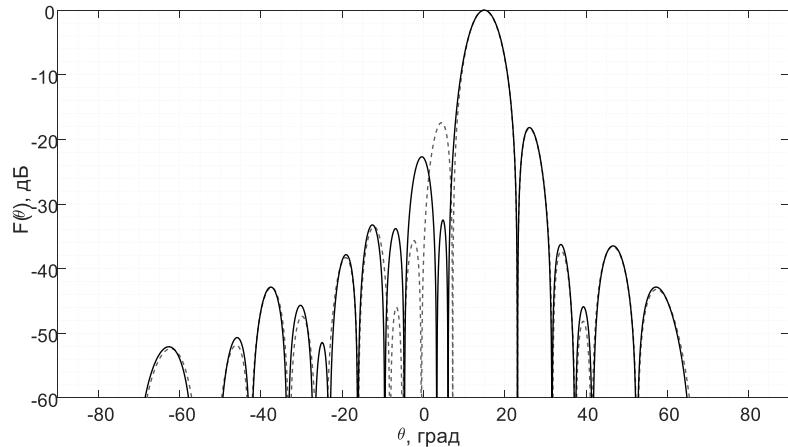


Рис. 1. Исходная ДН АР (штриховая кривая) и ДН после подавления АШП в первом боковом лепестке известным методом (сплошная кривая)

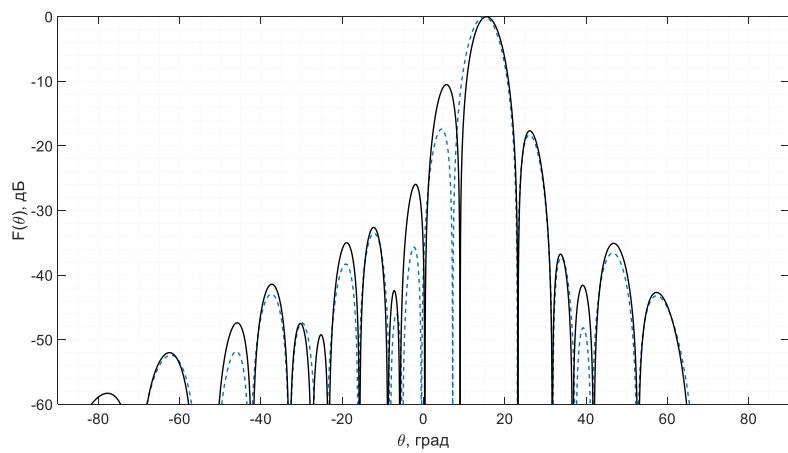


Рис. 2. Исходная ДН АР (штриховая кривая) и ДН после подавления АШП в главном луче известным методом (сплошная кривая)

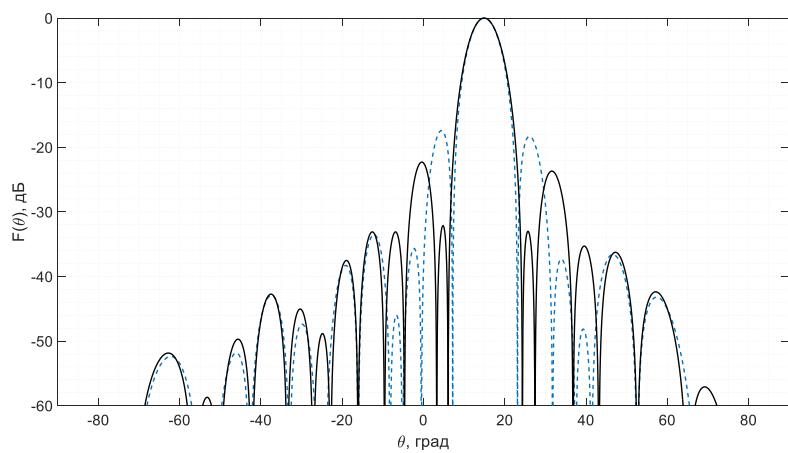


Рис. 3. Исходная ДН АР (штриховая кривая) и ДН после подавления АШП в первом боковом лепестке предлагаемым методом (сплошная кривая)

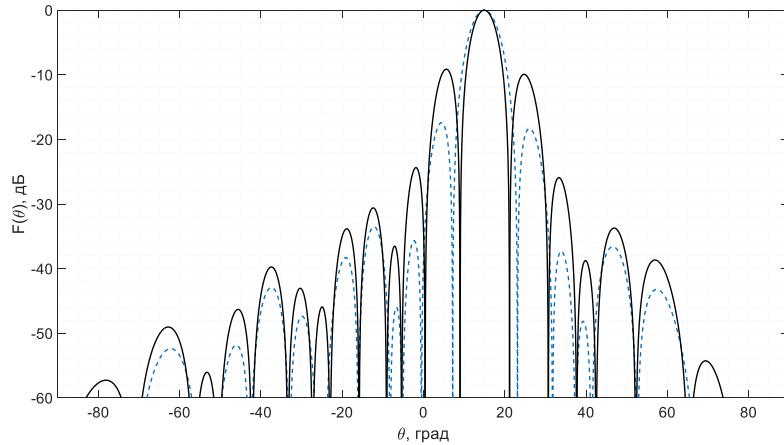


Рис. 4. Исходная ДН АР (штриховая кривая) и ДН после подавления АШП в главном луче предлагаемым методом (сплошная кривая)

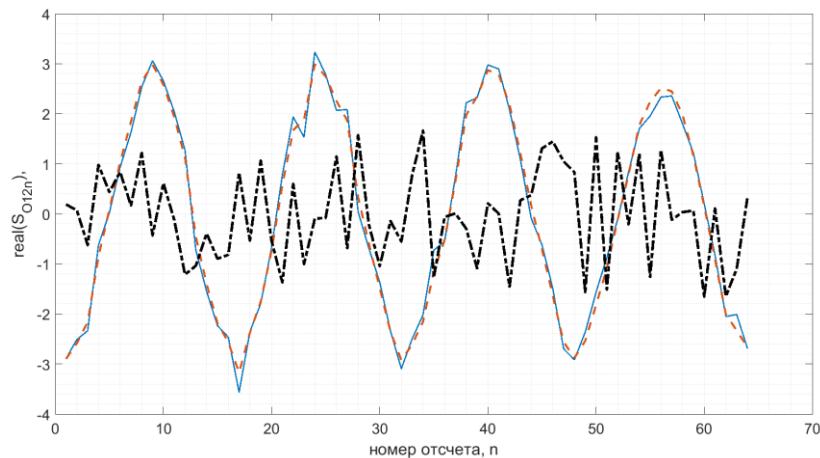


Рис. 5. Фрагмент сигнальной составляющей сигнала: штриховая кривая – известный метод, сплошная кривая – предлагаемый метод, штрих-пунктирная кривая исходный сигнал с АШП, уменьшенный по амплитуде.

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1 Предлагаемый метод подавления АШП отличается от известного вычислением двух дополнительных векторов КВК для подавления АШП, а также операцией расчета сигналов, используемых для расчета коэффициента корреляции по формуле (12).

2 Проведенные численные исследования подтвердили работоспособность предложенного метода подавления АШП. Для рассмотренных примеров удалось компенсировать смещение максимума ДН на 0.05 град при попадании помехи в область боковых лепестков и на 0.57 град – при попадании помехи в область главного луча АР.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Защита от радиопомех / Под ред. М.В. Максимова. М.: Сов. Радио, 1976. - 496 с.
2. Григорьев Л.Н. Цифровое формирование диаграммы направленности в цифровых антенных решетках. М.: Радиотехника, 2010. - 144с.
3. Мануилов Б.Д., Шабловский В.М., Яковенко В.А., Сариев К.Э. Способ формирования провала в диаграмме направленности антенной решетки // АС 1712993 SU, МПК H01Q 21/00 3/26, приор.от 11.04.1989, опубл. 15.02.1992, Бюл. № 6.

4. Мануилов Б.Д., Пугачев В.В. Способ совместного формирования нулей в суммарной и разностной диаграммах направленности моноимпульсных антенных решеток // Патент RU 2120161, МПК H01Q 3/26, Приор.от 05.02.1997, опубл. 10.10.1998.
5. Ратынский М.В., Порсев В.И. Моноимпульсная пеленгация в РЛС с цифровыми ФАР / Под ред. В.И. Порсева. М.: Радиотехника, 2019. - 160 с.
6. Пистолькорс А.А., Литвинов О.С. Введение в теорию адаптивных антенн. М.: Наука, 1991. - 200 с.
7. Монзинго Р.А., Миллер Т.У. Адаптивные антенные решетки: Введение в теорию. М.: Радио и связь, 1986. - 448 с.
8. Родионов В.С., Родионов С.В. Способ формирования диаграммы направленности адаптивной антенной решетки // Патент RU 2287880, МПК H01Q 21/29, приор. 23.08.2004, опубл. 20.11.2006, бюл. 32.
9. Скворцова Н.С., Литвинов А.В., Мищенко С.Е., Шацкий В.В. Способ подавления помех в адаптивной антенной решетке // Патент RU 2831658, МПК H01Q 21/00, рег. 2.10.2023, опубл. 11.12.2024, Бюл. №35.
10. Литвинов А.В., Мищенко С.Е., Помысов А.С., Шацкий В.В., Скворцова Н.С., Денисенко В.Г. Способ подавления помех в адаптивных антенных решетках со стабилизацией ориентации главного луча // Радиолокация, навигация, связь: сб. трудов XXX Междунар. научно-техн. конф. (г. Воронеж, 16–18 апреля 2024 г.): в 5 т. / Воронежский государственный университет; АО «Концерн Созвездие». – Воронеж: Издательский дом ВГУ, 2024. Т.3, с. 288-297.

#### REFERENCES

11. Protection from radio interference / Edited by M.V. Maksimov. Moscow: Sov. Radio, 1976. - 496 p.
12. Grigoriev L.N. Digital formation of the pattern in digital antenna arrays. Moscow: Radiotekhnika Publ., 2010. – 144 p.
13. Manuilov B.D., Shablovsky V.M., Yakovenko V.A., Sariev K.E. Method of forming a dip in the radiation pattern of the antenna array // Patent SU 1712993, H01Q 21/00 3/26, prior.dated 04.11.1989, published on 02.15.1992, Byul. No. 6.
14. Manuilov B.D., Pugachev V.V. Method of joint formation of zeros in total and difference radiation patterns of monopulse antenna arrays // Patent RU 2120161, H01Q 3/26, Prior.dated 05.02.1997, publ. 10.10.1998.
15. Ratynsky M.V., Porsev V.I. Monopulse direction finding in radar with digital headlights / Edited by V.I. Porsev. Moscow: Radiotekhnika, 2019. - 160 p.
16. Pistolkors A. A., Litvinov O. S. Introduction to the theory of adaptive antennas. Moscow: Nauka Publ., 1991, 200 p.
17. Monzingo R. A., Miller T. U. Adaptive antenna arrays: Introduction to theory. Moscow: Radio and Communications, 1986. - 448 p.
18. Rodionov V.S., Rodionov S.V. Method of forming the radiation pattern of an adaptive antenna array // Patent RU 2287880, H01Q 21/29, prior.dated 23.08.2004, publ. 20.11.2006, Byul. No. 32.
19. Skvortsova N.S., Litvinov A.V., Mishchenko S.E., Shatsky V.V. Interference suppression method in the adaptive array antenna // Patent RU 2831658, H01Q 21/00, prior.dated 2.10.2023, publ. 11.12.2024, Byu. No. 35.
20. Litvinov A.V., Mishchenko S.E., Pomisov A.S., Shatsky V.V., Skvortsova N.S., Denisenko V.G. Interference suppression method in the adaptive array antenna with stabilization of the main beam position // Proceedings of RLNC-2024 (Voronezh, 16–18 april 2024): / Voronezh State University. – Voronezh: VSU, 2024. Vol.3, – Pp. 288-297.

# МОДЕЛИРОВАНИЕ НОВЫХ СТРУКТУР ДЕФОРМИРОВАННОГО ЗАЗЕМЛЕНИЯ ДЛЯ РАЗВЯЗКИ АНТЕННЫХ РЕШЁТОК МИМО

В.Е. Кутепов

Елецкий государственный университет (ЕГУ), Елец, Россия

**Аннотация.** В данном докладе были проведены моделирование и анализ структур деформированного заземления в рамках работы по уменьшению взаимной связи. На основе разработанных моделей структур деформированного заземления (DGS), внедрённых в микрополосковую антеннную решётку (AP) с множественными входами и выходами (MIMO) размерами  $2 \times 2$  излучающих элементов, в рамках улучшения развязки излучателей антенны, получены графики значений S-параметров, коэффициентов усиления (DG) антенных решёток MIMO и коэффициентов корреляции огибающих антенных решёток (ECC). По итогам получено уменьшение взаимной связи элементов антенны с сохранением компактности антенной системы.

**Ключевые слова:** MIMO; DGS; антенная развязка; коэффициент корреляции;

## MODELING OF NEW DEFORMED GROUNDING STRUCTURES FOR DECOUPLING MIMO ANTENNA ARRAYS

V.E. Kutepov

Bunin Yelets State University, Yelets, Russia

**Abstract.** In this report, modeling and analysis of the deformed grounding structure were carried out as part of the work to reduce interconnection. Based on the developed models of deformed grounding structures (DGS) embedded in a microstrip antenna array (AP) with multiple inputs and outputs (MIMO) measuring  $2 \times 2$  emitting elements, graphs of the values of S-parameters, gain coefficients (DG) of MIMO antenna arrays and envelope correlation coefficients were obtained as part of improving the isolation of antenna emitters. antenna arrays (ECC). As a result, a decrease in the interconnection of antenna elements was obtained while maintaining the compactness of the antenna system.

**Keywords:** MIMO; DGS; antenna isolation; correlation coefficient;

### 1. ВВЕДЕНИЕ

В настоящий момент времени в сфере беспроводной связи применяются антенные решётки с пространственным кодированием, носящим название MIMO.

Наводки, возникающие между антенными элементами, повышающие корреляцию сигналов в таких системах, должны быть минимальными.

При сильной взаимной связи в антенной решётке появляются значительные искажения в характеристиках приёмо-передающего тракта антенной решётки MIMO.

Электромагнитная связь между излучающими элементами в антенных системах обуславливается взаимным влиянием излучателей вследствие возбуждения поверхностных волн, а также взаимодействием излучающих элементов посредством их близких полей. Поэтому при уменьшении расстояния между антennами необходимо принимать дополнительные меры для обеспечения низкого взаимного влияния излучающих элементов решётки MIMO [1].

Низкая стоимость производства и простота в реализации сделали структуры с деформированным заземлением одними из лучших для уменьшения взаимной связи в MIMO-антеннах.

При использовании DGS достигаются значительно меньшие физические размеры антенных систем. Применение технологии структур с деформированным заземлением является наиболее простым с точки зрения архитектуры в рамках актуальных методов уменьшения взаимной связи. При разработке и проектировании структур с деформированным заземлением создаётся определённое количество периодических, либо апериодических прорезей в поверхности заземления AP, что приводит к усилению антенной связки между соседними излучателями в антенных системах [2,4,5].

В данной статье построены модели и проведён анализ посредством использования программной среды CST Studios для нескольких, основанных на более простых элементарных ячейках, структур деформированного заземления вида E+H, E+H+Inverted H и E+H+Inverted H с тонкими линиями [3].

На основе результатов моделирования и последующего анализа сделаны выводы об эффективности приведённых в статье структур, их преимуществах и недостатках, а также оптимальном применении в ходе практической реализации.

## 2. МОДЕЛИРОВАНИЕ АНТЕННОЙ РЕШЁТКИ С ВНЕДРЕНИЕМ DGS

В основе антенной решётки лежит подложка FSD220G, которая является наиболее близким аналогом для RT/Duroid 5880 со значением диэлектрической проницаемости 2,2 и высотой 2,5 мм, для построения такой AP используется площадь  $45 \times 46 \text{ мм}^2$ .

MIMO-антенна решётка включает в себя четыре патч-антенны с зазорами между краями друг друга равными 7,86 мм, что соответствует 0,2 длины волны и расстоянием 0,59 длины волны между центральными точками излучателей для частоты 7.75 ГГц (Рис.1). Сопротивление микрополосковой линии передачи составляет 50 Ом [6].

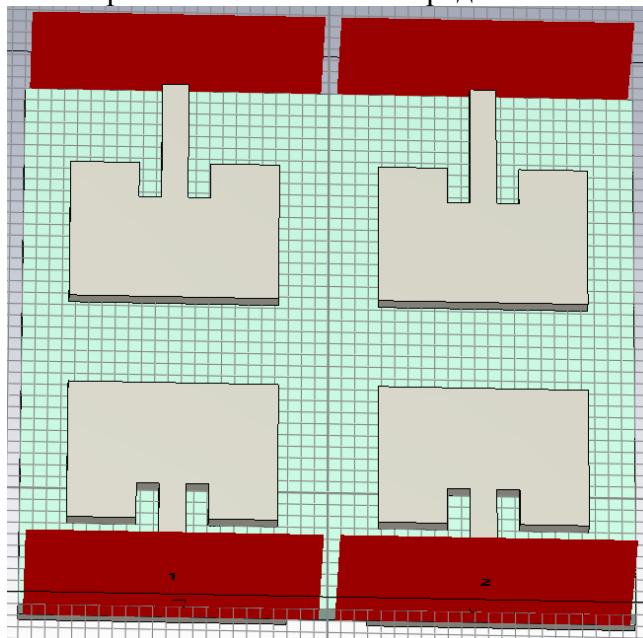


Рис. 1. Вид антенной решётки сверху

Электромагнитное поле в данной решётке передаётся с помощью неизлучающих краёв. Элементарные ячейки DGS смоделированы в поверхности заземления (с нижней стороны антенны) между неизлучающими краями.

Каждая элементарная ячейка структуры деформированного заземления вида E+H (Рис.2) имеет достаточно малые размеры 17 мм × 6 мм. Ячейка структуры деформированного заземления вида E+H+Inverted H (Рис.3) обладает чуть большими размерами 19,5 мм × 6,5 мм. Ячейка структуры деформированного заземления вида E+H+Inverted H с тонкими линиями (Рис.4) обладает наименьшими размерами 16 мм × 6 мм.

При изготовлении прорезей в плоскости заземления эффективная индуктивность микрополосковых линий увеличивается, а ширина соединительного зазора определяет емкость шунта.

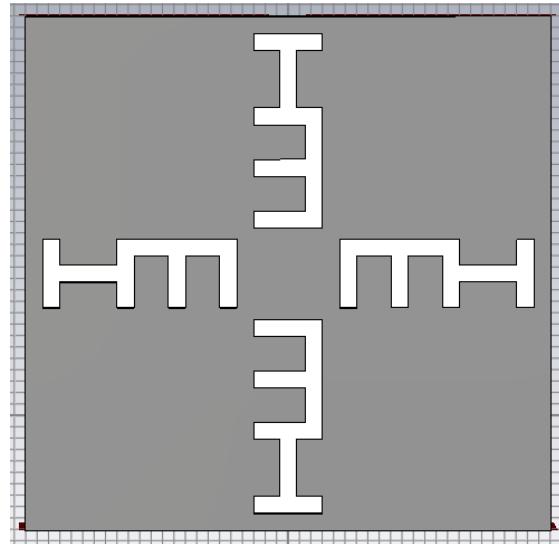


Рис. 1. Структура деформированного заземления вида Е+Н

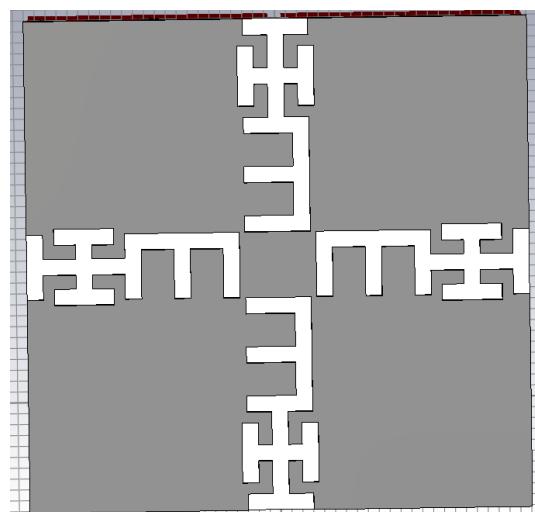


Рис. 2. Структура деформированного заземления вида Е+Н+InvertedН

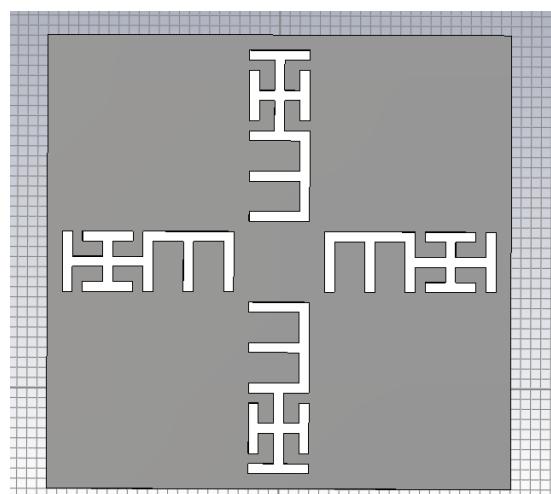


Рис. 3. Е+Н+InvertedН с тонкими линиями

### 3. АНАЛИЗ ХАРАКТЕРИСТИК РАССМАТРИВАЕМЫХ СТРУКТУР УЛУЧШЕНИЯ АНТЕННОЙ РАЗВЯЗКИ

По завершению этапов моделирования антенных решёток с внедрением структур деформированного заземления, способствующих улучшению антенной развязки между излучающими элементами, проведена качественная и количественная оценка характеристик: коэффициентов отражения между импедансом порта и входным импедансом сети ( $S_{11}$ ), передачи мощности между близлежащими портами ( $S_{21}$ ), диагонально противоположными портами ( $S_{31}$ ) и противолежащими портами ( $S_{41}$ ); коэффициентов усиления антенной решётки MIMO (DG), коэффициентов корреляции огибающих антенной решётки (ECC), их сравнение и последующий анализ.

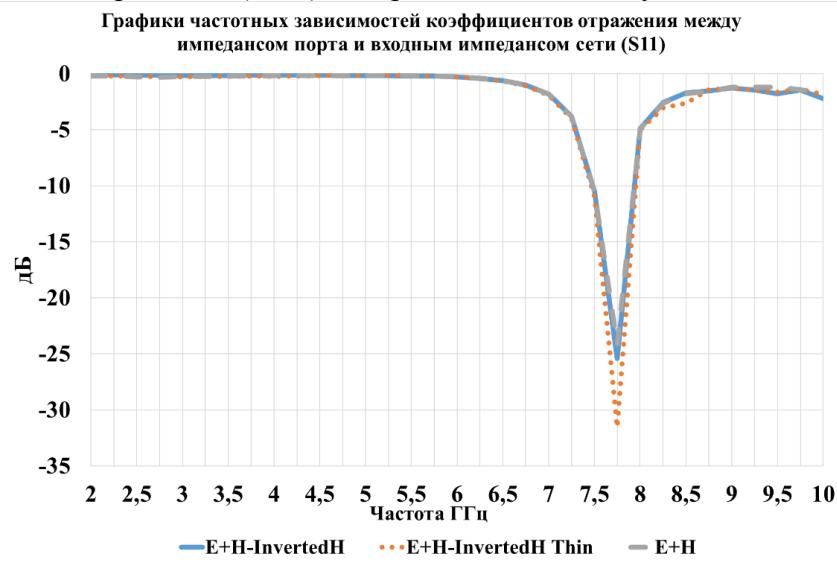


Рис. 4. Графики частотных зависимостей коэффициентов отражения между импедансом порта и входным импедансом сети

Как можно заметить из представленного выше графика наилучшие показатели  $S_{11}$  достигаются на резонансной частоте при внедрении структуры вида E+H+invertedH с тонкими линиями прорезей (оранжевый график) в заземлении антенной решётки и составляют порядка -31,19 дБ.

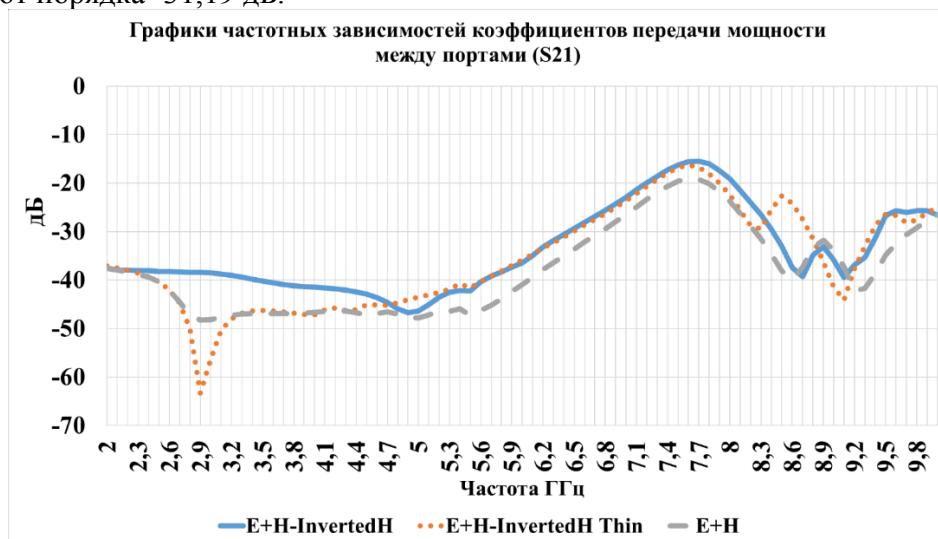


Рис. 5. - Графики коэффициентов передачи мощности между близлежащими портами ( $S_{21}$ )

Как можно заметить из приведённого выше графика, лучшая развязка между близлежащими портами достигается моделью DGS в виде сочетания E+H (серый график)

на протяжении всей полосы частот от 2 до 10 ГГц, обеспечивая хорошую antennную развязку ( $\leq -20$  дБ), достигая пикового значения -49,67.

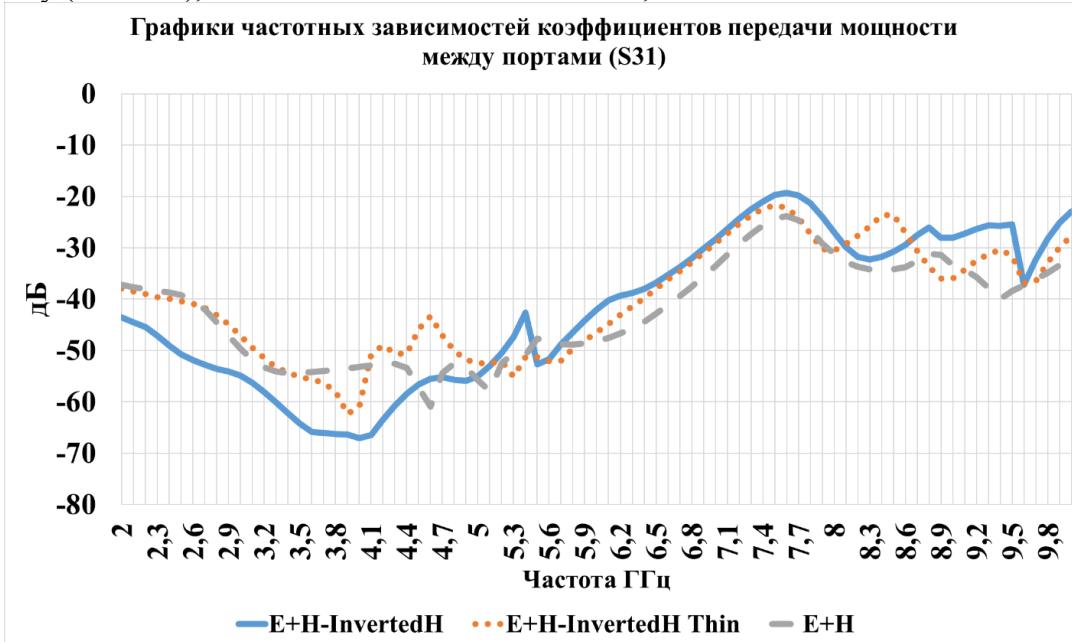


Рис. 6. - Графики коэффициентов передачи мощности между диагонально противоположными портами (S31)

При рассмотрении графиков частотных зависимостей коэффициентов передачи мощности для диагонально противоположных портов можно видеть, что структура деформированного заземления E+H+invertedH (синий график) в данном направлении обладает наилучшими показателями развязки на полосе частот от 2 ГГц до 4,5 ГГц, которые варьируются от -65,34 дБ до -44,12 дБ.

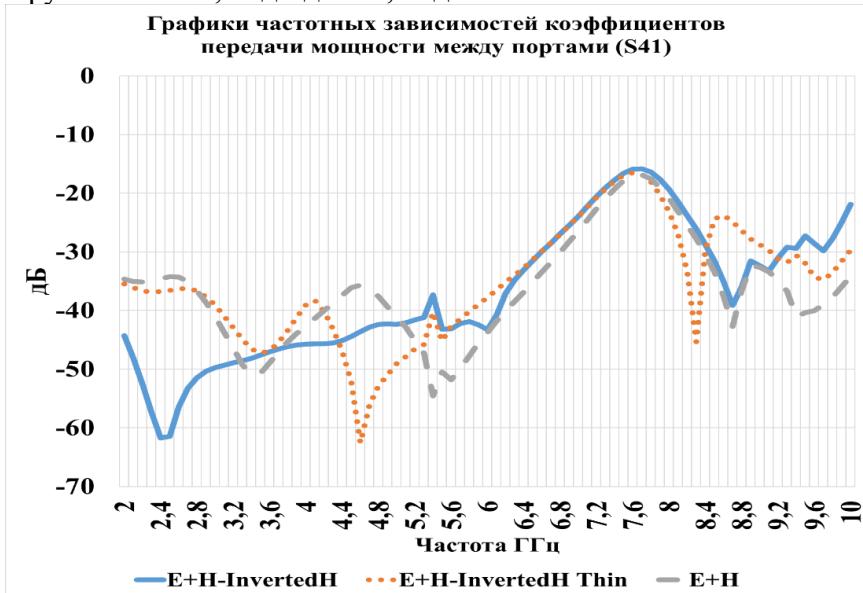


Рис. 7. Графики коэффициентов передачи мощности между противолежащими портами (S41)

Для графиков частотных зависимостей коэффициентов передачи мощности противолежащих портов можно заметить, что структура деформированного заземления вида E+H+invertedH с тонкими линиями (оранжевый график) в данном направлении обладает лучшей развязкой в сравнении с остальными структурами на частотах 4,6 ГГц и 8,2 равной -62,06 дБ и -44,97 дБ.

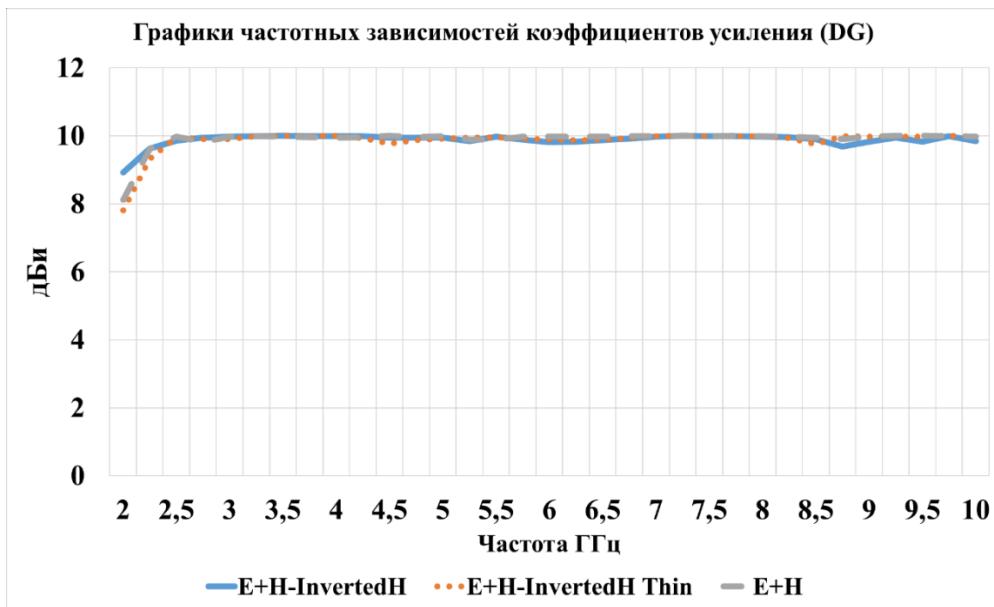


Рис. 8. Графики коэффициентов усиления антенной решётки (DG)

Как можно понять из приведённого выше графика антенная решётка с внедрением каждой структуры в модель демонстрирует практически идеальные показатели (9,826-9,98, где 10 – идеальный показатель) практически на всей ширине диапазона.

При моделировании и проектировании двух и более излучающих элементов в компоновке антенной решётки, необходимо количественно оценить степень корреляции огибающих их соответствующих сигналов с помощью коэффициента корреляции антенной решётки (ECC). В идеальном случае значение ECC должно стремиться к нулю, но в практической реализации, значение ECC ниже 0,5 считается достаточным. При достижении значений 0,7 и выше антенная решётка считается не работоспособной.

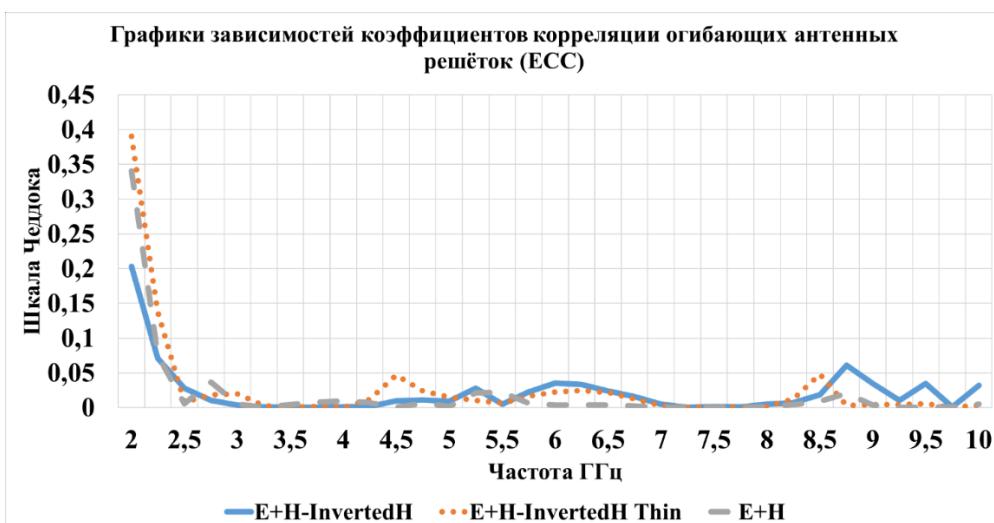


Рис. 9. Графики коэффициентов корреляции огибающих антенных решёток (ECC)

При рассмотрении графика заметно, что для каждой структуры ECC не превышает 0,4 по шкале Чеддока, что говорит о работоспособности антенной решётки с внедрением предложенных структур.

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В итоге проведённой работы можно утверждать о перспективности разработки и оптимизации структур деформированного заземления, основанных на сочетании более

простых элементарных ячеек, при отсутствии необходимости уменьшения эффективной площади DGS. Получены данные и характеристики для дальнейшей доработки и совершенствования структур при работе в диапазоне от 2 ГГц до 10 ГГц.

Дальнейшая работа в направлении представленных структур позволит значительно уменьшить взаимное влияние в малогабаритных многоэлементных антенных решётках и найти оптимальное решение, удовлетворяющее требованиям обеспечения достойной антенной связки и улучшения распределения излучения в горизонтальной и вертикальной плоскостях.

## 5. ЛИТЕРАТУРА

1. A. Kumar, Ansari, A. Q., Kanaujia, B. K., Kishor, J., & Matekovits, L. (2021). A review on different techniques of mutual coupling reduction between elements of any MIMO antenna. Part 1: DGSs and parasitic structures. *Radio Science*, 56, e2020RS007122. <https://doi.org/10.1029/2020RS007122>.
2. D. Ahn, J.S. Park, C.S. Kim, J. Kim, Y. Qian, and T. Itoh, A design of the low-pass filter using the novel microstrip defected ground structure, *IEEE Trans Microwave Theory Tech* 49 (2001), 86–93 p.
3. D. N. Elsheakh, Elsadek, H. A., Abdallah, E. A., Iskander, M. F., & Elhenawy, H. (2010). Low mutual coupling  $2 \times 2$  microstrip patch array antenna by using novel shapes of defect ground structure. *Microwave and Optical Technology Letters*, 52(5), 1208–1215 p.
4. J.S. Lim, J.S. Park, Y.T. Lee, D. Ahn, and S. Nam, Application of defected ground structure in reducing the size of amplifiers, *IEEE Microwave Wireless Compon Lett* 12 (2002), 261–263 p.
5. M. Salehi and A. Tavakoli, A novel low coupling microstrip antenna array design using defected ground structure, *Int J Electron Commun* 60 (2006), 718–723 p.
6. Zhu, J., Feng, B., Peng, B., Deng, L., & Li, S. (2016a). A dual notched band MIMO slot antenna system with Y-shaped defected ground structure for UWB applications. *Microwave and Optical Technology Letters*, 58(3), 626–630 p.

## REFERENCES

1. A. Kumar, Ansari, A. Q., Kanaujia, B. K., Kishor, J., & Matekovits, L. (2021). A review on different techniques of mutual coupling reduction between elements of any MIMO antenna. Part 1: DGSs and parasitic structures. *Radio Science*, 56, e2020RS007122. <https://doi.org/10.1029/2020RS007122>.
2. D. Ahn, J.S. Park, C.S. Kim, J. Kim, Y. Qian, and T. Itoh, A design of the low-pass filter using the novel microstrip defected ground structure, *IEEE Trans Microwave Theory Tech* 49 (2001), 86–93 p.
3. D. N. Elsheakh, Elsadek, H. A., Abdallah, E. A., Iskander, M. F., & Elhenawy, H. (2010). Low mutual coupling  $2 \times 2$  microstrip patch array antenna by using novel shapes of defect ground structure. *Microwave and Optical Technology Letters*, 52(5), 1208–1215 p.
4. J.S. Lim, J.S. Park, Y.T. Lee, D. Ahn, and S. Nam, Application of defected ground structure in reducing the size of amplifiers, *IEEE Microwave Wireless Compon Lett* 12 (2002), 261–263 p.
5. M. Salehi and A. Tavakoli, A novel low coupling microstrip antenna array design using defected ground structure, *Int J Electron Commun* 60 (2006), 718–723 p.
6. Zhu, J., Feng, B., Peng, B., Deng, L., & Li, S. (2016a). A dual notched band MIMO slot antenna system with Y-shaped defected ground structure for UWB applications. *Microwave and Optical Technology Letters*, 58(3), 626–630 p.

# **ВАРИАНТ РЕАЛИЗАЦИИ НАПРАВЛЕННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ЩЕЛЕВОЙ АНТЕННОЙ ДВОЙНОЙ ПОЛЯРИЗАЦИИ**

В.П. Васильев, А.В. Иванов

ВУНЦ ВВС «ВВА им. проф. Н.Е. Жуковского и Ю.А. Гагарина», г. Воронеж, РФ

**Аннотация.** Представлен вариант щелевой антенны двойной поляризации УКВ диапазона с зеркалом. Проанализированы расчетные характеристики данной модели антенны, полученные путем электродинамического моделирования.

**Ключевые слова:** щелевая антenna, диаграмма Вольперта-Смита, импедансная характеристика, коэффициент стоячей волны, диаграмма направленности.

## **A VARIANT OF THE IMPLEMENTATION OF DIRECTIONAL RADIATION BY A SLIT ANTENNA OF DOUBLE POLARIZATION**

V.P. Vasiliev, A.V. Ivanov

Air Force Academy named after professor N.E. Zhukovsky and Y. A. Gagarin, Voronezh,  
Russia

**Abstract.** A variant of a cross-shaped slot antenna of the VHF band is presented. The calculated characteristics of this antenna model obtained by electrodynamic modeling are analyzed.

**Keywords:** slot antenna, Volpert-Smith diagram, impedance characteristic, standing wave coefficient, radiation pattern.

### **1. ВВЕДЕНИЕ**

Задача поиска оптимальной антенной конструкции для скоростного движущегося объекта, обладающей низкой себестоимостью, сниженными массогабаритными параметрами и приемлемыми электродинамическими характеристиками, является весьма актуальной.

Цель работы представить результаты электродинамического моделирования сетчатой крестообразной щелевой антенны с сетчатым экраном, определить конструктивные и частотные ограничения по параметру согласования с питающими коаксиальными кабелями и оценить возможность использования данного типа антенн на летательных аппаратах квадрокоптерного типа.

В предлагаемом материале изложены результаты дальнейшей модернизации простейшей антенной конструкции крестообразной щелевой антенны в круглом тонколистовом металлическом основании, рассмотренной в работе [1].

### **2. МОДЕЛИРОВАНИЕ АНТЕННЫ**

Модель антенны (рисунок 1) конструктивно представляет собой круглое металлическое тонколистовое основание диаметром  $d = 10\lambda_1$ , с вырезанной крестообразной узкой щелью длиной  $l_w = 1.5\lambda_1$  ( $f_1 = 140$  ГГц), шириной  $w_w = 0.5\lambda_1$ , ориентированной по центру симметрии кругового основания, расстояние между щелевой антенной и сетчатым экраном  $h = 1.5\lambda_1$  (учитывая теоретическое обоснование достижения эффекта направленного излучения, рассматриваемое в работах [2, 3]), диаметр сетчатого экрана  $d_s = 10\lambda_1$ . Антенная конструкция размещена на каркасе

квадрокоптера из пенополистирола (рисунок 2). Моделирование осуществлялось с использованием программного продукта CST Microwave studio.

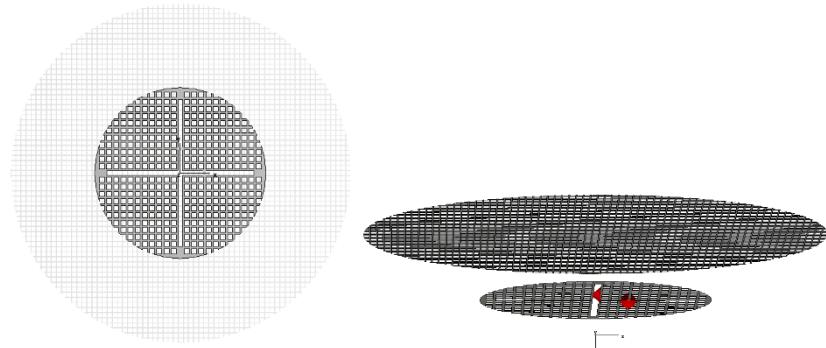


Рис. 1. Модель антенны.

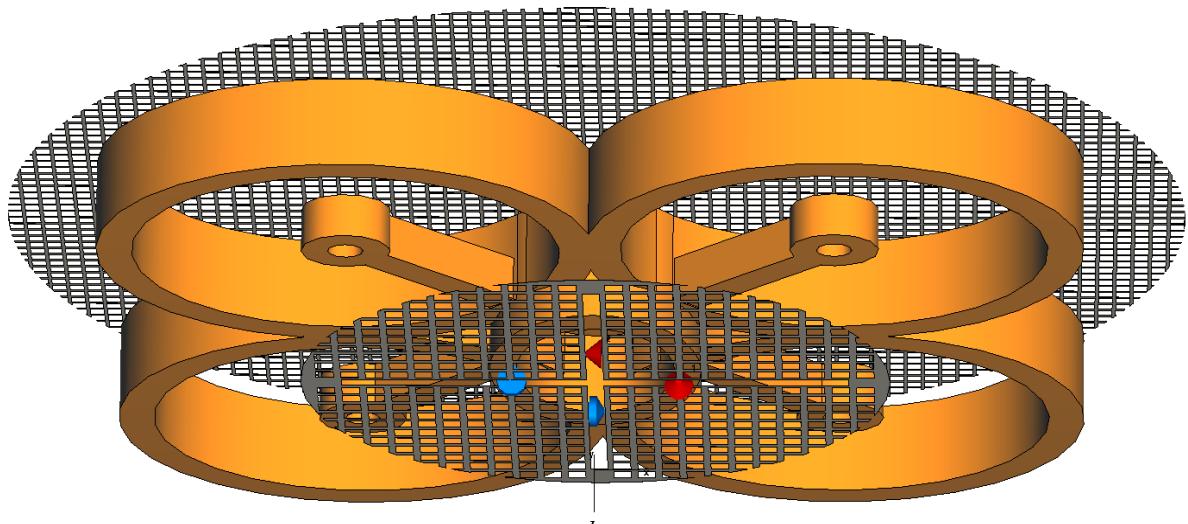


Рис. 2. Модель конструктивного совмещения антенны и корпуса квадрокоптера.

Для численного эксперимента были заданы параметры:

- выходное сопротивление симуляторов генераторов 50 Ом;
- заданный рабочий диапазон частот 1000-1400 МГц;
- диаметрально противоположные плечи щелей нагружены на сопротивление 50 Ом.
- точки подключения генераторов взяты из результатов работы [1] (рисунок 3).

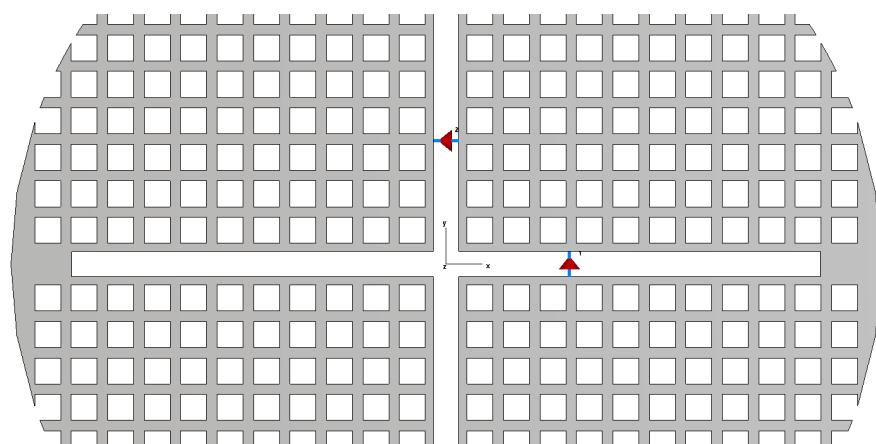


Рис. 3. Варианты точек подключения генераторов возбуждения антенны.

Численный эксперимент с вариантом одновременной синфазной запитки двух смежных ортогональных плеч модели щелевой антенны в заданном частотном диапазоне позволил получить следующие расчетные значения электродинамических параметров.

Диаграмма Вольперта-Смита, представлена на рисунке 4.

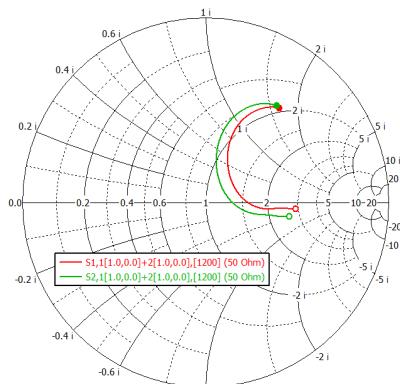


Рис. 4. Диаграмма Вольперта-Смита

Рассчитанный коэффициент стоячей волны в диапазоне рабочих частот представлен на рисунке 5.

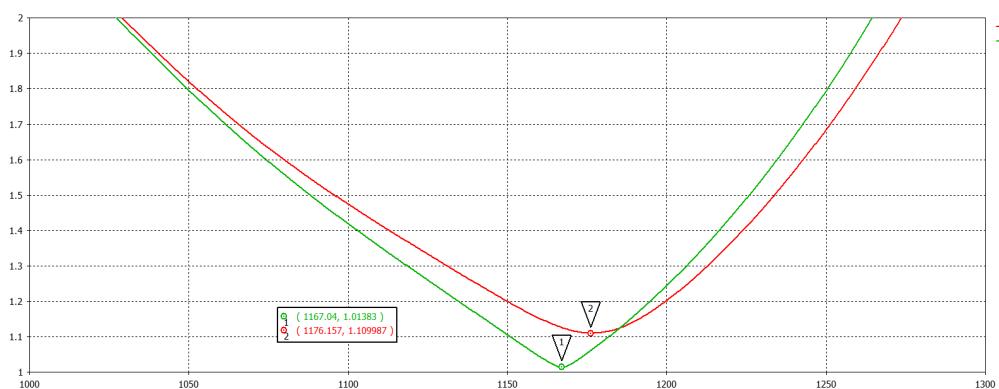


Рис. 5. Коэффициент стоячей волны

Графическое отображение расчётной матрицы комплексных сопротивлений антенны, представлена на рисунке 6.

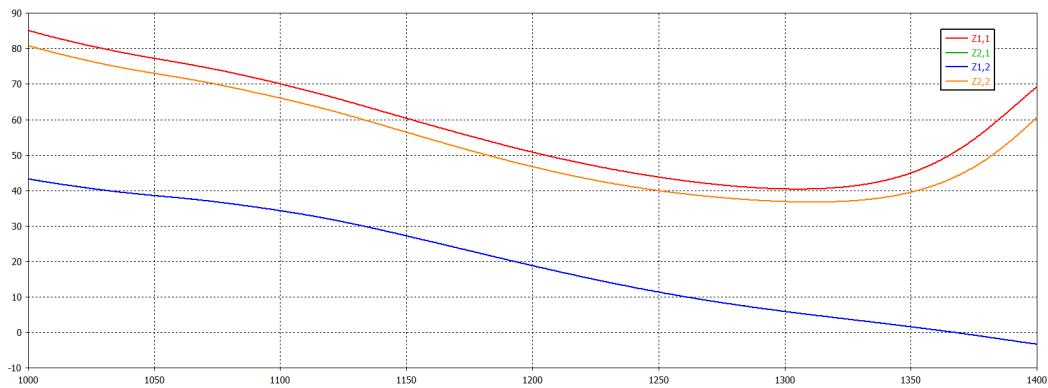


Рис. 6. Импедансная характеристика

Полученные результаты расчетной диаграммы направленности в полярной системе координат при одновременной синфазной запитке двух портов в азимутальной и

угломестной плоскостях для различных значений частот представлена на рисунке 7, для условий: а) азимут ( $\phi$ ) 0 градусов; б) азимут ( $\phi$ ) 90 градусов; в) угол места ( $\Theta$ ) 90 градусов.

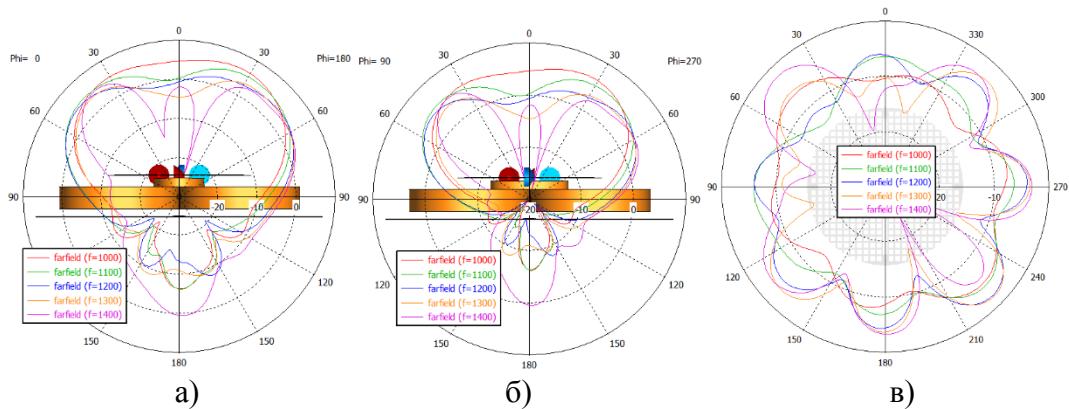


Рис. 7. Групповая диаграмма направленности в полярной системе координат

Трехмерная диаграмма направленности при одновременной синфазной запитке двух портов на частоте 1200 МГц, расчетное значение коэффициента направленного действия 8,24 дБи представлена на рисунке 8.

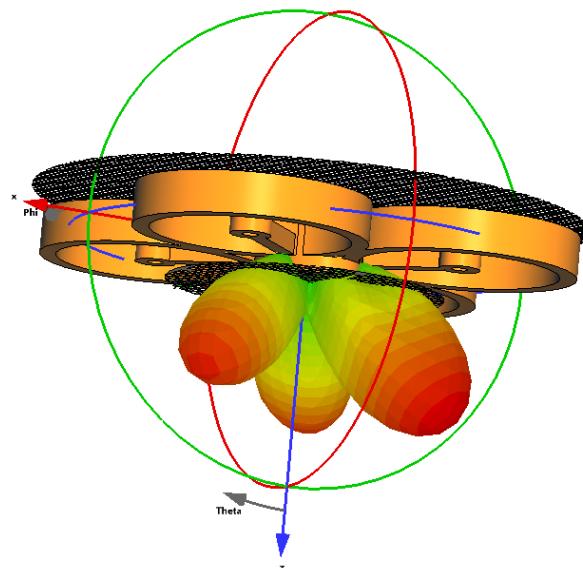


Рис. 8. Трехмерная диаграмма направленности

Трехмерная диаграмма направленности при поочерёдной запитке портов на частоте 1200 МГц, расчетное значение коэффициента направленного действия а) 8,55 дБи и б) 8,7 дБи, показана на рисунке 9.

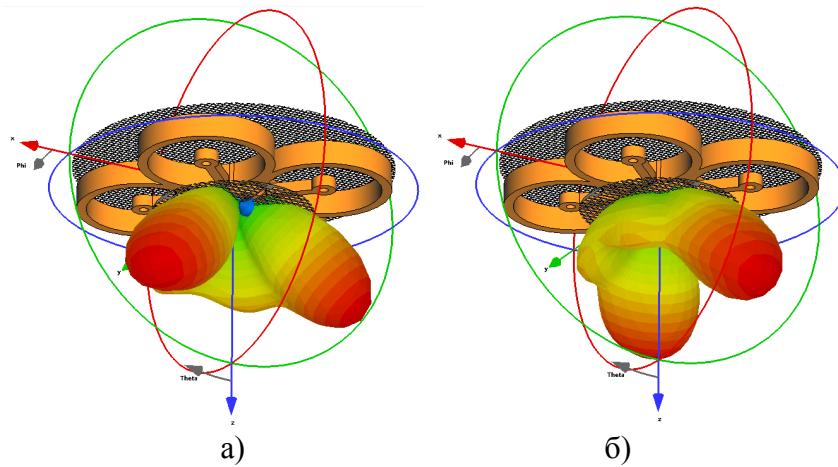


Рис. 9. Трехмерная диаграмма направленности

### 3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На основе полученных результатов моделирования сформулированы следующие положения:

1. Численный эксперимент показал, что при заданном частотном диапазоне рабочая длина узкой щелевой антенны составила более одной длины волны  $\lambda$ .
2. Диаграмма Вольперта-Смита отражает ожидаемый характер изменения комплексного сопротивления антенны в исследуемом диапазоне частот от ёмкостного к индуктивному (рисунок 3).
3. Расчетные значения коэффициента стоячей волны (рисунок 4) определяют предварительный выбор рабочего частотного диапазона (КСВ меньше 2) 1030-1270 МГц.
4. Импедансная характеристика антенны (рисунок 5) показывают разброс расчётных значений комплексного сопротивления антенны от 35 до 90 Ом.
5. Диаграмма направленности в азимутальной плоскости на частоте 1200 МГц позволяет увидеть два ортогональных формируемых направлениях излучения электромагнитной энергии угломестной плоскостях (рисунки 7, 8). Режим расчета при поочерёдном возбуждении антенны ортогонально подключёнными генераторами позволил сформировать две трёхмерные диаграммы направленности для каждого случая (рисунок 9). Сдвиг формируемого поля на 90 градусов очевиден.
6. Сетчатый экран обеспечивает направленное излучение с расчётным коэффициентом направленного действия антенны, который варьируется от 7,5 до 8,24 дБи в выбранном диапазоне частот.
7. Возможна реализация работы антенны в режиме МИМО (организация двух приёмо-передающих тракта в двух поляризациях)

Дальнейший ход работы с данным типом антенны представляется возможным по следующим направлениям:

1. Поиск вариантов уменьшения геометрических размеров полотна (основания) антенны.
2. Снижение массы за счет увеличения размеров ячеек.
3. Исследования влияния изменения кривизны основания.
4. Изготовление рабочего макета и проведение натурных измерений.

### ЛИТЕРАТУРА

1. Васильев В.П., Арчаков П.С., Иванов А.В. Моделирование крестообразной щелевой антенны // Радиолокация, навигация, связь : Сборник трудов XXX Международной

- научно-технической конференции. В 5-ти томах, Воронеж, 16–18 апреля 2024 года. – Воронеж: Издательский дом ВГУ, 2024. – С. 107-114. – EDN GNXDPR.
2. Фельд Я.Н. Основы теории щелевых антенн. – М.: Изд-во и тип. изд-ва "Сов. радио", 1948. – 160 с. черт. 22
  3. Щелкунов С.А. Антенны. Теория и практика. (Перевод с английского под редакцией Л.Д. Бахраха) – М.: Советское радио, 1955 – 603 с.

#### REFERENCES

1. Modeling of a cruciform slit antenna / V. P. Vasiliev, P. S. Archakov, A.V. Ivanov [et al.] // Radar, navigation, communications : Proceedings of the XXX International Scientific and Technical Conference. In 5 volumes, Voronezh, April 16-18, 2024. Voronezh: VSU Publishing House, 2024. pp. 107-114. EDN GNXDPR.
2. Feld Ya.N. Fundamentals of the theory of slit antennas. Moscow: Publishing house and type publishing house of Soviet Radio, 1948. 160 p. devil. 22
3. Shchelkunov S.A. Antennas. Theory and practice. (Translated from English under the editorship of L.D. Bakhrakh) – Moscow: Soviet Radio, 1955 – 603 p.

# **ВОЗМОЖНОСТИ ПРОГНОЗИРОВАНИЯ МАКСИМАЛЬНО ПРИМЕНИМОЙ ЧАСТОТЫ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ МОДЕЛИ IRI ПРИ МАКСИМАЛЬНОЙ СОЛНЕЧНОЙ АКТИВНОСТИ ПО РЕЗУЛЬТАТАМ НАКЛОННОГО ЛЧМ ЗОНДИРОВАНИЯ НА ТРАССАХ СРЕДНЕЙ И БОЛЬШОЙ ПРОТЯЖЕННОСТИ**

Г. Г. Вертоградов, В.Д. Черных

Южный федеральный университет, г. Ростов-на-Дону, Россия

**Аннотация.** Приведены результаты экспериментальных исследований вариаций максимально наблюдаемой частоты с ноября 2024 по февраль 2025 г. на трассах средней протяженности Кипр–Ростов-на-Дону и большой протяженности Элис-Спрингс–Ростов-на-Дону. Оценена погрешность прогнозирования МПЧ при задании состояния ионосферы с помощью модели IRI-2021. Показано, что в спокойных геофизических условиях на первой трассе значение относительной погрешности прогнозирования МПЧ достигают 9%. На трассе большой протяженности Элис-Спрингс–Ростов-на-Дону средняя относительная ошибка прогнозирования МПЧ с использованием модели IRI-2021 составляет 11%.

**Ключевые слова:** максимально наблюдаемая частота, максимально применимая частота, наклонное ЛЧМ-зондирование, ионосферное распространение.

## **POTENTIAL FOR PREDICTING THE MAXIMUM USABLE FREQUENCY USING THE IRI MODEL AT MAXIMUM SOLAR ACTIVITY BASED ON THE RESULTS OF LFM SOUNDING ON MEDIUM AND LONG LENGTH ROUTES**

G. G. Vertogradov, V. D. Chernykh

Southern Federal University, Rostov-on-Don, Russia

**Abstract.** The results of experimental studies of variations of the maximum observable frequency (MOF) for middle-latitude path Cyprus-Rostov and long propagation path Alice Springs-Rostov from November 2024 to February 2025 are presented. The comparison of predicted median daily dependences of maximum usable frequency (MUF) with experimentally MOF was carried. The accuracy of the MUF forecast for the ionosphere used the International Reference Ionosphere IRI-2021 model is estimated. It is shown that in undisturbed geophysical conditions typical values the relative error in predicting the MUF reaches 9%. On the long propagation path Alice Springs-Rostov-on-Don highway, the average relative error in predicting the MUF using the IRI-2021 model is 11%.

**Keywords:** maximum usable frequency, maximum observable frequency, International Reference Ionosphere, ionospheric propagation.

### **1. ВВЕДЕНИЕ**

Проблема прогнозирования радиосвязи в КВ диапазоне остается актуальной, несмотря на развитие альтернативных способов передачи информации. Для ее решения необходимо осуществлять моделирование характеристик ионосферного радиоканала на временных интервалах от 30 мин до нескольких часов. При этом адаптация, как прогностических моделей канала, так и действующих систем связи КВ диапазона к текущей космической погоде возможна только при наличии средств диагностики ионосферного радиоканала, работающих в непрерывном режиме. Для этих целей

применяются системы как импульсного, так и непрерывного вертикального (В3), наклонного (Н3) и возвратно-наклонного (ВН3) зондирования. При всей простоте и надежности импульсных методов диагностики они, как известно, имеют один весьма существенный недостаток – требуют большой мощности излучения в импульсе, которая редко опускается ниже 1 кВт.

В связи с этим в ионосферных исследованиях и практике радиосвязи наибольшее распространение получил метод диагностики ионосферы с излучением сигналов с линейной частотной модуляцией (ЛЧМ), так называемый chirp sounder [1]. На основе методов зондирования с использованием непрерывных широкополосных сигналов при значительно меньшей мощности излучения, которая обычно составляет 10 или 100 Вт, можно измерять не только традиционные параметры (модовая структура, относительные задержки, соотношение амплитуд лучей, отношение сигнал-шум и т.д.), но и квазимгновенные угловые, передаточные и импульсные характеристики ионосферного радиоканала [2]. С другой стороны, использование маломощных широкополосных сигналов при непрерывном зондировании накладывает повышенные требования, как при построении аппаратуры зондирования, так и в выборе и разработке средств и методов обработки получаемой информации. Роль последних особенно возрастает, если к средствам диагностики предъявляется требование работы в автоматическом режиме без участия оператора.

В работе представлены результаты регулярных наблюдений условий ионосферного распространения КВ на двух радиолиниях при приеме в г. Ростове-на-Дону с ноября 2024 г. по февраль 2025 г. Получены многомесячные непрерывные данные о дистанционно-частотных и амплитудно-частотных характеристиках ионосферного КВ канала, регистрация и обработка которых проводилась в автоматическом режиме с выделением на каждой трассе максимально наблюдаемой частоты (МНЧ).

## 2. АППАРАТУРА И МЕТОДИКА ОБРАБОТКИ ДАННЫХ

Измерения проводились на радиотрассах ЛЧМ зондирования различной протяженности и ориентации: Кипр ( $35.1^{\circ}\text{N}$ ,  $33.9^{\circ}\text{E}$ ) – Ростов-на-Дону ( $47.2^{\circ}\text{N}$ ,  $39.6^{\circ}\text{E}$ ) (протяженность трассы 1433 км, азимут из Ростова-на-Дону  $201.5^{\circ}$ ), Элис-Спрингс (Австралия,  $22.967^{\circ}\text{S}$ ,  $134.448^{\circ}\text{W}$ ) – Ростов-на-Дону (12210 км,  $102.8^{\circ}$ ). На первой трассе измерения выполнялись круглосуточно с интервалом съема одной ионограммы каждые 5 минут, скорость перестройки частоты 100 кГц/с. На второй трассе из-за особого режима работы передатчика периодичность съема ионограмм постоянно изменялась, но в среднем составляла 4 минуты, скорость перестройки частоты 125 кГц/с. Оба передатчика принадлежат системам загоризонтной радиолокации. Приемный пункт располагался в г. Ростове-на-Дону.

В измерениях использовались программно-аппаратные комплексы приема ионограмм наклонного ЛЧМ зондирования разработанные на основе широко распространенных SDR приемников RSP1, RSP1A, RSPdx (<https://www.sdrplay.com/>). Все перечисленные SDR приемники подключаются к компьютеру по интерфейсу USB-2.0 и в полосе 2 МГц обеспечивают непрерывный 14-битный поток цифрового комплексного сигнала с частотой дискретизации 2 МГц. Полное управление приемниками обеспечивается с помощью мультиплатформенной библиотеки SDRPlay.

Временная синхронизация приёмного комплекса достигается использованием распространённых GPS приемников с сигналом секундной метки PPS.

К сожалению, SDR приемники предназначены только для поточного непрерывного ввода комплексного сигнала и не могут стартовать по внешнему сигналу временной синхронизации. Для точной временной синхронизации и привязки к

секундными метками PPS был применён следующий подход. По входу SDR приемника подключён двухходовой антенный коммутатор, управляемый от компьютера. Один вход коммутатора нагружен на согласованную нагрузку 50 Ом, а второй подключен к приемной антенне. Изначально вход SDR приемника подключен к согласованной нагрузке. За 200 мс до начала приема очередной ионограммы поток программного обеспечения, ответственный за временную синхронизацию, ставится в ожидание сигнала PPS. При его поступлении компьютер с помощью антенного коммутатора переключает вход приемника к приемной антенне. Как следствие, на комплексном цифровом сигнале, поступающим от SDR приемника, ставится временная метка в виде скачка модуля сигнала.

При включении комплекса начинается непрерывный ввод данных с SDR приемника в полосе 2 МГц. Поток обработки комплексного сигнала с SDR приемника находит в комплексном цифровом сигнале установленную метку точного времени и с этого места начинается процедура цифровой обработки для построения ионограммы и оценки информационных параметров наклонного зондирования.

Первичная частота дискретизации  $f_d$  комплексного сигнала выбрана равной 2 МГц. Введенные сигнал умножается на комплексный модельный ЛЧМ-сигнал:

$$s_n = \exp[-i2\pi(f_0 + 0.5\mu \cdot \Delta t \cdot n)], \quad (1)$$

где  $\Delta t = 1/f_d$  – шаг дискретизации по времени;  $\mu$  – скорость перестройки частоты,  $f_0$  – начальная частота, предназначенная для смещения по частоте спектра принимаемого комплексного сигнала или, что эквивалентно, для выбора первоначальной групповой задержки сигнала;  $n$  – номер дискретного отсчета от начала приема ЛЧМ-ионограммы.

В результате описанных операций получаем разностный сигнал, установленный на заданную частоту в спектре разностного сигнала (на заданную групповую задержку). Комплексный сигнал пропускается через фильтр низких частот (ФНЧ) и децимируется до вторичной частоты дискретизации  $f_{d2}$ , которая выбирается из соображений требуемого обзора по групповой задержке. Комплексный прореженный сигнал с частотой дискретизации  $f_{d2}$  подвергается спектральной обработке для построения визуального изображения дистанционно-частотной характеристики (ДЧХ); оценки группового времени распространения, амплитуды парциальных лучей, построения амплитудно-частотной характеристики каждой моды распространения (АЧХ). Вторичная обработка амплитуд, групповых задержек парциальных лучей позволяет автоматически сформировать частотные моды распространения, а по ним вычислить для каждой моды полосу когерентности, наименьшую наблюдаемую (ННЧ) и максимально наблюдаемую (МНЧ) частоту трассы [3,4]. МНЧ определяется автоматически, как максимальная частота среди всех разделенных мод распространения, соответственно ННЧ – как наименьшая частота по всем выделенным модам распространения.

В проведённом эксперименте для приема ЛЧМ сигналов загоризонтных радиолокаторов использовались активные рамочные антенны диаметром 0.6 м. Примеры ионограмм, полученных при помощи описанного программно-аппаратного комплекса приема ЛЧМ ионограмм, представлены на рис.1,2. На каждом рисунке показаны две частотные характеристики парциальных частотных мод распространения, которые получаются в каждом сеансе наклонного ЛЧМ-зондирования, а именно: дистанционно частотная характеристика (вверху рисунка), амплитудно-частотная характеристика (внизу рисунка). Очистка ионограмм от шумов в данном случае не выполнялась.

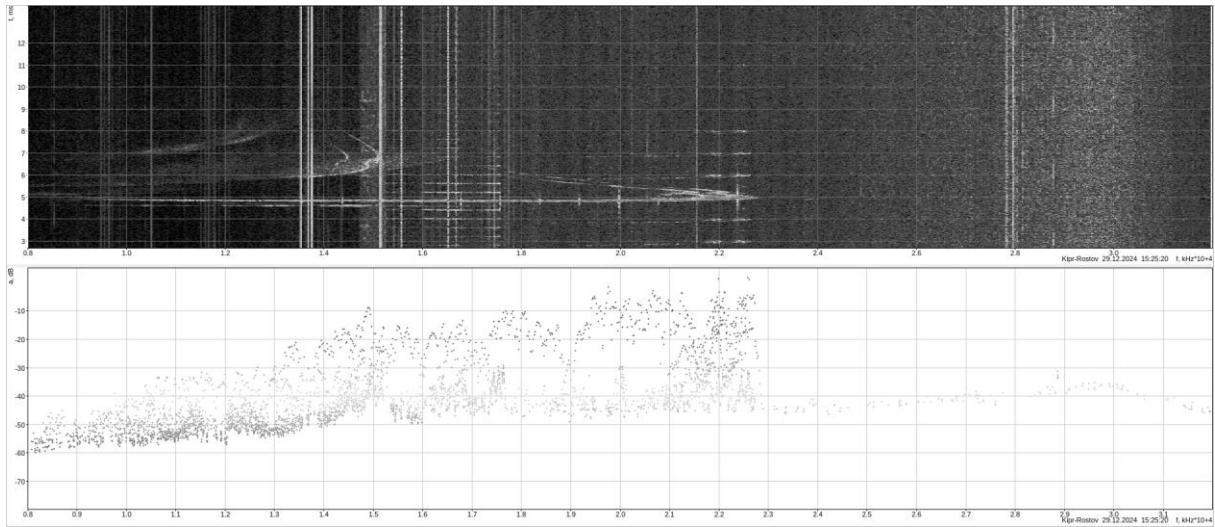


Рис.1. ДЧХ (вверху), АЧХ (внизу) на трассе Кипр – Ростов-на-Дону, 12:25 UT, 29.12.2024.

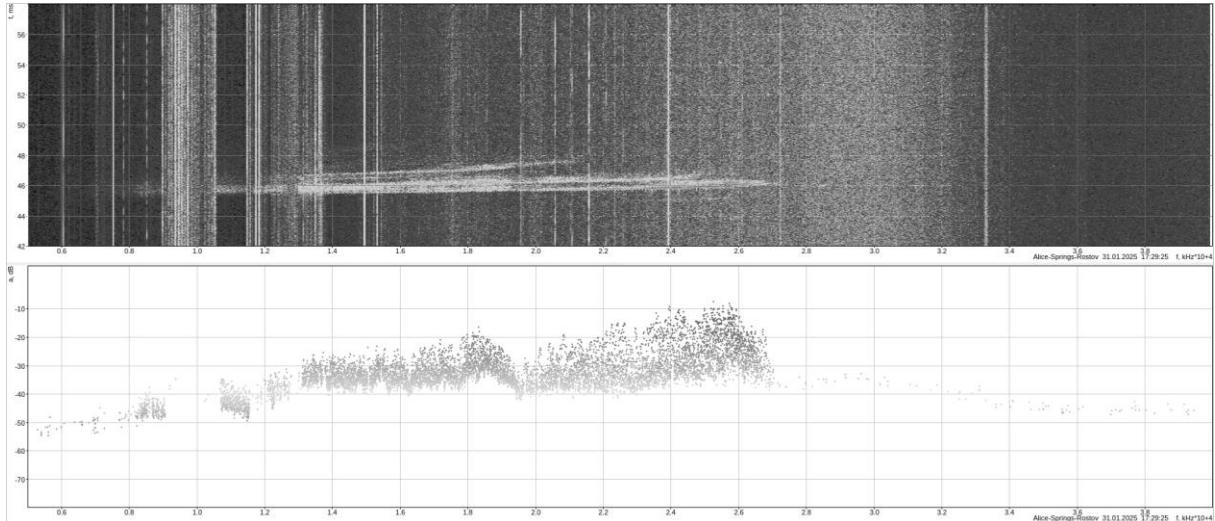


Рис.2. ДЧХ (вверху), АЧХ (внизу) на трассе Элис-Спрингс – Ростов-на-Дону, 13:55 UT, 30.01.2025.

### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ НАКЛОННОГО ЛЧМ зондирования

Особый интерес представляет оценка эффективности использования модели IRI-2021 [5,6] для долгосрочного и оперативного прогнозирования наиболее значимой характеристики КВ канала – максимальной применимой частоты (МПЧ) в условиях максимальной солнечной активности. Вопрос о применимости модели IRI-2021 для достоверного прогнозирования МПЧ решался на основе сравнения рассчитанных среднемесечных суточных значений МПЧ с аналогичными экспериментальными зависимостями максимальной наблюданной частоты (МНЧ) на среднеширотной трассе наклонного ЛЧМ-зондирования (НЗ) Кипр–Ростов-на-Дону и трассе большой протяженности Элис-Спрингс–Ростов-на-Дону. Одновременно также определялись суточные вариации МНЧ.

В данной работе обработка предполагала, прежде всего, получение зависимостей МНЧ отдельных мод распространения от времени суток. При этом выполнялась процедура идентификации и формирования мод распространения [3,4].

Отметим, что на аналогичных двух трассах были выполнены измерения МНЧ в условиях минимальной солнечной активности [7]. При этом основные результаты заключались в следующем. 1) В спокойных геофизических условиях типичные значения

среднеквадратичные отклонения МНЧ от прогнозного значения МПЧ составляли на обоих трассах  $\sim 2$  МГц. 2) На трассе большой протяженности Лавертон–Ростов-на-Дону модель IRI дает существенно заниженные значения прогностической МПЧ, и ситуация в условиях минимальной солнечной активности не может быть исправлена коррекцией модели IRI по индексу солнечной активности.

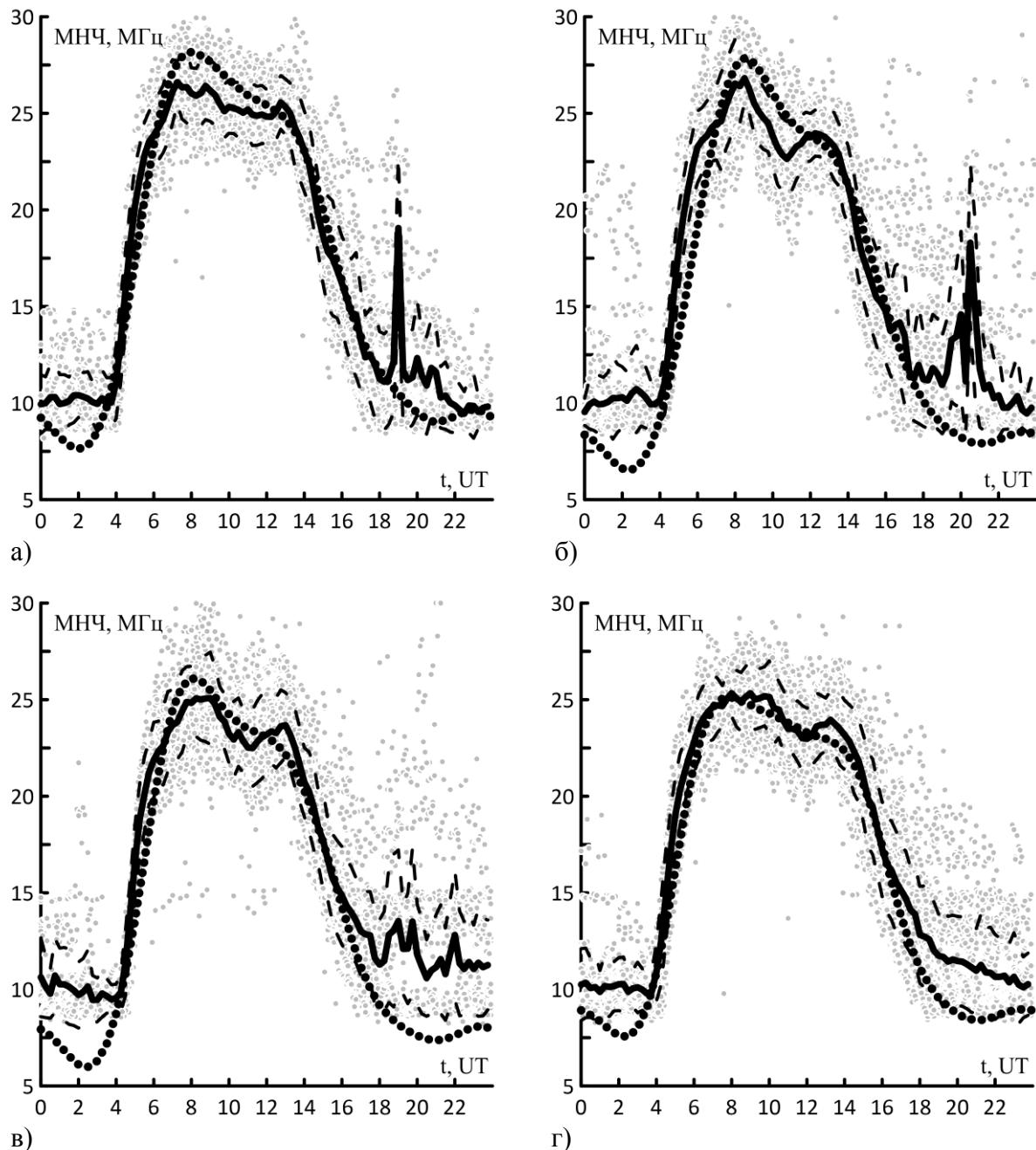


Рис.3. Зависимость среднемесячных значений МНЧ на трассе Кипр–Ростов-на-Дону с октября 2024 г. по февраль 2025 г.: а) – ноябрь, б) – декабрь, в) – январь, г) – февраль. Сплошная черная линия – усредненные за месяц значения МНЧ, штриховые черные линии ограничивают полосу шириной  $\pm \sigma$ . Точечная линия – прогноз значений МПЧ в соответствии с моделью IRI-2021.

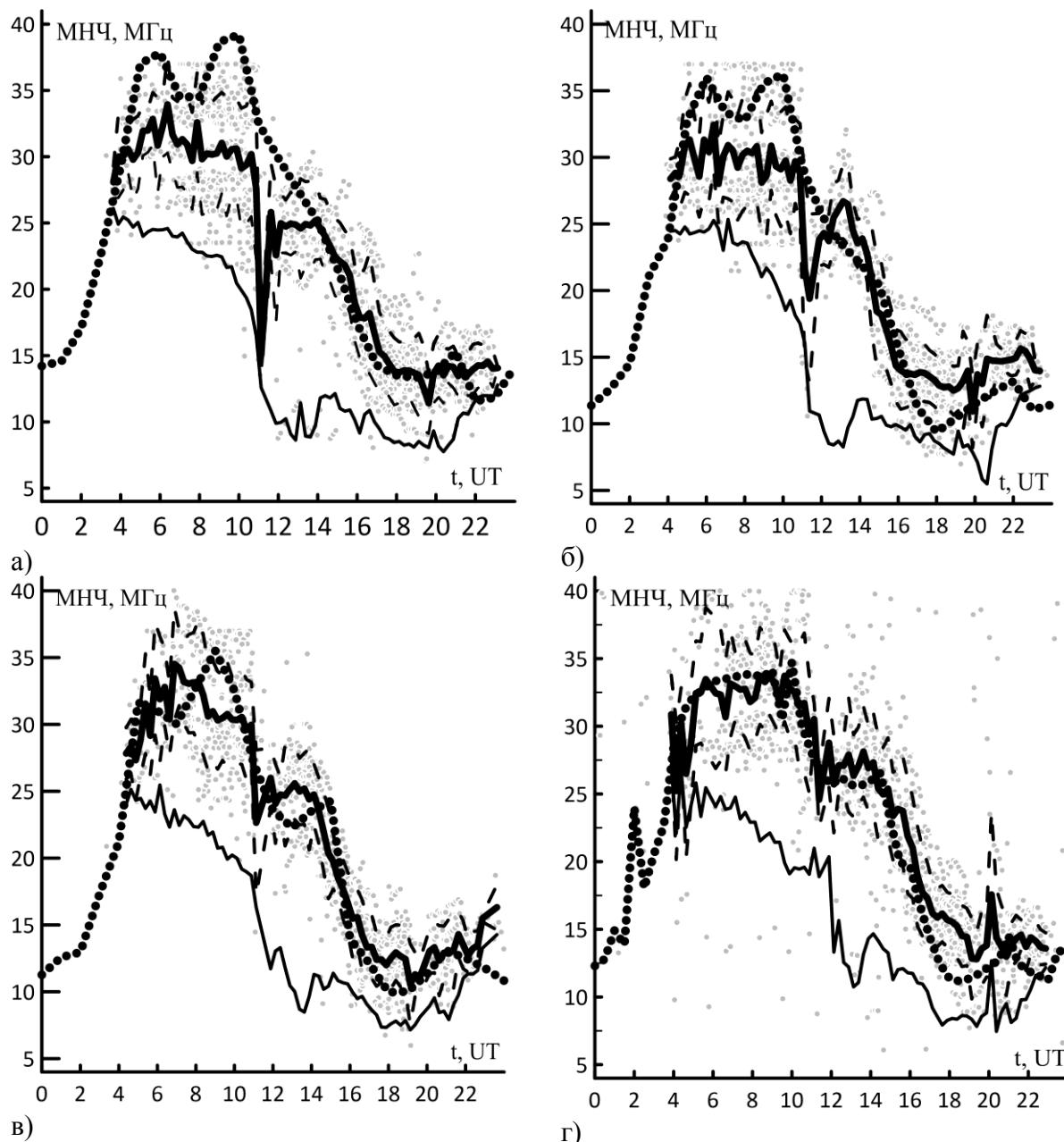


Рис.4. Зависимость среднемесячных значений МНЧ на трассе Элис-Спрингс–Ростов-на-Дону с октября 2024 г. по февраль 2025 г.: а) – ноябрь, б) – декабрь, в) – январь, г) – февраль. Жирная сплошная черная линия – усредненные за месяц значения МНЧ, штриховые черные линии ограничивают полосу шириной  $\pm\sigma$ . Тонкая черная сплошная линия – усредненные за месяц значения ННЧ; точечная линия – прогноз значений МПЧ в соответствии с моделью IRI-2021.

**Результаты наблюдений.** На рис.3,4 показаны результаты обработки ионограмм наклонного зондирования, полученные на двух трассах за осень-зиму 2024-2025 г. Каждый рисунок соответствует месячным непрерывным наблюдениям. Серыми точками на рисунках показаны квазимгновенные значения МНЧ. Квазимгновенные значения МНЧ и ННЧ по каждому сеансу определялись автоматически в реальном масштабе времени на основе алгоритма, предложенного в работах [3,4]. Для этого на основе специально разработанных алгоритмов с учетом того, что для каждой квазимгновенной частоты зондирования по каждому разделенному парциальному лучу распространения

измерялись значение групповой задержки и уровня сигнала, выделялись отдельные частотно-временные ветви распространения. В свою очередь ННЧ находилась как минимальная частота для всех существовавших частотно-временных ветвей, а МНЧ – как максимальная частота из всех существовавших в сеансе зондирования частотно-временных ветвей.

Толстая непрерывная линия на рисунках – результат месячного статистического усреднения МНЧ. Одновременно с оценкой математического ожидания находилась оценка среднеквадратичного отклонения (СКО) от математического ожидания –  $\sigma$ . Тонкие штриховые линии на рисунках ограничивают полосу в окрестности математического ожидания, ширина которой равна удвоенному среднеквадратичному отклонению –  $2\sigma$ . Тонкая непрерывная линия на рис.4, показывает среднемесячную зависимость ННЧ от времени суток.

Следует сделать замечание о значениях ННЧ на трассе Кипр–Ростов-на-Дону. Дело в том, что передатчик на Кипре работает, начиная с 8 МГц, поэтому измеренные значения ННЧ не могут быть меньше указанной величины. Вочных условиях даже при максимальной солнечной активности МПЧ оказывается часто меньше, чем 8 МГц. Поэтому на рис.3 ННЧ не показаны – они просто не могут быть оценены. В то же время из-за влияния перемещающихся ионосферных возмущений (ПИВ), квазимгновенные МНЧ могли в части сеансов существенно превышать прогнозируемые значения. Это видно по квазимгновенными значениями МНЧ, нанесённым на рис.4 серыми точками.

Для середины каждого месяца с использованием модели IRI-2021 [5,6] рассчитывалось прогностическое значение МПЧ соответствующей трассы. Полученные таким образом прогнозируемые МПЧ соответствующих трасс изображены на рисунках точечными линиями.

На трассе Элис-Спрингс –Ростов-на-Дону, как видно из рис.4 отсутствуют данные для значений МНЧ и ННЧ в период времени от ~2 до ~4 UT. Это связано с тем, что в указанном временном интервале уровень принимаемого сигнала становился меньше чувствительности аппаратуры. Моделирование этой многоскаковой трассы также показало, что в указанный период времени мощность на входе приемного устройства должна уменьшаться не менее чем на ~50-60 дБ относительно максимальных уровней принимаемого ЛЧМ сигнала в интервале времени 10-11 UT.

**Моделирование и обсуждение.** Для интерпретации полученных экспериментальных результатов выполнено имитационное моделирование на основе траекторных расчетов с использованием имитационной модели широкополосного ионосферного радиоканала [8-10]. В основе моделирования лежит решение расширенной системы характеристических уравнений в ионосфере, заданной Международной справочной моделью IRI-2021 [5,6]. При этом ионосферные столкновительные потери рассчитывались на основе приближения Эпилтона с эффективной частотой соударений, найденной по прогнозируемым IRI-2021 значениям концентрации ионов и электронов с привлечением модели нейтральной атмосферы MSIS-90.

Прежде всего следует указать, что в условиях максимальной солнечной активности прогностические значения МПЧ, вычисленные с использованием модели IRI, хорошо следуют за измеренными значениями МНЧ. На трассе средней протяженности Кипр–Ростов-на-Дону прогностические значения МПЧ практически накладываются на измеренные среднемесячные величины МНЧ, рис.4. Небольшие расхождения можно зафиксировать только вочных условиях. Последнее обстоятельство, как уже было отмечено, обусловлено тем, что ЛЧМ передатчик на Кипре начинает работать с частоты 8 МГц, в то время как прогностические МПЧ могут быть меньше указанной величины. Тем не менее, даже с учетом сказанного, суточный

ход МПЧ практически никогда не отклоняется от измеренных значений МНЧ более чем на СКО, обусловленное суточными вариациями. Отметим, что в условиях минимальной солнечной активности [7], отклонения были существенно больше.

На трассе большой протяженности Элис-Спрингс–Ростов-на-Дону суточные вариации МНЧ значительно больше, чем на трассе средней протяженности. Это обусловлено сложной модовой структурой распространения на столь протяженной радиотрассе. Отметим, что на трассе Кипр–Ростов-на-Дону МПЧ всегда обусловлена модой 1F2. На трассе Элис-Спрингс–Ростов-на-Дону модовая структура, обуславливающая МНЧ, меняется с течением суток. Как показали результаты моделирования, на отрезках времени 23-24 UT и 01-04 UT МНЧ формируется пятискаковыми модами 5F2, на интервале 04-05 UT – шестискаковыми модами 6F2, на отрезке 06-16 UT - в основном трех- 3F2 и иногда двухскаковыми модами. Причем в случае, когда двухскаковая мода ответственна за значение МНЧ, то всегда на одном из скачков она имеет характер M-моды. В связи с этим, небольшие вариации ионосферных условий распространения, могут приводить к быстрому изменению модовой структуры поля в зоне приема и значительным скачкам величины МНЧ трассы. Это проявлялось в эксперименте следующим образом. В ноябре и декабре диапазон зондирования был ограничен диапазоном 5-36 МГц, а в январе и феврале диапазон был расширен до 5-40 МГц. Тем не менее, снова в отличие от условий минимальной солнечной активности, прогностические с использованием модели IRI значения МПЧ отличаются от среднемесячных величин МНЧ не более, чем на СКО, которое обусловлено суточными вариациями максимально наблюдаемой частоты.

Как следствие, можно утверждать, что в условиях максимальной солнечной активности использование модели IRI для решения задач прогнозирования МПЧ как на трассах средней, так и на трассах большой протяженности, обеспечивает приемлемые результаты, отличающиеся от среднемесячных значений, не более чем на СКО, связанное с суточными вариациями МНЧ.

Значения МНЧ отдельных мод распространения на трассе Кипр–Ростов-на-Дону, как и раньше [7], испытывают коротко периодические вариации с квазипериодами ~30 мин – 2 часа. В спокойных ионосферных условиях в полуденные часы суток амплитуда флюктуаций может достигать 2 МГц; в восходно-заходные часы суток при прохождении терминатора флюктуации на трассе Кипр–Ростов-на-Дону могут значительно увеличиваться до 5–6 МГц. Подобные вариации сопровождаются появлением z-образований на следах верхних лучей, которые спускаются от больших задержек в область меньших, приводя к увеличению значений МНЧ. В свою очередь, z-образования связаны с движением среднемасштабных ПИВ в ионосфере. [3,4]. Подобные структуры иллюстрируются на рис.2, где z-образования хорошо видны на следах как мод 2F2, так и мод 1F2.

Для получения количественных оценок погрешности прогнозирования МПЧ, на обоих трассах вычислены среднее абсолютное –  $|\Delta|$  и среднеквадратичное –  $\sigma_2$ , отклонение среднемесячных МПЧ от измеренных значений МНЧ, а также среднее относительное отклонение  $\left\langle \frac{\Delta}{MНЧ} \right\rangle$ . Результаты оценок

$$|\Delta| = \left\langle |МПЧ - МНЧ| \right\rangle; \sigma_2 = \sqrt{\left\langle |МПЧ - МНЧ|^2 \right\rangle}; \left\langle \frac{\Delta}{MНЧ} \right\rangle = \left\langle \frac{|МПЧ - МНЧ|}{MНЧ} \right\rangle$$

приведены по месяцам в таблице 1.

Таблица 1. Погрешности прогнозирования МПЧ на двух трассах ЛЧМ зондирования.

Таблица 1. Погрешности прогнозирования МПЧ на двух трассах ЛЧМ зондирования.

	Кипр–Ростов-на-Дону				Элис-Спрингс –Ростов-на-Дону			
	ноябрь	декабрь	январь	февраль	ноябрь	декабрь	январь	февраль
$\sigma, \text{МГц}$	1,1	1,7	1,4	1,2	3,1	2,4	1,8	1,8
$ \Delta , \text{МГц}$	1,6	2,1	1,9	1,5	3,7	2,9	2,2	2,2
$\left\langle \frac{\Delta}{MНЧ} \right\rangle, \%$	7,1	11,0	9,3	8,8	13,0	12,2	8,9	9,0

Как видно из таблицы, использование модели IRI для прогнозирования среднемесячных значений МПЧ на трассе средней протяженности приводит к среднеквадратичной погрешности  $\sim 1,3$  МГц и относительной погрешности 9%, а на трассе большой протяженности соответственно – 2,3 МГц и 10,8%. Если снова провести сравнение с экспериментом при минимальной солнечной активности, то погрешности прогнозирования МПЧ как среднеквадратичные, так и относительные в условиях максимальной солнечной активности оказываются по численным значениям существенно меньше.

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Результаты исследований на двух трассах Кипр– и Элис-Спрингс –Ростов-на-Дону наклонного ЛЧМ зондирования ионосферы с ноября 2024 г. по февраль 2025 г. могут быть резюмированы следующим образом:

На трассе средней протяженности практически всегда МНЧ испытывает короткопериодические вариации с квазипериодами от 30 минут до 2-ух часов. Амплитуда флюктуаций может достигать в спокойных ионосферных условиях в полуденные часы суток 2 МГц; в восходно-заходные часы суток при прохождении терминатора флюктуации на трассе Кипр–Ростов-на-Дону значительно увеличиваются. Указанные флюктуации связаны с распространением перемещающихся ионосферных возмущений на высотах F области ионосферы.

В условиях максимальной солнечной активности использование модели IRI для решения задач прогнозирования МПЧ как на трассах средней, так и на трассах большой протяженности обеспечивает приемлемые результаты, отличающиеся от среднемесячных значений не более чем на СКО, связанное с суточными вариациями МНЧ.

Использование модели IRI для прогнозирования среднемесячных значений МПЧ на трассе средней протяженности приводит к среднеквадратичной погрешности  $\sim 1,3$  МГц и относительной погрешности 9% На трассе большой протяженности Элис-Спрингс –Ростов-на-Дону погрешности несколько возрастают, соответственно среднеквадратичная погрешность составляет 2,3 МГц, а средняя относительная ошибка не превышает 11%.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Fenwick, R. B. Oblique chirpsounders: The HF communications test set// Communications News, 1974, February. -Pp.32-33.,
2. Uryadov, V. P., Vertogradov, G. G., Vertogradova, E. G., Vertogradov, V. G. "A New Tool for Investigating Complex Ionospheric Structures: Over-the-horizon high-frequency

- sounding of ionospheric irregularities with a chirp ionosonde-direction finder" IEEE Antennas and Propagation Magazine, 2017, Vol. 59, No. 6. -Pp.62-76.
3. Вертоградов Г.Г., Урядов В.П., Вертоградов В.Г. Наклонное зондирование и моделирование ионосферного коротковолнового канала// Изв. вузов. Радиофизика, 2005, Т. 48, №6. -C.455-471.
  4. Vertogradov, G. G., Vertogradov, V. G., Uryadov, V. P. Oblique chirp sounding and modeling of ionospheric HF channel at paths of different length and orientation// Int.J.Geomagn.Aeron, 2007(GI2002). -Pp.1–18. <http://dx.doi.org/10.1029/2006GI000143/>
  5. Bilitza D. and Reinisch B.W., 2008. International reference ionosphere 2007: improvements and new parameters// Advances in Space Research, Vol. 42. -Pp.599–609, doi:10.1016/j.asr.2007.07.048.
  6. Bilitza D., Altadill D., Zhang Y., Mertens C., Truhlik V., et al., 2014. The International Reference Ionosphere 2012 – a model of international collaboration// J. Space Weather Space Clim., 2014, Vol. 4(A07), doi:10.1051/swsc/2014004.
  7. Вертоградов Г.Г., Вертоградов В.Г. Наклонное ЛЧМ-зондирование и прогнозирование максимальной применимой частоты на трассах со средней и большой протяжённостью //Изв. вузов. Радиофизика, 2021, Т. 64, №8-9. -C.644-654.
  8. Barabashov, B. G., Vertogradov, G. G., Burdukov, M. P., Pelevin, O. Evaluation of short and medium-range ionospheric radiopaths// In:Proceedings of the Eleventh International Conference on Antennas and Propagation, 2001 (IEEConf. Publ. No. 480). -Pp.160–164.
  9. Вертоградов Г.Г. Имитатор широкополосного ионосферного радиоканала// Радиотехника и электроника, 2003, Т. 48, №11. -C.1322-1329.
  10. Vertogradov, G. G., Vertogradova, E. G. The computer simulation of the HF- channel// In: Proceedings of the Eleventh International Conference on Antennas and Propagation, 2001 (IEE Conf. Publ. No. 480). -Pp.797-801.

## REFERENCES

1. Fenwick, R. B. Oblique chirpsounders: The HF communications test set// Communications News, 1974, February. -Pp.32-33.
2. Uryadov, V. P., Vertogradov, G. G., Vertogradova, E. G., Vertogradov, V. G. A New Tool for Investigating Complex Ionospheric Structures: Over-the-horizon high-frequency sounding of ionospheric irregularities with a chirp ionosonde-direction finder// IEEE Antennas and Propagation Magazine, 2017, Vol. 59, No. 6. -Pp.62-76.
3. Vertogradov, G. G., Uryadov, V. P., Vertogradov, V. G. Oblique sounding and modeling of the ionospheric HF channel// Radiophysics and Quantum Electronics, 2005, Vol. 48, No. 6. -Pp.405-419.
4. Vertogradov, G. G., Vertogradov, V. G., Uryadov, V. P. Oblique chirp sounding and modeling of ionospheric HF channel at paths of different length and orientation// Int. J. Geomagn. Aeron, 2007 (GI2002). -Pp.1–18. <http://dx.doi.org/10.1029/2006GI000143/>
5. Bilitza, D., Reinisch, B. W. International reference ionosphere 2007: improvements and new parameters// Advances in Space Research, 2008, Vol. 42. -Pp.599–609. doi:10.1016/j.asr.2007.07.048.
6. Bilitza, D. Altadill, D., Zhang, Y., Mertens, C., Truhlik, V., et al. The International Reference Ionosphere 2012 – a model of international collaboration// J. Space Weather Space Clim., 2014, Vol. 4(A07). doi:10.1051/swsc/2014004.
7. Vertogradov, G. G., Vertogradov, V. G. Oblique chirp sounding and prediction of the maximum usable frequency on the middle- and long-distance paths// Radiophysics and Quantum Electronics, 2021. Vol. 64, No. 8-9. -C.581-590.

8. Barabashov, B. G., Vertogradov, G. G., Burdukov, M. P., Pelevin, O. Evaluation of short and medium-range ionospheric radiopaths// In: Proceedings of the Eleventh International Conference on Antennas and Propagation, 2001 (IEEConf. Publ. No. 480). No. 160–164.
9. Vertogradov, G. G. Simulator of a wideband ionospheric radio channel// Journal of Communications Technology and Electronics, 2003, Vol. 48, No. 11. -Pp.1213-1220.
10. Vertogradov, G. G., Vertogradova, E. G. The computer simulation of the HF- channel// In: Proceedings of the Eleventh International Conference on Antennas and Propagation, 2001 (IEE Conf. Publ. No. 480). -Pp.797-801.

# **О ВОЗМОЖНОСТИ ВОССТАНОВЛЕНИЯ СВЕРХКОРОТКОГО РАДИОИМПУЛЬСА, ДЕФОРМИРОВАННОГО ПРИ ПРОХОЖДЕНИИ РЕЗОНАНСНО-ПОГЛОЩАЮЩЕЙ ГАЗОВОЙ СРЕДЫ**

Г.М. Стрелков, Ю.С. Худышев

Фрязинский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова  
Российской академии наук (ФИРЭ РАН), Фрязино, Россия

**Аннотация.** Кратко изложены результаты анализа возможности восстановления формы передаваемого радиоимпульса по временному ходу напряженности поля излучения, регистрируемого на приемном конце трассы. Анализ выполнен применительно к сверхкороткому синусоидальному цугу с синусоидальной огибающей, среда распространения – земная атмосфера. Резонансное поглощение обусловлено сильной спектральной линией водяного пара с частотой 183.36 ГГц, а взаимодействие импульса со средой описывается моделью Друде-Лоренца. Восстановление формы выполняется на основе полученного интегрального соотношения, во временной области выраждающего поле излучаемого импульса через принимаемое поле. Приведены примеры, иллюстрирующие возможность эффективного восстановления исходной формы излученного импульса для ряда значений параметров задачи. Основными среди последних являются оптическая глубина трассы на частоте резонансного поглощения среды, полуширина спектральной линии и характеристическая длительность импульса, но не его начальная форма.

**Ключевые слова:** резонансно-поглощающая среда, сверхкороткий радиоимпульс, восстановление формы, дисперсионные искажения.

## **ON THE POSSIBILITY OF RECOVERY OF THE ULTRASHORT RADIO WAVE PULSE DEFORMED WHEN PASSING THE RESONANTLY ABSORBING GAS MEDIUM**

G.M. Strelkov, Yu.S. Khudyshev

Fryazino branch of the Kotel'nikov Institute of Radio-engineering and Electronics  
of RAS (FIRE RAS), Fryazino, Russia

**Abstract.** The article briefly presents the results of the analysis of the possibility of reconstructing the shape of a transmitted radio wave pulse based on the time course of the radiation field intensity recorded at the receiving end of the path. The analysis is performed for an ultrashort sinusoidal train with a sinusoidal envelope, the propagation medium is the earth's atmosphere. The resonant absorption is due to the strong spectral line of water vapor with a frequency of 183.36 GHz, and pulse interaction with the medium is described by the Drude-Lorentz model. The shape is reconstructed based on the obtained integral relation, which expresses the field of the emitted pulse in the time domain through the received field. Examples are given that illustrate the possibility of effectively reconstructing the original shape of the emitted pulse for a number of problem parameter values. The main ones among the latter are the optical depth of the path at the frequency of resonant absorbing of the medium, the half-width of a spectral line and the characteristic pulse duration, but not its initial shape.

**Keywords:** resonantly absorbing medium, ultrashort radio wave pulse, reconstruction of the shape, dispersion distortions.

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Характерной особенностью процесса распространения радиосигналов в диспергирующих средах, к которым относятся и планетные атмосферы, является нарастающее с удалением от излучателя изменение их формы и определяемых ею интегральных характеристик. Поле распространяющегося импульса воздействует на свободные или связанные заряды в среде, обусловливая их перемещение в пространстве с переменным ускорением. В результате движущиеся заряды излучают поглощенную ими энергию в виде электромагнитного поля (см., напр., [1], с.111), и на приемном конце трассы фактически регистрируется не поле пришедшего импульса, а сумма поля импульса и поля излучения среды. Заметим, что это обстоятельство в рамках описания процесса распространения радиоимпульсов на основе интеграла Фурье не учитывается в принципе. Будем поэтому, следуя установившейся терминологии, называть поле, регистрируемое на приемном конце трассы, принимаемым импульсом.

При достаточной протяженности трассы регистрируемый временной ход суммарной напряженности поля может весьма значительно отличаться от такового для излучаемого импульса. Естественно возникают вопросы как о возможности компенсации искажений характеристик передаваемых импульсов (см., напр., [2, 3]), так и о возможности определения характеристик трассы, например, ее длины (см., напр., [4, 5]). Самостоятельный здесь является вопрос о восстановлении исходной формы радиоимпульсов, поступающих в диспергирующую среду. В [6,7] рассмотрена одна из таких задач применительно к случаю, когда средой распространения является межпланетная плазма. Соответственно, целью настоящего доклада является краткое обсуждение возможности восстановления исходной формы поступившего в среду сверхкороткого радиоимпульса по принимаемому импульсу применительно к случаю земной атмосферы.

## 2. АНАЛИТИЧЕСКИЕ И РАСЧЕТНЫЕ СООТНОШЕНИЯ

Пусть электромагнитный импульс распространяется в резонансно-поглощающей среде (иначе – среде с аномальной дисперсией) по трассе протяженностью  $z$ . Процесс распространения описывается совокупностью волнового уравнения

$$\frac{\partial^2 E}{\partial z^2} = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} + \frac{4\pi}{c^2} \frac{\partial^2 P}{\partial t^2} \quad (1)$$

и материального уравнения Друде-Лоренца

$$\frac{\partial^2 P}{\partial t^2} + 2\delta \frac{\partial P}{\partial t} + \omega_p^2 P = \frac{e^2 N}{m} E \quad (2)$$

Здесь  $E$  – напряженность поля излучения в среде;  $t$  – время;  $c$  – скорость света;  $P$  – поляризация единицы объема среды;  $\delta = 2\pi\Delta\nu$ ,  $\Delta\nu$  – полуширина спектральной линии;  $\omega_p = 2\pi f_p$ ,  $f_p$  – резонансная частота среды.

Решение системы уравнений (1) и (2) получено в [8] в приближении  $|\tilde{n}(\omega) - 1| \ll 2$ ,  $\tilde{n}(\omega)$  – комплексный показатель преломления среды. Заметим, что для земной атмосферы левая часть последнего неравенства не превышает  $\sim 10^{-4}$ . Решение имеет вид:

$$\begin{aligned}
E(\tau; t') = & E(0; t') - \int_0^{t'} E(0; t' - \theta) \sqrt{\delta_1 / \theta} J_1(2\sqrt{\delta_1 \theta}) \exp(p_1 \theta) d\theta - \\
& - \int_0^{t'} E(0; t' - \theta) \sqrt{\delta_2 / \theta} J_1(2\sqrt{\delta_2 \theta}) \exp(p_2 \theta) d\theta + \\
& + \int_0^{t'} E(0; t' - \theta) \int_0^\theta \sqrt{(\delta_1 / \mu)} J_1(2\sqrt{\delta_1 \mu}) \exp(p_1 \mu) \cdot \\
& \cdot \sqrt{\delta_2 / (\theta - \mu)} J_1(2\sqrt{\delta_2 (\theta - \mu)}) \exp(p_2 (\theta - \mu)) d\mu d\theta.
\end{aligned} \tag{3}$$

Здесь  $\tau$  – оптическая глубина трассы;  $t' = t - z/c$ ;  $\delta_{1,2} = (\tau \delta / 2)(1 \pm i(\delta / \omega_1))$ ,  $\omega_1 = \sqrt{\omega_p^2 - \delta^2}$ ;  $p_{1,2} = -\delta \pm i\omega_1$ ;  $J_1(x)$  – функция Бесселя первого рода первого порядка.

Формула (3) представляет собой интегральное уравнение Вольтерра второго рода относительно функции времени  $E(0; t')$  [9]. Его решение имеет вид:

$$\begin{aligned}
E(0; t') = & E(\tau; t') + \int_0^{t'} E(\tau; t' - \theta) \sqrt{\delta_1 / \theta} I_1(2\sqrt{\delta_1 \theta}) \exp(p_1 \theta) d\theta + \\
& + \int_0^{t'} E(\tau; t' - \theta) \sqrt{\delta_2 / \theta} I_1(2\sqrt{\delta_2 \theta}) \exp(p_2 \theta) d\theta + \\
& + \int_0^{t'} E(\tau; t' - \theta) \int_0^\theta \sqrt{(\delta_1 / \mu)} I_1(2\sqrt{\delta_1 \mu}) \exp(p_1 \mu) \cdot \\
& \cdot \sqrt{\delta_2 / (\theta - \mu)} I_1(2\sqrt{\delta_2 (\theta - \mu)}) \exp(p_2 (\theta - \mu)) d\mu d\theta.
\end{aligned} \tag{4}$$

Здесь  $I_1(x)$  – модифицированная функция Бесселя первого рода первого порядка. Остальные величины определены выше.

Полагая, что временной ход величины  $E(\tau; t')$  достаточно достоверно известен, например, по экспериментальным данным, и также известны величины  $\tau$  и  $\Delta v$ , получаем возможность трактовать (4) как инструмент восстановления исходной формы принятого импульса. Соответственно, далее под левой частью (4) будем понимать восстановленный импульс, который переобозначим как  $E_B(\tau; t')$ .

Все нижеследующие данные являются следствием соотношений (3) и (4).

### 3. ИЗЛУЧАЕМЫЙ И ВОССТАНОВЛЕННЫЙ СВЕРХКОРОТКИЕ ИМПУЛЬСЫ

Возможность восстановления исходной формы излученного импульса с применением соотношений (3) и (4) рассмотрим на примере радиоимпульса вида

$$E(0; t) = \begin{cases} E_0 \cdot \sin(\pi t / t_u) \cdot \sin(2\pi N t / t_u), & 0 \leq t \leq t_u; \\ 0, & t > t_u, \end{cases} \tag{5}$$

где  $N$  – число полных колебаний поля в импульсе;  $t_u = N T = N / f'$  – длительность импульса;  $T$  – период колебаний поля излучаемого импульса;  $f'$  – частота колебаний поля в излучаемом импульсе («несущая»);  $E_0$  – «высота» импульса. Начальное значение

энергии импульса  $W_i = \int_0^{t_i} E^2(0; t) dt = 0.25 t_i$  при  $E_0 = 1$  и любых значениях параметра  $N$ . Излучаемый импульс (5) и его амплитудный спектр при указанных в подписи значениях параметров показаны на рисунке 1. Ширина спектра по уровню 0.5 составляет  $\sim 14.9$  ГГц.

Примеры, иллюстрирующие принципиальную возможность восстановления формы поступившего в среду импульса по временной зависимости напряженности поля, регистрируемой на приемном конце трассы, представлены на рисунке 2 (приземная трасса) и 3 (трасса, проходящая по верхней границе тропосферы). Каждый пример

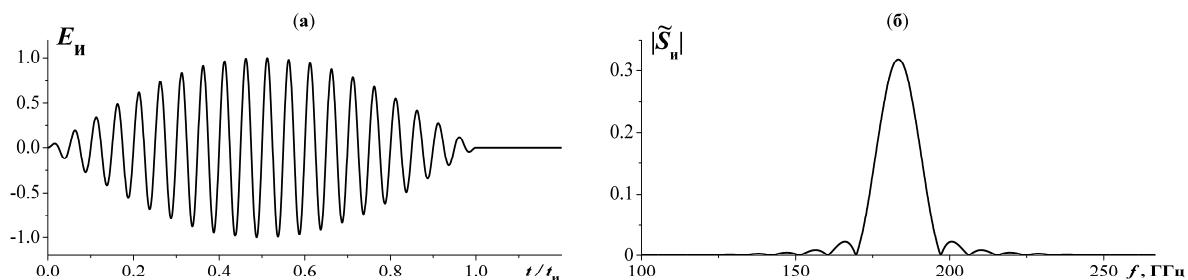


Рис. 1. Напряженность поля излучаемого импульса  $E_i$  (а) и его амплитудный спектр  $|\tilde{S}_i|$  (б) при  $N = 20$ ;  $f' = 183.36$  ГГц и  $t_i = 0.109$  нс.

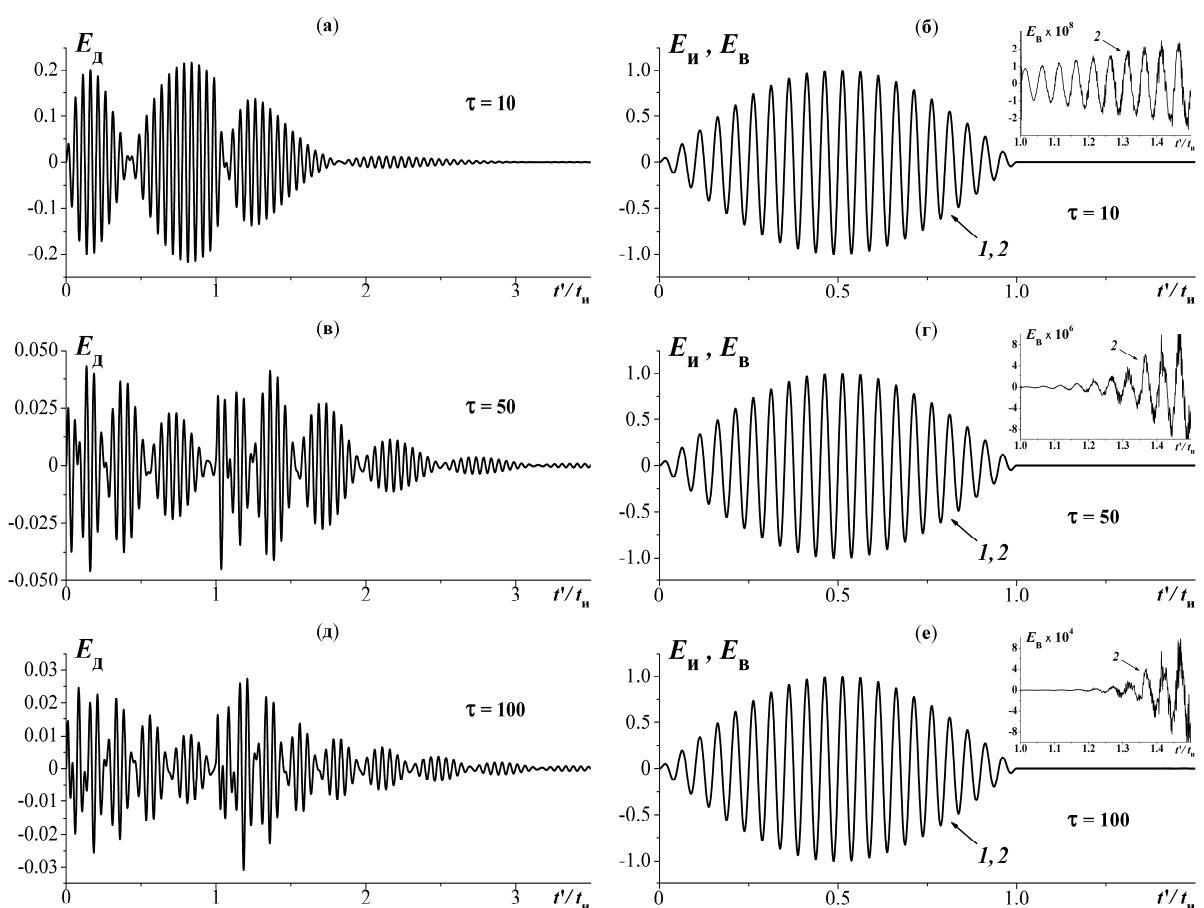


Рис. 2. Деформированный  $E_D$  (а, в, д), излученный  $E_i$  (б, г, е; кривые 1) и восстановленный  $E_B$  (б, г, е; кривые 2) импульсы при  $\Delta\nu = 3.0$  ГГц и  $f_p = 183.36$  ГГц. Начальные параметры те же, что и на рис. 1.

илюстрируется двумя рисунками, отвечающими указанному на их поле значению оптической глубины трассы. В свою очередь, на первом из каждой пары рисунок (см., напр., рисунок 2а) изображена напряженность поля деформированного в среде импульса  $E_{\Delta} = E(\tau; t')$  при указанном значении оптической глубины трассы. Соответственно, на втором рисунке пары (сейчас это рисунок 2б) две кривые изображают напряженности поля излучаемого импульса  $E_i = E(0; t')$  (кривая 1) и восстановленного импульса  $E_b = E_b(\tau; t')$  (кривая 2). Можно видеть, что во всех шести представленных вариантах кривые 1 и 2 весьма близки, что позволяет полагать восстановление эффективным. Дополнительно на полях рисунков, содержащих пары кривых  $E_i$  и  $E_b$ , даны вставки с количественной информацией о возможных погрешностях восстановления излучаемого импульса. Можно видеть, что в пределах временного интервала  $t' = (1.0 - 1.5)t_u/t_u$  выраженный «хвост» деформированного импульса у восстановленного импульса практически отсутствует.

На рисунках 4 и 5 показаны амплитудные спектры деформированных импульсов, представленных на рисунках 3 и 4. Значения оптической глубины трассы указаны на полях соответствующих рисунков. Можно видеть, что для частот в пределах спектральной линии происходит значительное ослабление энергии соответствующих им гармоник, в результате чего они фактически не участвуют в формировании деформированного импульса.

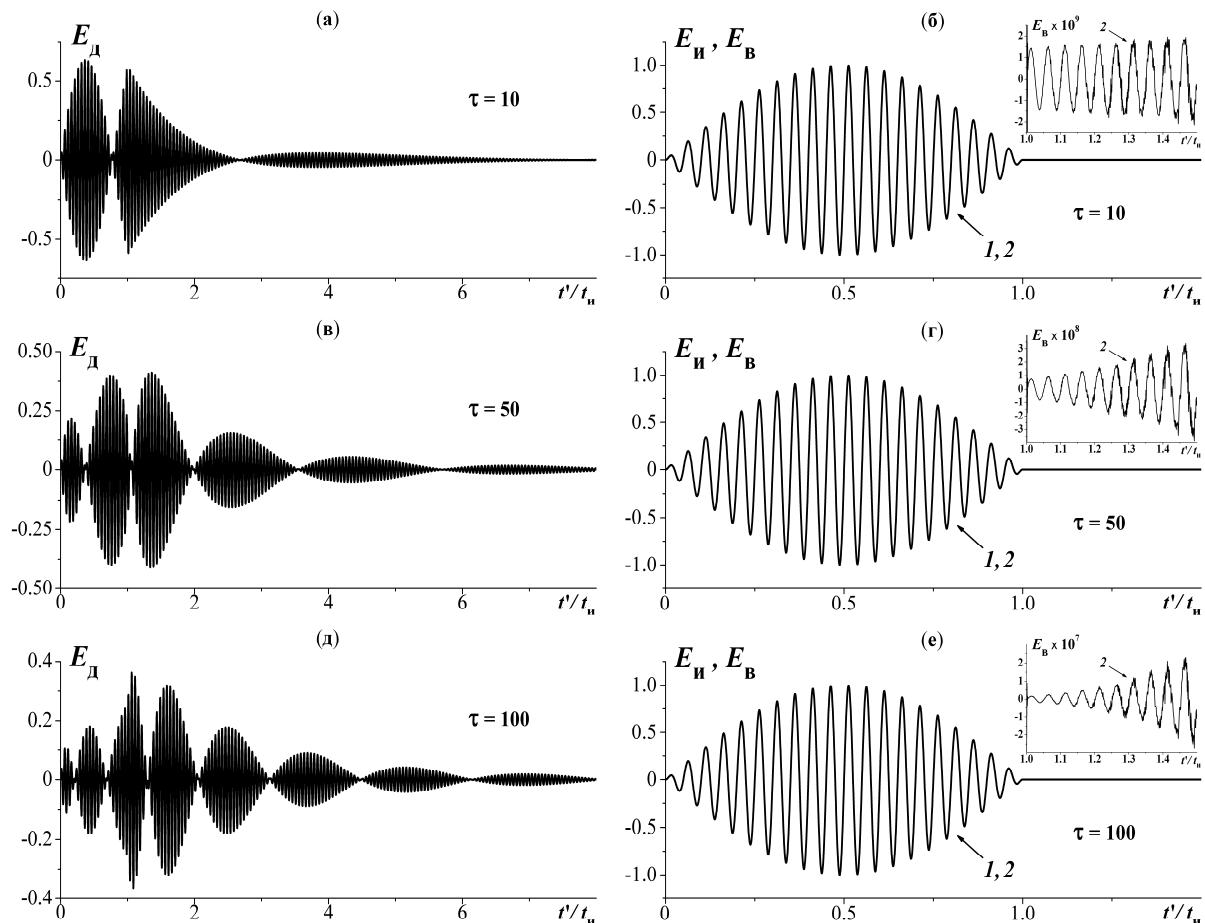


Рис. 3. Деформированный  $E_{\Delta}$  (а, в, д), излученный  $E_i$  (б, г, е; кривые 1) и восстановленный  $E_b$  (б, г, е; кривые 2) импульсы при  $\Delta\nu = 0.5$  ГГц и  $f_p = 183.36$  ГГц. Начальные параметры те же, что и на рис. 1.

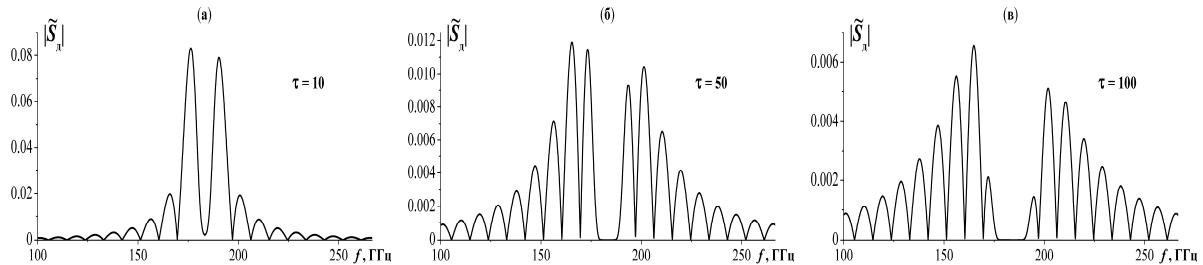


Рис. 4. Амплитудный спектр деформированных импульсов, изображенных на рис. 2.

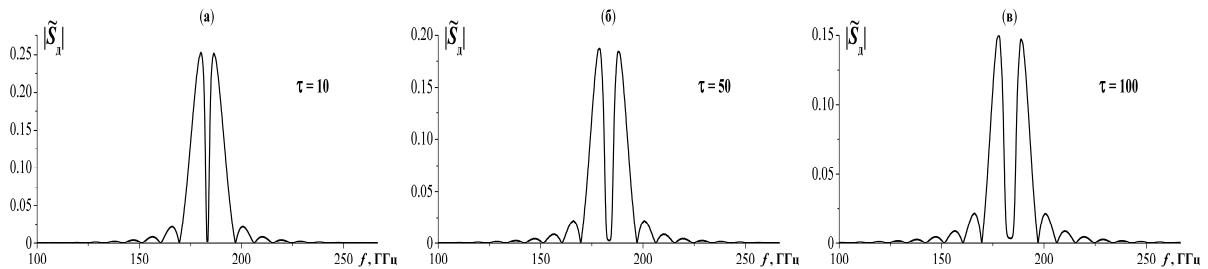


Рис. 5. Амплитудный спектр деформированных импульсов, изображенных на рис. 3.

Количественные данные об уровне ослабления импульсов и оценка достоверности восстановления их исходной формы представлены в таблице 1, которая содержит энергию деформированного  $W_{\text{д}}$  и восстановленного  $W_{\text{в}}$  импульсов, нормированные на величину  $t_{\text{и}}$  при различных значениях  $\Delta\nu$  и  $\tau$ . Можно видеть, что с увеличением оптической глубины трассы, энергия излучаемого импульса значительно ослабляется вплоть до трех порядков. При этом энергия восстановленных импульсов во всех случаях совпадает с энергией излучаемого импульса не менее чем до 7-й значащей цифры.

Таблица 1. Энергии деформированного и восстановленного импульсов

$\Delta\nu$ , ГГц	$\tau$	$W_{\text{д}}$	$W_{\text{в}}$
3.0	10	0.01607	0.25
	50	0.00059	0.25
	100	0.00018	0.25
0.5	10	0.15468	0.25
	50	0.08199	0.25
	100	0.05082	0.25

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В докладе приведено не имеющее аналогов в литературе соотношение, во временной области выражающее напряженность поля поступающего в газовую среду импульса через напряженность поля излучения, регистрируемого на приемном конце трассы. На его основе для сверхкороткого синусоидального цуга с синусоидальной огибающей показана принципиальная возможность и приведены примеры восстановления исходной формы сверхкороткого радиоимпульса, а также оценены значения параметров задачи, для которых восстановление оказывается весьма эффективным. Основными среди последних являются оптическая глубина трассы  $\tau$ , полуширина спектральной линии  $\Delta\nu$  и характеристическая длительность импульса  $t_{\text{и}}$ , но не его начальная форма.

Работа выполнена в рамках Государственного задания ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН № 075-00395-25-00.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Левич В.Г. Курс теоретической физики. Т.1. М.: Наука. Физматлит, 1969. - 912 с.
2. Батанов В.В., Назаров Л.Е. Алгоритмы компенсации искажений сигналов при распространении по спутниковым ионосферным радиолиниям. // Журнал радиоэлектроники, 2021, № 6.
3. Назаров Л.Е., Батанов В.В. Исследование влияния трансионосферных линий передачи на вероятностные характеристики приема сигналов с фазовой манипуляцией. // Изв. РАН. Серия физическая, 2018, Т. 82, № 11. - С. 1584-1589.
4. Кальщиков А.А., Штыков В.В., Шалимова Е.В. Прямой метод определения длины пути, пройденного сигналом по трассе с частотной дисперсией. // Журнал радиоэлектроники, 2020, № 9.
5. Кальщиков А.А., Штыков В.В. Ускоренный метод определения расстояния до объекта при наличии частотной дисперсии фазовой скорости. // Журнал радиоэлектроники, 2020, № 3.
6. Стрелков Г.М., Худышев Ю.С. О возможности восстановления сверхкороткого радиоимпульса, деформированного при прохождении межпланетной трассы. // XXVII Международная научно-техническая конференция «Радиолокация, навигация, связь». Сборник трудов. Воронеж: ВГУ, 2021, Т.3. - С.327-334.
7. Стрелков Г.М., Худышев Ю.С. О возможности восстановления сверхкороткого радиоимпульса, деформированного при прохождении холодной плазменной среды. // Радиотехника и электроника, 2022, Т.67, №8. - С. 729-735.
8. Стрелков Г.М. О распространении сверхкороткого радиоимпульса в резонансно-поглощающей атмосфере. // Радиотехника и электроника, 2013, Т.58, № 10. - С.989-1001.
9. Полянин А.Д., Манжиров А.В. Справочник по интегральным уравнениям. М.: Наука. Физ-матлит, 2003. - 608 с.

## REFERENCES

1. Levich V.G. A course of theoretical physics. Vol. 1. M.: Science. Fizmatlit, 1969. - 912 p.
2. Batanov V.V., Nazarov L.E. Algorithms for compensation of signal distortions under propagation along satellite ionospheric radio lines // Journal of Radio Electronics, 2021, No 6.
3. Nazarov L.E., Batanov V.V. Investigation of the influence of transitionospheric transmission lines on the probabilistic characteristics of receiving signals with phase shift keying. // Izv. RAS. Physical series, 2018, Vol. 82, No 11. - Pp.1584-1589.
4. Kal'schikov A.A., Shtykov V.V., Shalimova E.V. A direct method for determining of the path's length travelled by a signal along a path with frequency dispersion. // Journal of Radio Electronics, 2020, No 9.
5. Kal'schikov A.A., Shtykov V.V. Rapid method for the distance determining to an object under the frequency dispersion of phase velocity // Journal of Radio Electronics, 2020, No 3.
6. Strelkov G.M., Khudyshev Yu.S. On the possibility of recovery of the ultrashort radio wave pulse deformed when passing the interplanetary path // XXVII International Scientific and Technical Conference «Radar, Navigation, Communications». Collection of works. Voronezh: VGU, 2021. Vol. 3. - Pp. 327-334.
7. Strelkov G.M., Khudyshev Yu.S. About the Possibility of Reconstructing an Ultrashort Radio Pulse Deformed during Passing a Cold Plasma Medium. // Journal of Communications Technology and Electronics, 2022, Vol. 67, No 8. - Pp. 923-929.
8. Strelkov G.M. Propagation of an ultrashort radio pulse in a resonance-absorbing atmosphere. Journal of Communications Technology and Electronics, 2013, T. 58, No 10. - Pp. 961-973.
9. Polyanin A.D., Manzhirov A.V. Integral Equations Handbook. M.: Nauka. Fizmatlit, 2003. - 608 p.

# **ПРОВЕРКА ГИПОТЕЗЫ О ПРЕОБЛАДАНИИ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ТИПА РАССЕЯНИЯ ВОЛН В БЛИЖНЕЙ ЗОНЕ РАССЕИВАТЕЛЕЙ**

Д. В. Пацев, Е. А. Ищенко, А. Е. Медведев, И. А. Сафонов, Ю. Г. Пастернак,  
Д. К. Проскурин

Воронежский государственный технический университет (ВГТУ), Воронеж, Российская Федерация

**Аннотация.** В статье рассматривается проверка гипотезы о преобладании электрического типа рассеяния волн в ближней зоне. В качестве исследуемых моделей были использованы тела с простыми геометрическими параметрами. Была проведена оценка волнового сопротивления для каждого рассмотренного случая. Во второй части исследования в качестве модели был взят высокомобильный роботизированный автономный комплекс с разными материалами корпуса – из диэлектрика и из идеального проводника (PEC).

**Ключевые слова:** электрический тип рассеяния волн; волновое сопротивление; электромагнитное моделирование.

## **TESTING THE HYPOTHESIS ABOUT THE PREVALENCE OF THE ELECTRIC TYPE OF WAVE SCATTERING IN THE NEAR ZONE OF SCATTERERS**

D. V. Patsev, E. A. Ischenko, A. E. Medvedev, I. A. Safonov, Yu. G. Pasternak,  
D. K. Proskurin

Voronezh State Technical University (VSTU), Voronezh, Russian Federation

**Abstract.** The article examines the hypothesis of the predominance of the electric type of wave scattering in the near zone. Bodies with simple geometric parameters were used as models under study. The wave resistance was estimated for each case under consideration. In the second part of the study, a highly mobile robotic autonomous complex with different body materials – from a dielectric and from a perfect conductor (PEC) – was used as a model.

**Keywords:** electric type of wave scattering; wave resistance; electromagnetic simulation.

### **1. ВВЕДЕНИЕ**

Применение методов электродинамического моделирования типа рассеяния электромагнитных волн в ближней зоне (NF) является важной и актуальной задачей, особенно при построении радиопеленгационных комплексов. В случае преобладания электрического типа отражения серьезному искажению подвергаются электрические компоненты электромагнитного поля, в случае же падения волнового сопротивления в ближней зоне наибольшим помехам подвержено магнитное поле, поэтому особо важную роль играет исследование характеристик поля в ближней зоне около корпусов рассеивателя электромагнитных волн. Поэтому проведение данного исследования особенно актуально, а использование современных методов электромагнитного моделирования позволяет получить наиболее точную картину характеристик рассеяния электромагнитных волн в ближней зоне. Для того, чтобы определить тип отражения волн в ближней зоне необходимо определить распределение волновых сопротивлений. Этого можно добиться путем использования методов электродинамического моделирования.

Рассмотрение способа формирования виртуальной антенной решетки на основе магнитных диполей [1]. Рассматриваются два способа пеленгации – на основе электрического и магнитного поля. В результате проведенного исследования было обнаружено, что использование магнитных диполей позволяет значительно повысить стабильность и точность пеленга как для электромагнитных волн с линейной поляризацией, так и с эллиптической. Приводятся основные математические выражения, используемые для определения характеристик пеленгации, а также зависимости пеленгов в исследуемом диапазоне частот. Предложенный в данной статье способ формирования виртуальных магнитных диполей позволяет значительно повысить точность пеленгации электромагнитных волн по сравнению с пеленгацией на основе электрических компонент волн.

Трехмерный полуаналитический алгоритм согласования мод (SAMM) используется для определения ближнего поля рассеяния от подземных целей в потерянной почве, где источником является диполь, размещенный в скважине в земле [2]. Рассеяние описывается умеренно низкпорядковыми суперпозициями сферических мод, расположенных в нескольких пользовательских координатных центрах рассеяния (CSC); коэффициенты мод находятся численно путем наименьших квадратов, удовлетворяя всем граничным условиям в дискретных точках вдоль соответствующих интерфейсов, одновременно соблюдая условия излучения. Результаты SAMM сравниваются с совершенно другим методом: приближением Борна для полупространства (HSBA). Хорошее согласие между методами служит валидацией алгоритма.

Исследуется проект восстановления поля рассеяния радиолокационной цели на основе модели центров рассеяния [3]. Проект предполагает создание базы данных центров рассеяния с использованием ISAR-изображений и алгоритма CLEAN. Затем на основе этой базы данных и теории восстановления поля восстанавливается поле рассеяния модифицированной радиолокационной цели. В качестве примера используется представительная геометрия, чтобы продемонстрировать эффективность проекта. Результаты показывают, что восстановленное поле рассеяния хорошо аппроксимирует реальное поле в частотно-пространственной области, что подтверждает работоспособность проекта. Этот метод имеет большое значение для получения данных о поле рассеяния крупногабаритных радиолокационных целей.

Рассеянные ближние поля от электрически крупных сложных объектов с идеальной электропроводностью (PEC), освещенных дальними полевыми антенными источниками, рассчитываются с использованием метода стрельбы и отражения лучей (SBR) [4]. Для получения точных результатов ближнего поля рассеяния предлагается интегральное представление ближнего поля в рамках физической оптики (PO), которое сводится к замкнутым выражениям для повышения вычислительной эффективности с использованием локально расширенных приближений функции Грина. Введя предложенные интегральные выражения PO, метод SBR может быть использован для анализа ближнего поля рассеяния от PEC-целей, освещенных дальними полевыми антенными источниками. Метод применим для анализа задач ближнего поля рассеяния при произвольном падении дальнего поля. Приведен численный пример, демонстрирующий эффективность и точность предложенного метода.

Метод расчета рассеянного электромагнитного поля для объектов простой формы с радиопоглощающим покрытием [5]. Метод используется для расчета эффективной площади рассеяния (ЭПР) и переходных характеристик цилиндра и составного конуса. Также проведена проверка полученных результатов с результатами физического эксперимента и результатами, полученными с помощью известного электромагнитного решателя FEKO.

Методы характеристики радиопоглощающих материалов и измерения эффективной площади рассеяния (ЭПР) в диапазоне частот от 8 до 12 ГГц с использованием простой установки [6]. представлена простая установка, созданная внутри безэховой камеры (внутренние измерения), подходящая для измерения ЭПР простых целей, таких как сфера, плоские пластины, линза Люнеберга, двугранные уголковые отражатели и цилиндры. Валидация этой установки была проведена с использованием сертифицированной линзы Люнеберга с ЭПР 45 м<sup>2</sup>, которая показала очень хорошее согласие с данными, предоставленными производителем линзы. Простые металлические цели, такие как плоские пластины, цилиндр, двугранный угол и сфера, были охарактеризованы путем измерения диаграмм обратного рассеяния при различных углах обзора в диапазоне частот от 8 до 12 ГГц. Сравнение данных ЭПР с расчетными значениями по теоретическим уравнениям показало хорошее согласие. Также были проведены измерения снижения ЭПР путем покрытия цилиндра радиопоглощающим материалом, разработанным в IAE. Полученные диаграммы ЭПР показали, что данная методология подходит для характеристики такого типа материалов, демонстрируя, что используемый радиопоглощающий материал снижает ЭПР тестируемой цели и изменяет ее отражательные свойства в зависимости от углов обзора.

На основании проведенных исследований можно сделать вывод, об актуальности данной задачи. Рассмотрение начнем с примитивных объемных тел, в дальнейшем перейдем к моделированию ближней зоны рассеяния роботизированного автономного комплекса.

## **2. ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ОБОСНОВАНИЕ ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ ВОЛНОВОГО СОПРОТИВЛЕНИЯ В БЛИЖНЕЙ ЗОНЕ РАССЕЯНИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН**

В процессе моделирования малый объект, изготовленный из идеального проводника (PEC), помещался в центре оси координат, после чего на расстоянии от него в 10, 20, 30, 40, 50, 60 мм размещались пробники поля электрического и магнитного (E и H). Далее модель облучалась плоской электромагнитной волной с линейной поляризацией, с единичной амплитудой и нулевым фазовым сдвигом. Волна при этом падала на основную плоскость, чтобы определить наиболее оптимальные характеристики рассеяния. С учетом того, что теоретически волновое сопротивление свободного пространства:  $Z_0=E/H=120\pi\approx377$  Ом, мы должны получить величины, максимально близкие к этим значениям. В случае если величина волнового сопротивления в ближней зоне превышает эти значения, то корпус выступает электрическим типом рассеяния. В случае, если ниже этого уровня – магнитного рассеяния. С учетом этого проведем тестовое моделирование без объекта в центре, результат моделирования приводится на рисунке 1.

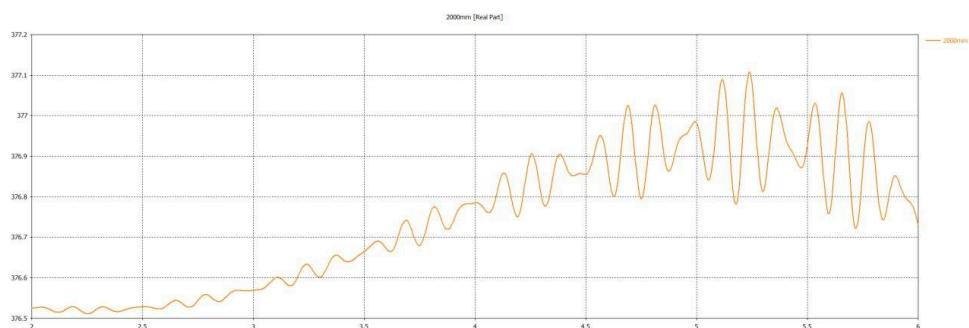


Рис. 1. Результаты моделирования волнового сопротивления свободного пространства без рассеивателей.

### 3. МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОСТЫХ ТЕЛ

Рассмотрим фигуру в форме куба. Волна падает на плоскую грань (рисунок 2).

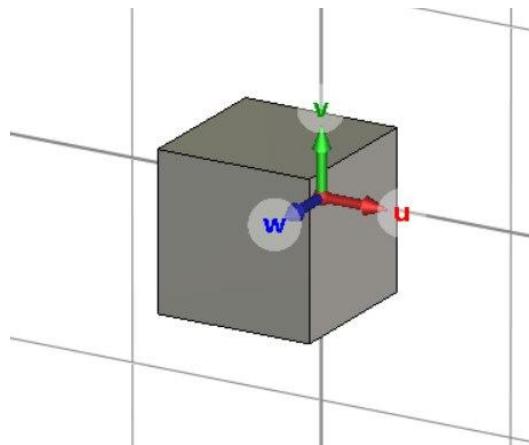


Рис. 2. Модель исследуемого тела (куб).

Результаты моделирования приведены на рисунке 3.

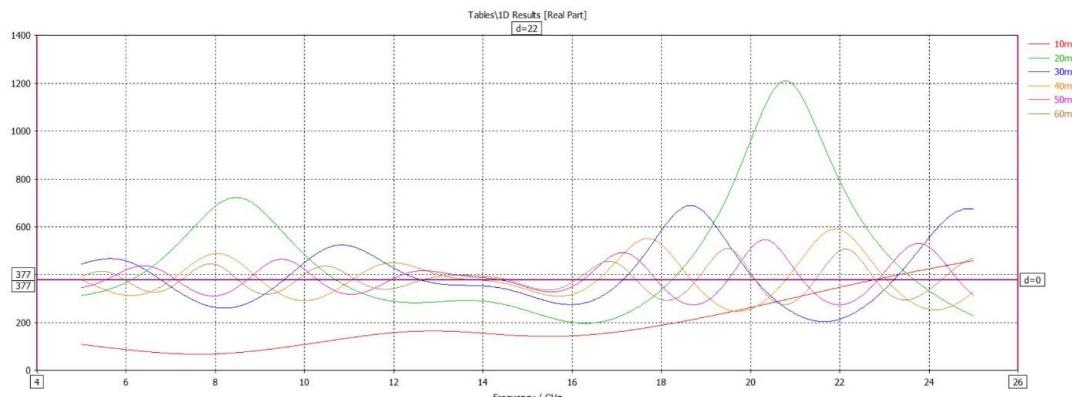


Рис. 3. Результаты моделирования волнового сопротивления простого тела (куб).

По графику видно, что в диапазоне от 18 до 24 ГГц в ближней зоне преобладает электрический тип рассеяния электромагнитных волн ввиду геометрических особенностей тела.

Далее, рассмотрим тело цилиндрической формы. Волна падает на скругленную грань (рисунок 4).

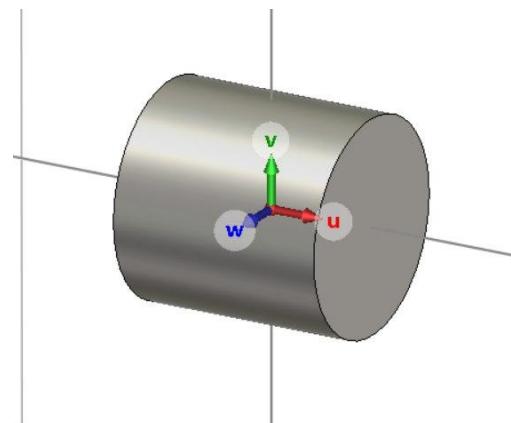


Рис. 4. Модель исследуемого тела (цилиндр).

Результаты моделирования данного тела приведены на рисунке 5.

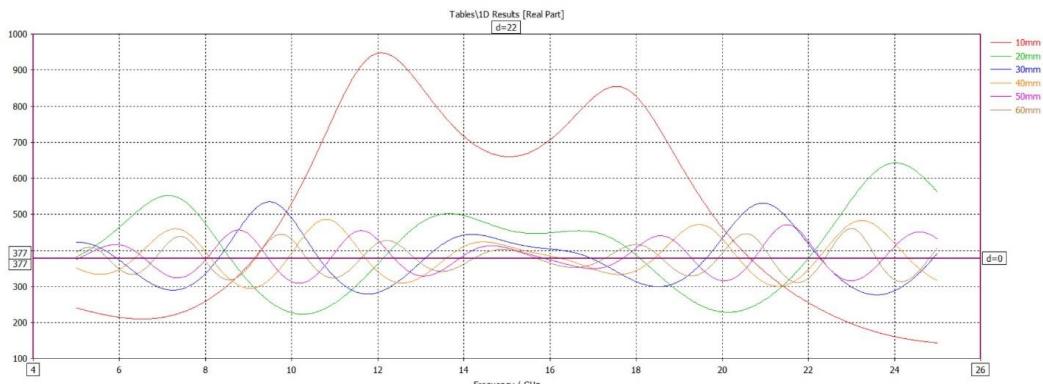


Рис. 5. Результаты моделирования волнового сопротивления простого тела (цилиндр).

На данном графике наблюдается преобладание электрического типа рассеяния электромагнитных волн (на частоте 9 – 21 ГГц), обусловленное геометрическими особенностями цилиндрического тела.

Следующая модель – углковый отражатель (рефлектор). Волна падает на внутреннюю поверхность отражателя (рисунок 6).

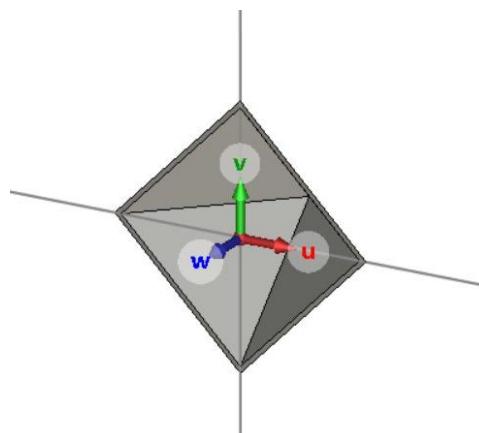


Рис. 6. Модель исследуемого тела (рефлектор).

Результаты моделирования рефлектора приведены на рисунке 7.

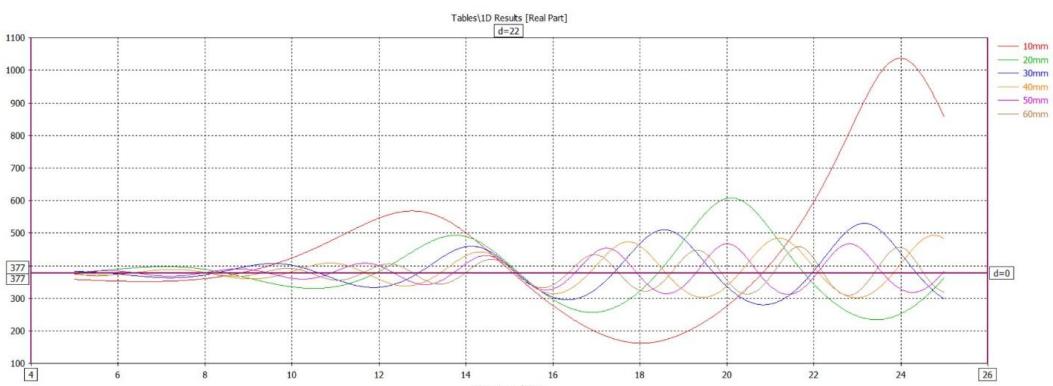


Рис. 7. Результаты моделирования волнового сопротивления рефлектора.

В данном случае так же преобладает электрический тип рассеяния, наибольшее волновое сопротивление наблюдается на частотах 21 – 26 ГГц. Такой результат обусловлен геометрическим формами рефлектора.

Далее рассмотрим сферическую модель. Волна падает на сферическую поверхность тела (рисунок 8).

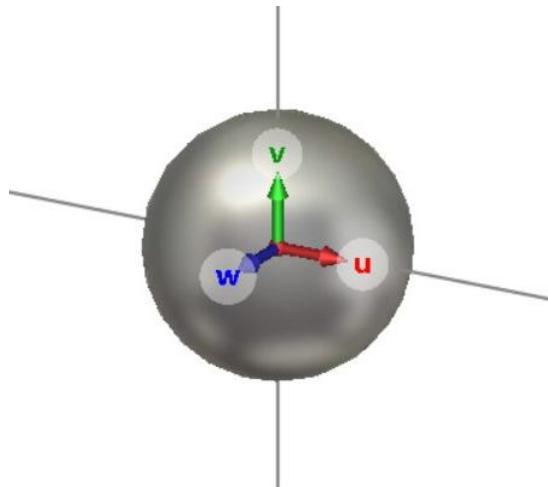


Рис. 8. Модель сферического тела.

Результаты моделирования вышеописанного тела приведены на рисунке 9.

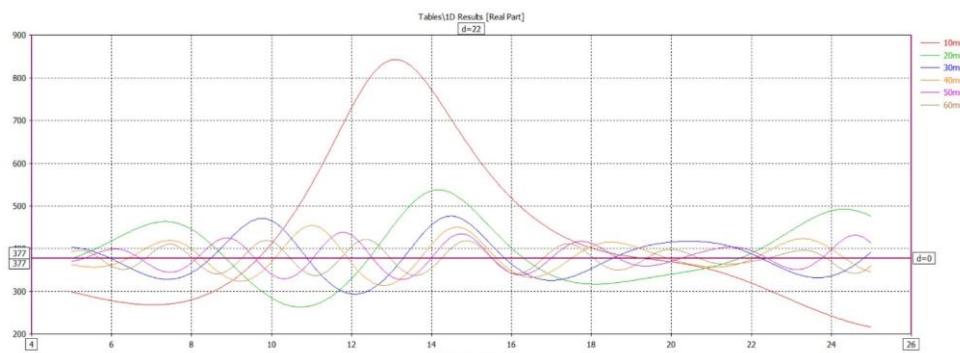


Рис. 9. Результаты моделирования волнового сопротивления сферического тела.

В случае со сферической моделью наибольшее волновое сопротивление в ближней зоне наблюдается на частотах 10 – 19 ГГц. Преобладает электрический тип рассеяния, что обусловлено геометрическими параметрами рассматриваемой модели.

Далее рассмотрим тело в форме тетраэдра. Волна падает на острую грань (рисунок 10).

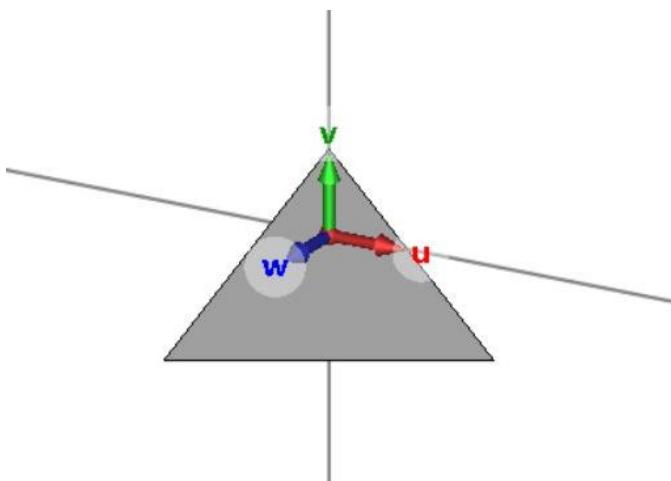


Рис. 10. Модель тетраэдра.

Результаты моделирования тетраэдра приведены на рисунке 11.

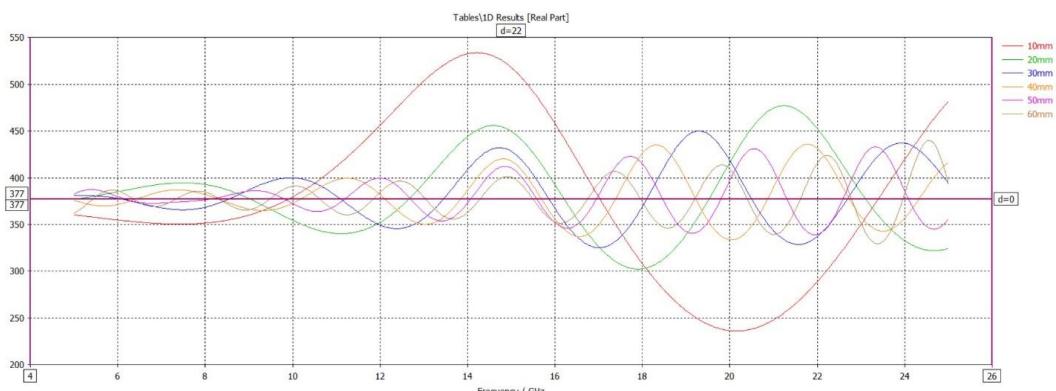


Рис. 11. Результаты моделирования волнового сопротивления тетраэдра.

Результаты моделирования тетраэдрического тела показывают, что исходя из его геометрических особенностей наибольшее значение волнового сопротивления наблюдается на частотах 10-17 ГГц. В данном случае преобладает магнитный тип рассеяния.

Далее рассмотрим тело в форме конуса, волна падает на острую грань (рисунок 12).

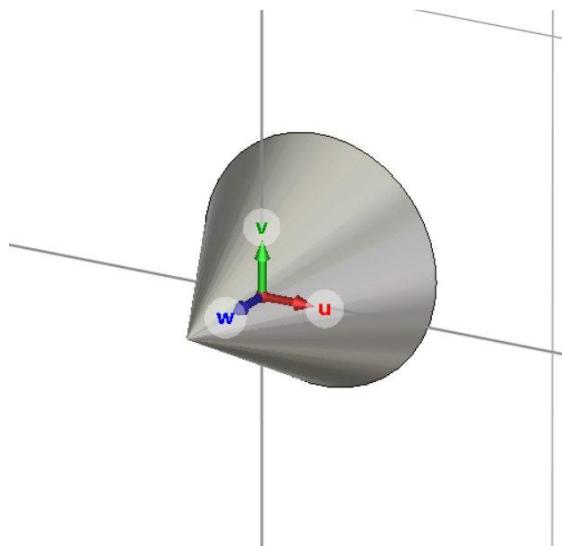


Рис. 12. Модель конуса.

Результаты моделирования конуса приведены на рисунке 13.

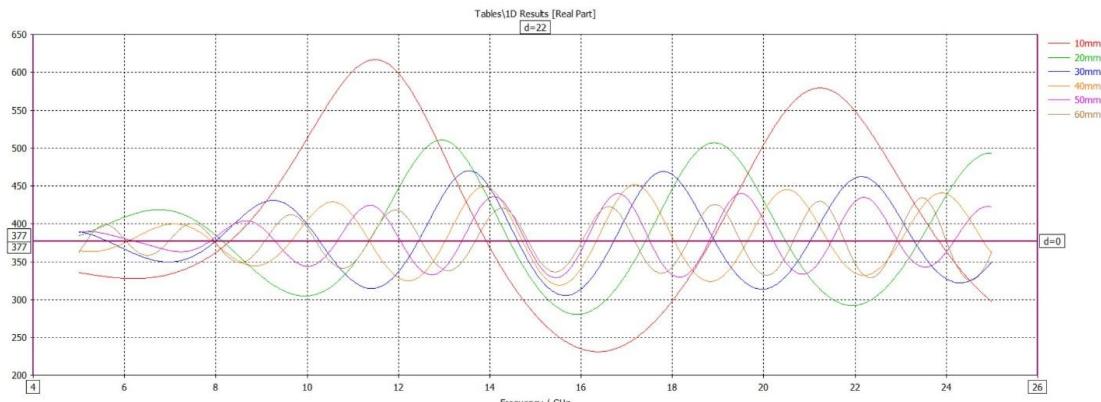


Рис. 13. Результаты моделирования волнового сопротивления конуса.

Исходя из полученных данных можно сделать вывод о том, что наибольшее значение волнового сопротивления в ближней зоне наблюдается на частотах 8 – 14 ГГц. В ходе моделирования установлено преобладание электрического типа рассеяния.

#### 4. АНАЛИЗ ХАРАКТЕРИСТИК ИЗМЕНЕНИЯ ВЛНОВОГО СОПРОТИВЛЕНИЯ В БЛИЖНЕЙ ЗОНЕ ОКОЛО СЛОЖНОГО ОБЪЕКТА

В качестве дополнительного анализа был рассмотрен роботизированный автономный комплекс со сложной формой. Моделирование выполнялось в двух случаях: когда корпус был выполнен из идеального проводника (PEC) и диэлектрика диэлектрической проницаемостью 2.8. В процессе моделирования волна падала с трех направлений: фронтальная плоскость, боковая, задняя. Вокруг объектов были выставлены пробники на определенном расстоянии. Для вычисления волнового сопротивления в ближней зоне выполнялось деление измеренного электрического поля на магнитное.

Рассмотрим модель сложного тела (рисунок 14), корпус которого выполнен из идеального проводника (PEC).

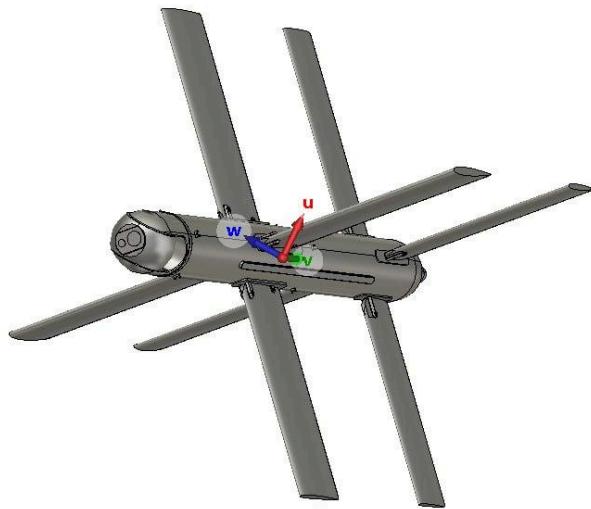


Рис. 14. Модель сложного тела на основе идеального проводника РЕС.

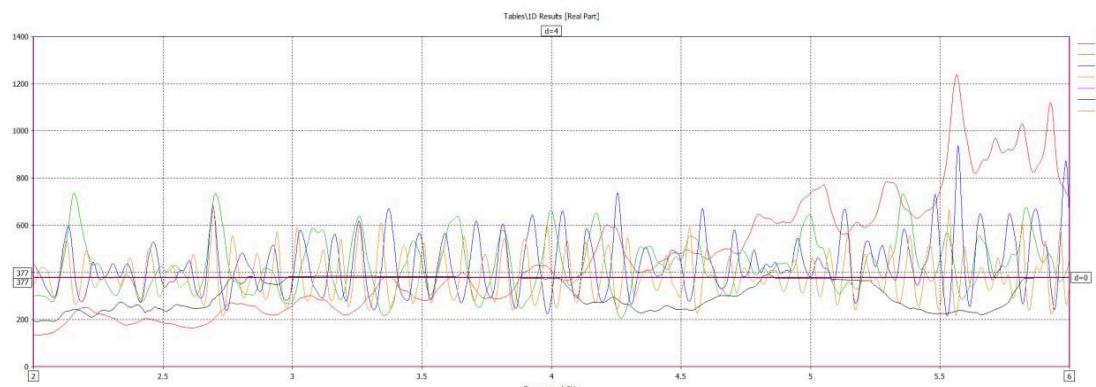


Рис. 15. Результаты моделирования тела с корпусом на основе идеального проводника (PEC), при падении волны под углом 0 градусов.

На основе полученных данных можно сделать вывод о том, что при падении волны под углом 0 градусов наблюдается преобладание электрического типа рассеяния, обусловленного геометрическими параметрами исследуемой модели. Наибольшие значения волнового сопротивления наблюдаются на частоте 5.5 – 6 ГГц.

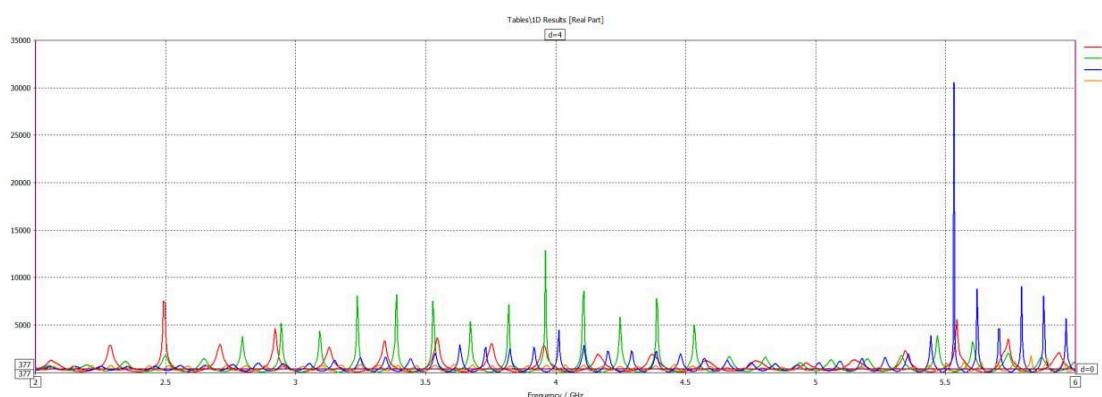


Рис. 16. Результаты моделирования тела с корпусом на основе идеального проводника (PEC), при падении волны под углом 90 градусов.

В данном случае наибольшие значения волнового сопротивления наблюдаются на частоте 5.5 – 5.58 ГГц. Полученные данные подтверждают преобладание электрического типа рассеяния в ближней зоне. Подобный результат связан с геометрическими особенностями исследуемого сложного тела.

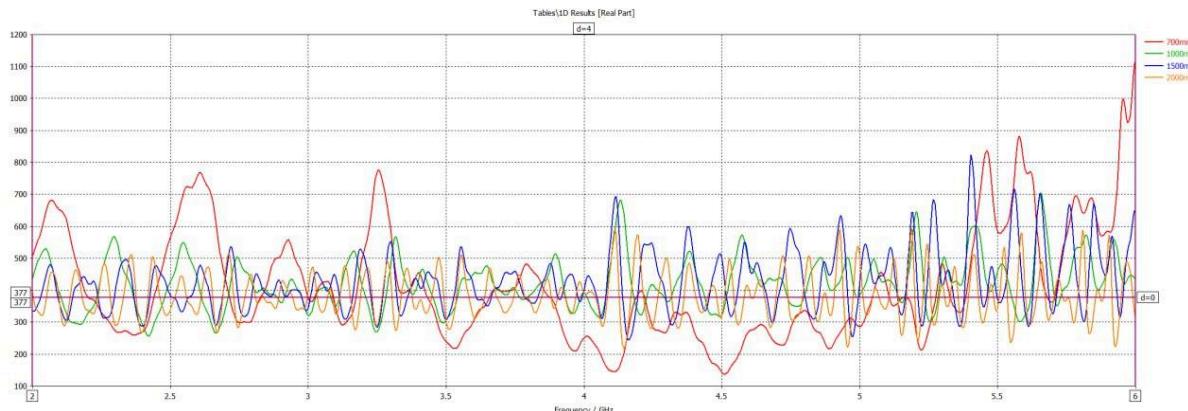


Рис. 17. Результаты моделирования тела с корпусом на основе идеального проводника (PEC), при падении волны под углом 180 градусов.

На основе полученных результатов моделирования можно так же сделать вывод о преобладании электрического типа рассеяния волн в ближней зоне. Наибольшие значения волнового сопротивления наблюдаются на частоте 5.9 – 6 ГГц. Подобные результаты обусловлены геометрическим строением исследуемого тела.

На рисунке 18 представлена исследуемая модель сложного тела, выполненного из диэлектрического материала.

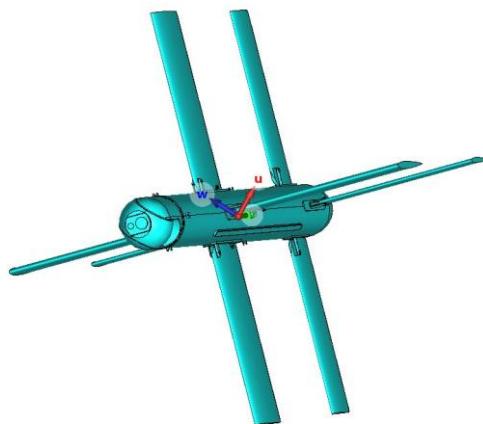


Рис. 18. Модель сложного тела на основе диэлектрика.

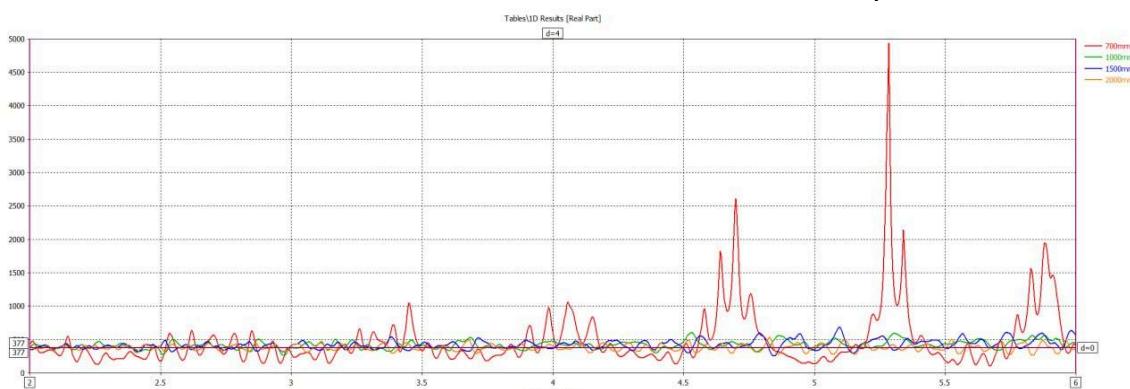


Рис. 19. Результаты моделирования тела с корпусом на основе диэлектрика, при падении волны под углом 0 градусов.

Как видно из графика, при падении волны на фронтальную плоскость объекта (угол относительно модели равен 0 градусов) наблюдается преобладание электрического типа рассеяния. Наибольшие значения волнового сопротивления зафиксированы на частоте 5.2 – 5.4 ГГц. Данные наблюдения могут быть обусловлены геометрическим строением тела.

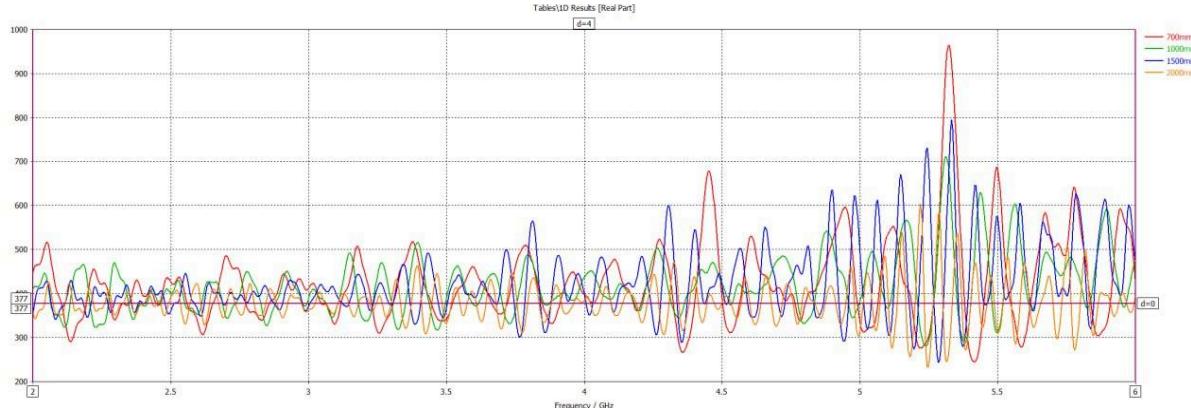


Рис. 20. Результаты моделирования тела с корпусом на основе диэлектрика, при падении волны под углом 90 градусов.

При моделировании ситуации, в случае, когда волна падает на боковую плоскость модели, также наблюдается электрический тип рассеяния волн в ближней зоне. Наибольшие значения сопротивления установлены на частоте 5.25 – 5.45 ГГц. Подобные результаты обусловлены геометрическими особенностями сложного тела.

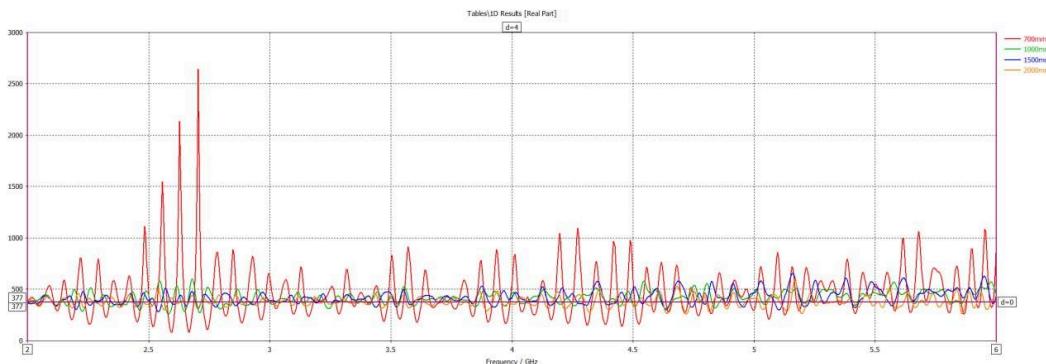


Рис. 21. Результаты моделирования тела с корпусом на основе диэлектрика, при падении волны под углом 180 градусов.

В случае падения волны на заднюю поверхность исследуемого тела наибольшие значения волнового сопротивления наблюдаются на частоте 2.7 – 2.8 ГГц. Установлено преобладание электрического типа рассеяния, связанного с геометрическими параметрами модели.

## 5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Результатом проведения исследования является подтверждение гипотезы о преобладании электрического типа рассеяния волн в ближней зоне. В ходе моделирования нескольких типов тел были получены различные показатели. Наблюдалось колебание пиковых значений волнового сопротивления, а также частот, на которых они возникали. Было установлено, что подобное поведение обусловлено различием в геометрических параметрах исследуемых моделей. Произвелаась оценка

результата моделирования сложного тела, основанного на двух типах корпусов – выполненного из диэлектрика, а также из идеального проводника. Полученные данные позволяют оценить вероятность искажения электрических компонентов электромагнитного поля, что может стать шагом к последующим исследованиям, направленных на оптимизацию рассеивателей с целью минимизации стороннего влияния и возникновения помех.

## 6. БЛАГОДАРНОСТИ

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации в рамках государственного задания "молодежная лаборатория" № FZGM-2024-0003.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Ищенко Е.А., Пастернак Ю.Г., Пендурин В.А., Фёдоров С.М. Применение виртуальных магнитных диполей в антенной решетке для повышения точности пеленгации. Труды учебных заведений связи. 2022;8(4):39-47. <https://doi.org/10.31854/1813-324X-2022-8-4-39-47>.
2. A. Morgenthaler, He Zhan and C. Rappaport, "Semi-Analytic Mode Matching (SAMM) algorithm for efficient computation of nearfield scattering in lossy ground from borehole sources," 2007 IEEE International Geoscience and Remote Sensing Symposium, Barcelona, Spain, 2007, pp. 754-757, doi: 10.1109/IGARSS.2007.4422906.
3. M. Zhao, X. Que and Z. Nie, "Research on Reconstruction of Target Scattered Field Based on Scattering Center Model," 2018 Cross Strait Quad-Regional Radio Science and Wireless Technology Conference (CSQRWC), Xuzhou, China, 2018, pp. 1-3, doi: 10.1109/CSQRWC.2018.8455808.
4. L. Guo, G. Guo, R. Wang and W. Liu, "SBR for Near-Field Scattering of PEC Objects Under Far-Field Antenna Radiation," 2020 IEEE International Conference on Computational Electromagnetics (ICCEM), Singapore, 2020, pp. 11-13, doi: 10.1109/ICCEM47450.2020.9219499.
5. O. Sukharevsky and V. Vasilets, "Transient electromagnetic scattering by simple shape objects with radioabsorbing coating," 2012 International Conference on Mathematical Methods in Electromagnetic Theory, Kharkiv, UKraine, 2012, pp. 259-262, doi: 10.1109/MMET.2012.6331246.
6. M. A. S. Miacci, I. M. Martin and M. C. Rezende, "Radar cross section measurements of complex targets (missile parts) in C-band in anechoic chamber," 2007 SBMO/IEEE MTT-S International Microwave and Optoelectronics Conference, Salvador, Brazil, 2007, pp. 401-405, doi: 10.1109/IMOC.2007.4404290.

## REFERENCES

1. Ishchenko E.A., Pasternak Yu.G., Pendurin V.A., Fedorov S.M. Application of virtual magnetic dipoles in an antenna array to improve direction finding accuracy. Transactions of communication educational institutions. 2022;8(4):39-47. <https://doi.org/10.31854/1813-324X-2022-8-4-39-47>.
2. A. Morgenthaler, He Zhan and C. Rappaport, "Semi-Analytic Mode Matching (SAMM) algorithm for efficient computation of nearfield scattering in lossy ground from borehole sources," 2007 IEEE International Geoscience and Remote Sensing Symposium, Barcelona, Spain, 2007, pp. 754-757, doi: 10.1109/IGARSS.2007.4422906.
3. M. Zhao, X. Que and Z. Nie, "Research on Reconstruction of Target Scattered Field Based on Scattering Center Model," 2018 Cross Strait Quad-Regional Radio Science and

Wireless Technology Conference (CSQRWC), Xuzhou, China, 2018, pp. 1-3, doi: 10.1109/CSQRWC.2018.8455808.

4. L. Guo, G. Guo, R. Wang and W. Liu, "SBR for Near-Field Scattering of PEC Objects Under Far-Field Antenna Radiation," 2020 IEEE International Conference on Computational Electromagnetics (ICCEM), Singapore, 2020, pp. 11-13, doi: 10.1109/ICCEM47450.2020.9219499.
5. O. Sukharevsky and V. Vasilets, "Transient electromagnetic scattering by simple shape objects with radioabsorbing coating," 2012 International Conference on Mathematical Methods in Electromagnetic Theory, Kharkiv, UKraine, 2012, pp. 259-262, doi: 10.1109/MMET.2012.6331246.
6. M. A. S. Miacci, I. M. Martin and M. C. Rezende, "Radar cross section measurements of complex targets (missile parts) in C-band in anechoic chamber," 2007 SBMO/IEEE MTT-S International Microwave and Optoelectronics Conference, Salvador, Brazil, 2007, pp. 401-405, doi: 10.1109/IMOC.2007.4404290.

# ИССЛЕДОВАНИЕ РЕЗОНАНСНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК КОНИЧЕСКОЙ СИНУСОИДАЛЬНОЙ АНТЕННЫ

Д.П. Табаков<sup>1</sup>, В.Ю. Зондай<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Поволжский государственный университет телекоммуникаций и информатики  
(ПГУТИ), Самара, РФ

<sup>2</sup> Самарский национальный исследовательский университет (ССАУ), Самара, РФ

**Аннотация.** Рассмотрены результаты численного моделирования резонансных характеристик конической синусоидальной антенны (КСА) с различными вариантами угла наклона конуса. Математическая модель антенны построена на основе тонкопроволочного интегрального представления электромагнитного поля. Внутренняя задача для предложенной геометрии КСА сформулирована в виде системы интегральных уравнений Фредгольма первого рода, решение которой осуществлено методом коллокаций. Результаты проведенного исследования показали, что КСА является хорошей альтернативой обычному тонкому симметричному вибратору, так как обладает меньшими габаритами на частоте первого резонанса, используемой в большинстве практических приложений. Данная интерпретация процессам, происходящим в проводниках и вблизи поверхности КСА. Проведенные расчеты обеспечивают основу для дальнейших исследований КСА и близких к ней структур.

**Ключевые слова:** коническая синусоидальная антенна; интегральное представление электромагнитного поля; интегральное уравнение Фредгольма; резонанс; поверхностные волны.

## A STUDY OF THE RESONANCE CHARACTERISTICS OF A CONICAL SINUSOIDAL ANTENNA

D.P. Tabakov<sup>1</sup>, W.J. Zondai<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Povolzhskiy State University of Telecommunications and Informatics (PSUTI), Samara,  
Russian Federation

<sup>2</sup> Samara National Research University (SSAU), Samara, Russian Federation

**Abstract.** Results of numerical simulations of the resonant characteristics of a conical sinusoidal antenna (CSA) for different values of the aperture are considered. The mathematical model of the antenna is based on the thin-wire integral representation of electromagnetic fields. The internal problem for the proposed CSA geometry is formulated as a system of Fredholm's integral equations of the first kind, and solved using the method of collocations. The study showed that the CSA is a good alternative to a conventional thin symmetrical dipole used in most practical applications, as it has smaller dimensions at the first resonance frequencies. The interpretation of the processes occurring in the conductors and near the surface of the CSA is presented. The calculations performed provide the basis for further studies of the CSA and structures close to it.

**Keywords:** conical sinusoidal antenna; integral representation of electromagnetic fields;  
Fredholm's integral equations; resonance; surface waves.

## 1. ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время достаточно актуальной является проблема создания компактных планарных излучающих структур. Центральная рабочая длина волны  $\lambda$  тонкого симметричного вибратора с длиной плеча  $H$  определяется из соотношения  $2H/\lambda \approx 0.47$ , соответствующего первому резонансу. Уменьшение продольных размеров вибратора соответствует уменьшению данного соотношения. Этого можно достичь, придав проводнику синусоидальную форму. Строгая математическая модель подобной структуры (синусоидальной антенны - СА) была предложена авторами настоящего доклада в работе [1], расширенный вариант которой был опубликован в [2]. Было установлено, что СА имеет значительно более низкие резонансные частоты ( $2H/\lambda < 0.24$  и  $2H/\lambda < 0.47$  для первого и второго резонанса соответственно, что достигается за счет снижения скорости распространения электромагнитной энергии вдоль структуры до 50% от скорости света в свободном пространстве). В настоящей работе предлагается математическая модель планарной тонкопроволочной антенны с конической синусоидальной образующей (КСА). Геометрия КСА представлена на рис.1. Предлагаемая модель имеет образующую, состоящую из двух проводников  $L_a$  и  $L_s$  одинакового радиуса  $\varepsilon = \lambda$ ;  $L_a$  – прямолинейный проводник длины  $h$ , на котором расположен источник ЭДС  $g$ ;  $L_s$  – конически-синусоидальный проводник. Здесь  $\phi$  – угол раскрытия конуса, а  $D$  – ширина верхнего основания конуса. Внутренняя задача электродинамики для этой структуры сформулирована в виде системы интегральных уравнений Фредгольма первого рода, решение которой определяется с помощью метода коллокаций [3]. Исходя из этого решения, характеристики излучения в первом и втором резонансах оцениваются и анализируются как функции  $\chi = \phi/90$ , при  $0 \leq \phi \leq 36$ , в диапазоне  $H/\lambda = x = [0.04; 0.6]$ .

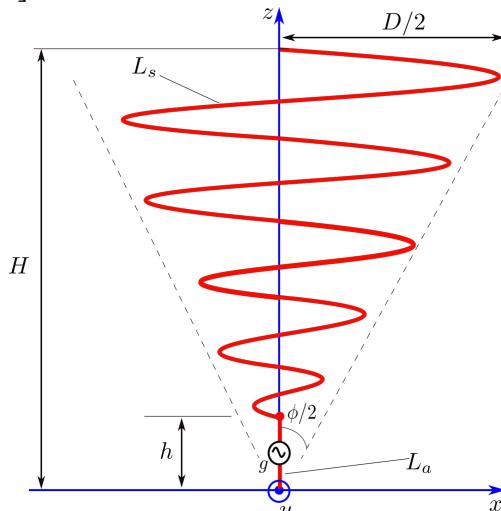


Рис. 1. Геометрия конической синусоидальной антенны

## 2. ОСНОВНЫЕ РАСЧЕТНЫЕ ВЫРАЖЕНИЯ

Образующие проводники КСА описываются следующим образом:

$$\begin{aligned} L_a : \quad \mathbf{r}(l) &= \hat{\mathbf{z}}l, l \in [0; h]; \\ L_s : \quad \mathbf{r}(t) &= \hat{\mathbf{x}}h_x t[(c+1)\cos t - c\cos 3t] + \hat{\mathbf{z}}(h + h_z(t - \pi/2)), \quad t \in 2\pi N_l[0; 1] + \pi/2. \end{aligned} \quad (1)$$

В (1)  $l$  – естественный параметр на прямолинейной части образующей  $L_a$ , переменная  $t$  относится к угловому положению вдоль конической синусоидальной

части  $L_s$ ,  $0 < c < 1$  – коэффициент скейлинга для 3-й гармоники,  $N_l \neq 0$  – количество периодов синусоиды, в то время как  $h_x$  – коэффициент раскрыва конуса и  $h_z$  – плотность синусоиды вдоль оси  $z$ , которые могут быть выражены в виде:

$$h_x = \frac{D}{4\pi N_l}, \quad h_z = \frac{H-h}{2\pi N_l}, \quad D = 2 \cdot (H-h)\phi/2,$$

Подобную структуру можно рассмотреть в тонкопроволочном приближении, в рамках которого электромагнитное поле (ЭМП) КСА описывается интегральным представлением (ИП), приведенным в [4]:

$$\mathbf{F}(\mathbf{r}) = \int_L I(l') \mathbf{K}^{(F)}(\mathbf{r}, \mathbf{r}(l')) dl', \quad F \equiv E, H; \quad (2)$$

Здесь  $\mathbf{r}$  – точка наблюдения,  $I(l')$  – функция, описывающая распределение тока на поверхности на образующей  $L = L_a \cup L_s$ ;  $\mathbf{K}^{(F)}$  – ядра ИП ЭМП. Путем наложения граничных условий

$$\hat{\mathbf{I}}(l) \cdot (\mathbf{E}^{(in)}(\mathbf{r}(l)) + \mathbf{E}(\mathbf{r}(l))) = 0, \quad \hat{\mathbf{z}} \times \mathbf{E}(\mathbf{r}_z) = 0, \quad l \in L; \quad (3)$$

в которых  $\hat{\mathbf{I}}(l)$  – единичный вектор касательной на  $L$ ,  $\mathbf{E}^{(in)}$  – поле, создаваемое сторонними источниками,  $\mathbf{E}$  – поле, создаваемое токовой функцией  $I(l)$  в соответствии с (2),  $\mathbf{r}_z = \hat{\mathbf{x}}x + \hat{\mathbf{y}}y$  – радиус вектор, соответствующий плоскости  $XOY$  (бесконечно-протяженному экрану), получаем интегральное уравнение электрического поля излучающей структуры в виде уравнения Фредгольма первого рода типа [5]:

$$\int_L I(l') K(l, l') dl' = E(l), \quad l \in L, \quad (4)$$

в котором  $E(l)$  – правая часть,  $K(l, l')$  – ядро ИУ. С помощью метода коллокаций, предполагающего разбиение образующей на сегменты равной длины  $\Delta$ , на основе полученного ИУ можно получить СЛАУ вида:

$$\hat{\mathbf{Z}} \mathbf{I} = \mathbf{E}, \quad (5)$$

в котором  $\hat{\mathbf{Z}} \supset Z_{i,j}$  – матрица импедансов;  $\mathbf{I} \supset I_i$  и  $\mathbf{E} \supset E_j$  – векторы значений токов сторонних полей в точках коллокации,  $i, j = 1 \dots N_s$ ,  $N_s$  – число сегментов образующей.

### 3. ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ И АНАЛИЗ РЕЗУЛЬТАТОВ

Целью исследования был анализ характеристик первого и второго резонансов КСА с числом периодом синусоиды, равным пяти, для различных нормированных углов раскрыва  $\chi = \phi/90 = 0, 0.1, 0.2, 0.33, 0.4$  ( $\phi = 9, 18, 30, 36$ );  $\chi = 0$  соответствует обычному вибратору. Сегментация КСА была выполнена согласно условию  $2\varepsilon \leq \Delta \leq 12\varepsilon$  [6], необходимому для получения устойчивого решения ИУ (4). Остальные геометрические параметры:  $h/H \approx 0.05$ ,  $\varepsilon/H \approx 2 \cdot 10^{-3}$ ,  $b/H \approx 0.012$ , где  $b$  – ширина зазора, в который помещается генератор ЭДС.

На рис.2 можно видеть снижение частот первого и второго резонанса ( $x^{(1)}$  и  $x^{(2)}$ ) с ростом угла раскрыва  $\chi$ . Эти кривые описываются полиномиальными разложениями:

$$\xi(\chi) \approx \sum_j a_j^{(m)} \chi^j; \quad \xi \equiv x^{(m)}; \quad m = 1, 2; \quad (6)$$

коэффициенты которых  $a_j^{(m)}$  приведены в табл. 1. Такое поведение свидетельствует о способности структура КСА уменьшать электрическую длину обычного вибратора как при первом, так и при втором резонансах.

На рис. 3 показана зависимость коэффициентов замедления  $\kappa^{(1)} = 4 \cdot x^{(1)}$  и  $\kappa^{(2)} = 2 \cdot x^{(2)}$  от нормализованного угла раскрыва конуса  $\chi$  при первом и втором резонансах соответственно. Можно наблюдать, что с увеличением  $\chi$  КСА начинает резко замедлять скорость поверхность электромагнитных волн, распространяющихся вдоль антенны, достигая скоростей ниже 40% от скорости света в свободном пространстве для более широких конфигураций, т.е.  $\chi = 0.4$ , что соответствует  $\phi = 36$ . Полиномиальная аппроксимация для проиллюстрированного поведения представлена формулой (6), коэффициенты которых  $a^{(m)}$  приведены в табл. 1.

Табл. 1. Коэффициенты разложений полиномов

$j$	0	1	2
$x^{(1)}$	0,237	-0,505	0,430
$x^{(2)}$	0,442	-0,958	0,751
$\kappa^{(1)}$	0,947	-2,02	1,72
$\kappa^{(2)}$	0,884	-1,92	1,50

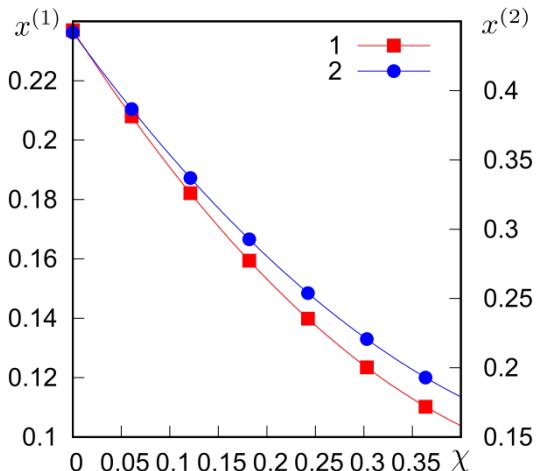


Рис. 2. Зависимости  $x^{(1)}$  (1) и  $x^{(2)}$  (2) от  $\chi = \phi/90$  при  $\phi \in [0; 36]$

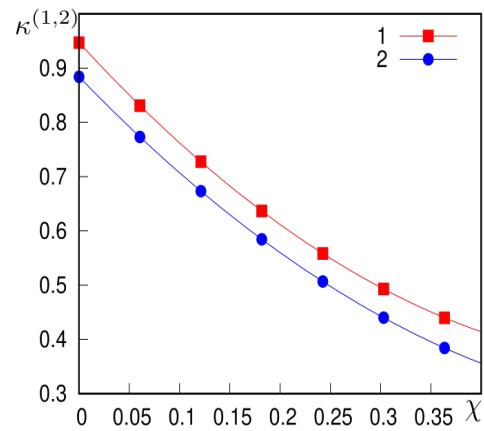


Рис.3. Зависимости  $\kappa^{(1)}$  (1) и  $\kappa^{(2)}$  (2) от  $\chi = \phi/90$  при  $\phi \in [0; 36]$

На рис. 4 приведены зависимости входного сопротивления  $R^{(1)}$  и добротности  $Q^{(1)}$  от  $\chi$  при первом резонансе, показывающие, что КСА имеет более низкие значения входного сопротивления, которые уменьшаются с ростом  $\chi$ . Это может быть связано с увеличенным эффективной шириной проводника в окрестности точки питания для больших углов раскрыва конуса. Зависимость  $R^{(1)}(\chi)$  представлена полиномиальной аппроксимацией

$$R^{(1)}(\chi) \approx 77.05 - 131.76\chi - 554.70\chi^2 + 2229.46\chi^3 - 2162.22\chi^4, \quad (7)$$

в которой свободный член соответствует входному сопротивлению обычного вибратора.

Добротность резонансов КСА растет по мере увеличения угла раскрыва, что также видно из рис. 4. Вследствие этого происходит уменьшение ширины рабочей полосы частот КСА. Полиномиальная аппроксимация для данного случая представлена выражением:

$$Q^{(1)}(\chi) \approx 6.43 - 5.58\chi + 251.30\chi^2 - 258.95\chi^3, \quad (8)$$

здесь свободный член, как и в случае (7), соответствует добротности первого резонанса обычного вибратора.

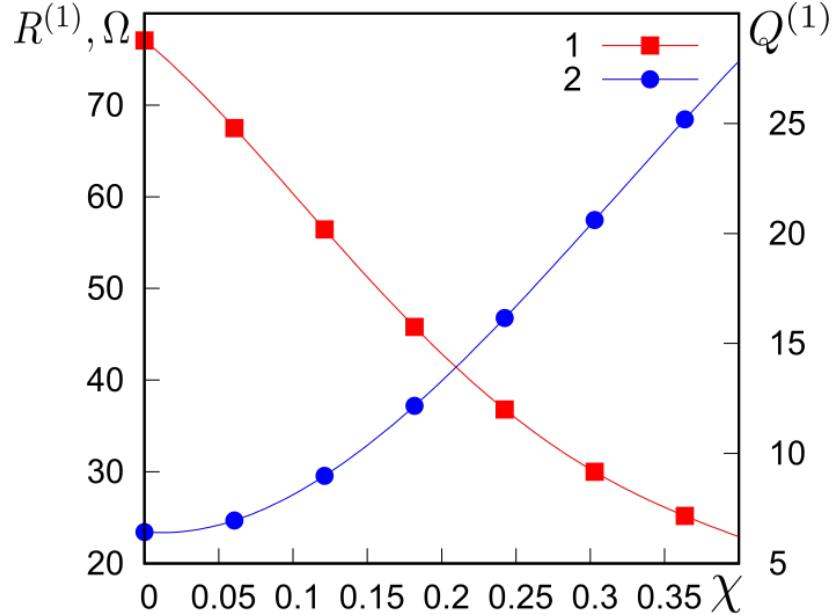


Рис.4. Зависимости  $R^{(1)}(1)$  и  $Q^{(1)}(2)$  от  $\chi = \phi/90$  при  $\phi \in [0;36]$

Приведенные наблюдения можно связать с формой поверхности КСА, которая приводит к увеличению пути распространения тока на образующей, и с формированием медленных поверхностных волн. Эти наблюдения согласуются с нашими предыдущими утверждениями для структур с проводниками синусоидальной формы. Таким образом, особенности формы КСА приводят к образованию стоячих волн токов из пар быстрых бегущих волн, распространяющихся навстречу друг другу, и являющихся проекциями соответствующих медленных поверхностных волн. Увеличение  $\phi$  приводит к росту коэффициента замедления. Можно сделать предположение о том, что энергия в осевом направлении антенны в основном переносится поверхностными электромагнитными волнами [7]. Стоит также отметить, что анализ выявил своеобразное поведение, при котором более низкие значения параметра резонансной частоты  $x^{(1)}$  связаны с более высокими значениями  $Q^{(1)}$ , что согласуется с наблюдениями из предыдущего исследования для синусоидальной антенны.

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе представлены результаты численного моделирования характеристик первого и второго резонансов КСА, математическая модель которой получена на основе тонкопроволочного ИП ЭМП. Внутренняя задача электродинамики для КСА сформулирована на основе указанного ИП ЭМП в виде ИУ Фредгольма первого рода. Решение ИУ осуществлялось сведением его к СЛАУ методом коллокаций.

Результаты численного моделирования показали, что КСА может иметь меньшие продольные размеры в сравнении с обычным тонким вибратором даже при небольших значениях  $\phi$ . Это позволяет предположить, что подобная структура может быть востребована на практике. Наблюдаемые интересные и своеобразные особенности поведения резонансных характеристик можно объяснить особенностями формы проводника КСА, приводящей к увеличению пути распространения тока и к возможности формирования поверхностных волн. Можно отметить, что возникновение быстрых прямых и обратных волн тока ведет к появлению медленно медленных поверхностных электромагнитных волнам, распространяющихся в осевом направлении антенны. Таким образом, приведенная математическая модель демонстрирует возможность обнаружения резонансных явлений в КСА и служит основой для проведения дальнейших исследований КСА и близких к ней структур.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Табаков Д.П., Зондаи В.Ю. Исследование характеристик синусоидальной антennes малых волновых размеров // Радиолокация, навигация, связь : сборник трудов XXX Международной научно-технической конференции (г. Воронеж, 16–18 апреля 2024 г.): в 5 т. / Воронежский государственный университет ; АО «Концерн «Созвездие»» – Воронеж : Издательский дом ВГУ – Т.4. – 2024г. – с.38-46
2. Табаков Д.П., Зондаи В.Ю. Электродинамический анализ синусоидальной антennes малых волновых размеров // Физика волновых процессов и радиотехнические системы. 2024. Т. 27, № 3. С. 91-98
3. Вычислительные методы в электродинамике / Под ред. Р. Митры, пер с англ. под ред. д.ф.-м.н. Э.Л. Бурштейна. – М.: «Мир»., 1977. – 487 с.
4. Капитонов, В.А. Интегральное представление электромагнитного поля геометрически киральной структуры [Текст] / В.А. Капитонов, В.А. Неганов, И.Ю. Марсаков, Д.П. Табаков // Физика волновых процессов и радиотехнические системы. 2012. Т. 15. №4. С. 6-13.
5. Mei K.K. On the integral Equations of Thin Wire Antennas // IEEE Trans. on Ant. and Prop. AP-13. – 1965 pp.374-378
6. Стрижков, В.А. Математическое моделирование электродинамических процессов в сложных антенных системах [Текст] / В.А. Стрижков // Математическое моделирование. – Т.1. – №8. – 1989г.-с.127-138
7. Неганов В.А. Электродинамика и распространение радиоволн: учебное пособие / В.А. Неганов, О.В. Осипов, С.Б. Раевский, Г.П. Яровой; под ред. В.А Неганова и С.Б. Раевского. Изд 3-е, доп. И перерад. –М: Радиотехника, 2007. – 744 с.

## REFERENCES

1. Tabakov D.P., Zondai W.J. A study of the characteristics of a sinusoidal antenna for small wave sizes // Radiolocation, navigation, communications: proceedings of the XXX International Scientific and Technical Conference (Voronezh, April 16-18, 2024): in 5 volumes / Voronezh State University ; JSC «Concern «Constellation»». Voronezh : VSU publ. house, vol.4, 2024, pp.38-46
2. Tabakov D.P., Zondai W.J. Electrodynamics analysis of the sinusoidal antenna for small wave sizes // Physics of wave processes and Radio Systems. 2024. vol. 27, no. 3, pp 91-98.

3. Computational methods in electrodynamics / editor. R. Mitry, translation from english: E.L. Burshtaina. Mir publ. Moscow, 1977 – 487p.
4. Kapitonov V. A. Integral representation of electromagnetic field for a geometrically chiral structure [Text] / V.A. Kapitonov, V.A. Neganov, I.Y. Marsakov, D.P. Tabakov // Physics of Wave Processes and Radio Systems, 2012, vol. 15, no. 4, pp. 6–13.
5. Mei K.K. On the integral Equations of Thin Wire Antennas // IEEE Trans. on Ant. and Prop. AP-13. – 1965 pp.374-378
6. Strizhkov V. A. Mathematical modelling of electromagnetic processes in complex antenna systems [Text]/V.A. Strizhkov // Mathematical modelling, 1989, vol. 1, no. 8, pp. 127–138.
7. Neganov V.A. Electrodynamics and the propagation of radio waves: Text book / V.A. Neganov, O.V. Osipov, S.B. Rayevsky, G.P. Yarovoy; editors. V.A. Nenagov and S.B. Raevsky. 3<sup>rd</sup> edition, Moscow, Radioengineering, 2007. – 744 p.

Научное издание

**РАДИОЛОКАЦИЯ,  
НАВИГАЦИЯ, СВЯЗЬ**

*Сборник трудов  
XXXI Международной научно-технической конференции  
(г. Воронеж, 15–17 апреля 2025 г.)*

Том 4

*Издано в редакции программного комитета*

Подписано в печать 20.05.2025. Формат 60×84/16.  
Усл. п. л. 24,2. Тираж 40 экз. Заказ 296

Издательский дом ВГУ  
394018 Воронеж, пл. Ленина, 10  
Отпечатано с готового оригинал-макета  
в типографии Издательского дома ВГУ  
394018 Воронеж, ул. Пушкинская, 3

## **Фотография на обложке**

Макет прибора для обнаружения и регистрации электрических колебаний А. С. Попова (СССР, 1970-е).

Фотография предоставлена ЦМС имени А. С. Попова.  
<https://www.rustelecom-museum.ru>

## **О радиоприемнике А. С. Попова**

7 (25) мая 1895 г. Александр Степанович Попов на заседании Физического отделения Русского физико-химического общества в Санкт-Петербургском университете провел первую публичную демонстрацию радиоприемника, способного работать кодом Морзе, то есть различать сигналы по длительности. В схеме своего радиоприемника он использовал когерерный индикатор О. Лоджа, усилитель постоянного тока и электрический звонок, который обеспечивал электромеханическую обратную связь и звуковую индикацию сигналов.

Усилитель, в качестве которого использовалось поляризованное телеграфное реле, позволял включать на выходе приемника электрический звонок. Электромеханическая обратная связь обеспечивала автоматическое, синхронное с принимаемыми сигналами, восстановление чувствительности когерерного индикатора. Схема радиоприемника А. С. Попова стала основой для устройств радиосвязи первого поколения.

ISBN: 978-5-92734-269-3



9 785927 342693

ISBN: 978-5-92734-273-0



9 785927 342730