

Том 69, Номер 6

ISSN 0033-8494
Июнь 2024



РАДИОТЕХНИКА И ЭЛЕКТРОНИКА



НАУКА
— 1727 —

СОДЕРЖАНИЕ

Том 69, номер 6, 2024

ЭЛЕКТРОДИНАМИКА И РАСПРОСТРАНЕНИЕ РАДИОВОЛН

- Математическое моделирование влияния неоднородностей ионосферы земли на распространение электромагнитных волн
А. С. Крюковский, Д. С. Лукин, Е. В. Михалева, Е. А. Палкин, Д. В. Растягаев 501
- Применение волноводного подхода для исследования коротковолновых радиотрасс
С. Н. Пономарчук, Н. В. Ильин, В. И. Куркин, М. С. Пензин 513
- Модифицированный метод разрезов при сравнительном исследовании площадок для систем космической связи и радиоастрономии в миллиметровом диапазоне длин волн
И. Т. Бубукин, И. В. Ракуть, М. И. Агафонов, А. Л. Панкратов, Т. Ю. Горбунова, Р. В. Горбунов, В. И. Бубукин 524
- Синтез и анализ апланатической зеркально-линзовой системы с осевой симметрией
А. С. Венецкий, В. А. Калошин, Чинь Ван Туан 533
- Прогнозирование распространения длинных, средних и коротких радиоволн над импедансной структурой «лед–море»
М. Г. Дембелов, Ю. Б. Башкуев 541
- Сравнительное исследование особенностей распространения обыкновенной и необыкновенной мод коротких волн в ионосфере
К. В. Раубо, В. Е. Захаров 547
- Зависимость взаимодействия солитонов от типа нелинейности
В. А. Еременко, Н. И. Манаенкова 553
- Групповые скорости поверхностной электромагнитной волны вдоль импедансной двухслойной среды
В. К. Балханов, Ю. Б. Башкуев 558

СТАТИСТИЧЕСКАЯ РАДИОФИЗИКА

- Физическое моделирование контролируемой многолучевой среды распространения радиоволн
А. И. Сулимов, А. А. Галиев, Р. Р. Латыпов, О. Н. Шерстюков, А. Д. Смоляков, Р. Ф. Халиуллин, А. В. Карпов 562

ТЕОРИЯ И МЕТОДЫ ОБРАБОТКИ СИГНАЛОВ

- Комбинированные спутниковые средства обнаружения и мониторинга мезомасштабных конвективных комплексов
В. П. Саворский, А. П. Чернушич, О. Ю. Панова, О. О. Кузнецов 574

Исследование метода сверхвысокочастотного радиометрического зондирования
для тропосферной коррекции в радионавигации

Д. М. Караваев, Г. Г. Шукин

582

Применение параметра «база сигнала» для радиолокационного
распознавания опасных явлений

Д. А. Денисенков, В. Ю. Жуков, Г. Г. Шукин

589

ЭЛЕКТРОДИНАМИКА И РАСПРОСТРАНЕНИЕ РАДИОВОЛН

УДК 537.87

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ ИОНОСФЕРЫ ЗЕМЛИ НА РАСПРОСТРАНЕНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН¹

© 2024 г. А. С. Крюковский*, Д. С. Лукин, Е. В. Михалева, Е. А. Палкин, Д. В. Растягаев

Российский новый университет, ул. Радио, 22, Москва, 105005 Российская Федерация

**E-mail: kryukovsky56@yandex.ru*

Поступила в редакцию 28.10.2023 г.

После доработки 28.10.2023 г.

Принята к публикации 25.11.2023 г.

Представлены новые методы диагностики тонкой структуры ионосферы Земли и их верификация путем сопоставления результатов их применения с результатами моделирования и независимыми прямыми измерениями. Развита методика восстановления профилей электронной концентрации и частоты соударений электронов в ионосфере с использованием информации о поляризационных и амплитудных характеристиках обыкновенной и необыкновенной компонент регистрируемых сигналов с линейной частотной модуляцией при вертикальном и наклонном зондировании. Выполнено математическое и численное моделирование влияния ионосферных неоднородностей на распространение коротковолнового излучения, а также анализ временных вариаций амплитудных, поляризационных и траекторных характеристик дециметровых радиосигналов, отраженных от ионосферы. На основе метода бихарактеристик и волновой теории катастроф разработаны методы математического моделирования особенностей распространения частотно-модулированных радиосигналов в ионосферной плазме при наличии локальных неоднородностей среды. Разработаны численные алгоритмы программ построения ионограмм наклонного и вертикального зондирования при наличии локальных неоднородностей в ионосфере.

Ключевые слова: ионосфера, неоднородности ионосферы, эффективная частота соударений, профили электронной концентрации, зондирование ионосферы, лучи, бихарактеристики, характеристики дециметровых радиосигналов, расходимость, поглощение

DOI: 10.31857/S0033849424060017, **EDN:** IKKDID

1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Интенсивное развитие наземных и спутниковых средств диагностики околоземного космического пространства открывает новые перспективы высокоточного определения характеристик среды и предъявляет новые требования к моделированию распространения радиоволн. Для эффективной обработки и визуализации регистрируемой информации, а также решения широкого круга задач как по диагностике свойств среды распространения различных сигналов (радиосвязь, радиолокация, навигация и т.д.), так и по определению источников (и их характеристик) естественных и искусственных возмущений среды актуальным является разработка методов численного моделирования

распространения сложных широкополосных сигналов в анизотропной диспергирующей среде с неоднородностями различного масштаба.

Диагностика и контроль ионосферы, постоянный мониторинг динамических процессов в атмосфере является актуальной задачей в связи с существенным влиянием состояния ионосферы на работу радиосистем различного назначения. Эффективность работы этих систем, и в первую очередь коротковолновой (КВ) радиосвязи и радионавигации, зависит от адекватно описания среды распространения с учётом всех возможных процессов, проходящих в ионосфере. Не менее важным представляется и непосредственный мониторинг экстремальных явлений в атмосфере Земли с помощью зондирования в КВ-диапазоне [1–3].

Примеры реальных ионограмм, отражающих сложную структуру сигналов зондирования, полученных в Институте солнечно-земной физики Сибирского отделения РАН [4] и любезно предоставленных авторам статьи, представлены на рис. 1.

¹Некоторые результаты работы представлены на XXVIII Всероссийской открытой научной конференции «Распространение радиоволн» (23–26 мая 2023 г., Йошкар-Ола, ПГТУ) в виде пленарного доклада.

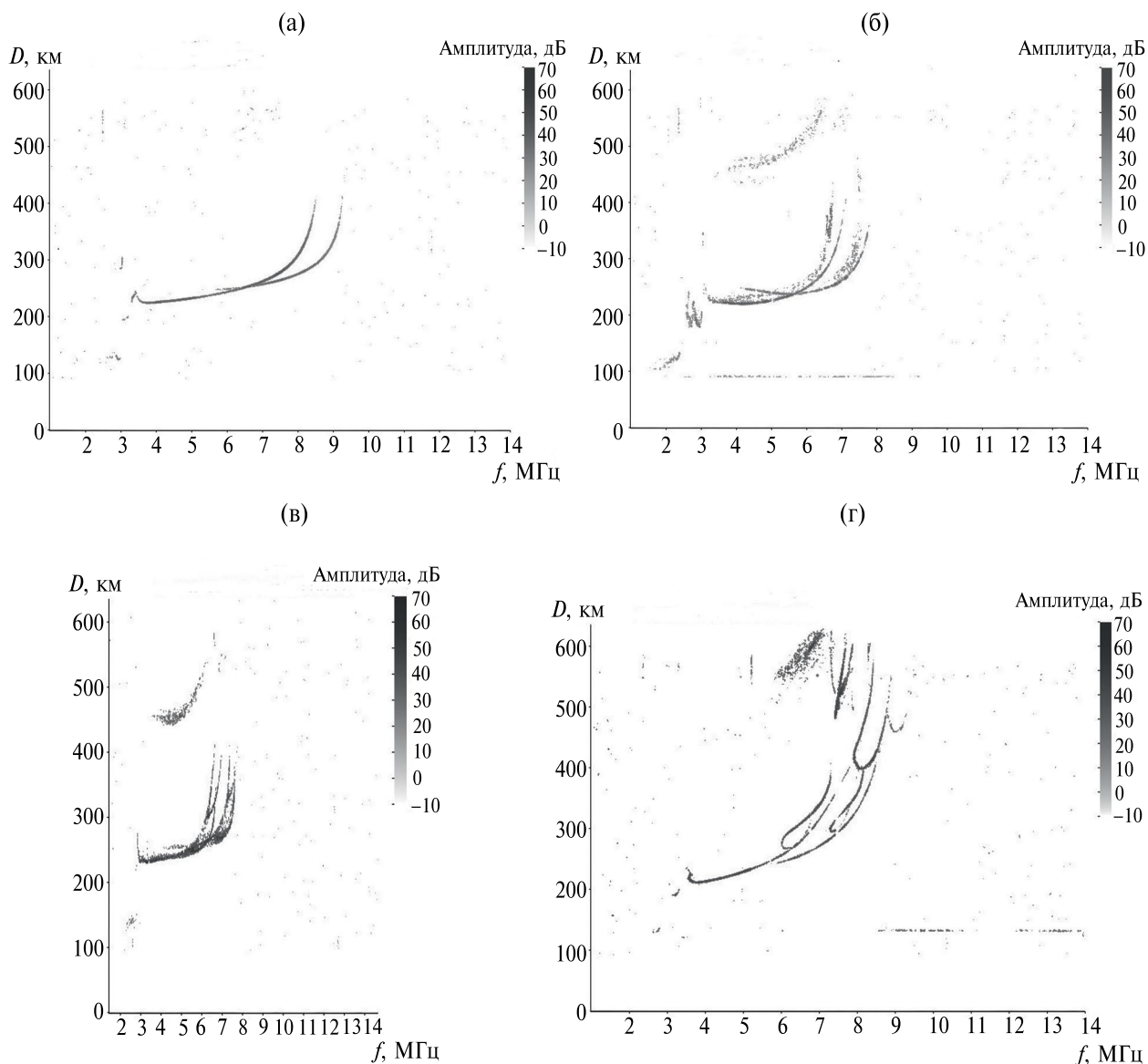


Рис. 1. Примеры реальных ионограмм, полученных на трассах: а) Торы–Торы (09.01.2023, 05:52 UT), б) Торы–Торы (07.02.2022, 03:00:00 UT), в) Усолье–Торы (07.02.2022, 03:00:00 UT), г) Торы–Торы (09.01.2023, 05:30:00).

2. МОДЕЛИ ЛУЧЕВОГО РАСПРОСТРАНЕНИЯ И КАУСТИЧЕСКИХ СТРУКТУР ЧАСТОТНО-МОДУЛИРОВАННЫХ РАДИОСИГНАЛОВ В ИОНОСФЕРНОЙ ПЛАЗМЕ ПРИ НАЛИЧИИ ЛОКАЛЬНЫХ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ

Локальные неоднородности в ионосфере Земли различной природы играют существенную роль в процессах распространения на линиях КВ-радиосвязи, вызывая замирания, образование зон фокусировки (каустик) и дефокусировки электромагнитных волн. Для исследования влияния таких неоднородностей на распространение радиосигналов может быть использован метод моделирования, основанный на решении бихарактеристической системы (БС) уравнений [5, 6], гамильтониан

которой соответствует дисперсионному соотношению для волн, распространяющихся в неоднородной плазме. Бихарактеристическая система представляет собой систему из восьми обыкновенных дифференциальных уравнений, описывающих изменение компонент волнового вектора $\vec{k}$, частоты ω , группового времени распространения сигнала t и координат $\vec{r}$ вдоль лучевой траектории, связанной с волной в рамках геометрикооптического (ГО) подхода:

$$\begin{aligned} \frac{d\vec{r}}{d\tau} &= \frac{\partial \Gamma}{\partial \vec{k}}, \quad \frac{d\vec{k}}{d\tau} = -\frac{\partial \Gamma}{\partial \vec{r}}, \\ \frac{dt}{d\tau} &= -\frac{\partial \Gamma}{\partial \omega}, \quad \frac{d\omega}{d\tau} = \frac{\partial \Gamma}{\partial t}, \end{aligned} \quad (1)$$

где

$$\Gamma = k_x^2 + k_y^2 + k_z^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon(\vec{r}, \vec{k}, \omega, t) \quad (2)$$

— гамильтониан волнового уравнения, τ — параметр вдоль траектории [6,7], ε — эффективная диэлектрическая проницаемость среды, которая в ионосфере представима в виде формулы Эпплтона–Хартри (Лассена) [8, 9]. В нее входят значение электронной концентрации в точке пространства, модуль напряженности магнитного поля Земли, а также угол между волновым вектором и вектором напряженности магнитного поля.

Бихарактеристическая система (1), (2), дополненная уравнениями для вычисления производных по параметрам лучевого семейства, известна как расширенная бихарактеристическая система Лукина [10, 11]. В стационарной среде она имеет вид

$$\begin{aligned} \frac{d\vec{r}_{hj}}{dt} &= -\frac{\partial}{\partial h_j} \left(\frac{\partial \Gamma}{\partial \vec{k}} \left(\frac{\partial \Gamma}{\partial \omega} \right)^{-1} \right), \\ \frac{d\vec{k}_{hj}}{dt} &= \frac{\partial}{\partial h_j} \left(\frac{\partial \Gamma}{\partial \vec{r}} \left(\frac{\partial \Gamma}{\partial \omega} \right)^{-1} \right), j = 1, 2, \end{aligned} \quad (3)$$

где h_j — это величины, параметризующие начальное многообразие лучевых траекторий, например угловые координаты направлений выхода лучей.

Совместно с (3) система (1), (2) позволяет не только рассчитывать лучевые траектории в неоднородных анизотропных средах, но и определять положения каустик и иных сложных фокальных структур, а также при известной модели ионосферы и магнитного поля Земли находить максимальные и минимальные применимые частоты, зоны радиосвязи и радиомолчания, рассчитать характеристики ионограмм вертикального и наклонного зондирования (ВЗ, НЗ), а также групповые задержки [12,13]. Комплексный расчет геометрических и энергетических характеристик лучевых семейств позволяет определять также фазовые характеристики сигнала, доплеровское смещение частоты, учитывать поглощение вдоль траекторий и вращение вектора поляризации [7, 14–17]. В качестве примера рассмотрим лучевую структуру, образующую каустики в ионосфере [18–20].

Для представленных результатов расчета использована модель высокоширотной ночной ионосферной плазмы. На рис. 2 представлена зависимость электронной концентрации от высоты, а на рис. 3 — высотная зависимость электронной частоты соударений ν_e .

На рис. 4а, 4б представлены результаты расчетов трехмерной лучевой структуры радиосигнала в проекции на плоскость (x, z) для обыкновенной (o -волны) и необыкновенной (x -волны) соответственно в случае, когда излучение волны осуществляется точечным источником,

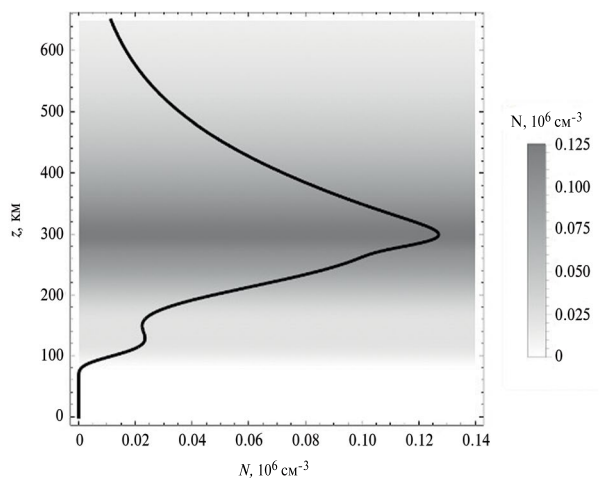


Рис. 2. Зависимость электронной концентрации N от высоты z .

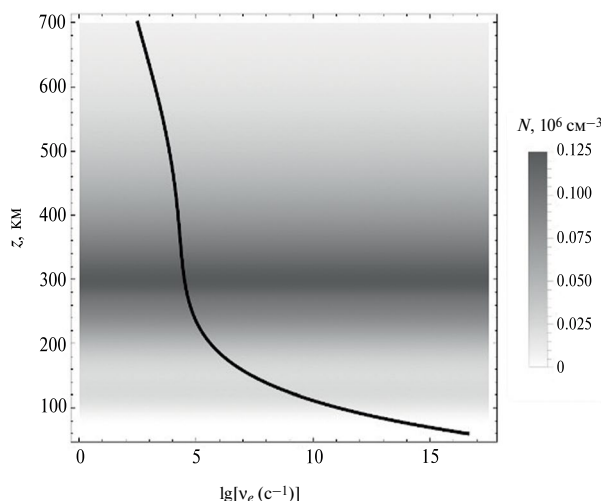


Рис. 3. Зависимость электронной частоты соударений от высоты z .

расположенным на поверхности Земли на рабочей частоте $f = 3.3$ МГц. Начало системы координат совмещено с источником, углы выхода лучей меняются от 0 до 90° . В виде фона различной плотности, как и на рис. 3, показана электронная концентрация в ионосфере.

Лучи, соответствующие распространению o -волны, с небольшим углом выхода отражаются от слоев E и F и возвращаются на землю, а лучи с большими углами выхода проходят сквозь ионосферу. Из рис. 4а видно, что семейство лучей образует сложную каустическую структуру, содержащую три разделенных в пространстве каустических острия. В соответствии с классификацией волновых катастроф каждое каустическое острие это особенность A_3 [6]. Нижнее каустическое острие обусловлено отражением от слоя E, а два верхних каустических острия определяются ионосферными

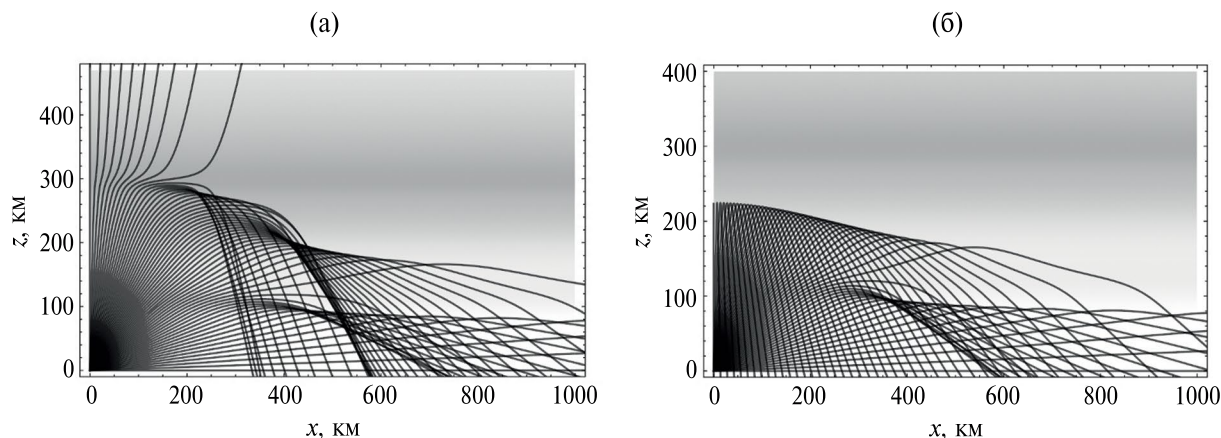


Рис. 4. Лучевые структуры в плоскости (x, z) : o -волна (а) и x -волна (б).

слоями, образующими главный максимум. В случае x -волны (рис. 4б) все лучи отражаются от ионосферы и возвращаются на поверхность Земли, формируя только одно каустическое острие и простую каустику, особенность A_2 .

Из численного решения расширенной БС уравнений можно найти расходимости лучевых потоков по формуле

$$R_s = -10 \lg \left| \frac{J_0}{J} \right|, \quad (4)$$

где J — якобиан расходимости в рассматриваемой точке на луче, а J_0 — начальный якобиан расходимости [14, 15], определенный для условного расстояния от источника.

На рис. 5а и 5б приведены зависимости расходимости вдоль лучей для обыкновенной

и необыкновенной волн от горизонтальной координаты x . Для обыкновенной и необыкновенной волн графики не сильно отличаются. Видно, что при удалении от источника излучения амплитуда волны резко падает, примерно на 100...110 дБ, а далее медленно спадает до уровня -120 дБ. При этом на каждом луче существуют узкие области, в которых расходимость стремится к нулю. Это каустики.

Поскольку лучевое описание амплитудно-фазовой структуры волнового поля в областях каустики (оггибающих лучевых семейств) и их особенностей неприменимо, то для описания волновых полей в этих областях были использованы методы волновой теории катастроф (ВТК). Методы ВТК помимо определения полного волнового поля позволяют построить наглядную геометрическую (лучевую и каустическую) интерпретацию особых фокальных пространственных или

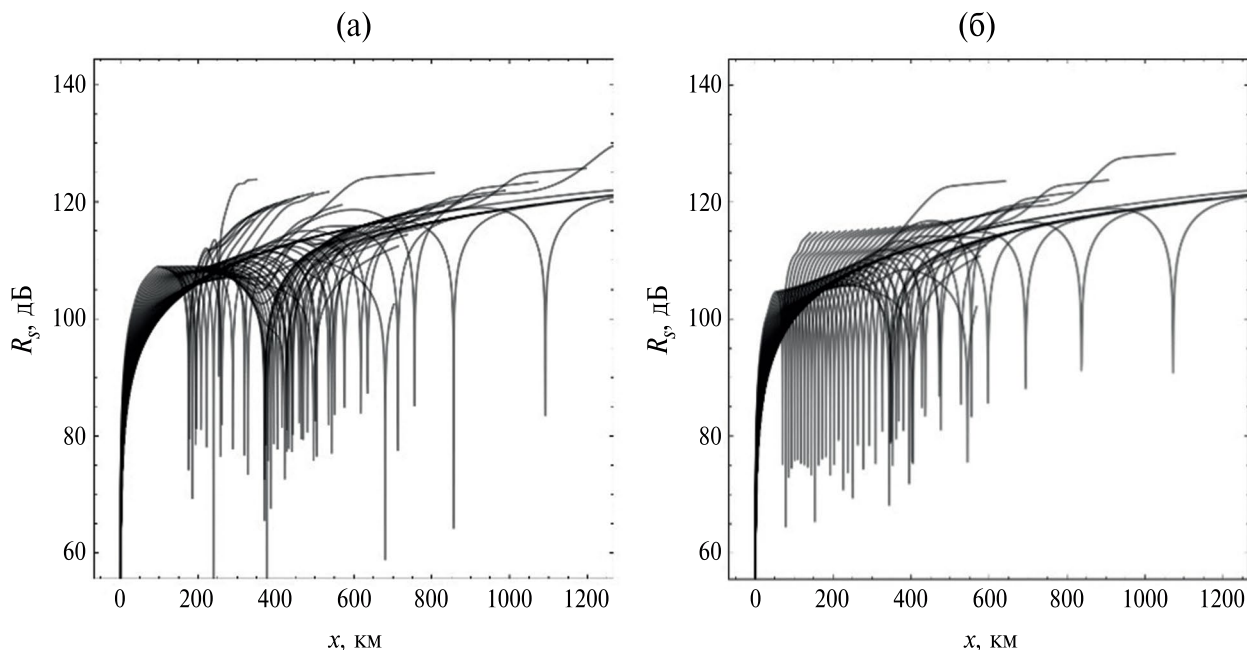


Рис. 5. Расходимости o -волны (а) и x -волны (б).

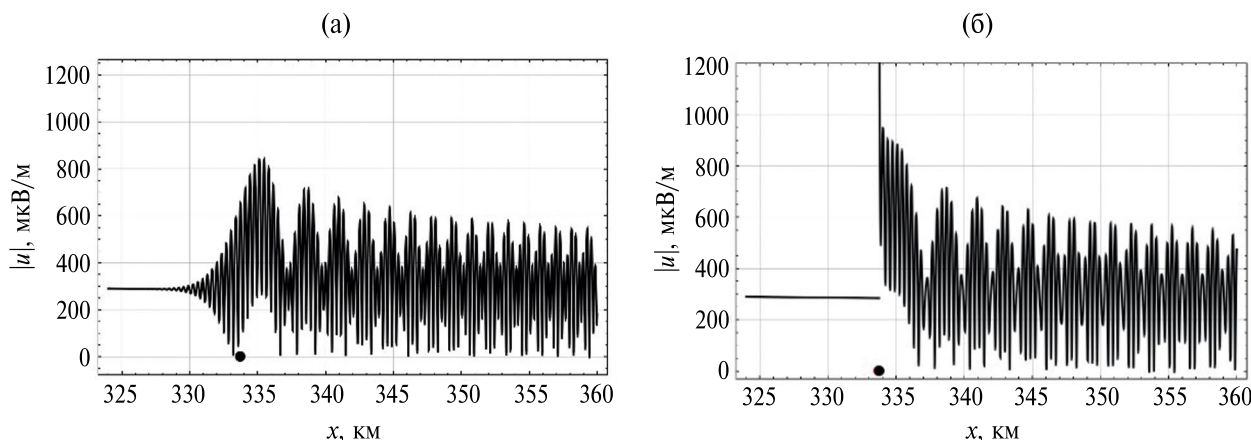


Рис. 6. Зависимость модуля напряженности электрического поля от расстояния без учета поглощения: равномерная асимптотика (а), ГО-приближение (б); точка – положение каустики.

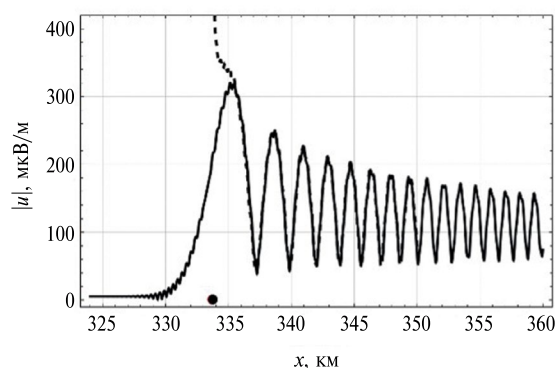


Рис. 7. Зависимость модуля напряженности электрического поля от расстояния с учетом поглощения.

пространственно-временных интерференционных (дифракционных) структур электромагнитных полей [6,19]. В рамках ВТК всякая особенность фокального типа, возникающая при построении лучевого семейства, есть особенность (катастрофа) проектирования семейств бихарактеристических решений из координатно-импульсного (фазового) пространства в координатное (конфигурационное) пространство и соответствует эталонной амплитудно-фазовой структуре волнового поля.

Для анализа волнового поля в области каустик было проведено математическое и численное моделирование амплитуды поля x - и o -волны в окрестности этих особенностей, на основе решения расширенной бихарактеристической системы Лукина. Выполнено сопоставление равномерного (каустического) приближения и неравномерного (лучевого) приближения, а также проведена качественная оценка влияния x -волны на амплитуду поля o -волны в окрестности каустики [20, 21].

Для численного моделирования был разработан и реализован метод интерполяционной локальной асимптотики, позволяющий на основе данных интерполяции вычислить параметры

интерферирующих парциальных полей, а затем по известным формулам находить поля как в лучевом, так и в каустическом приближении [15, 22]. Для примера на рис. 6а, 6б приведены результаты численного расчета амплитуды поля o -волны с учетом вклада x -волны в окрестности каустики в каустическом и геометрооптическом приближениях без учета поглощения. Положение каустики показано точкой на нижней оси.

Из рис. 6 видно, что x -волна может вносить существенный вклад в структуру каустического поля o -волны, что выражается в модуляции поля одной волны другой волной. При этом внутри осциллирующей огибающей присутствует и более быстрая интерференционная составляющая при условии когерентности полей волн разной поляризации (на рисунках не показана). Однако учет поглощения нивелирует этот вклад (рис. 7).

3. МЕТОДЫ ДИАГНОСТИКИ РАЗЛИЧНЫХ СИЛЬНО НЕОДНОРОДНЫХ АНИЗОТРОПНЫХ СРЕД – ИОНОСФЕРЫ ЗЕМЛИ В РАМКАХ МЕТОДА БИХАРАКТЕРИСТИК И ВОЛНОВОЙ ТЕОРИИ КАТАСТРОФ

Для оценки погрешностей математического моделирования, связанных с асимптотическим характером используемых методов, было проведено исследование их применимости для решения задачи о критическом отражении радиоволн от плазменного слоя. Большим параметром асимптотик в этом случае является отношение толщины слоя к длине волны. На основе метода канонического оператора Маслова [6] построено асимптотическое решение для модельной задачи о падении на параболический плазменный слой электромагнитной волны, излученной точечным источником, находящимся вне слоя плазмы в условиях, когда существенными являются эффекты «подбарьерного

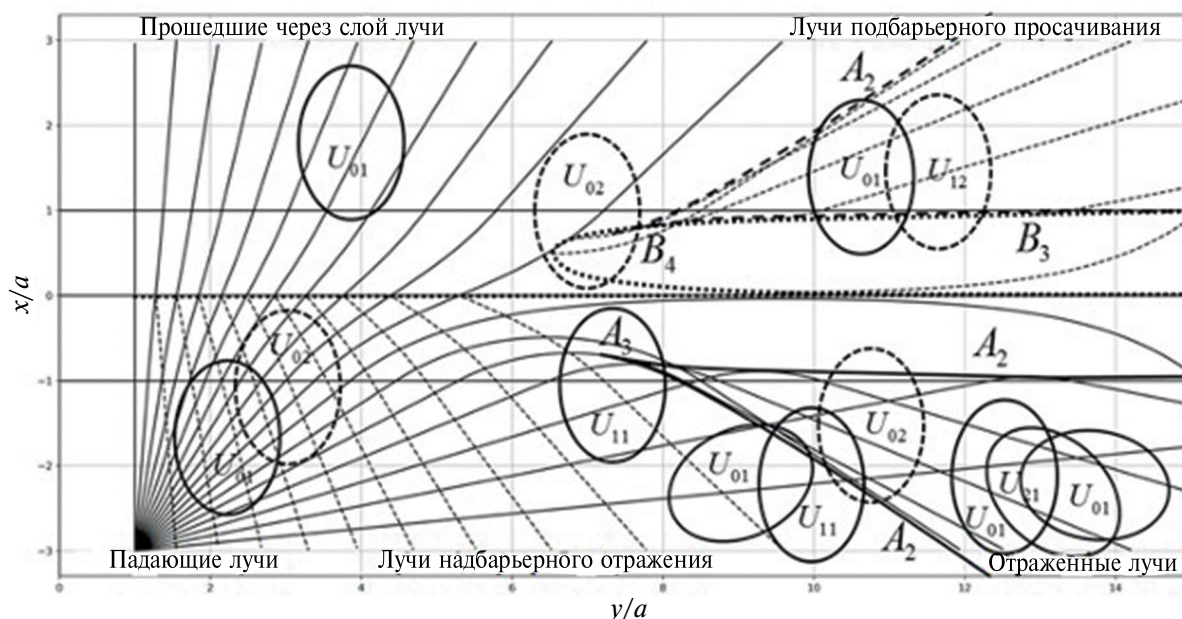


Рис. 8. Геометрия лучевых семейств, особенностей многообразия и карт канонического атласа при отражении радиоволн от плазменного слоя: A_2, A_3 — основные особенности, B_3, B_4 — краевые особенности [23, 24].

просачивания» волны и «надбарьерного отражения» [23, 35]. Решение учитывает как формирование в неоднородном слое фокальных структур различного типа, так и эффекты полупрозрачности слоя для различных частей пространственного спектра волн.

Эффекты полупрозрачности слоя (частичное отражение проходящих слой волн и частичное просачивание волн, отраженных слоем) представлены в виде взаимодействия отдельных мод решения, отвечающих различным подмногообразиям лагранжева многообразия задачи, определенного в рамках метода бихарактеристик и ВТК. Показано, что в значимой окрестности критического значения параметров слоя существенным является эффект полупрозрачности, для адекватного учета которого предложены новые асимптотические решения.

На основе методов ВТК проанализированы типы фокусировок, возникающие в данных условиях (как основные — A_2, A_3 , так и краевые — B_3, B_4 [23–24]). Показано, что в области над плазменным слоем возможно образование фокальной области для волны просачивания. Показано, что в случае отражающего слоя формируется особенность семейства лучей типа простой каустики, однако равномерная по углу падения волны асимптотика для описания волнового поля не представляема через функцию Эйри и ее производную, а требует использования функции Вебера–Эрмита. На рис. 8 представлен пример геометрии лучевых семейств, особенностей многообразия и карт канонического атласа при отражении радиоволн от плазменного слоя при учете эффектов полупрозрачности.

Решение может быть использовано при интерпретации сложных ионограмм НЗ и слабонаклонного зондирования (СНЗ) при наличии эффектов, связанных с переходными областями в частотной области, соответствующими изменениям условий отражения для различных ионосферных слоев, а также при дифракционном возбуждении волн в ионосферных межслоевых волноводных каналах.

4. МЕТОД ДИАГНОСТИКИ ЛОКАЛИЗОВАННЫХ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ РАЗЛИЧНОГО МАСШТАБА В ИОНОСФЕРЕ НА ОСНОВЕ РЕГИСТРАЦИИ ВРЕМЕННЫХ, ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ И ПОЛЯРИЗАЦИОННЫХ ХАРАКТЕРИСТИК НЕПРЕРЫВНЫХ ЧАСТОТНО-МОДУЛИРОВАННЫХ СИГНАЛОВ ПРИ ВЕРТИКАЛЬНОМ ЗОНДИРОВАНИИ

Неоднородности ионосферной плазмы естественного и искусственного происхождения оказывают существенное влияние на распространение радиоволн; их учет необходим при прогнозировании линий КВ-радиосвязи. Поляризационные характеристики коротких радиоволн существенно зависят от наличия неоднородностей на трассе распространения. Для исследования этих эффектов проведено моделирование влияния локальных неоднородностей электронной концентрации ионосферы Земли на амплитуду отраженного сигнала и его поляризационные характеристики при ВЗ частотно-модулированным (ЧМ) КВ-излучением. Использовалась модель анизотропной магнитоактивной ионосферной плазмы, было

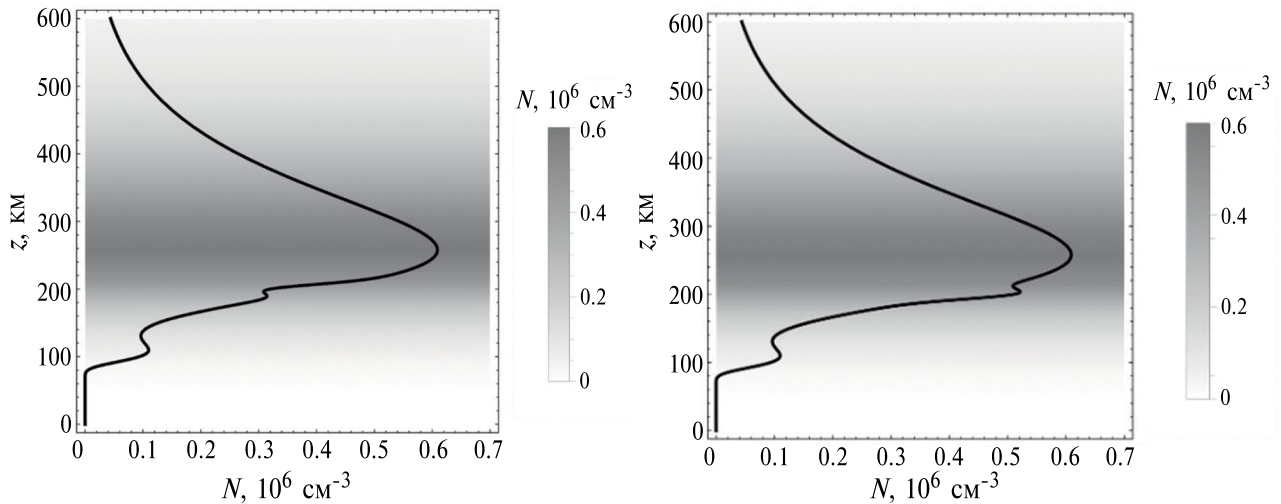


Рис. 9. Зависимости электронной концентрации N от высоты z в случае неоднородности с пониженной (а) и повышенной (б) электронной концентрацией.

проведено моделирование распространения радиоволн различной поляризации, соответствующей o - и x -волнам. Математическое моделирование распространения коротких радиоволн выполнено в рамках метода БС и ВТК. Были исследованы траекторные, энергетические и поляризационные зависимости отраженных сигналов от частоты, а также влияние локальной неоднородности на характеристики сигнала [16, 17, 24, 25].

Для численных расчетов рассматривалась модель ионосферы, включающая ионосферные слои Е и F. В модель было введено локальное возмущение (рис. 9а, 9б), расположенное ниже главного максимума ионосферного слоя. Учитывалось влияние эффективной частоты соударений электронов, ответственной за поглощение радиоволн. Эффективная диэлектрическая проницаемость описывалась формулой Эпплтона–Хартри [8], при этом поправка, связанная с эффективной частотой соударений,

в части рефракционного отклонения не учитывалась, поскольку расчеты показали, что она не приводит к существенным отличиям в траекторных параметрах, а сказывается только на энергетике отраженных сигналов.

В качестве иллюстрации на рис. 10а и 10б представлены типичные зависимости от частоты f действующей высоты V_h , определяемой через время прихода луча t_m в точку отражения [26, 27]: для локальной неоднородности с пониженной и повышенной электронной концентрацией. Графики согласуются с ионограммами ВЗ. Локальные максимумы соответствуют положению на частотной оси областей характеристических частот плазменных неоднородностей: в левой части графика – слоя Е, справа – локальной неоднородности.

Важной характеристикой отраженных от ионосферы радиоволн являются коэффициенты поляризации. В рамках проведенных исследований

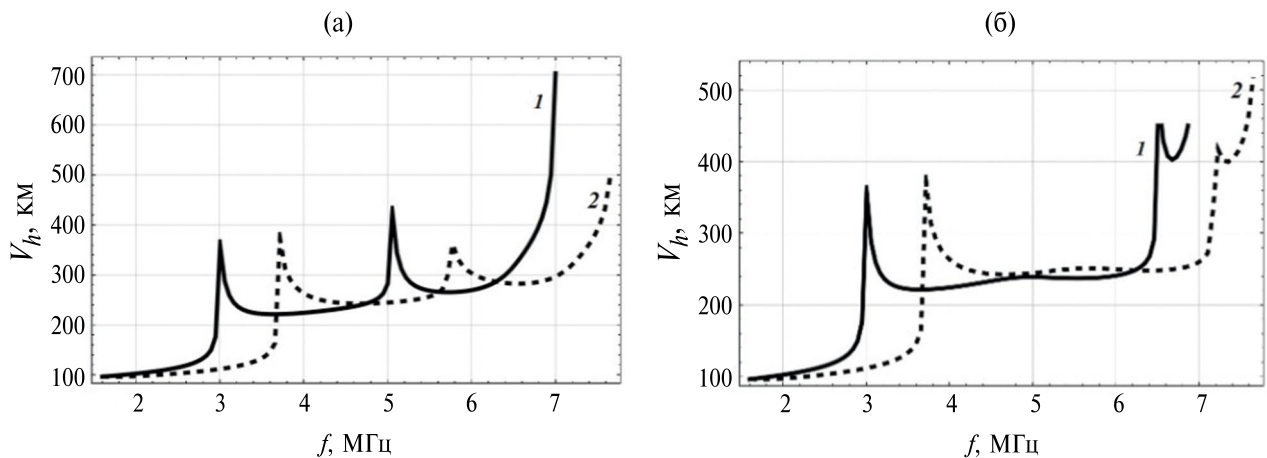


Рис. 10. Зависимость действующей высоты от частоты, локальная неоднородность с пониженной (а) и повышенной (б) электронной концентрацией: o -волна (1) и x -волна (2).

было выполнено моделирование частотных вариаций поперечных поляризационных коэффициентов для o -волны и x -волны. Когда эти коэффициенты близки к единице, волна сохраняет круговую поляризацию. В точке отражения коэффициент поляризации меняет знак. Для o -волны существуют лучи, для которых эллипс поляризации в среде существенно меняется вдоль лучевой траектории. Однако при выходе из ионосферы круговая поляризация в целом восстанавливается и плоскость поляризации остается ортогональной направлению распространения [16, 17]. Также показано, что в ионосфере значения коэффициентов продольной поляризации могут достигать существенной величины, причем для o -волны пределы изменения коэффициента продольной поляризации вдоль траектории существенно больше, чем для x -волны.

Для оценки возможности контроля особенностей частотных характеристик КВ-зондирования в невозмущенных условиях и выделения на их фоне эффектов, связанных с локальными неоднородностями, выполнено моделирование вариаций амплитуды отраженного от ионосферы радиосигнала в точке приема в зависимости от частоты сигнала. Для вычисления локальной расходимости лучевой конгруэнции и определения амплитуды поля в каждой точке пространства применена расширенная бихарактеристическая система Лукина. Исследованы зависимости расходимости от высоты для o - и x -волны. Выделены три группы такой зависимости: для волн, которые отражаются от слоя E (нижние), волн, которые отражаются от ионосферы выше слоя E до неоднородности, и волн, отражающиеся от слоя F2.

5. МЕТОД ДИАГНОСТИКИ ПЕРЕМЕЩАЮЩИХСЯ ИОНОСФЕРНЫХ ВОЗМУЩЕНИЙ НА ОСНОВЕ РЕГИСТРАЦИИ ВРЕМЕННЫХ, ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ И ПОЛЯРИЗАЦИОННЫХ ХАРАКТЕРИСТИК НЕПРЕРЫВНЫХ ЧАСТОТНО-МОДУЛИРОВАННЫХ СИГНАЛОВ ПРИ СЛАБО НАКЛОННОМ ЗОНДИРОВАНИИ

В рамках рассматриваемого подхода выполнено математическое моделирование распространения коротких радиоволн и проанализированы вариации их характеристик при наличии в ионосфере перемещающихся возмущений (ПИВ) в экспериментах по СНЗ ионосферы Земли непрерывными частотно-модулированными сигналами. Рассмотрено распространение обыкновенной и необыкновенной компоненты электромагнитной волны. Для проведения сравнительного анализа выбраны две модели ионосферы Земли: модель, содержащая ПИВ и не содержащая ПИВ. Обе модели также включают ионосферный слой F2, слой F1 и слой E [28, 29].

Для определения временных, энергетических и поляризационных характеристик сигналов, прошедших из передатчика в приемник, были использованы метод бихарактеристик и ВТК. С помощью метода бихарактеристик выполнены расчеты частотных вариаций группового времени прихода сигнала, угла выхода сигнала, а также угла прихода сигнала. Последний параметр позволяет оценить предельную поляризацию и определить расположение осей эллипса поляризации в проекции на плоскость наблюдения. При численном моделировании предполагалось, что точечный источник излучения находится на поверхности Земли. Приемник расположен также на поверхности Земли на расстоянии 100 км от источника. Слабо наклонное зондирование осуществлялось с помощью линейной частотной модуляции (ЛЧМ) излучения в диапазоне 2...7 МГц. Магнитное поле Земли предполагалось постоянным. При расчетах считалось, что характерный размер ПИВ по горизонтали (координате x) составляет 40 км, по вертикали z — 10 км.

Характерная лучевая структура для частоты 6.2 МГц показана на рис. 11. Положение центра неоднородности — точка $(-20$ км, 200 км). Видно, что в окрестности приёмника образуется зона многолучевости, ограниченная двумя каустиками и отвечающая катастрофе A_3 — каустическое острие.

На рис. 12а показаны зависимости угла выхода лучей от координаты x при разных значениях положения центра ПИВ x_d , а на рис. 12б — зависимости группового времени. Как видно из рисунков, наличие ПИВ приводит либо к образованиям S-образных кривых (рис. 12а), либо к образованию петель времени группового запаздывания [28, 29] (рис. 12б).

Частотные зависимости параметров принимаемого ЧМ-сигнала на трассах СНЗ исследовались для невозмущенной и возмущенной модели ионосферы, содержащей ПИВ. Для группового времени прихода сигнала на частотах ниже 3 МГц эти зависимости в возмущенном и невозмущенном случае совпадают. Главным признаком наличия ПИВ считается U-образный элемент на графиках частотных

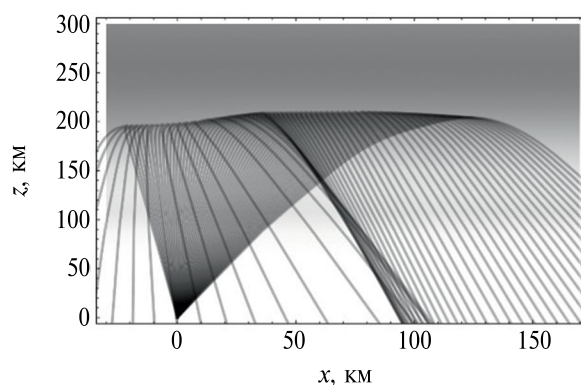


Рис. 11. Лучевая структура в плоскости (x, z) ; ПИВ образует каустическое острие.

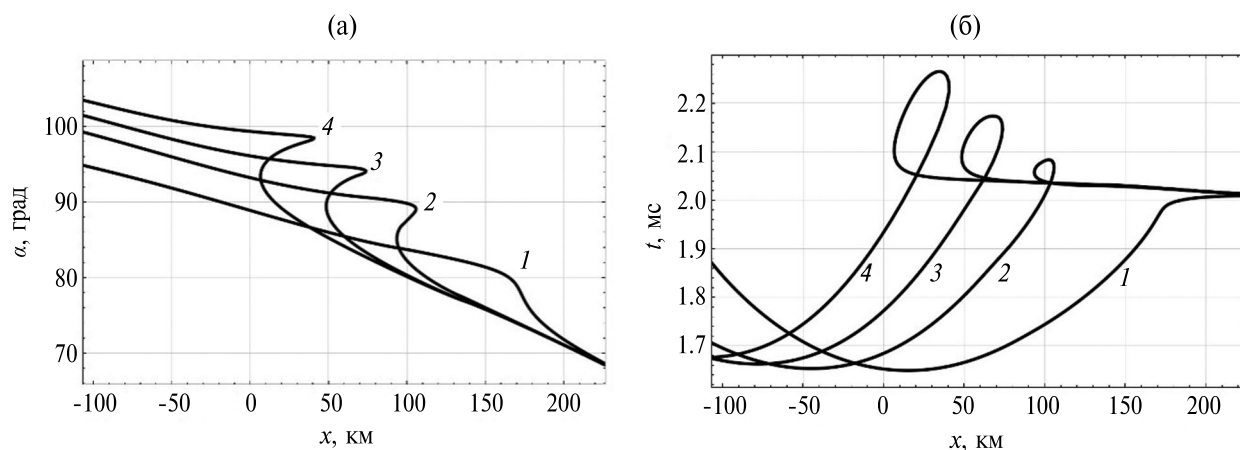


Рис. 12. Зависимость угла выхода лучей (а) и группового времени прихода сигнала (б) от горизонтальной координаты при $x_d = 10$ (1), -20 (2), -40 (3) и -60 км (4).

зависимостей. Однако расчеты показывают, что правая ветвь U не относится к ПИВ, а связана с прохождением волны сквозь ионосферу при более высоких частотах. Признаком ПИВ, как и в случае появления Е-слоя, является наличие точки поворота на кривой частотной зависимости, которая соответствует каустике, а также резкий рост времени группового запаздывания сигнала [28].

6. МЕТОД ДИАГНОСТИКИ ЧАСТОТЫ СОУДАРЕНИЙ ЭЛЕКТРОНОВ В ИОНОСФЕРЕ НА ОСНОВЕ РЕГИСТРАЦИИ АМПЛИТУДНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК О- И Х-КОМПОНЕНТ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ ПРИ ВЕРТИКАЛЬНОМ ЗОНДИРОВАНИИ

В рамках рассматриваемого аппарата математического моделирования разработан метод реконструкции эффективной частоты соударений электронов в ионосфере Земли на основе амплитудных данных об ослаблении ЧМ-радиосигнала при ВЗ ионосферы декаметровыми ЧМ-радиосигналами [30–32].

При работе ЛЧМ-ионозонда регистрируются задержка и амплитуда сигнала в зависимости от частоты излучения. Профиль электронной концентрации как функция высоты может быть восстановлен по зависимости задержки сигнала от частоты излучения стандартными методами. Что же касается эффективной частоты соударений, то она может быть восстановлена по ослаблению амплитуды зондирующего сигнала, определяемому из совокупности факторов: амплитуды поля вне ионосферы на некотором расстоянии от источника, мощности источника излучения, расходимости лучевых конгруэнций, которая вычисляется как корень из отношения якобианов, определяемых через производные лучевых координат по начальным углам выхода луча и групповому времени вдоль

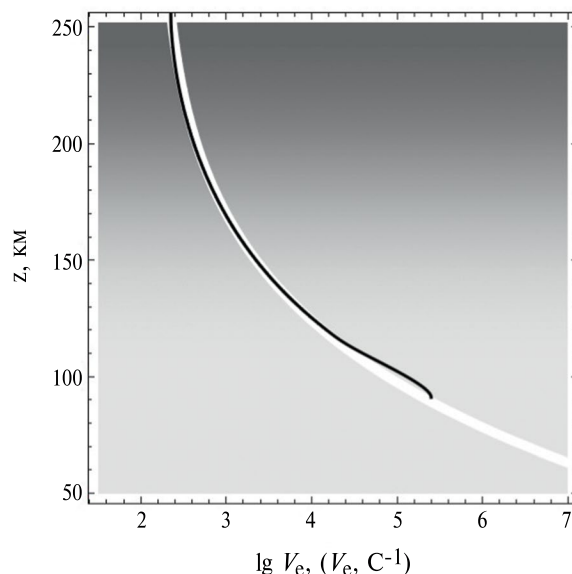


Рис. 13. Сравнение зависимости модельной (светлая линия) и расчетной (темная) частоты соударений электронов от высоты.

траектории и собственно поглощения радиоволн в ионосферной плазме, обусловленного столкновениями электронов.

Пример расчета, выполненный на основании разработанных алгоритмов восстановления частоты соударений $\nu_e(z)$, приведен на рис. 13 ([32]).

Результаты расчета показывают, что модельные и расчетные значения совпадают с точностью, приемлемой для экспериментальных работ по НЗ и СНЗ ионосферы. Причем точность восстановления значений частоты соударений увеличивается с высотой.

В работах [33, 34] разработанный метод обобщен на случай магнитоактивной среды, учитывающий различный характер распространения обыкновенной и необыкновенной волны.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, методом бихарактеристик исследованы особенности распространения радиоволн декаметрового диапазона ($\sim 2 \dots 8$ МГц) в ионосфере Земли, содержащей как регулярные слои E, F1 и F2, так и возмущения электронной плотности различного характера. Выполнено моделирование основных характеристик сигналов НЗ и СНЗ в условиях невозмущенной и возмущенной ионосферы. При моделировании использовались модели крупномасштабных локализованных неоднородностей электронной концентрации и неоднородностей типа ПИВ.

Рассмотрено распространение как обыкновенной, так и необыкновенной волны в магнитоактивной плазме. Выполнено численное моделирование ионограмм СНЗ ЛЧМ-сигналами. В частности, показано, что ионограмма необыкновенной волны сдвинута по частоте относительно ионограммы обыкновенной волны приблизительно на одну и ту же величину как для невозмущенной, так и возмущенной модели.

Показано, что на частотах радиосигналов, отражающихся в окрестности максимума E-слоя, а также на частотах, отражающихся в области ПИВ, возникает каустика и зона трехлучевости. Установлено, что зависимости группового времени запаздывания сигнала и угла выхода радиосигнала от частоты имеют одну и ту же качественную зависимость в обоих случаях.

При проведении численного моделирования была определена расходимость лучевого потока в точке приема излучения, что позволило прогнозировать уровень принимаемого сигнала. Показано, что расходимости и амплитуды принятых сигналов (без учета поглощения, обусловленного частотой соударений электронов в плазме) для обыкновенной и необыкновенной волн приблизительно одинаковы и отличаются только сдвигом в частотной зависимости. В соответствии с ГО-подходом расходимость резко убывает в окрестности каустики и резко нарастает при приближении частоты к частоте просачивания волны. Проблема просачивания радиоволны рассмотрена в работах [24,35] на основе канонического оператора Маслова [6].

В работе также представлены новые методы диагностики тонкой структуры ионосферы Земли, развитые на основе метода бихарактеристик и ВТК, и их верификация путем сопоставления результатов экспериментов по ВЗ и СНЗ с результатами моделирования. Развита методика восстановления профилей электронной концентрации и частоты соударений электронов в ионосфере с использованием информации о поляризационных и амплитудных характеристиках обыкновенной и необыкновенной компонент регистрируемых

сигналов с линейной частотной модуляцией при вертикальном и наклонном зондировании.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы выражают благодарность В. И. Куркину (ИСЗФ СО РАН) за предоставленные результаты экспериментальных наблюдений.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (проект № 20–12–00299–П).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Иванов Д. В.* Методы и математические модели исследования распространения в ионосфере сложных декаметровых сигналов и коррекции их дисперсионных искажений. Йошкар-Ола: Марийский гос. технич. ун-т, 2006.
2. *Куницын В. Е., Терещенко Е. Д., Андреева Е. С.* Радиотомография ионосферы. М.: Физматлит, 2007.
3. *Софьин А. В., Куркин В. И.* // Распространение радиоволн. Труды XXVII Всерос. открытой науч. конф. Калининград, 28 июня–3 июля 2021. Калининград: БФУ им. И. Канта, 2021. Ч. 3. С. 358.
4. *Цедрик М. В., Подлесный А. В., Куркин В. И.* // Всерос. открытые Армандовские чтения. Матер. Всерос. открытой науч. конф. «Современные проблемы дистанционного зондирования, радиолокации, распространения и дифракции волн». Муром. 28–30 июня. 2022. Муром: Изд.-полиграфический центр МИ ВлГУ, 2022. С. 223.
5. *Казанцев А. Н., Лукин Д. С., Спиридонов Ю. Г.* // Космич. исслед. 1967. Т. 5. № 4. С. 593.
6. *Лукин Д. С., Палкин Е. А.* Численный канонический метод в задачах дифракции и распространения электромагнитных волн в неоднородных средах. М.: МФТИ, 1982.
7. *Ипатов Е. Б., Крюковский А. С., Лукин Д. С. и др.* // РЭ. 2014. Т. 59. № 12. С. 1180.
8. *Дэвис К.* Радиоволны в ионосфере. М.: Мир, 1973.
9. *Крюковский А. С., Лукин Д. С., Растягаев Д. В., Скворцова Ю. И.* // РЭ. 2015. Т. 60. № 10. С. 1001.
10. *Лукин Д. С., Спиридонов Ю. Г.* // РЭ. 1969. Т. 14. № 9. С. 1673.
11. *Крюковский А. С., Лукин Д. С., Кирьянова К. С.* // РЭ. 2012. Т. 57. № 9. С. 1028.
12. *Kryukovsky A. S., Rastyagaev D. V., Bova Y. I., Popchenko O. V.* // 2020 7th All-Russian Microwave

- Conf. (RMC-2020). Moscow. 25–27 Nov. N.Y.: IEEE, 2020. P. 220.
13. Kryukovsky A. S., Lukin D. S., Popchenko O. V., Rastyagaev D. V. // J. Phys.: Conf. Ser. 2021. V. 1991. № 1. Article No. 012002.
 14. Бова Ю. И., Крюковский А. С., Лукин Д. С. // РЭ. 2019. Т. 64. № 1. С. 3.
 15. Крюковский А. С., Лукин Д. С., Бова Ю. И. // РЭ. 2020. Т. 65. № 12. С. 1160.
 16. Bova Yu. I., Kryukovsky A. S., Kutuza B. G. et. al. // J. Phys.: Conf. Ser. 2020. V. 1632. № 1. Article No. 012009.
 17. Egorov D. P., Kutuza B. G., Kryukovsky A. S. et. al. // 2022 Photonics & Electromagnetics Research Symposium (PIERS). Hangzhou. 25–29 Apr. N.Y.: 2022, P. 1108.
 18. Бова Ю. И., Крюковский А. С., Лукин Д. С., Растягаев Д. В. // Всерос. открытые Армандовские чтения. Современные проблемы дистанционного зондирования, радиолокации, распространения и дифракции волн. Матер. Всерос. открытой науч. конф. Муром. 23–25 июня. 2020. Муром: Изд.-полиграфический центр МИ ВлГУ, 2020. С. 54.
 19. Крюковский А. С. // Междунар. Байкальская молодеж. науч. школа по фундаментальной физике. Труды XVII Конф. молодых ученых. Иркутск 5–10 сент. Иркутск: ИСЗФ СО РАН, 2022. С. 3.
 20. Bova Yu. I., Kryukovsky A. S., Lukin D. S., Rastyagaev D. V. // J. Phys.: Conf. Ser. 2020. V. 1632. № 1. Article No. 012005.
 21. Kryukovsky A. S., Lukin D. S., Rastyagaev D. V., Bova Y. I. // XXXIV General Assembly and Scientific Symp. Int. Union of Radio Sci. (URSI GASS). Rome. 28 Aug– 04 Sept. 2021. Paris: URSI, 2021. Paper Th-B08-PM1–2.
 22. Каренов С. Л., Крюковский А. С. // РЭ. 2001. Т. 46. № 1. С. 40.
 23. Палкин Е. А., Петрович А. А. // РЭ. 2021. Т. 66. № 1. С. 18.
 24. Ipatov E., Palkin E., Rastyagaev D. // 2020 7th All-Russian Microwave Conf. (RMC). Moscow. 25–27 Nov. N.Y.: IEEE, 2020. P. 216.
 25. Ипатов Е. Б., Палкин Е. А., Петрович А. А., Растягаев Д. В. // Тр. XXVII Всерос. открытой науч. конф. Калининград. 28 июня. — 03 июля. 2021. Калининград: БФУ им. И. Канта, 2021. С. 893.
 26. Крюковский А. С., Лукин Д. С., Попченко О. В., Растягаев Д. В. // Всерос. открытые Армандовские чтения. Современные проблемы дистанционного зондирования, радиолокации, распространения и дифракции волн. Муром., 25–27 июня. 2021. Муром: Изд.-полиграфический центр МИ ВлГУ, 2021. С. 32.
 27. Kryukovsky A. S., Lukin D. S., Popchenko O. V., Rastyagaev D. V. // J. Phys.: Conf. Ser. 2021. V. 1991. Article No. 012002.
 28. Крюковский А. С., Лукин Д. С., Михалёва Е. В., Растягаев Д. В. // РЭ. 2023. Т. 68. № 6. С. 553.
 29. Михалева Е. В., Крюковский А. С., Растягаев Д. В. // Всерос. открытые Армандовские чтения. Современные проблемы дистанционного зондирования, радиолокации, распространения и дифракции волн. Матер. Всерос. открытой науч. конф. Муром. 27–29 июня. 2023. Муром: Изд.-полиграфический центр МИ ВлГУ, 2023. С. 47.
 30. Kryukovsky A. S., Lukin D. S., Mikhaleva E. V. et. al. // 2020 7th All-Russian Microwave Conf. (RMC). Moscow. 25–27 Nov. N.Y.: IEEE, 2020. P. 211.
 31. Kryukovsky A. S., Lukin D. S., Mikhaleva E. V., Rastyagaev D. V. // J. Phys.: Conf. Ser. 2021. V. 1991. № 1. Article No. 012001.
 32. Крюковский А. С., Лукин Д. С., Михалёва Е. В., Растягаев Д. В. // РЭ. 2022. Т. 67. № 2. С. 117.
 33. Крюковский А. С., Лукин Д. С., Михалева Е. В., Растягаев Д. В. // Всерос. открытые Армандовские чтения «Современные проблемы дистанционного зондирования, радиолокации, распространения и дифракции волн». Матер. Всерос. открытой науч. конф. Муром. 28–30 июня. 2022. Муром: Изд.-полиграфический центр МИ ВлГУ, 2022. С. 36.
 34. Kryukovsky A. S., Mikhaleva E. V., Lukin D. S., Rastyagaev D. V. // 2022 IEEE8th All-Russian Microwave Conf. (RMC). Moscow. 23–25 Nov. N.Y.: IEEE, 2022. P. 334.
 35. Palkin E. A., Petrovich A. A. // 2022 IEEE8th All-Russian Microwave Conf. (RMC). Moscow. 23–25 Nov. N.Y.: IEEE, 2022. P. 301.

MATHEMATICAL MODELING OF THE INFLUENCE OF EARTH'S IONOSPHERE INHOMOGENEITIES ON THE PROPAGATION OF ELECTROMAGNETIC WAVES

A. S. Kryukovsky*, D. S. Lukin, E. V. Mikhaleva, E. A. Palkin, D. V. Rastyagaev

*Russian New University,
22, Radio St., Moscow, 105005 Russian Federation
E-mail: kryukovsky56@yandex.ru

Received October, 28 2023, revised October, 28, 2023, accepted November, 25, 2023

New methods for diagnostics of the fine structure of the Earth's ionosphere and their verification by comparing the results of their application with the results of modeling and independent direct measurements are presented. Techniques for reconstructing the profiles of electron density and electron collision frequency in the ionosphere are developed using information on the polarization and amplitude characteristics of the ordinary and extraordinary components of the recorded signals with linear frequency modulation during vertical and oblique sounding. Mathematical and numerical modeling of the influence of ionospheric inhomogeneities on the propagation of short-wave radiation, as well as an analysis of temporal variations in the amplitude, polarization and trajectory characteristics of decameter radio signals reflected from the ionosphere, have been carried out. Based on the bicharacteristic method and the wave theory of catastrophes, methods for mathematical modeling of the features of the propagation of frequency-modulated radio signals in the ionospheric plasma in the presence of local inhomogeneities of the medium are developed. Numerical algorithms for programs for constructing ionograms of oblique and vertical sounding in the presence of local inhomogeneities in the ionosphere are developed.

Keywords: ionosphere, ionospheric inhomogeneities, effective collision frequency, electron density profiles, ionospheric sounding, rays, bicharacteristics, characteristics of decameter radio signals, divergence, absorption

ЭЛЕКТРОДИНАМИКА И РАСПРОСТРАНЕНИЕ РАДИОВОЛН

УДК 621.371.3+537.87

ПРИМЕНЕНИЕ ВОЛНОВОДНОГО ПОДХОДА ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ КОРОТКОВОЛНОВЫХ РАДИОТРАСС¹

© 2024 г. С. Н. Пономарчук*, Н. В. Ильин, В. И. Куркин, М. С. Пензин

^aИнститут солнечно-земной физики СО РАН,
ул. Лермонтова, 126а, Иркутск, 664033 Российская Федерация

*E-mail: spon@iszf.irk.ru

Поступила в редакцию 28.10.2023 г.

После доработки 15.04. 2024 г.

Принята к публикации 25.04.2024 г.

Развит метод моделирования коротковолновых (КВ) радиотрасс на основе волноводного подхода — метода нормальных волн. Разработана схема решения радиальной задачи и построения спектра радиального оператора применительно к низкочастотной части декаметрового диапазона. Разработаны алгоритмы расчета дистанционно-частотных, частотно-угловых и амплитудных характеристик сигналов в больших пространственных областях на основе анализа и численного суммирования ряда нормальных волн. Реализован комплексный алгоритм для исследования КВ-радиотрасс, включающий модель среды, алгоритмы расчета характеристик сигналов и оперативной диагностики радиоканала.

Ключевые слова: распространение радиоволн, волноводный подход, прогнозирование радиотрасс, ионограмма, диагностика радиоканала

DOI: 10.31857/S0033849424060028, **EDN:** IKJPRH

ВВЕДЕНИЕ

Интенсивное развитие спутниковых средств связи не отменяет широкое применение декаметрового диапазона частот при создании различных радиотехнических систем, благодаря его возможности обеспечить условия связи в больших пространственных областях. Для повышения надежности и качества связи при функционировании таких систем, включая когнитивное радио, используются данные активного и пассивного зондирования ионосферы [1, 2]. При использовании наклонного зондирования (НЗ) для адаптации параметров радиосистем, в частности для определения диапазона рабочих частот, необходимо оперативное прогнозирование характеристик распространения, на основе которого проводится интерпретация результатов зондирования на выбранной сети коротковолновых (КВ) радиотрасс. Выделение частотных зависимостей групповых задержек модов распространения на регистрируемых ионограммах позволяет оценить дисперсионные искажения сигнала в радиоканале для дальнейшего их устранения с использованием согласованной обработки радиосигналов в приемном устройстве [3, 4].

Существующие методы моделирования КВ-радиотрасс в основном базируются на методе геометрической оптики [5–12]. Разработанные методы расчета позволяют провести траекторный синтез распределения поля по пространству и оценить амплитуду поля сигналов. Для более полного описания процесса распространения радиоволн в неоднородных магнитоактивных средах с учетом особенностей в области каустик применяются методы канонического оператора Маслова и теории катастроф [13–15]. Влияние случайных неоднородностей различных масштабов исследовалось на основе метода интерференционного интеграла [16] и обобщенного метода Рытова [17], а также метода параболического уравнения [18,19]. Метод адиабатического инварианта [20] и его обобщение на основе асимптотических решений лучевых уравнений [21] повысили оперативность анализа дальних радиотрасс. Для исследования распространения радиосигналов в диспергирующих средах был развит метод пространственно-временной геометрической теории дифракции [22].

Одним из эффективных методов исследования КВ-радиотрасс является волноводный подход — метод нормальных волн, первоначально развитый для анализа распространения радиоволн на больших и сверхбольших расстояниях от передатчика [23–25]. Этот метод является одним из основных в диапазоне сверхдлинных волн [26, 27]

¹ Работа была доложена на XXVIII Всероссийской открытой научной конференции «Распространение радиоволн» (23–26 мая 2023 г., Йошкар-Ола).

и в подводной акустике [28–29]. В рамках волнового подхода электромагнитное поле излучения внутри сферического волновода Земля–ионосфера представляется в виде разложения по собственным функциям радиальной краевой задачи. Получающийся при этом ряд нормальных волн для декаметрового диапазона содержит $\sim 10^3 \dots 10^4$ слагаемых, что затрудняло его практическое применение для исследования КВ-радиотрасс.

В дальнейшем были разработаны методы численного и аналитического суммирования ряда нормальных волн [30, 31], которые позволили реализовать эффективные схемы расчета основных характеристик КВ-сигналов, методики диагностики и прогноза радиотрасс. При этом для численных расчетов ряд ограничивался так называемой группой слабозатухающих нормальных волн. Если несущая частота сигнала больше минимальной критической частоты на трассе распространения, то в каждой точке волновода существует номер нормальной волны, начиная с которого поле волны перестает отражаться от ионосферы. В случае если частота меньше критических частот по трассе, группа слабо просачивающихся волн становится бесконечной. При этом реальные части спектрального параметра радиальной задачи образуют последовательность, сходящуюся к нулю, что физически соответствует наличию углов излучения, сколь угодно близких к вертикали к земной поверхности. Мнимые части спектрального параметра растут с увеличением номеров, но обусловлено это не прохождением волн сквозь ионосферный барьер, а поглощением в ионосфере.

Цель данной работы – развитие метода нормальных волн для многомодового волновода для более корректного учета затухания поля в среде и обоснование целесообразности его применения для решения задач моделирования распространения радиоволн КВ-диапазона на основе сопоставления результатов расчета характеристик радиосигналов и экспериментальных данных наклонного зондирования на трассах различной протяженности.

Для этого модифицирована схема решения радиальной задачи и построения спектра радиального оператора для частот нижней части декаметрового диапазона, для которых существует регулярный волновод Земля–ионосфера и число нормальных волн достаточно велико. На основе общей схемы решения радиальной задачи были разработаны численные алгоритмы расчета характеристик сигналов для всего декаметрового диапазона без ограничения на протяженность радиотрассы. Результаты моделирования дистанционно-частотных характеристик (ДЧХ) сигналов используются в алгоритме автоматической интерпретации ионограмм наклонного зондирования на радиотрассе для определения максимальных

применимых частот и построения треков отдельных модов распространения [32].

1. МЕТОД НОРМАЛЬНЫХ ВОЛН

Для практического применения метода нормальных волн для исследования КВ-радиотрасс представим поле внутри волновода Земля–ионосфера в виде ряда по собственным функциям радиальной краевой задачи с импедансными условиями на земной поверхности и условиями излучения на бесконечности [25]. Расчетные выражения для компонент электромагнитного падающего поля для точки $\vec{r}$ в изотропном волноводе Земля–ионосфера запишем в виде [33]

$$E(\vec{r}) = j_T U(\omega) \sum_n A_n R_n(\vec{r}) D_n(\vec{j}, \varphi) \exp(ih \int_0^\theta (\gamma_n + i\nu_n) d\theta') \quad (1)$$

Здесь $\vec{r} = (r, \theta, \varphi)$ – радиус-вектор точки, в которой вычисляется поле, $h = ka$ ($k = \omega/c$, a – радиус Земли), $U(\omega)$ – спектр входного сигнала, j_T – входной ток в передающей антенне, A_n – амплитудный коэффициент, R_n и $\xi_n + i\chi_n = (\gamma_n + i\nu_n)^2$ – собственные функции и собственные значения радиальной граничной задачи, $D_n(\vec{j}, \varphi)$ – коэффициенты, характеризующие уровень возбуждения нормальных волн антенной с заданным распределением тока $\vec{j}$. Коэффициенты возбуждения нормальных волн $D_n(\vec{j}, \varphi)$ являются интегралами по объему, занятому источником поля, и являются аналогами диаграмм направленности излучающих антенн [34, 35]. Предполагается, что полярная ось сферической системы координат проходит через точку расположения излучателя. Выражение (1) записано в адиабатическом приближении, в предположении плавного изменения параметров ионосферы в зависимости от угловой координаты θ [25]. В этом приближении номер нормальной волны n является адиабатическим инвариантом, и поэтому в каждой точке радиотрассы можно использовать решение радиальной задачи для сферически-симметричной модели волновода Земля–ионосфера с соответствующими параметрами среды для определения собственных значений $(\gamma_n + i\nu_n)^2$ и собственных функций $R_n(r)$. Поэтому можно считать, что спектральный параметр $\gamma_n + i\nu_n$ является функцией угловой координаты θ .

Радиальное уравнение краевой задачи имеет вид [36]

$$\frac{d^2 R_n}{dy^2} + h^2 Q(y, \xi_n + i\chi_n) R_n = 0, \quad (2)$$

где

$$Q = 1 - f_e^2 / f^2 + i\rho_{\text{эф}} f_e^2 / f^3 - (\xi_n + i\chi_n) / y^2,$$

$y = r / a$, $f_e^2 = 4\pi e^2 N(y) / m$ — квадрат плазменной частоты, $\rho_{эф}$ — частота соударений электронов с нейтралами. В отличие от ранее развитого подхода [25], в коэффициенте радиального уравнения $Q(y, \xi_n + i\chi_n)$ учтена мнимая часть комплексной диэлектрической проницаемости ионосферной плазмы, а также комплексность собственного значения радиальной задачи. Поэтому вещественную независимую переменную y можно рассматривать как комплексную переменную z . Решение радиального уравнения (2) записывается в виде ВКБ-приближения [37], так как параметр $h = ka \sim 10^6$. Нули функции $Q(z, \xi_n + i\chi_n)$ определяют точки отражения (поворота). Для волновода Земля—ионосфера с однослойной ионосферой нижней точкой отражения является поверхность Земли или точка

$$z_1 = \sqrt{\xi_n + i\chi_n} = \gamma_n + i\nu_n.$$

В окрестности верхней точки отражения z_2 меняет знак $\text{Re} Q(z, \xi_n + i\chi_n)$, поэтому из условия $\text{Re} Q(z, \xi_n + i\chi_n) = 0$ можно приближенно записать выражение на вещественную часть $\xi_n = \gamma_n^2 - \nu_n^2$:

$$\xi_n = y^2 (1 - f_e^2 / f^2). \quad (3)$$

Равенство (3) для заданной частоты f определяет условие существования волновода Земля—ионосфера и группу слабозатухающих нормальных волн, формирующих электромагнитное поле сигнала. Собственные значения $\xi_n + i\chi_n$ радиальной задачи в комплексной плоскости (ξ, χ) расположены в верхней полуплоскости, так как $\xi_n = \gamma_n^2 - \nu_n^2$, $\chi = 2\gamma_n \nu_n$. В комплексной же плоскости (γ, ν) значения спектрального параметра $\gamma_n + i\nu_n = \sqrt{\xi_n + i\chi_n}$ расположены в верхнем правом квадранте. В области рабочих частот, меньших критической частоты слоя, вещественная часть спектрального параметра γ_n стремится к нулю с увеличением номера нормальной волны, а мнимая часть ν_n резко возрастает. При этом для определенной части спектра существует регулярный волновод Земля—ионосфера и число нормальных волн достаточно велико.

Решение радиального уравнения вне окрестностей точек поворота z_1, z_2 в виде ВКБ-приближения имеет вид [37]

$$R_n = \frac{C_n^\pm}{\sqrt{Q}} \exp \left(\pm i h \int_{z_1}^z \sqrt{Q} dz \right), \quad (4)$$

где $C_n^\pm$ — произвольные константы. В области точек поворота z_1, z_2 решение уравнения (2) строим, используя эталонное уравнение Эйри [25, 38]. Вблизи поверхности Земли в окрестности точки $z_1 = \gamma_n + i\nu_n$ решение выражается в виде линейной комбинации функций Эйри $u(x)$ и $v(x)$ [38]

и с учетом импедансных граничных условий может быть преобразовано к виду ВКБ-решения [25, 36]:

$$R_n = \frac{C_{1n}}{Q^{1/4}} \cos \left(h \int_{z_1}^y \sqrt{Q} dy + \Phi_n \right), \quad (5)$$

где Φ_n — добавка к фазе нормальной волны, связанная с коэффициентом отражения волны от поверхности Земли.

Для точки поворота в ионосфере решение (2) ищем, используя эталонное уравнение Эйри и выбирая только убывающее решение “вглубь ионосферы” [25]. Асимптотика решения в волноводе имеет вид

$$R_n = \frac{C_{2n}}{Q^{1/4}} \sin \left(h \int_y^{z_2} \sqrt{Q} dy + \frac{\pi}{4} \right). \quad (6)$$

Из условия совпадения решений (5) и (6) внутри волновода, получаем уравнение на спектр собственных значений $\xi_n + i\chi_n$ радиальной задачи и связь между константами C_{1n} и C_{2n} :

$$h \int_{z_1}^{z_2} \sqrt{Q(z, \xi_n + i\chi_n)} dz + \Phi_n(\xi_n + i\chi_n) = \frac{\pi}{4} + \pi n, \quad (7)$$

$$(-1)^n C_{1n} = C_{2n}. \quad (8)$$

Разделяя (7) на реальную и мнимую части и пренебрегая малыми величинами второго порядка при разложении $\sqrt{Q}$ и Φ_n по мнимым частям диэлектрической проницаемости ионосферы и собственного значения радиальной задачи χ_n , получим уравнения для определения ξ_n и χ_n :

$$h \int_{y_1}^{y_2} \sqrt{Q(y, \xi_n)} dy + \text{Re} \Phi_n(\xi_n) = \frac{\pi}{4} + \pi n, \quad (9)$$

$$\chi_n = \frac{h \int_{y_1}^{y_2} \frac{\rho_{эф} f_e^2}{2f^3 \sqrt{Q(y, \xi_n)}} dy + \text{Im} \Phi_n(\xi_n)}{h \int_{y_1}^{y_2} \frac{1}{2y^2 \sqrt{Q(y, \xi_n)}} dy - \text{Re} \left[\frac{\partial \Phi_n(\xi_n)}{\partial \xi} \right]}. \quad (10)$$

Значение константы C_{1n} находим из условия нормировки радиальных функций [25].

2. МОДЕЛЬ РАСПРОСТРАНЕНИЯ РАДИОВОЛН

Рассмотрим численную схему моделирования характеристик КВ-радиотрасс на примере зондирующего импульсного сигнала. Выражение для регистрируемого сигнала на входе приемника можно записать в виде [25]

$$u_a(\vec{r}, t) = \text{Re} [w(\vec{r}, t) \exp(i\gamma(\vec{r}, t))] = \\ = \text{Re} \sum_{n=n_1}^{n=n_m} [a_n(\vec{r}) g_0(t - \tau_n(\theta)) \exp(i\Psi_n(\theta))] \exp(-i\omega t), \quad (11)$$

где $g_0(t)$ — огибающая излученного импульса, τ_n — задержка нормальной волны на заданную дальность θ , $a_n(\vec{r})$ — амплитудный множитель нормальной волны,

$$\Psi_n(\theta) = h \int_0^\theta \gamma_n(\theta') d\theta'$$

— фаза волны. В амплитудные множители нормальных волн входят наряду с коэффициентами поглощения в ионосфере и земной поверхности коэффициенты возбуждения и приема нормальных волн, которые рассчитываются для заданных антенно-фидерных устройств. Характеристики нормальной волны $\Psi_n(\theta)$, $\tau_n(\theta)$ и $a_n(\vec{r})$ определяются интегральными функциями от угловой координаты θ и зависят от свойств среды распространения. Пределы суммирования в (11) были выбраны из условий эффективного возбуждения нормальных волн (n_1) и малого затухания за счет поглощения или просачивания волн сквозь ионосферу (n_m) и рассчитаны с помощью уравнения на спектр нормальных волн (9). Граничные значения вещественной части собственного значения радиальной задачи ξ_1 и $\xi_{\min}$, соответствующие пределам суммирования n_1 и n_m , определены из выражения (3) из условия существования волновода Земля—ионосфера:

$$\text{Re} Q(z, \xi_n + i\chi_n) > 0.$$

Учет мнимой части диэлектрической проницаемости ионосферы и мнимой части собственного значения χ_n в коэффициенте радиальной задачи $Q(z, \xi_n + i\chi_n)$ позволил расширить частотный диапазон моделирования характеристик сигналов для анализа протяженных неоднородных КВ-радиотрасс — частота излучения может быть меньше критической частоты слоя F2 вдоль трассы распространения.

Поле отдельной нормальной волны распределено по всему сечению волновода и зависит от его глобальных характеристик, суммарное же поле локализовано вблизи траектории луча, где выполнено условие сфазированности отдельных групп нормальных волн (условие стационарности), которое имеет вид

$$\Delta\Psi_n(\theta) = (\Psi_n - \Psi_{n+1}) = 2\pi l \quad (12)$$

(l — целое число). Угол выхода траектории Δ из точки излучения y_b связан со спектральным параметром центральной волны группы сфазированных волн с номером n_i соотношением $\cos \Delta = \gamma_{n_i} / y_b$ [25]. Тогда число l есть число отражений траектории распространения сигнала от ионосферы. В сферически-симметричном волноводе

уравнение стационарности можно свести к выражению для дальности скачка вдоль поверхности земли [39], используя связь угла места Δ со спектральным параметром γ_n :

$$D = 2a^2 \cos \Delta \int_a^{r_n} \frac{dr}{r \sqrt{\epsilon r^2 - a^2 \cos^2 \Delta}}. \quad (13)$$

Здесь r_n — точка отражения траектории в ионосфере.

Решение трансцендентного уравнения стационарности (12) относительно угловой дальности θ для заданных значений n_i позволяет построить аналог дальностно-угловой характеристики $D(\Delta)$ — зависимость $D(n_i) = a\theta(n_i)$. Вычисляя групповую задержку центральной волны n_i и используя $\theta(n_i)$, получим аналог дистанционно-угловой характеристики $P(\Delta)$ — зависимость $P(n_i)$ (P — групповой путь). Значения центральных номеров n_i переводим в углы выхода луча Δ_i , используя уравнения на спектр нормальных волн (9) и (10) для определения спектрального параметра γ_n . Для каждого из волноводных каналов E, F1 и F2 определяются отдельные зависимости $D(\Delta)$ и $P(\Delta)$. Для заданных значений частоты f и дальности D для каждого из каналов существует два решения уравнения стационарности (12) относительно угла выхода траектории из точки излучения, соответствующие нижнему и верхнему лучам [40]. С уменьшением дальности при фиксированной частоте f траектории распространения, соответствующие нижнему и верхнему лучам, сближаются и пересекаются в точке минимума в зависимости $D(\Delta)$. Точка минимума соответствует границе освещенной зоны D_m . Частота f для дальности D_m является максимальной применимой частотой (МПЧ) распространения f_m для сигнала, отраженного l раз от соответствующего слоя ионосферы. Для идентификации способа распространения сигналов с l отражениями от слоев ионосферы используется термин «мод распространения» — 1E, 1F1, 1F2, 2F2 и т.д. [41]. Минимум в зависимости $P(\Delta)$ определяет минимальный групповой путь P_m . Дальность до границы освещенной зоны D_m не совпадает с дальностью, на которой достигается минимум группового пути P_m . При увеличении рабочей частоты эта разность уменьшается. Расчет частотных зависимостей границы освещенной зоны $D_m(f)$ и минимального группового пути $P_m(f)$ был использован для анализа и интерпретации ионограмм возвратно-наклонного зондирования ионосферы непрерывным сигналом с линейной частотной модуляцией (ЛЧМ) [42].

Максимальные применимые частоты модов распространения и границы освещенной зоны вдоль земной поверхности для каждого из волноводных каналов E, F1 и F2 находим из уравнения

$$\max_{n \in [n_1, n_m]} \Delta\Psi_n(\theta, f) = 2\pi l. \quad (14)$$

Решение данного уравнения относительно f для фиксированного θ определяет МПЧ мода кратности l , а относительно θ для фиксированной частоты f — дальность до границы мертвой зоны l -го скачка.

Выражения (11), (12) и (14) служат формульной основой схемы расчета распределения поля декаметрового сигнала в волноводе по методу нормальных волн. На первом этапе в опорных по номеру n точках спектра рассчитываются характеристики нормальных волн $a_n, \Psi_n, \tau_n, \Delta\Psi_n$ по заданным профилям электронной концентрации $N(y)$ и эффективной частоты соударений $\rho_{\text{эф}}(y)$ в выбранных точках радиотрассы. Спектр нормальных волн $\xi_n + i\chi_n$ находим из решения трансцендентного уравнения (9) и уравнения (10). Затем определяются группы нормальных волн, формирующие поле сигнала в точке приема для волноводных каналов E, F1 и F2.

На втором этапе решение уравнения (12) относительно номера n позволяет для каждого из волноводных каналов E, F1 и F2 определить модовую структуру сигнала (количество сигналов и их идентификацию) и рассчитать временные и угловые характеристики сигналов для модов распространения. Используя уравнение (14), рассчитываем МПЧ модов распространения и границы освещенной зоны вдоль земной поверхности для каждого из волноводных каналов E, F1 и F2. Амплитудные характеристики сигналов рассчитываем с использованием формулы (11). Огибающую $w(\vec{r}, t)$ регистрируемого сигнала вычисляем на основе прямого численного суммирования выражений вида

$$w(\vec{r}, t) = \left[\left(\sum_{n=n_1}^{n=n_m} a_n g_0(t - \tau_n) \cos \Psi_n \right)^2 + \left(\sum_{n=n_1}^{n=n_m} a_n g_0(t - \tau_n) \sin \Psi_n \right)^2 \right]^{1/2} \cdot \quad (15)$$

Расчет огибающей сигнала $w(\vec{r}, t)$ позволяет исследовать форму принимаемого сигнала как для разделенных во времени импульсов, так и для перекрывающихся, т.е. как в освещенной зоне, так и в области каустики, где сливаются верхний и нижний лучи. Значение огибающей сигнала в центре импульса отдельного сигнала, соответствующего задержке $\tau_{n_i} + T/2$, можно принять за амплитуду сигнала, где T — длительность излученного импульса.

Развитая схема расчета характеристик импульсных сигналов применима и для расчета характеристик ЛЧМ-сигналов с учетом обработки методом сжатия по частоте [43]. В этом случае результат обработки отдельной временной выборки регистрируемого ЛЧМ-сигнала эквивалентен

прохождению через радиоканал “узкополосного импульсного” сигнала, характеристики которого определяются временным окном [44,45].

3. МЕТОДИКА ИНТЕРПРЕТАЦИИ ИОНОГРАММ

Для анализа экспериментальных данных, определения максимальных применимых частот и построения треков отдельных модов распространения был разработан метод автоматической интерпретации ионограмм наклонного зондирования [32]. В общем виде регистрируемая ионограмма НЗ — это матрица амплитуд, где каждый элемент $A(f_i, P_j)$ определяется двумя характеристиками: групповым путем (задержкой сигнала) P_j и частотой f_i . Интерпретация ионограмм НЗ была проведена с использованием результатов моделирования ДЧХ на заданной трассе в режиме долгосрочного прогноза, адиабатических инвариантов и результатов обработки экспериментальных данных. Применен алгоритм модельной маски. Основой метода являются адиабатические инварианты — величины, сохраняющиеся при вариациях параметров ионосферы в пределах погрешности долгосрочного прогноза (20%), а именно:

- отношение группового пути в точке смыкания нижнего и верхнего лучей мода распространения к длине радиотрассы (P_m / D);
 - отношение максимальных применимых частот модов различных кратностей (χ);
 - дистанционно-частотная характеристика одного мода на нормированной сетке частот $\beta = f / f_m$, где f_m — МПЧ мода для рассматриваемой дальности ($P(\beta)$).
- Данные адиабатические соотношения позволяют решить следующие вопросы диагностики декаметрового радиоканала по текущим данным регистрации ионограмм НЗ:
- интерпретация модов наклонного распространения на экспериментальных ионограммах по точкам со значимой амплитудой, полученных в результате вторичной обработки (соотношения для $\chi, P_m / D, P(\beta)$);
 - восстановление ДЧХ сигналов НЗ на заданной трассе, когда технические возможности ионозонда или условия на трассе не позволяют получить частотные зависимости группового пути какого-либо мода распространения (соотношения для χ и $P(\beta)$).

Интерпретация ионограмм НЗ проведена по следующей схеме. На первом этапе проводили вторичную обработку ионограмм для выделения массива точек $(f, P)_k, k = 1, M$, соответствующих моментам прихода сигналов со значимой амплитудой [32]. Далее была построена модельная маска по результатам долгосрочного прогноза ДЧХ НЗ на

радиотрассе. Модельная маска включает в себя две полосы шириной ΔP км (по вертикали), построенные вдоль нижнего и верхнего лучей на ДЧХ мода распространения. Алгоритм идентификации опорного мода, в качестве которого может быть выбран мод распространения в F2 канале минимальной кратности, на ионограмме заключается в подсчете числа точек со значимой амплитудой, попадающих в модельную маску при ее движении по ионограмме. Маску перемещали по ионограмме без поворотов, путем совмещения «носика» маски с точками со значимой амплитудой $(f, P)_k, k = 1, M$. Совмещение модельной маски и ионограммы осуществляли на нормированной сетке частот β , пересчитываемой на каждом шаге. При перемещении маски подсчитывали число точек N_k , попадающих в маску в пределах прямоугольников $[\Delta f \times \Delta P]$ с центром в каждой точке маски, где Δf и ΔP подбирали исходя из разрешения ионозонда по дальности и частоте. Значения частоты f_m^r и группового пути P_m^r , при которых достигается максимум числа точек, попадающих в маску, принимали за реальные МПЧ и групповой путь точки смыкания верхнего и нижнего лучей мода распространения. В случае определения f_m^r и P_m^r строили частотную зависимость группового пути $P(f)$ для интерпретированного мода распространения – масштабированную прогнозную ДЧХ. Для построения реального трека мода распространения из массива $(f, P)_k, k = 1, M$ выбирали точки, попадающие в полосы шириной ΔP вдоль модельной ДЧХ, относящейся к точке (f_m^r, P_m^r) и масштабированной по частоте множителем f_m^r / f_m^p . По аналогичному алгоритму проводили идентификацию других модов распространения, регистрируемых на радиотрассе.

Восстановление ДЧХ сигналов НЗ на заданной трассе, когда отсутствуют какие-либо стандартные моды распространения или возникают проблемы их идентификации в силу многолучевости и диффузности, проводили по следующей схеме. Были рассчитаны ДЧХ распространения по прогнозной модели ионосферы и прогнозное адiabатическое отношение МПЧ модов различной кратности $\chi = f_l^p / f_{l\pm 1}^p$, где l – кратность мода,

присутствующего на ионограмме. Далее определяли экспериментальное значение МПЧ мода кратности l (f_l^r) и вычисляли значения $f_{l\pm 1}^r = f_l^r / \chi$. Определив реальные МПЧ и имея расчеты группового пути по прогнозным параметрам ионосферы на нормированной сетке частот $\beta = f / f_{l\pm 1}^p$, восстанавливали ДЧХ НЗ отсутствующих модов на текущий момент времени умножением β на $f_{l\pm 1}^r$.

4. АНАЛИЗ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ

Для исследования КВ-радиотрасс был реализован комплексный алгоритм, включающий модель среды, алгоритмы расчета характеристик сигналов и интерпретации ионограмм. Вычисления характеристик радиосигналов проводили с использованием «комплексной арифметики».

На рис. 1 приведены результаты расчетов частотных зависимостей групповых задержек, углов выхода и амплитуды сигналов A на среднеширотной трассе протяженностью 5600 км. Время расчета соответствовало 11^h UT, условия на трассе распространения соответствовали условиям «день-день». В качестве излучателя была использована фазированная антенная решетка, составленная из 13 пар вертикальных столбов, на каждом из которых расположено 8 пар горизонтальных магнитных диполей. Высота каждого столба равна 85 м, расстояние между парами диполей 10 м. Расчет коэффициентов возбуждения нормальных волн для частоты $f = 15$ МГц показал, что максимум излучения приходится на угол $\beta_m = 4^\circ$. С увеличением частоты максимальный угол β_m уменьшается и удовлетворяет соотношению $\beta_m = 60 / f$. Отношение второго максимума к главному не превышает –15 дБ. В качестве приемника был использован магнитный диполь. На рис. 1 приведены результаты расчетов характеристик распространения для двух- и трехскачковых сигналов, отраженных от слоя F2. МПЧ модов распространения 2F2 и 3F2 соответствуют 18.8 и 15.3 МГц.

Вычисление модового состава позволяет разобратся в сложной картине поведения поля сигнала

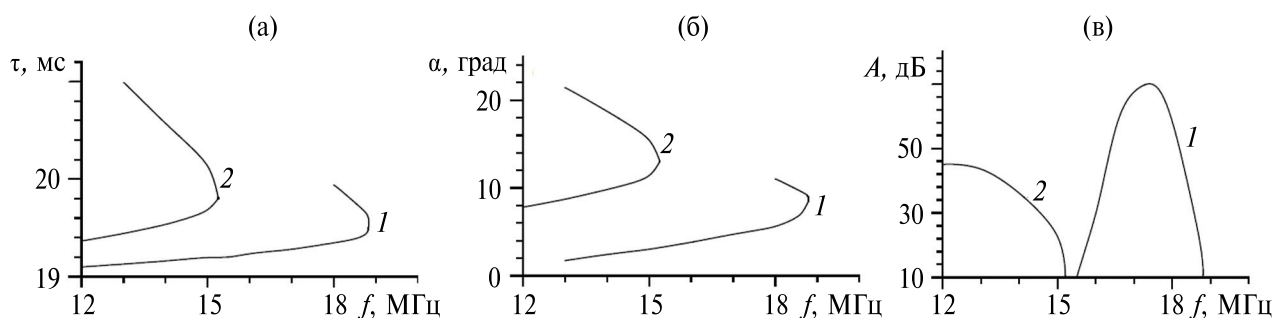


Рис. 1. Частотные зависимости задержки τ (а), угла выхода α (б) и амплитуды сигнала A (в) для двухскачковых (1) и трехскачковых сигналов (2).

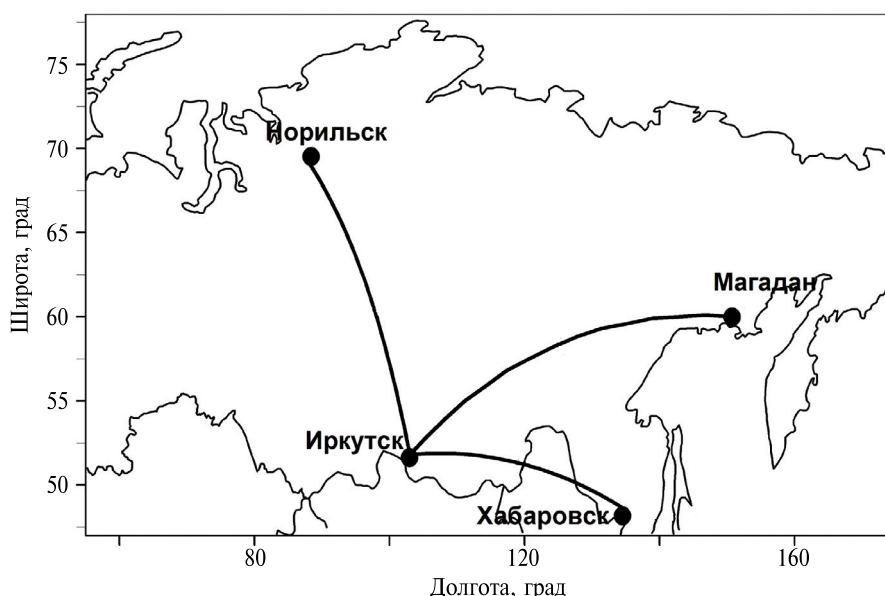


Рис. 2. Геометрия трасс НЗ в Северо-Восточном регионе России; передающие пункты: Магадан (60° с.ш., 150.7° в.д.), Хабаровск (47.6° с.ш., 134.7° в.д.), Норильск (69.4° с.ш., 88.4° в.д.), Иркутск (52.9° с.ш., 103.3° в.д.); приемные пункты: Иркутск (51.8° с.ш., 103° в.д.), Норильск (69.4° с.ш., 88.4° в.д.).

в точке приема и вычислить количественные характеристики отдельных импульсов. Результаты расчетов АЧХ по уровню 10 дБ приведены на рис. 1в. Амплитуда двухскачковых сигналов на 15...20 дБ больше амплитуды трехскачковых сигналов. В отличие от двухскачковых сигналов, амплитуда трехскачковых сигналов падает при увеличении рабочей частоты. Данная закономерность связана с частотной зависимостью угла выхода луча (рис. 1б). Для сигналов, распространяющихся по трехскачковым траекториям, углы выхода луча могут не попадать в растрouser углов диаграммы направленности решетки, поэтому эффект фокусировки сигналов вблизи МПЧ выражен слабо. По этой же причине в точке приема могут отсутствовать сигналы, соответствующие верхним лучам. При замене в расчетах излучающей антенной решетки элементарными диполями (магнитным или электрическим) амплитуда сигналов падает на 25...30 дБ для двухскачковых

сигналов и на 15...20 дБ для трехскачковых сигналов при одной и той же мощности передатчика.

Для проверки разработанных алгоритмов моделирования характеристик сигналов и интерпретации ионограмм привлекались данные, полученные на сети радиотрасс НЗ, охватывающей Северо-Восточный регион России и созданной на базе пространственно распределенного многофункционального ЛЧМ-ионозонда, разработанного в ИСЗФ СО РАН [46]. Геометрия расположения трасс приведена на рис. 2.

На основе решения трансцендентного уравнения (14) был реализован оперативный алгоритм расчета МПЧ модов распространения на КВ-радиотрассах. Верификация алгоритма в режиме прогноза МПЧ радиосвязи по экспериментальным максимальным наблюдаемым частотам (МНЧ) на сети радиотрасс НЗ в Северо-Восточном регионе

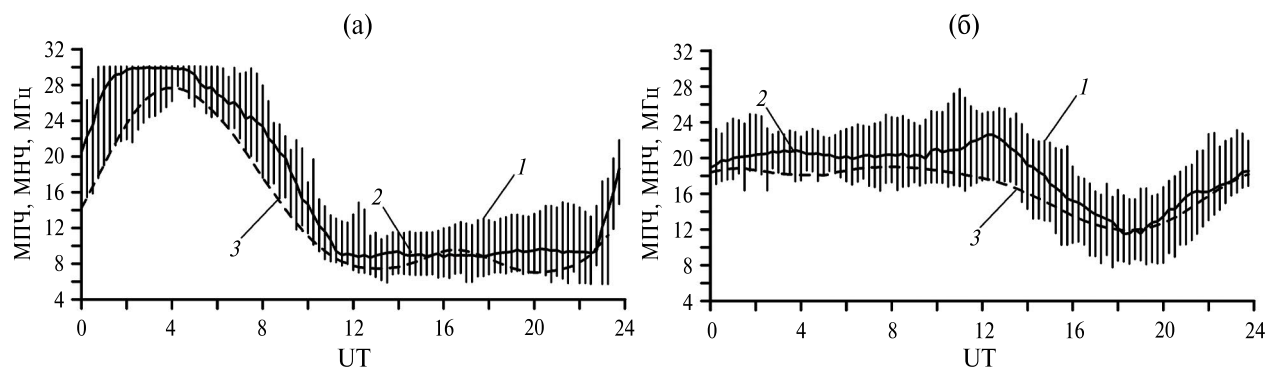


Рис. 3. Суточные вариации медианы МНЧ и расчетной МПЧ в январе (а) и августе (б) 2013 г. на трассе Магадан–Иркутск: 1 – интервалы изменения МНЧ, 2 – медиана МНЧ, 3 – расчетные МПЧ.

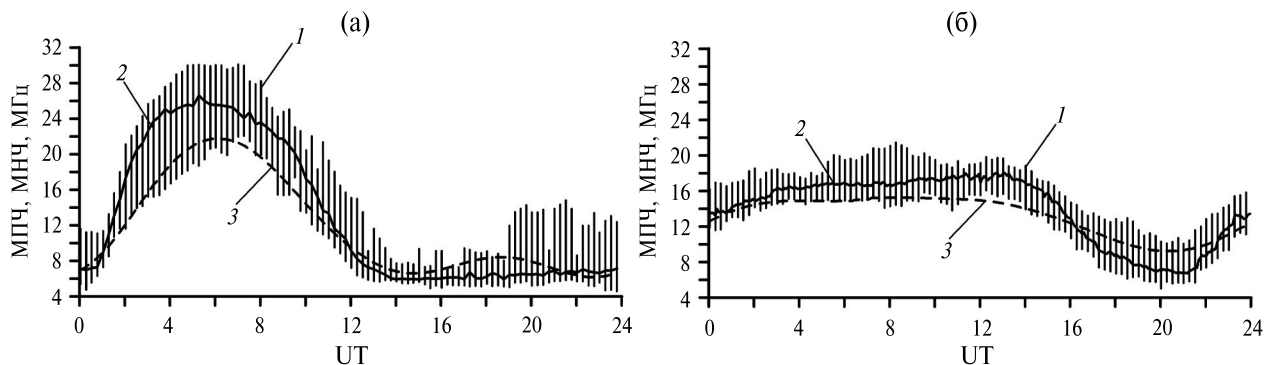


Рис. 4. Суточные вариации медианы МНЧ и расчетной МПЧ в январе (а) и августе (б) 2013 г. на трассе Норильск–Иркутск: 1 – интервалы изменения МНЧ, 2 – медиана МНЧ, 3 – расчетные МПЧ.

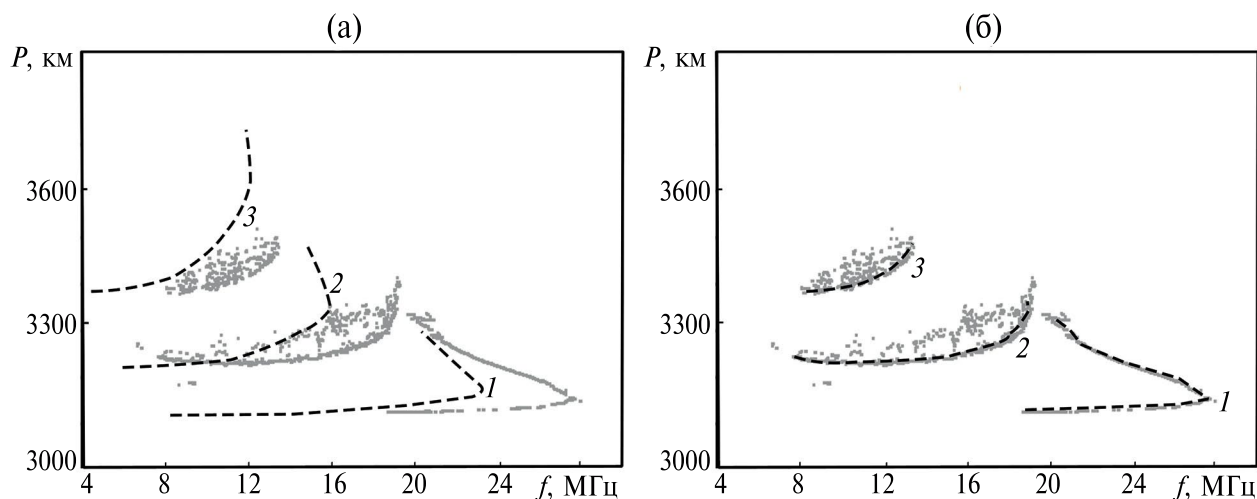


Рис. 5. Ионограмма НЗ на трассе Магадан–Иркутск для 02.02.2023, 00:15 UT: а – результаты моделирования ДЧХ, б – результаты интерпретации модов распространения; результаты вторичной обработки данных – серые точки, результаты моделирования и интерпретации: 1 – мод 1F2, 2 – мод 2F2, 3 – мод 3F2.

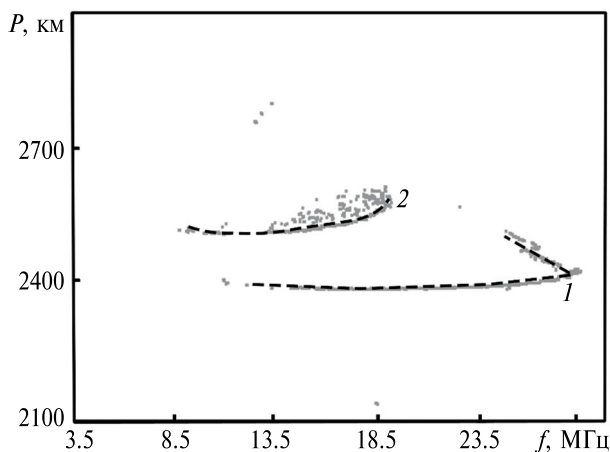


Рис. 6. Ионограмма НЗ на трассе Хабаровск–Иркутск для 02.02.2023, 00:51 UT и результаты интерпретации модов распространения 1F2 (1) и 2F2 (2); результаты вторичной обработки данных – серые точки.

России показала его эффективность в различных гелио-геофизических условиях. На рис. 3 приведены суточные вариации медианы МНЧ для мода распространения 1F2 в январе и августе 2013 г. на среднеширотной трассе Магадан–Иркутск (длина 3000 км) и интервалы изменения МНЧ в течение месяца, а также результаты расчета МПЧ мода 1F2 по модели ионосферы IRI-2016 [47]. Стандартные отклонения относительной ошибки прогноза в январе и августе составили 9.8% и 5.2% соответственно.

Аналогичные суточные вариации медианы МНЧ и расчетных МПЧ для мода распространения 1F2 на меридиональной трассе Норильск–Иркутск (длина 2088 км) приведены на рис. 4. Для трассы Норильск–Иркутск стандартные отклонения ошибки прогноза составили 19% и 15.7% соответственно в январе и августе 2013 г.

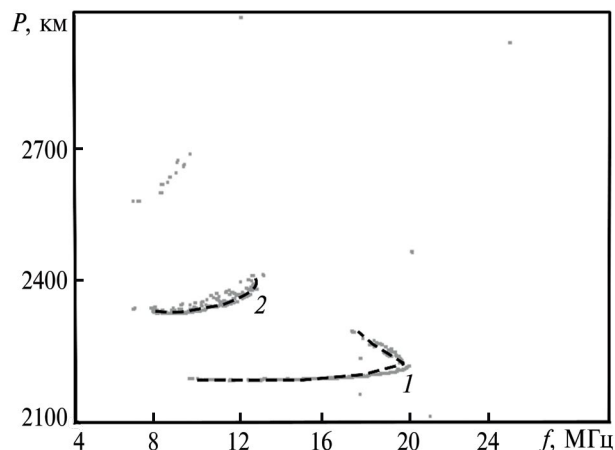


Рис. 7. Ионограмма НЗ на трассе Норильск – Иркутск для 02.02.2023, 02:03 UT и результаты интерпретации модов распространения 1F2 (1) и 2F2 (2); результаты вторичной обработки данных – серые точки.

Для анализа экспериментальных данных, определения максимальных применимых частот и построения треков отдельных модов распространения был реализован алгоритм автоматической интерпретации ионограмм НЗ. На рис. 5а приведены ионограмма НЗ, полученная 2 февраля 2023 г. на трассе Магадан–Иркутск, после вторичной обработки, и результаты моделирования ДЧХ НЗ по долгосрочному прогнозу с использованием модели ионосферы IRI-2016. Погрешность долгосрочного прогноза МПЧ мода 1F2 составила ~18%. На рис. 5б приведены результаты интерпретации ионограммы, на основании которой идентифицированы сигналы, относящиеся к модам

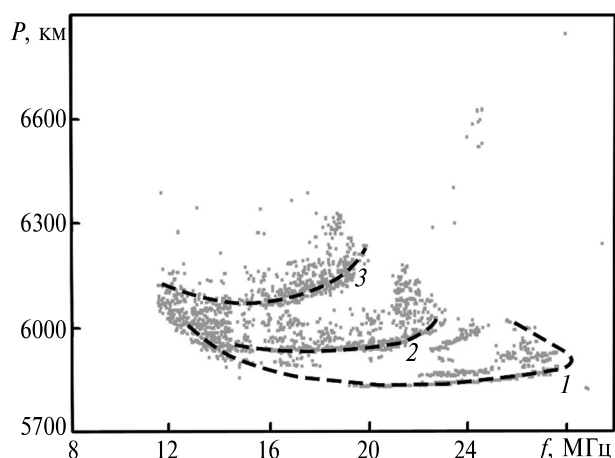


Рис. 8. Ионограмма НЗ на трассе Кипр–Иркутск для 04.01.2023, 04:45 UT и результаты интерпретации модов распространения: 1 – мод 2F2, 2 – мод 3F2, 3 – мод 4F2, результаты вторичной обработки данных – серые точки.

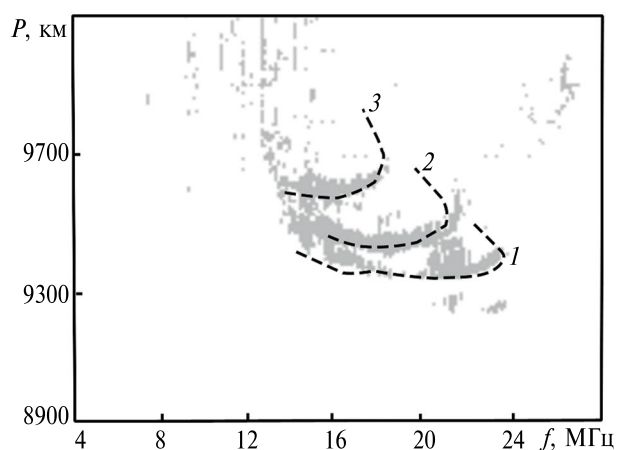


Рис. 9. Ионограмма НЗ на трассе Алис-Спрингс–Иркутск, полученная 11.03.1996 в 05:33 UT и результаты интерпретации модов распространения: 1 – мод 3F2, 2 – мод 4F2, 3 – мод 5F2; результаты вторичной обработки данных – серые точки.

распространения 1F2, 2F2, 3F2, и скорректированы прогнозные ДЧХ НЗ этих модов.

На рис. 6 приведены ионограмма НЗ, полученная 2 февраля 2023 г. в 00:51 UT на трассе Хабаровск–Иркутск (длина 2297 км), и результаты интерпретации модов распространения 1F2 и 2F2. На рис. 7 приведены ионограмма НЗ, полученная 2 февраля 2023 г. в 02:03 UT на трассе Норильск–Иркутск, и результаты интерпретации модов распространения 1F2 и 2F2.

Разработанные методы и алгоритмы прогнозирования и анализа характеристик распространения применимы и для исследования протяженных КВ-радиотрасс. На рис. 8 приведены ионограмма НЗ, полученная 4 января 2023 г. в 04:45 UT на трассе Кипр–Иркутск (длина 5650 км), и результаты интерпретации ДЧХ. Данная трасса проходит в средних широтах. Видно, что алгоритм интерпретации ионограммы позволяет идентифицировать моды распространения 2F2, 3F2 и 4F2 с последующей корректировкой ДЧХ.

На рис. 9 приведены ионограмма НЗ, полученная 11 марта 1996 г. на трансэкваториальной трассе Алис-Спрингс–Иркутск (длина 8937 км) и результаты интерпретации модов распространения 3F2, 4F2 и 5F2.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Развит метод моделирования характеристик КВ-радиосигналов на основе волноводного подхода – метода нормальных волн:

- разработана схема решения радиальной задачи и построения спектра радиального оператора применительно к низкочастотной части декаметрового диапазона;

— разработаны численные алгоритмы расчета характеристик нормальных волн с учетом комплексности спектрального параметра радиальной краевой задачи;

— разработаны алгоритмы моделирования дистанционно-частотных, частотно-угловых и амплитудных характеристик сигналов на КВ-радиотрассах на основе анализа и численного суммирования ряда нормальных волн;

— разработан метод и алгоритм автоматической интерпретации ионограмм НЗ на основе указанных алгоритмов и результатов вторичной обработки данных;

— реализован комплексный алгоритм для исследования КВ радиотрасс, включающий модель среды, алгоритмы расчета характеристик сигналов и автоматической интерпретации ионограмм.

Результаты работы комплексного алгоритма могут быть использованы как входные параметры для анализа и выделения искажений сигналов, регистрируемых на КВ-радиотрассах.

Проведен анализ экспериментальных данных наклонного зондирования ионосферы на радиотрассах различной протяженности и ориентации.

Авторы данной работы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (проект № 075-ГЗ/Ц3569/278).

Экспериментальные данные получены с использованием оборудования Центра коллективного пользования «Ангара» <http://ckp-rf.ru/ckp/3056/>.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Anderson S.* // J. Engineering. 2019. V. 2019. № 20. P. 6772. DOI: 10.1049/joe.2019.0537.
2. *Ayliffe J. K., Durbridge L. J., Gordon J. F. et al.* // Radio Sci. 2019. V. 54. № 1. P. 104. DOI: 10.1029/2018RS006681.
3. *Ivanov V. A., Ivanov D. V., Ryabova N. V. et al.* // Radio Sci. 2019. V. 54. № 1. P. 34. DOI: 10.1029/2018RS006636.
4. *Ivanov D. V., Ivanov V. A., Ovchinnikov V. V. et al.* // ITM Web Conf. 2019. V. 30. Article No. 15021. DOI: 10.1051/itmconf/20193015021.
5. *Казанцев А. Н., Лукин Д. С., Спиридонов Ю. Г.* // Космич. исслед. 1967. Т. 5. № 4. С. 593.
6. *Лукин Д. С., Спиридонов Ю. Г.* // РЭ. 1969. Т. 14. № 9. С. 1673.
7. *Кравцов Ю. А., Орлов Ю. И.* Геометрическая оптика неоднородных сред. М.: Наука, 1980.
8. *Croft T. A., Hoogasian H.* // Radio Sci. 1968. V. 3. № 1. P. 69. DOI: 10.1002/rds19683169.
9. *Kelso J. M.* // Radio Sci. 1968. V. 3. № 1. P. 1. DOI: 10.1002/rds1968311.
10. *Haselgrove J.* // Proc. Phys. Soc. B. 1957. V. 70. № 7. P. 653.
11. *Mullaly R. F.* // Australian J. Phys. 1962. V. 15. № 2. P. 96. DOI: 10.1071/PH620096.
12. *Rao N. N.* // Radio Sci. 1968. V. 3. № 12. P. 1113. DOI: 10.1002/rds19683121113.
13. *Ипатов Е. Б., Лукин Д. С., Палкин Е. А.* // Изв. вузов. Радиофизика. 1990. Т. 33. № 5. С. 562.
14. *Крюковский А. С., Лукин Д. С., Палкин Е. А., Растягаев Д. В.* // РЭ. 2006. Т. 51. № 10. С. 1155.
15. *Ипатов Е. Б., Крюковский А. С., Лукин Д. С. и др.* // РЭ. 2014. Т. 59. № 12. С. 1180. DOI: 10.7868/S0033849414120079.
16. *Авдеев В. Б., Демин А. В., Кравцов Ю. А. и др.* // Изв. вузов. Радиофизика. 1988. Т. 31. № 11. С. 1279.
17. *Zernov N. N., Gherm V. E., Zaalov N. Y., Nikitin A. V.* // Radio Sci. 1992. V. 27. № 2. P. 235. DOI: 10.1029/91rs02920.
18. *Черкашин Ю. Н.* // РЭ. 1971. Т. 16. № 1. С. 173.
19. *Baranov V. A., Popov A. V.* // Wave Motion. 1993. V. 17. № 4. P. 337. DOI: 10.1016/0165-2125(93)90013-6.
20. *Гуревич А. В., Цедилина Е. Е.* Сверхдальнее распространение коротких радиоволн. М.: Наука, 1979.
21. *Baranov V. A., Karpenko A. L., Popov A. V.* // Radio Sci. 1992. V. 27. № 2. P. 307. DOI: 10.1029/91RS02639.
22. *Анютин А. П., Орлов Ю. И.* // РЭ. 1977. Т. 22. № 10. С. 2082.
23. *Краснушкин П. Е.* Метод нормальных волн в применении к проблеме дальних радиосвязей. М.: Изд-во МГУ, 1947.
24. *Bremmer H.* Terrestrial Radio Waves. Theory of Propagation. N.Y.: Elsevier Publ. Co., Inc. 1949.
25. *Куркин В. И., Орлов И. И., Попов В. Н.* Метод нормальных волн в проблеме коротковолновой радиосвязи. М.: Наука, 1981.
26. *Краснушкин П. Е., Яблочкин Н. А.* Теория распространения сверхдлинных волн. М.: ВЦ АН СССР, 1963.
27. *Макаров Г. И., Новиков В. В., Рыбачек С. Т.* Распространение радиоволн в волноводном канале Земля–ионосфера и в ионосфере. М.: Наука, 1993.
28. *Алуэзль Д. С., Келлер Д. Б.* Распространение волн и подводная акустика / Под ред. Дж. Б. Келлера, Дж. С. Пападакиса. М.: Мир, 1980. С. 20.
29. *Kamel A., Felsen L. B.* // J. Acoust. Soc. Amer. 1982. V. 71. № 6. С. 1445. DOI: 10.1121/1.387841.

30. Куркин В. И. Моделирование, диагностика и прогнозирование характеристик КВ-сигналов на основе метода нормальных волн. Дисс. ... д-ра физ.-мат. наук. Иркутск: ИрГУ, 1999. 308 с.
31. Потехин А. П. Развитие радиофизических методов исследования верхней атмосферы Земли в метровом и декаметровом диапазонах волн. Дисс. ... д-ра физ.-мат. наук. Иркутск: ИрГУ, 2002. 286 с.
32. Grozov V. P., Ilyin N. V., Kotovich G. V., Ponomarchuk S. N. // Pattern Recognition and Image Analysis. 2012. V. 22. № 3. P. 458.
DOI: 10.1134/S1054661812030042
33. Khakhinov V. V., Kurkin V. I. // Proc. 11 th Int. Conf. Mathematical Methods in Electromagnetic Theory (MMET-2006). Kharkiv, 26–29 Jun. 2006. N.Y.: IEEE, 2006. P. 284.
DOI: 10.1109/MMET.2006.1689768
34. Куркин В. И., Хахинов В. В. // Исследования по геомагнетизму, аэрономии и физике Солнца. М.: Наука, 1984. Вып. 69. С. 16.
35. Айзенберг Г. З., Белоусов С. П., Журбенко Э. М. и др. Коротковолновые антенны. М.: Радио и связь, 1985.
36. Ponomarchuk S., Ilyin N., Kurkin V., Penzin M. // 2022 IEEE8th All-Russian Microwave Conf. (RMC). Moscow 23–25 Nov. N.Y.: IEEE, 2022. P. 246.
DOI: 10.1109/RMC55984.2022.10079690
37. Хединг Д. Введение в метод фазовых интегралов (метод ВКБ). М.: Мир, 1965.
38. Фок В. А. Проблемы диффракции и распространения электромагнитных волн. М.: Сов. радио, 1970.
39. Dyson P. L., Bennett J. A. // J. Atmospheric and Terrestrial Phys. 1988. V. 50. № 3. P. 251.
DOI: 10.1016/0021–9169(88)90074–8
40. Дэвис К. Радиоволны в ионосфере. М.: Мир, 1973.
41. Инструкция по обработке ионограмм наклонного зондирования / Под ред. Ю. В. Виноградовой. Л.: Гидрометеиздат, 1985.
42. Пономарчук С. Н., Грозов В. П., Ильин Н. В. и др. // Изв. вузов. Радиофизика. 2021. Т. 64. № 8–9. С. 665.
DOI: 10.52452/00213462_2021_64_08_655
43. Иванов В. А., Куркин В. И., Носов В. Е. и др. // Изв. вузов. Радиофизика. 2003. Т. 46. № 11. С. 919.
44. Davydenko M. A., Ilyin N. V., Khakhinov V. V. // J. Atmospheric and Solar-terrestrial Physics. 2002. V. 64. № 17. P. 1897.
45. Подлесный А. В., Лебедев В. П., Ильин Н. В., Хахинов В. В. // Электромагнитные волны и электронные системы. 2014. Т. 19. № 1. P. 63.
46. Подлесный А. В., Брынько И. Г., Куркин В. И. и др. // Гелиогеофизические исследования. 2013. № 4. С. 24.
47. Bilitza D., Altadill D., Truhlik V. et al. // Space Weather. 2017. V. 15. № 2. P. 418.

APPLICATION OF WAVEGUIDE APPROACH TO STUDYING SHORTWAVE RADIO PATHS

S. N. Ponomarchuk*, N. V. Ilyin, V. I. Kurkin, M. S. Penzin

*Institute of Solar-Terrestrial Physics SB RAS,
Lermontov Str., 126a, Irkutsk, 664033 Russian Federation
E-mail: spon@iszf.irk.ru

Received October 28, 2023, revised April 10, 2024, accepted April 25, 2024

The method of modeling for shortwave (HF) radio paths based on the waveguide approach – the method of normal waves – has been developed. A scheme has been developed for solving the radial problem and constructing the spectrum of the radial operator for the low-frequency part of the decameter range. Algorithms have been developed for calculating remote-frequency, frequency-angular and amplitude characteristics of signals in large spatial regions on the base of analysis and numerical summation of normal wave series. The complex algorithm is implemented for the study of HF radio paths, including a medium model, algorithms for calculating signal characteristics and operational diagnostics of the radio channel.

Keywords: radio wave propagation, waveguide approach, radio paths forecast, ionogram, radio channel diagnostics

ЭЛЕКТРОДИНАМИКА И РАСПРОСТРАНЕНИЕ РАДИОВОЛН

УДК 537.876+551.51

МОДИФИЦИРОВАННЫЙ МЕТОД РАЗРЕЗОВ ПРИ СРАВНИТЕЛЬНОМ ИССЛЕДОВАНИИ ПЛОЩАДОК ДЛЯ СИСТЕМ КОСМИЧЕСКОЙ СВЯЗИ И РАДИОАСТРОНОМИИ В МИЛЛИМЕТРОВОМ ДИАПАЗОНЕ ДЛИН ВОЛН¹

© 2024 г. И. Т. Бубукин^{a, *}, И. В. Ракуть^{a, b}, М. И. Агафонов^{a, b}, А. Л. Панкратов^{a, b, c},
Т. Ю. Горбунова^d, Р. В. Горбунов^d, В. И. Бубукин^b

^aНаучно-исследовательский радиофизический институт ННГУ им. Н. И. Лобачевского,
ул. Большая Печерская, 25/12а, Нижний Новгород, 603950 Российская Федерация

^bНижегородский государственный технический университет им. Р. Е. Алексеева,
ул. Минина, 24, Нижний Новгород, 603155 Российская Федерация

^cИнститут физики микроструктур РАН,

ул. Академическая, 7, Нижний Новгород, 603087 Российская Федерация

^dИнститут биологии южных морей имени А. О. Ковалевского РАН,
просп. Нахимова, 2, Севастополь, 299011 Российская Федерация

*E-mail: bubn@nirfi.unn.ru

Поступила в редакцию 28.10.2023 г.

После доработки 19. 05. 2023 г.

Принята к публикации 25.05.2024 г.

Проведены измерения атмосферного поглощения в окнах прозрачности в диапазоне миллиметровых волн (ММВ). Предложен модифицированный метод разрезов, позволяющий измерять атмосферное поглощение, среднюю температуру атмосферы и разделять вклады атмосферной влаги и капельной фракции облаков по одноволновым измерениям в диапазоне ММВ при облачности до 2.5 балла (без осадков). Показана возможность обнаружения и определения водности облаков в зените в реальном масштабе времени. Получен годовой ход влагосодержания атмосферы и атмосферного поглощения на длине волны 3 мм (2019 г. и 2020–2021 гг.) для полигона «Карадаг». Подтверждаются полученные ранее результаты сравнительного анализа полигона «Карадаг» и плато Суффа. Показана возможность использования полигона «Карадаг» для установки систем космической связи и измерений космических источников в диапазоне ММВ.

Ключевые слова: погода, климат, излучение атмосферы, дистанционное зондирование, влагосодержание, миллиметровые волны, космическая связь

DOI: 10.31857/S0033849424060038, **EDN:** IKGHOS

ВВЕДЕНИЕ

Существенное развитие технологий приема и усиления слабых сигналов в миллиметровом диапазоне длин волн в последнее время позволяет ставить задачу создания систем связи, радиоастрономических систем, а также многоканальных систем дистанционного зондирования миллиметрового диапазона с целью как экологического мониторинга, так и учета поглощения атмосферы в прикладных задачах.

Преимуществами применения миллиметровых волн (ММВ) в системах связи следует отнести прежде всего такие факторы как увеличение объема и скорости передачи информации, высокое усиление антенн при их малой апертуре, а также повышенную помехозащищенность каналов связи. В системах космической связи узкие диаграммы направленности антенн на ММВ способствуют повышению скрытности связи и подавлению интерференционных помех.

Основным фактором, определяющим возможности использования ММВ для радиосвязи (наземной, спутниковой, а также для связи с летательными аппаратами), является эффект затухания радиоизлучения в этом диапазоне в атмосферных газах и гидрометеорах.

¹ Работа доложена на XXVIII Всероссийской открытой научной конференции «Распространение радиоволн» (23–26 мая 2023 г., Йошкар-Ола).

Для реализации в Российской Федерации спутниковых систем связи в диапазоне ММВ необходимо создание наземной инфраструктуры, обеспечивающей прием и передачу спутниковой информации в диапазоне ММВ. В последние годы в Научно-исследовательском радиофизическом институте ННГУ им. Н. И. Лобачевского (НИРФИ ННГУ) была проведена серия измерений атмосферного поглощения на полигоне «Карадаг» (юго-восточный Крым) и показано, что существующие атмосферные особенности (наложение местного северного ветра, горно-долинной и бризовой циркуляции) создают там благоприятные условия для наблюдений в диапазоне ММВ длин волн [1–4].

Цель данной работы – обосновать возможность использования полигона «Карадаг» для установки систем космической связи и измерений космических источников в диапазоне ММВ на основе обобщения опыта длительных (более 1.5 лет) измерений распространения ММВ на этом полигоне.

1. МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЙ

Использованы результаты измерений атмосферного поглощения, полученные авторами на полигоне «Карадаг» в диапазоне 92.5...96.4 ГГц [3] с июля по декабрь 2020 г., с августа 2019 по январь 2020 г. и с января по июль 2021 г. [4]. Ранее, в 1981–1991 гг., аналогичные работы проводились для выбора места размещения радиотелескопа миллиметрового диапазона с 70-метровым основным рефлектором РТ-70 проекта П-2500 и по результатам исследований инструмент решено было разместить в обсерватории на плато Суффа [5] (полученные измерения интегрального влагосодержания на плато Суффа обычно используются для сравнения условий распространения ММВ).

В данной работе для измерений использован модифицированный метод атмосферных разрезов, который предполагает плоскостную модель атмосферы. Решение уравнения переноса излучения в атмосфере Земли имеет вид интеграла по траектории распространения волны [6]. Плоскостная модель атмосферы позволяет заменить интеграл по криволинейной траектории интегралом по прямой линии. Тогда решение уравнения переноса

излучения для нисходящей траектории в терминах яркостной температуры $T_{\text{я}}$ может быть преобразовано к виду [6]

$$T_{\text{я}}(\theta) = T_{\text{ср}} \left(1 - \exp \left(-\frac{\tau}{\cos \theta} \right) \right) + T_r \exp \left(-\frac{\tau}{\cos \theta} \right), \quad (1)$$

где τ – полное вертикальное поглощение в атмосфере, $T_{\text{ср}}$ – средневзвешенная по коэффициенту поглощения температура атмосферы, θ – зенитный угол, вторая компонента обусловлена реликтовым космическим излучением с $T_r = 2.73\text{K}$.

По результатам натурных измерений 2019–2022 гг. и анализа методов получения атмосферного поглощения по атмосферному разрезу [7–9] был разработан модифицированный метод разрезов с вычислением τ и $T_{\text{ср}}$ по излучению атмосферы для ряда углов θ от 0° до 80° от зенита (для длины волны 3 мм). Все алгоритмы обработки данных, полученных методом атмосферных разрезов, основаны на использовании безразмерных отношений приращений сигналов на выходе радиометрического приемника при сканировании по зенитному углу, так как сигнал на выходе радиометра связан с яркостной температурой калибровочным соотношением

$$d(\theta) = kT_{\text{я}}(\theta) + A, \quad (2)$$

где k и A – калибровочные коэффициенты. Также используется излучение опорной области d_0 с яркостной температурой, близкой к температуре приземного воздуха T_0 . После преобразования и логарифмирования (1) с использованием в качестве $T_{\text{ср}}$ излучения опорной области d_0 получим

$$\ln(d_0 - d(\theta)) = -\frac{\tau}{\cos \theta} + \ln(k(T_{\text{ср}} - T_r)). \quad (3)$$

Соотношение (3) по τ линейное, что позволяет для его определения применить метод наименьших квадратов с получением статистически обоснованных погрешностей параметров. Текущее значение $T_{\text{ср}}$ также может быть определено по тем же измерениям атмосферного разреза с помощью соотношения [9]

$$T_{\text{ср}} = \frac{T_0 - T_r \left[\exp(-\tau \sec \theta_2) \frac{d_0 - d(\theta_1)}{d(\theta_2) - d(\theta_1)} - \exp(-\tau \sec \theta_1) \frac{d_0 - d(\theta_2)}{d(\theta_2) - d(\theta_1)} \right]}{1 - \left[\exp(-\tau \sec \theta_2) \frac{d_0 - d(\theta_1)}{d(\theta_2) - d(\theta_1)} - \exp(-\tau \sec \theta_1) \frac{d_0 - d(\theta_2)}{d(\theta_2) - d(\theta_1)} \right]} \quad (4)$$

Для определения $T_{\text{ср}}$ были использованы углы $\theta_1 = 0^\circ$ и $\theta_2 = 80^\circ$. Систему трансцендентных уравнений (2)–(4) решали методом последовательных приближений. На первом шаге $T_{\text{ср}}$ считалось

равным T_0 (изотермическое приближение). При решении системы уравнений (2)–(4) по выражению $\ln(k(T_{\text{ср}} - T_r))$ получаем k , а из (2) величину A , т.е.

каждый цикл измерений данным методом является и абсолютной калибровкой.

В [8] проанализированы ошибки измерений атмосферного поглощения методом разрезов по двум углам и опорной области [7] и сделан вывод, что относительная погрешность определения τ находится в пределах 10...20%. Для повышения точности измерений предлагаемым методом были проанализированы особенности его применения и требования к аппаратурному комплексу.

Ограничения плоскостистой модели атмосферы по зенитному углу возможны из-за эффектов, связанных с преломлением и поглощением в атмосфере.

Преломление в тропосфере. Приводит к искривлению траектории распространения радиоволн в сторону земной поверхности (нормальная рефракция). При зенитном угле $\theta < 85^\circ$ можно пренебречь рефракционными явлениями для длин волн до 1 мм [7].

Поглощение в тропосфере. В приближении плоскостистой модели атмосферы яркостная температура атмосферы описывается соотношением (1), в котором разделены переменные: T_{cp} не зависит от угла θ , а угловая зависимость определяется выражением в скобках. В работе [7, рис. 3] показана зависимость T_{cp}/T_0 от $\tau/\cos\theta$. Из графика видно, что $T_{cp}/T_0 \approx \text{const}$ при $\tau/\cos\theta < 2$ или $\theta < \arccos(\tau/2)$.

Ограничения плоскостистой модели атмосферы на диапазон углов визирования в методе разрезов для длин волн миллиметрового диапазона приведены в табл. 1. Для уменьшения величины ошибок определения поглощения необходимо использовать максимально возможный диапазон зенитных углов (для 3 мм углы от зенита до 80°). Метод позволяет использовать любое количество углов в указанных диапазонах.

Требования к диаграмме направленности антенны при использовании метода разрезов. Требуемая ширина диаграммы направленности антенны определяется так, чтобы разность между антенной температурой и яркостной температурой атмосферы на оси диаграммы не превышала флуктуационной

Таблица 1. Диапазон углов визирования в модифицированном методе разрезов

λ , мм	τ^* , Нп	θ , град
8	0.1	$\theta < \arccos(0.05) \approx 85^\circ$
3	0.3	$\theta < \arccos(0.15) \approx 80^\circ$
2	0.5	$\theta < \arccos(0.25) \approx 75^\circ$
1	0.9	$\theta < \arccos(0.45) \approx 63^\circ$

*Значения атмосферного поглощения каждого диапазона длин волн ориентировочные.

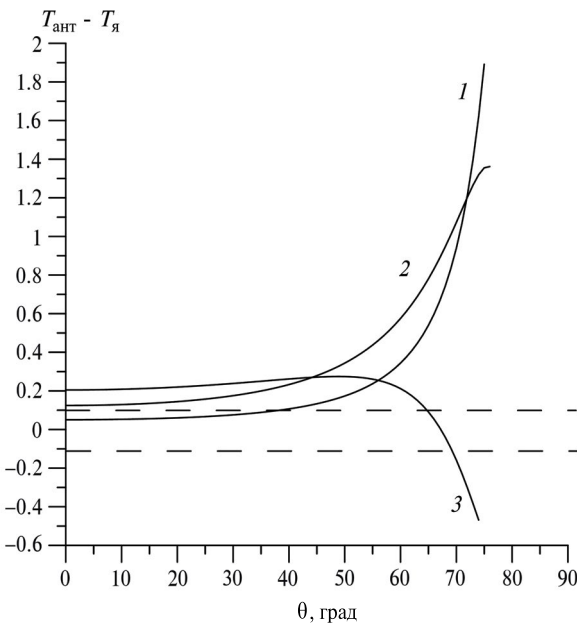


Рис. 1. Зависимости разности антенной и яркостной температур атмосферы от зенитного угла для диаграммы 7° и трех значений поглощения 0.1 (1), 0.3 (2) и 0.9 (3).

чувствительности радиометра, которая для приемников без охлаждения составляет $\sim 0.1...0.3$ К. Зависимости разности антенной температуры и яркостной на оси диаграммы вычислялись для диаграмм 7° , 3° и 1° и трех значений поглощения 0.1, 0.3 и 0.9, примерно соответствующих длинам волн 8, 3 и 1 мм (рис. 1). Допустимый диапазон значений ± 0.1 К. Видно, что в этом случае диаграмму 7° (см. рис. 1) можно использовать на 8 мм только до 40° от зенита, для других длин волн диаграмма 7° не может быть использована в методе разрезов. Расчеты показывают, что для флуктуационной чувствительности 0.3 К диаграмму 3° можно использовать на длине волны 3 мм до 80° от зенита, а диаграмму 1° — на любых углах без ограничений.

При определении атмосферного поглощения необходимо учитывать, что τ и T_{cp} взаимосвязанные величины и попытка вписывания экспоненты в результаты измерений угломестной зависимости излучения атмосферы вида (1) без учета средней температуры приводит к увеличению погрешности τ . Одновременное определение τ и T_{cp} является новым и важным достоинством предлагаемого метода.

Учет этих факторов реализован в нашей установке, в окне прозрачности 3 мм. Это позволило измерять величину атмосферного поглощения при ясной погоде или облачности до 2.5 баллов (без осадков) с ошибкой менее 1%.

Радиометрические методы зондирования атмосферы позволяют определять интегральное содержание водяного пара Q в столбе по собственному излучению атмосферы в линиях поглощения

водяного пара. Такие исследования проводятся, как правило, в микроволновой линии поглощения водяного пара $\nu = 22.23$ ГГц ($\lambda = 1.35$ см). Однако спектральная линия поглощения $\lambda = 1.35$ см является достаточно слабой для измерения малых содержаний водяного пара Q в атмосфере. В этом случае предпочтительно использовать сильную линию поглощения H_2O $\nu = 183$ ГГц ($\lambda = 1.64$ мм), а точнее, ее длинноволновый склон в диапазоне 70...110 ГГц ($\lambda \sim 3$ мм) в окне прозрачности между интенсивными линиями поглощения атмосферного кислорода, 60 и 120 ГГц. В силу указанных обстоятельств чувствительность к изменению содержания водяного пара Q на склоне линии 1.64 мм будет существенно выше, чем в традиционном диапазоне исследования H_2O в линии 1.35 см.

Для обращения задачи использовано регрессионное соотношение, связывающее полное поглощение с интегральным содержанием водяного пара Q и интегральным водосодержанием облаков W [10]:

$$\tau(\lambda) = \tau_{\text{O}_2}(\lambda) \exp \left[- (h - h_{\text{дл}}) / h_{\text{к}} \right] + \bar{\varphi}_{\text{H}_2\text{O}}(\lambda) Q + \psi_W(\lambda, t_{\text{обл}}) W. \quad (5)$$

В (5) экспоненциальный множитель у первой компоненты учитывает зависимость поглощения в кислороде от высоты места измерений, где $h_{\text{к}} = 5300$ м – эффективная длина пути по поглощению в кислороде [7,11], $h_{\text{дл}} = 180$ м – высота места калибровочных измерений над уровнем моря, h – высоты площадок над уровнем моря (для плато Суффа это 2335 м, для Карадага 105 м). Поглощение в кислороде $\tau_{\text{O}_2}(\lambda)$ и эффективные значения удельного коэффициента поглощения в водяном паре $\bar{\varphi}_{\text{H}_2\text{O}}(\lambda)$ могут рассчитываться заранее по квантово-механической теории поглощения в кислороде [12] и в водяном паре [13] для ясной атмосферы при $W = 0$. Как нам представляется, более достоверные значения $\tau_{\text{O}_2}(\lambda)$ и $\bar{\varphi}_{\text{H}_2\text{O}}(\lambda)$ могут быть получены по калибровочным измерениям радиометрических систем соответствующих диапазонов и зондовым измерениям. Для рабочей частоты радиометра $\nu = 94$ ГГц по калибровочным измерениям в г. Долгопрудный (Московская обл.) были получены значения $\tau_{\text{O}_2}(\lambda) = 0.045$, $\bar{\varphi}_{\text{H}_2\text{O}}(\lambda) \approx 0.1076$ см²/г с Q в г/см². Удельное поглощение в капельной фракции облаков $\psi_W(\lambda, t_{\text{обл}})$ зависит от диэлектрической проницаемости воды, частотная зависимость которой имеет нерезонансный характер, и может быть вычислено из теории рассеяния Ми [6]. Величина $\psi_W(\lambda, t_{\text{обл}})$ зависит через диэлектрическую проницаемость воды от температуры облаков $t_{\text{обл}}$, в качестве которой использовалось $T_{\text{ср}}$.

Процедура измерения характеристик атмосферы включала одновременные измерения τ и $T_{\text{ср}}$.

Систему уравнений (2)–(4) решали методом последовательных приближений. Итерационный ряд продолжался до тех пор, пока изменение τ на текущем шаге не становилось меньше 1%. Измерение исключалось из рассмотрения, если число итераций было больше четырех. Получаемые данные также позволяют измерить величину толщины слоя водяных паров h_W , определяемой соотношением

$$h_W = \frac{Q}{\rho_{\text{H}_2\text{O}}},$$

где $\rho_{\text{H}_2\text{O}}$ – приземное значение абсолютной влажности.

Основным недостатком метода разрезов является то, что он работает в приближении плоскостистой атмосферы, т.е. при ясной погоде, слабой или слоистой облачности. Получить поглощение в атмосфере в условиях разрывной облачности можно только при наличии абсолютной калибровки, используя измерения яркостной температуры неба $T_{\text{я}}$ в зените (1). Разделить вклад облаков и вклад безоблачной атмосферы в поглощение в окнах прозрачности можно, если измерять атмосферное поглощение на двух частотах, используя их разные частотные зависимости [8]. Для одновременного определения Q и W при использовании только одной частоты, был разработан одноволновый способ измерения интегрального влагосодержания и капельной фракции облаков при облачности до 2.5 баллов.

В модифицированном методе разрезов при облачности до 2.5 баллов отдельные облака могут попадать в диаграмму антенны в 25% случаев на некоторых углах. Поскольку метод наименьших квадратов в данной модификации метода вписывает оптимальную прямую между измеренными точками, отдельные отсчеты с попаданием облаков слабо влияют на получаемую величину поглощения и оно близко к поглощению ясной атмосферы.

При этом если в данный момент облако попало в диаграмму антенны в зените, то поглощение в зените τ_0 будет

$$\tau_0 = \tau + \tau_w, \quad (6)$$

где $\tau_w = \psi_W W$ – поглощение в облаке, τ – поглощение, полученное из разреза. В модифицированном методе разрезов находим также и абсолютную калибровку, которую можно использовать для определения τ_0 в зените.

По этой процедуре поглощение τ_0 будет равно

$$\tau_0 = \ln \left(k(T_{\text{ср}} - T_r) \right) - \ln \left| d_0 - d(\theta = 0) - k(T_0 - T_{\text{ср}} + T_r) \right|, \quad (7)$$

где $d(\theta = 0)$ – показания радиометра при антенне, направленной в зенит. Из (6) и (7) находим τ_w .

Способ был реализован на длине волны 3 мм в ходе годового цикла измерений. Была показана возможность обнаружения и определения водности облаков в зените в реальном масштабе времени при облачности до 2.5 баллов.

2. ГОДОВОЙ ХОД ВЛАГОСОДЕРЖАНИЯ АТМОСФЕРЫ НА ПОЛИГОНЕ «КАРАДАГ»

В 2020–2021 гг. на полигоне «Карадаг» (НИРФИ ННГУ) проведен годовой цикл измерений атмосферного поглощения на длине волн 3 мм.

Для Суффы [5] интегральное содержание водяного пара получено не радиометрическим методом, а по данным зондовых измерений за 1981–1991 гг. Сравнение площадок желательно проводить по результатам измерений по единой методике и в близкие моменты времени. В [8] приводятся данные одновременных измерений интегрального влагосодержания по зондовым и радиометрическим данным в Ленинградской области. Коэффициент корреляции влагосодержаний, полученных этими методами, составил 0.86 при несплошной облачности (4...5 баллов). Поэтому в данном случае целесообразно использовать более старые зондовые данные для плато Суффа, так как более новые измерения атмосферного поглощения на плато Суффа на длинах волн 3 и 2 мм [14] противоречат друг другу [10]. Другим аргументом в пользу возможности сравнения наших годовых измерений с данными 1981–1991 гг. является их значительная временная продолжительность, что позволяет усреднить изменчивость погодных условий.

На рис. 2 приведены результаты измерений интегрального содержания водяного пара для плато Суффа (в мм осажженной влаги) согласно [5]. В радиоастрономии интегральное содержание водяного пара Q принято измерять в миллиметрах осажженной влаги, которая связана с Q в г/см², принятой в метеорологии, соотношением $Q(\text{мм}) = 10Q(\text{г/см}^2)$. Также на рис. 2 показано атмосферное поглощение в зените в диапазоне частот 92.5...96.4 ГГц, соответствующее представленным интегральным влагосодержаниям. Правая шкала на рис. 2 с поглощениями для длины волны 3 мм для плато Суффа дает представление о том, какие поглощения на длине волны 3 мм имели бы место в случае измерений. Необходимо отметить, что низкие влагосодержания для плато Суффа в зимний период могут не соответствовать действительности, так как в холодный период зондовые измерения дают заниженную величину влажности. При этом погрешность определения Q по данным радиозондирования составляет около 35% [8].

Кроме того, на рис. 2 представлены данные измерений атмосферного поглощения на длине волн 3 мм на полигоне «Карадаг» и полученные по ним интегральные влагосодержания. Данные ав-

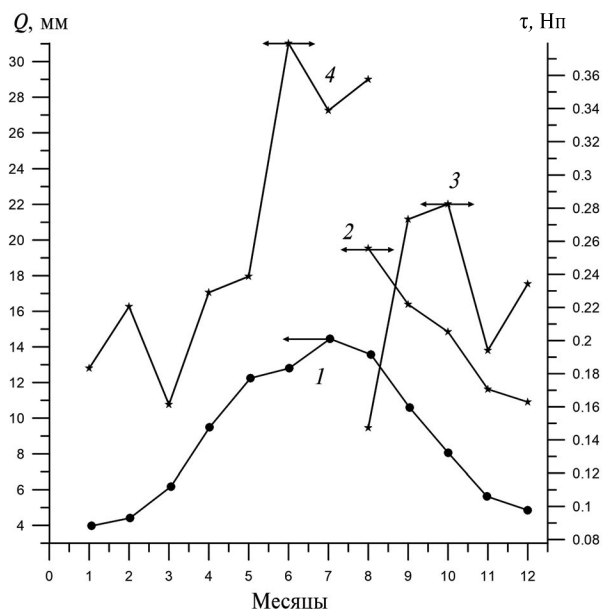


Рис. 2. Среднемесячные влагосодержания атмосферы Q при облачности менее 2.5 баллов для Суффы за 1981–1991 гг. (1), для полигона «Карадаг» с августа по декабрь 2019 г. [4] (2), с августа по декабрь 2020 г. (3), с января по август 2021 г. (4). Правая шкала – измерения атмосферного поглощения в диапазоне 3 мм для полигона «Карадаг» (2–4), левая шкала – интегральное влагосодержание для Суффы (1) и «Карадага» (2–4).

густа 2020 и 2021 гг. для полигона «Карадаг» иллюстрируют годовую изменчивость атмосферной ситуации. График подтверждает результаты сравнительного анализа этих площадок в [4]:

- 1) среднемесячные содержания водяного пара для полигона «Карадаг» на 5...7 мм осажженной влаги больше, чем для Суффы;
- 2) количество ясных суток на полигонах Суффа и Карадаг отличается незначительно; содержание водяного пара на Карадаге на 20...30% больше, чем на Суффе;
- 3) высота Карадага над уровнем моря (105 м) в 23 раза меньше, чем у Суффы (2335 м); использование в данном случае высокогорья, в рамках стандартного подхода для выбора мест установки антенн ММВ-диапазона, дает слабый эффект;
- 4) при одинаковых температурах примерно равны и интегральные влагосодержания; приземная температура является одним из основных факторов влияния на интегральное влагосодержание, в том числе в высокогорье;
- 5) низкие интегральные влагосодержания зимой для Суффы могут не соответствовать действительности, так как в холодный период зондовые измерения дают заниженную величину влажности.

Как указано в [4], средние летние температуры на плато Суффа из-за высокогорья соответствуют 14...16 °С, несмотря на то что рядом находится

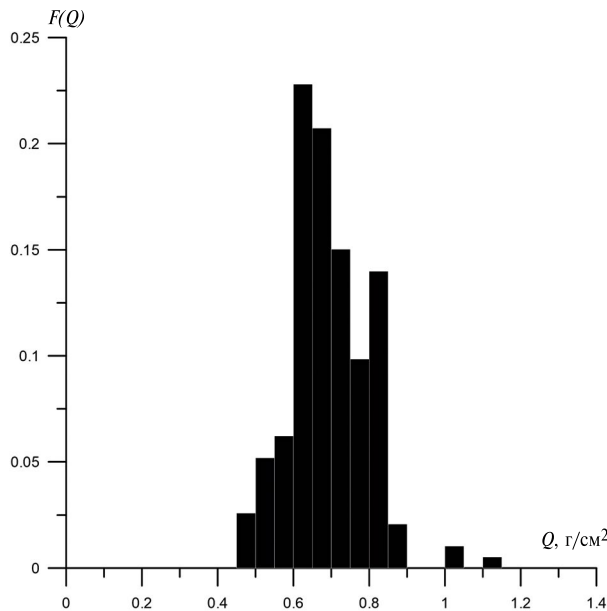


Рис. 3. Гистограмма распределения величин интегрального влагосодержания атмосферы Q (г/см²), полученная 7–8 марта 2021 на длине волны 3 мм.

Ферганская долина с высокими летними температурами. В зимний период приземные температуры на плато Суффа отрицательные, в отличие от Карадага, и основным фактором является вымораживание, а не высота над уровнем моря. Необходимо отметить, что в местах с холодным климатом обычно наблюдается и малое количество ясных дней.

О значениях влагосодержания атмосферы на полигоне «Карадаг» весной и летом 2021 г. Как видно из рис. 2, летом 2021 г. на полигоне «Карадаг» наблюдались значения интегрального влагосодержания, превышающие величины 2019 и 2020 гг. Эффект связан со значительной циклонической активностью в Крыму, которая наблюдалась летом 2021 г.

На рис. 3 приведена гистограмма распределения величин интегрального влагосодержания Q по измерениям на длине волны 3 мм 7–8 марта 2021. Видно, что она одногорбая, хотя и соответствует малым интегральным влагосодержаниям, т.е. этот механизм обезвоживания не связан с суточной сменой атмосферной циркуляции, обычно наблюдаемой в летние месяцы [1–4].

Предложенный одноволновый метод измерения поглощения в атмосфере в диапазоне ММВ позволяет при слабой облачности (до 2.5 баллов) разделить вклад атмосферной влаги и вклад капельной фракции облаков. В процессе измерений атмосферного поглощения, облачная ситуация определялась по данным ближайшей метеостанции. Сравнение метеоданных по облачности и данных радиометрического зондирования позволяют выявить их особенности.

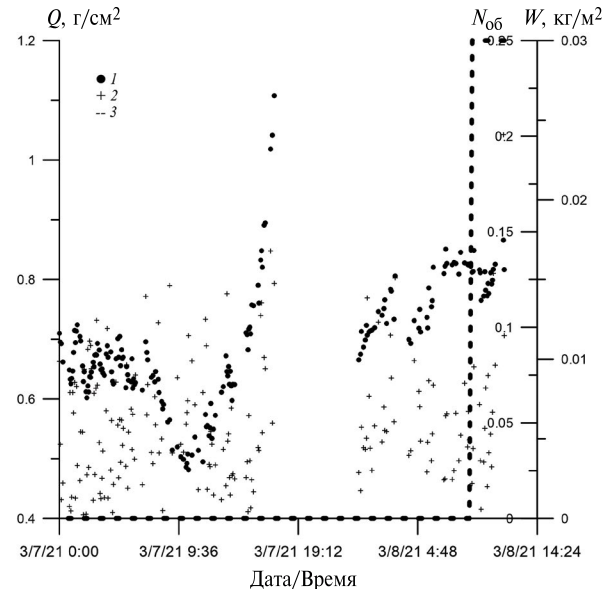


Рис. 4. Влагосодержание атмосферы Q (1), водозапас облаков W (2) по измерениям на длине волны 3 мм, и доля неба, покрытая облаками, по метеоданным $N_{об}$ (3), полученные 7–8 марта 2021.

На рис. 4 приводится временной ход влагосодержания атмосферы Q , водозапаса облаков W по измерениям на длине волны 3 мм и доля неба, покрытая облаками по метеоданным $N_{об}$. Видно, что несмотря на малые влагосодержания суточный ход не наблюдается. Также видно, что в тот же промежуток времени наблюдался и малый водозапас капельной фракции. Доля неба, покрытая облаками, получена из балльности облачности при делении на 10.

Как видно из рис. 4, наблюдается запаздывание изменений облачности по метеоданным по сравнению с измеренной капельной фракцией облаков.

Кроме того, из рисунка видно, что капельная фракция облаков носит разрывной характер. Это иллюстрирует преимущества радиометрической системы: наблюдения происходят в реальном масштабе времени с регистрацией численных характеристик облачности. Возможно, данная методика может быть использована и при облачности до 5 баллов [8], но это требует дополнительных исследований.

На рис. 5 показан временной ход приземной T_0 и средней $T_{ср}$ температур атмосферы по измерениям на длине волны 3 мм. Видно, что $T_{ср}$ имеет суточный ход и меняется вместе с приземной температурой. Приводимые данные демонстрируют преимущество методики определения $T_{ср}$ в реальном масштабе времени по сравнению с расчетами по моделям [7]. Также отметим, что в течение 7–8 марта 2021 $T_{ср}$ было больше T_0 , т.е. наблюдалась температурная инверсия. Напомним, что в стандартных условиях температура воздуха с высотой понижается, что должно приводить к тому, что $T_{ср} < T_0$.

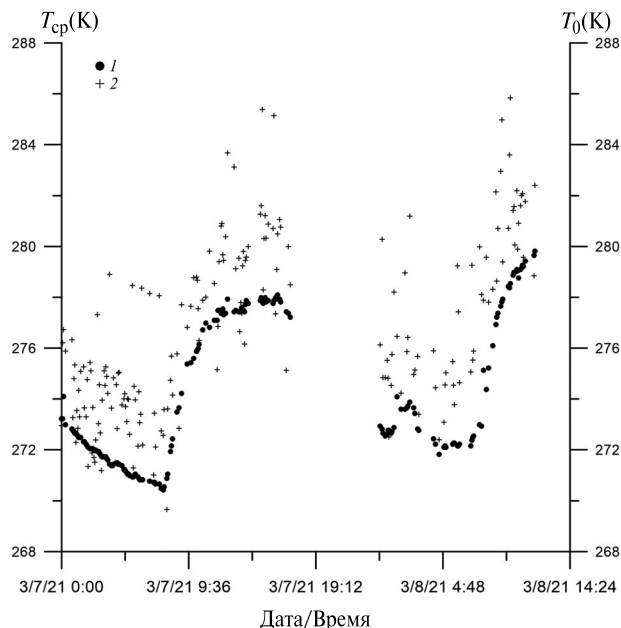


Рис. 5. Приземная T_0 (1) и средняя $T_{ср}$ (2) температуры атмосферы по измерениям, проведенным 7–8 марта 2021, на длине волны 3 мм.

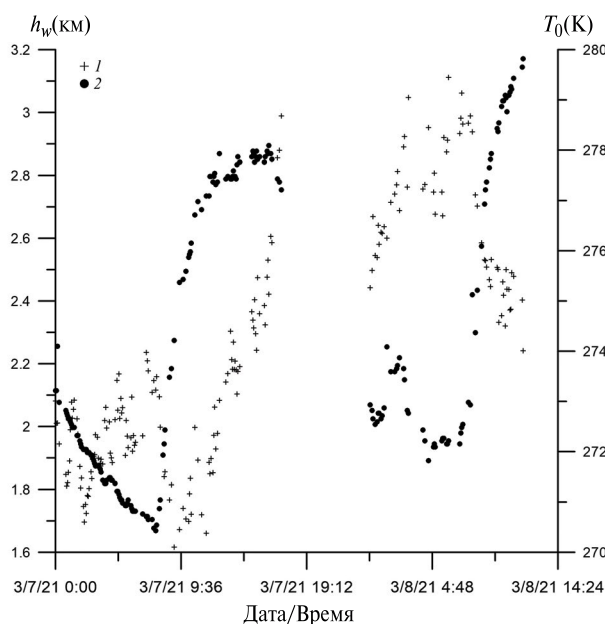


Рис. 6. Толщина слоя водяных паров h_w (1) и приземная температура атмосферы T_0 (2) по измерениям, проведенным 7–8 марта 2021, на длине волны 3 мм.

Интересен также временной ход толщины слоя водяных паров h_w в марте, представленный на рис. 6.

Суточный ход наблюдается, причем в дневное время толщина слоя водяных паров h_w уменьшается. Колебания величины h_w значительные и достигают километра. Разрывы в записях соответствуют ситуациям, когда облачность была более 2.5 баллов. Очевидно, что механизм формирования ситуации

с высокой прозрачностью атмосферы в миллиметровом диапазоне (малые величины интегрального влагосодержания) на полигоне «Карадаг» различны летом и весной. По-видимому, это связано с формированием температурной инверсии в атмосфере в весенний период в условиях антициклона, когда происходит солнечный прогрев суши, а море еще не прогрелось. Этот вопрос требует дальнейших исследований, особенно с включением в измерительную систему канала на длине волны 1 мм, что позволит повысить точность измерения параметров атмосферы в условиях малых величин интегрального влагосодержания.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. По результатам годового цикла измерений атмосферного поглощения на длине волны 3 мм на полигоне «Карадаг» проведен сравнительный анализ значений интегрального влагосодержания, определяющих условия распространения ММВ: для Карадага и для Суффы. Измерения показывают, что количество ясных суток на полигонах Суффа и Карадаг отличается несущественно, а содержание водяного пара на Карадаге на 20...30% больше, чем на Суффе. Высота Карадага над уровнем моря (105 м) в 23 раза меньше, чем у Суффы (2335 м). В данном случае использование высокогорья в рамках стандартного подхода для выбора мест установки антенн ММВ-диапазона дает слабый эффект. На этих двух площадках при близких температурах наблюдаются сравнимые интегральные влагосодержания. Приводимые низкие интегральные влагосодержания зимой для Суффы могут не соответствовать действительности, так как в таких условиях погрешность зондовых измерений достигает 35%. Таким образом, по результатам натурных измерений, показана возможность использования полигона «Карадаг» для установки систем космической связи и измерений космических источников в диапазоне ММВ.

2. Разработан модифицированный метод разрезов, применение которого открывает новые возможности исследования:

- одновременно определяются две взаимосвязанные характеристики — τ и $T_{ср}$, а также Q , W и h_w ;

- атмосферное поглощение измеряется при ясной погоде или облачности до 2.5 баллов (без осадков) с ошибкой менее 1%;

- имеется важное отличие модифицированного метода разрезов от радиометрических систем, восстанавливающих высотные профили метеопараметров. В таких системах используются априорные статистические данные об измеряемых величинах, а качественное восстановление профилей возможно только вблизи мест зондовых измерений, на основе которых эти статистические данные получены. Для модифицированного метода разрезов

таких ограничений нет, и он может быть использован в любом месте без привязки к местам зондовых измерений.

3. Представлены данные измерений поглощения в атмосфере, средней температуры атмосферы, толщины слоя водяных паров, интегрального влагосодержания атмосферы и капельной фракции облаков весной 2021 г. на полигоне «Карадаг». Показано, что средняя температура атмосферы и толщина слоя водяных паров являются существенно переменными величинами.

4. Показано, что наблюдавшиеся на полигоне «Карадаг» в марте 2021 г. и в летний период 2020 г. низкие интегральные влагосодержания, 0.5...0.8 г/см² (5...8 мм осаждаемой влаги), имеют разные механизмы формирования. Возможной причиной может быть температурная инверсия, сформировавшаяся над полигоном «Карадаг» в марте 2021 г. и обнаруженная по данным радиометрического зондирования.

Авторы данной работы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы признательны А. В. Троицкому (НИРФИ) за данные калибровочных измерений в г. Долгопрудный Московской обл.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (проекты в рамках базовой части государственного задания ННГУ FSWR-2023-0038, ИФМ РАН 0030-2021-0024, а также ФИЦ ИнБЮМ 121040100327-3).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Агафонов М. И., Бубнов Г. М., Бубукин И. Т. и др. // *Астрофизический бюллетень*. 2018. Т. 73. № 3. С. 412.
2. Бубукин И. Т., Ракуть И. В., Агафонов М. И. и др. // *ЖЭТФ*. 2019. Т. 156. № 1. С. 43.
3. Бубукин И. Т., Агафонов М. И., Ракуть И. В. и др. // *Изв. вузов. Радиофизика*. 2019. Т. 62. № 7–8. С. 630.
4. Бубукин И. Т., Ракуть И. В., Агафонов М. И. и др. // *Астрономический журн.* 2021. Т. 98. № 7. С. 581.
DOI: 10.31857/S0004629921080016.
5. <http://asc-lebedev.ru/index.php?dep=16&suffa=3>
6. Башаринов А. Е., Гурвич А. С., Егоров С. Т. *Радиоизлучение Земли как планеты*. М.: Наука, 1974.
7. Кисляков А. Г., Станкевич К. С. // *Изв. вузов. Радиофизика*. 1967. Т. 10. № 9–10. С. 1244.
8. Степаненко В. Д., Шукин Г. Г., Бобылев Л. П., Матросов С. Ю. *Радиотеплолокация в метеорологии*. Л.: Гидрометеиздат, 1987.
9. Бубукин И. Т., Станкевич К. С. // *Успехи совр. радиоэлектроники*. 2006. № 11. С. 39.
10. Бубукин И. Т., Ракуть И. В., Агафонов М. И. и др. // *Изв. вузов. Радиофизика*. 2022. Т. 65. № 10. С. 791.
DOI: 10.52452/00213462_2022_65_10_791
11. Ulich B. L. // *Astrophys. Lett.* 1980. V. 21. P. 21.
12. Rasenkrans P. W. J. // *Qualitative Spectroscopy and Radiation Transfer*. 1988. V. 39. № 4. P. 287.
13. Катков В. Ю. // *РЭ*. 1997. Т. 42. № 12. С. 1441.
14. Bubnov G., Vdovin V. F., Zemlyanukha P. M. et al. // *EPJ Web of Conf.* 2018. V.195. Article No. 09002.

A MODIFIED TIPPING-CURVE METHOD IN THE COMPARATIVE STUDY OF SITES FOR SPACE COMMUNICATIONS AND RADIO ASTRONOMY SYSTEMS IN THE MILLIMETER WAVELENGTH RANGE

**I. T. Bubukin^{a, *}, I. V. Rakut^{a, b}, M. I. Agafonov^{a, b}, A. L. Pankratov^{a, b, c}, T. Y. Gorbunova^d,
R. V. Gorbunov^d, V. I. Bubukin^b**

^a*Radiophysical Research Institute, N. I. Lobachevsky State University of Nizhny Novgorod,
Bol'shaya Pecherskaya Str., 25/12, Nizhny Novgorod, 603950 Russian Federation*

^b*Nizhny Novgorod State Technical University name after R. E. Alekseev,
Minina Str., 24, Nizhny Novgorod, 603950 Russia*

^c*Institute for Physics of Microstructures, Russian Academy of Sciences,
Academicheskaya Str., 7, Nizhny Novgorod, 603087 Russian Federation*

^d*Institute for Biology of the South Seas n.a. A. O. Kovalevsky, Russian Academy of Sciences,
Nakhimov Ave., 2, Sevastopol, 299011 Russian Federation*

**E-mail: bubn@nirfi.unn.ru*

Received October 28, 2023 Revised May 19, 2024 Accepted May 25, 2024

Measurements of atmospheric absorption in transparency windows in the range of millimeter waves (MMW) have been carried out. A modification tipping-curve method is proposed that allows measuring atmospheric absorption, the average temperature of the atmosphere and separating the contributions of atmospheric moisture and the droplet fraction of clouds by single-wave measurements in the MMV range with clouds up to 2.5 points (without precipitation). The possibility of detecting and determining the water content of clouds at the zenith in real time is shown. The annual course of atmospheric moisture content and atmospheric absorption at a wavelength of 3 mm (2019 and 2020–2021) for the Karadag landfill. The previously obtained results of a comparative analysis of the Karadag landfill and the Suffa plateau are confirmed. The possibility of using the Karadag landfill for the installation of space communication systems and measurements of space sources in the MMV range is shown.

Keywords: weather, climate, atmospheric radiation, remote sensing, moisture content, millimeter waves, space communication

ЭЛЕКТРОДИНАМИКА И РАСПРОСТРАНЕНИЕ РАДИОВОЛН

УДК 621.396.67

СИНТЕЗ И АНАЛИЗ АПЛАНАТИЧЕСКОЙ ЗЕРКАЛЬНО-ЛИНЗОВОЙ СИСТЕМЫ С ОСЕВОЙ СИММЕТРИЕЙ

© 2024 г. А. С. Венецкий^а, В. А. Калошин^а, Чинь Ван Туан^б^аИнститут радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН,
ул. Моховая, 11, стр. 7, Москва, 125007 Российская Федерация^бМосковский физико-технический институт (Национальный исследовательский университет),
Институтский пер., 9, Долгопрудный Московской обл., 141700 Российская Федерация

Поступила в редакцию 19.10.2023 г.

После доработки 24.10.2023 г.

Принята к публикации 25.11.2023 г.

Рассмотрены задачи синтеза и анализа осесимметричной апланатической зеркально-линзовой системы, преобразующей сферический фронт источника в плоский. Разработаны две методики решения задачи синтеза образующих системы: с использованием численной процедуры и формулы Келлехера, а также путем сведения к дифференциальному уравнению с запаздывающим аргументом. Получены формулы для эйконала в апертуре системы при смещении источника из фокуса. Исследована зависимость среднеквадратической абберации эйконала от параметров системы и найдены их оптимальные значения.

Ключевые слова: зеркально-линзовые системы, апланатические системы, синтез, среднеквадратическая абберация

DOI: 10.31857/S0033849424060042, EDN: IKDFWS

ВВЕДЕНИЕ

Среди зеркальных и линзовых систем апланатические системы занимают важное место. Это обусловлено тем, что в них отсутствуют абберации, пропорциональные первой степени угла отклонения луча, что позволяет использовать такие системы в качестве фокусирующих элементов многолучевых широкоугольных антенн и оптических инструментов (фотообъективов, телескопов и микроскопов). Исследованию и оптимизации таких систем посвящено большое количество работ. Работ, посвященных исследованию зеркально-линзовых систем, существенно меньше. Наиболее известные системы Шмидта и Максудова [1–3] удовлетворяют условиям апланатизма (условиям синусов Аббе) только приближенно (в параксиальном приближении), а анализ аббераций эйконала в них проводился в узком секторе углов зрения и для малых угловых размеров апертур.

Зеркально-линзовая система, точно удовлетворяющая условиям синусов Аббе, синтезирована только для планарной конструкции (с цилиндрической симметрией [4]), которая в отличие от осесимметричной не требует учета двойного преломления.

Данная работа посвящена синтезу осесимметричной зеркально-линзовой системы, точно удовлетворяющей условиям синусов Аббе, выводу приближенной формулы, описывающей распределение эйконала при смещении источника

из фокуса, анализу аббераций эйконала системы и оптимизации ее параметров с целью минимизации среднеквадратической абберации в заданном угле зрения.

1. СИНТЕЗ АПЛАНАТИЧЕСКОЙ ЗЕРКАЛЬНО-ЛИНЗОВОЙ СИСТЕМЫ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ФОРМУЛЫ КЕЛЛЕХЕРА

Рассмотрим задачу синтеза апланатической зеркально-линзовой системы (рис.1), содержащую осесимметричную диэлектрическую линзу, первая поверхность 1 которой – преломляющая, а вторая 2 – отражающая, и источник, расположенный в фокусе (в точке O). Введем следующие обозначения: f – фокальное расстояние (от фокуса до поверхности линзы), q – толщина линзы (расстояние между первой до второй поверхности вдоль оси Y), n – показатель преломления материала линзы.

Разобьем образующие линзы на участки и зададим центральный участок образующей 1 (первой поверхности линзы) в виде квадратичной функции

$$y_1(x) = b_1 x^2 + f, 0 \leq x \leq x_c,$$

где b_1 – неизвестный коэффициент. Потребуем, чтобы произвольный луч, падающий на линзу из фокуса, после преломления в точке A , отражения в точке B и второго преломления в точке C выходил

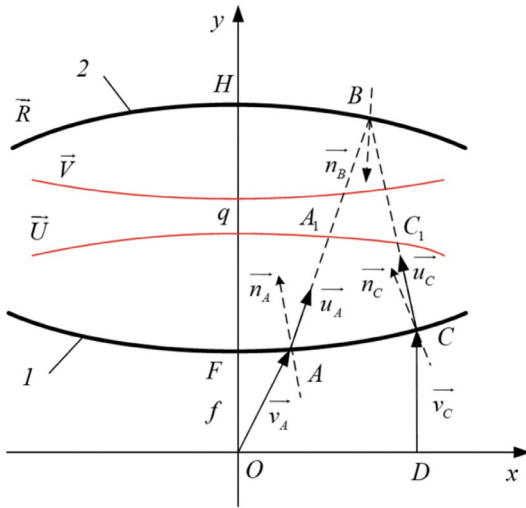


Рис. 1. Зеркально-линзовая система: 1 и 2 — образующие первой и второй поверхности.

параллельно оси y , пересекая ось x в точке D . При этом эйконал луча $OABCD$ (см. рис. 1) должен быть равен эйконалу центрального луча $L_0 = 2f + 2nq$:

$$|OA| + n|AB| + n|BC| + |CD| = L_0. \quad (1)$$

Единичный вектор преломленного луча в точке A имеет вид

$$\vec{u}_A = a_A \vec{v}_A + b_A \vec{n}_A, \quad (2)$$

где

$$\vec{v}_A = \frac{\vec{OA}}{|\vec{OA}|},$$

$$\vec{n}_A = \left(\frac{-y_1'(x_A)}{\sqrt{(-y_1'(x_A))^2 + 1}}, \frac{1}{\sqrt{(-y_1'(x_A))^2 + 1}} \right),$$

$$\vec{OA} = (x_A, y_1(x_A)), \quad |\vec{OA}| = \sqrt{x_A^2 + y_1(x_A)^2},$$

$$a_A = 1/n,$$

$$b_A = \sqrt{1 - a_A^2(1 - (\vec{v}_A, \vec{n}_A)^2)} - a_A(\vec{v}_A, \vec{n}_A).$$

Фронт преломленной волны может быть выражен формулой

$$\vec{U} = \vec{OA} + |\vec{AA}_1| \vec{u}_A, \quad (3)$$

где $|\vec{AA}_1| = (L_1 - |\vec{OA}|)/n$, а L_1 является константой, $L_1 = f + n = |\vec{OA}| + n|\vec{AA}_1|$.

Аналогично находится фронт преломленной волны при падении плоской волны параллельно оси y на поверхность линзы. Единичный вектор преломленного луча в точке C имеет вид

$$\vec{u}_C = a_C \vec{v}_C + b_C \vec{n}_C, \quad (4)$$

где

$$\vec{v}_C = (0, 1), \quad \vec{n}_C = \left(\frac{-y_1'(x_C)}{\sqrt{(-y_1'(x_C))^2 + 1}}, \frac{1}{\sqrt{(-y_1'(x_C))^2 + 1}} \right),$$

$$a_C = 1/n, \quad b_C = \sqrt{1 - a_C^2(1 - (\vec{v}_C, \vec{n}_C)^2)} - a_C(\vec{v}_C, \vec{n}_C).$$

Тогда фронт преломленной волны выражается формулой

$$\vec{V} = \vec{OC} + |\vec{CC}_1| \vec{u}_C, \quad (5)$$

где $|\vec{CC}_1| = (L_2 - |\vec{DC}|)/n$, а L_2 — постоянная величина, определенная формулой

$$L_2 = f + n + 1 = |\vec{DC}| + n|\vec{CC}_1|.$$

Форму зеркала (образующей 2) можно найти по падающему ($\vec{U}$) и отраженному ($\vec{V}$) фронту по формуле Келлехера [5]

$$\vec{R}(x_A, x_C) = \vec{V} + \vec{u}_C \frac{[K^2 - (\vec{V} - \vec{U})^2]}{2[K + (\vec{V} - \vec{U})\vec{u}_C]}, \quad (6)$$

где K — длина пути луча между фронтами. При заданной толщине линзы q из геометрии задачи (рис. 1) следует $K = 2q - (L_1 + L_2 - 2f)/n$.

В выражение (6) входит неизвестная величина x_C , которая связана с величиной x_A условием ортогональности вектора $\vec{R} - \vec{U}$ фронту $\vec{U}$ в точке A_1 :

$$(\vec{R} - \vec{U})\partial\vec{U}/\partial x_A = 0, \quad (7)$$

где $\partial\vec{U}/\partial x_A = (\partial U_x/\partial x_A, \partial U_y/\partial x_A)$ и компоненты этого вектора могут быть найдены с помощью формул (2) и (3):

$$U_x = x_A + \frac{a_A x_A |\vec{AA}_1|}{\sqrt{x_A^2 + y_1(x_A)^2}} - \frac{b_A y_1'(x_A) |\vec{AA}_1|}{\sqrt{(y_1'(x_A))^2 + 1}},$$

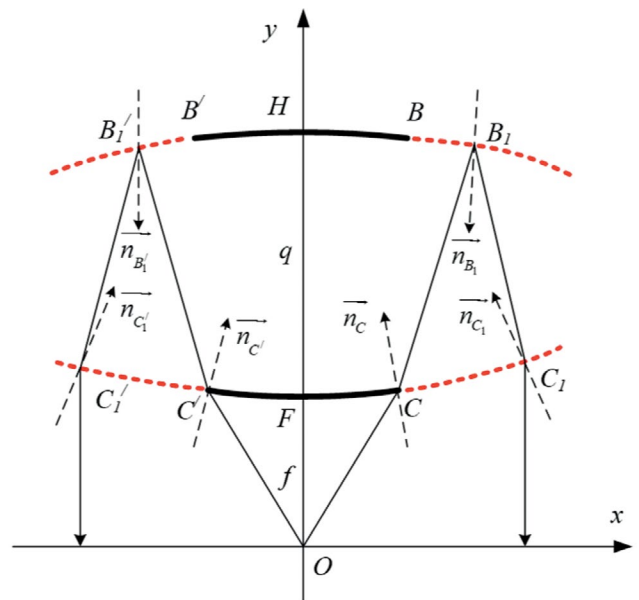


Рис. 2. Геометрия новых участков и лучей.

$$U_y = y_A + \frac{a_A y_A |\overline{AA_1}|}{\sqrt{x_A^2 + y_1(x_A)^2}} + \frac{b_A |\overline{AA_1}|}{\sqrt{(y_1'(x_A))^2 + 1}}.$$

Потребуем, чтобы удовлетворялось условие апланатизма

$$x_C = \gamma \sin \alpha, \quad (8)$$

где $\alpha = \arctg(x_A / y_1(x_A))$ – угол между осью Y и падающим лучом OA ; $\gamma = f + kq$ – радиус апланатизма, k – заданный параметр, $0 \leq k \leq 2$.

Из уравнений (7) и (8) находим неизвестный коэффициент b_1 , а затем из выражения (6) – первый участок образующей 2. Для синтеза новых участков образующих рассмотрим луч, падающий из источника на линзу в точке C (определена выше), который преломляется и падает на зеркало в точке B_1 , отражается и после второго преломления выходит из линзы в точке C_1 параллельно оси Y (рис. 2).

Начальный участок первой образующей (FC) опишем кубическим полиномом

$$f_1(x) = a_1(x_C - x_0)^3 + b_1(x_C - x_0)^2 + c_1(x_C - x_0) + d_1, \quad (9)$$

где коэффициент b_1 найден выше, $a_1 = 0$, $c_1 = 0$, $d_1 = f$.

Следующий участок (CC_1 на рис. 2) опишем кубическим полиномом

$$f_2(x) = a_2(x_{C1} - x_C)^3 + b_2(x_{C1} - x_C)^2 + c_2(x_{C1} - x_C) + d_2, \\ d_2 = f_1(x_C), \quad (10)$$

Для обеспечения непрерывности амплитудного распределения преломленных волн в первом приближении геометрической оптики необходимо, чтобы первые и вторые производные функций, описывающих поверхности линз, были непрерывными в точке C . Из этого требования находим соотношения для коэффициентов полиномов $f_1(x)$ и $f_2(x)$

$$a_2 = a_1, \quad b_2 = 3a_1(x_C - x_0) + b_1,$$

$$c_2 = 3a_1(x_C - x_0)^2 + 2b_1(x_C - x_0) + c_1.$$

Применяя описанный алгоритм многократно, определяем новые участки образующей 2.

Примеры образующих синтезированных апланатических зеркально-линзовых систем для различных наборов параметров приведены на рис. 3.

Погрешность эйконала ($\Delta L = L - L_0$) и функции отображения ($\delta = x - \gamma \sin \alpha$) зависят от величины начального участка ($2x_0$), которая, в свою очередь, определяет число участков, на которые разбиваются образующие. Зависимости погрешности для синтезированной системы с параметрами $f = 1$, $q = 0.8$, $n = 1.2$, $k = 0.95$, $b_1 = 0.4605$ для

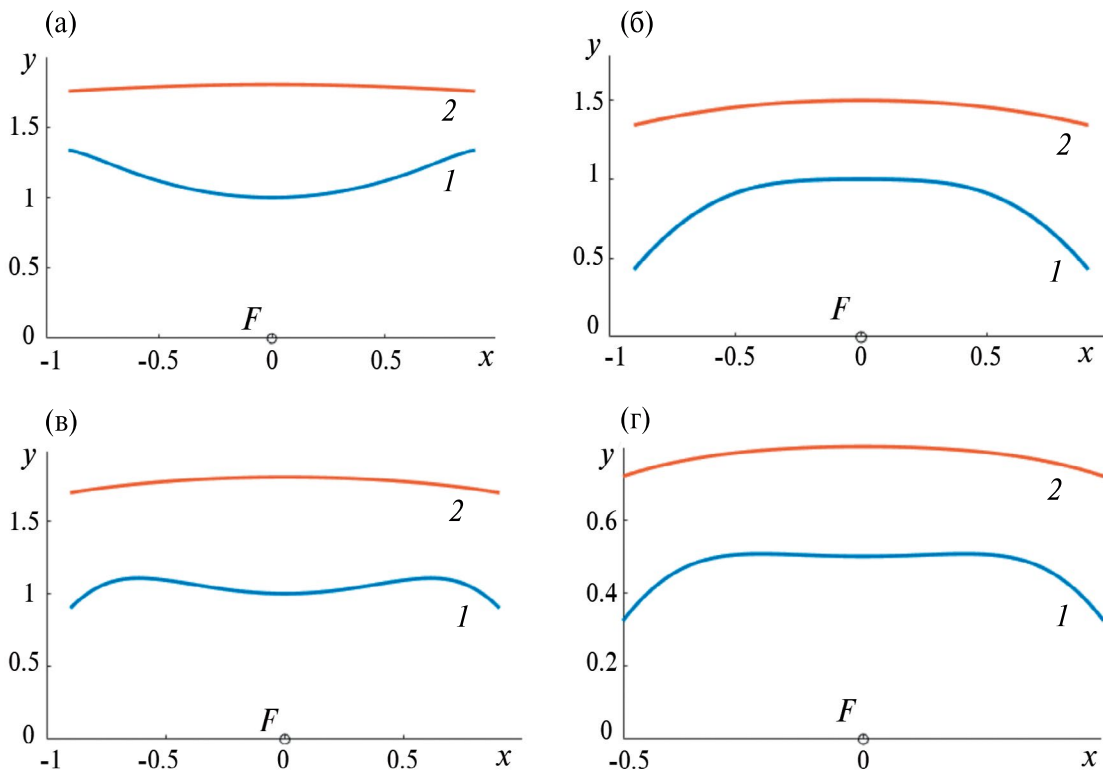


Рис. 3. Образующие первой (1) и второй (2) синтезированных апланатических зеркально-линзовых систем при различных наборах параметров: а) $f = 1$, $q = 0.8$, $n = 1.2$, $k = 0.95$, $b_1 = 0.4605$; б) $f = 1$, $q = 0.5$, $n = 1.1$, $k = 0.9$, $b_1 = -0.1111$; в) $f = 1$, $q = 0.8$, $n = 1.049$, $k = 0.99$, $b_1 = 0.4957$; г) $f = 0.5$, $q = 0.3$, $n = 1.3$, $k = 0.8$, $b_1 = 0.2778$.

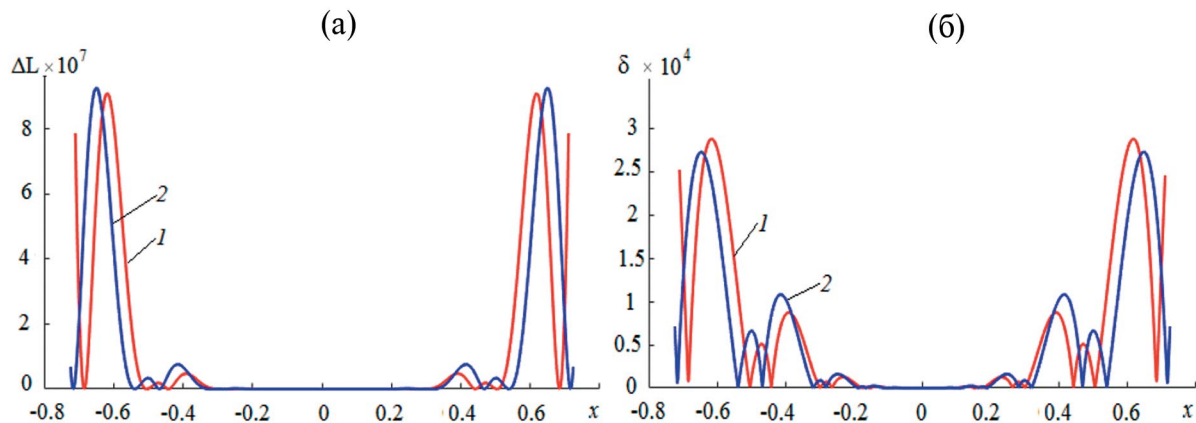


Рис. 4. Погрешности эйконала (а) и функции отображения (б): кривая 1 – $x_0 = 10^{-3}$ и 18 участков разбиения; кривая 2 – $x_0 = 10^{-5}$ и 23 участка разбиения.

двухвариантов величины начального участка соответствующего числа участков разбиения образующих приведены на рис. 4.

Как видно из рисунка, обе погрешности резко возрастают при приближении к краям апертуры системы, при этом точность синтеза не растет при уменьшении начального участка и соответствующего увеличения числа разбиений на участки.

2. СИНТЕЗА ПЛАНАТИЧЕСКОЙ ЗЕРКАЛЬНО-ЛИНЗОВОЙ СИСТЕМЫ ПУТЕМ СВЕДЕНИЯ К ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНОМУ УРАВНЕНИЮ

Задачу синтеза образующих зеркально-линзовой системы можно решить используя альтернативный подход, а именно, путем сведения задачи синтеза к дифференциальному уравнению с западывающим аргументом.

Рассмотрим луч, параллельный оси y , преломляющийся в точке C , с координатами (x_C, y_C) , который после отражения в точке B и преломления в точке A попадает в фокус O (рис. 5).

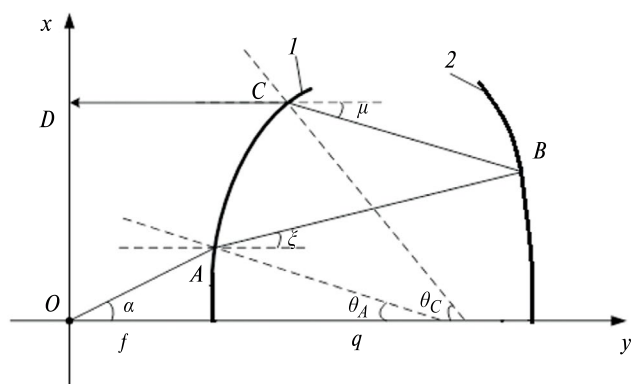


Рис. 5. Геометрия задачи для вывода дифференциального уравнения: 1 – образующая первой поверхности, 2 – образующая второй поверхности.

Предположим, что образующая искомой поверхности $y = y_1(x)$ уже определена на участке $0 \leq x \leq x_C$. Найдем производную $y_1'(x_C)$. Из условия апланатизма $x_C = \gamma \sin \alpha$ можно выразить $\alpha = \arcsin(x_C / \gamma)$. Пустим луч из фокуса O под углом α к оси y и найдем точку пересечения A с поверхностью линзы. Для координат этой точки справедливо уравнение

$$\operatorname{tg} \alpha = x_A / y_1(x_A),$$

решая которое известными численными методами, находим неизвестные координаты точки A .

Единичный вектор преломленного луча в точке A имеет вид $\vec{u} = (\sin \xi, \cos \xi)$, где

$$\xi = \arcsin\left(\frac{\sin(\alpha + \theta_A)}{n}\right) - \theta_A, \quad \theta_A = \arctg(y_1'(x_A)).$$

Обозначая длину вектора $\overline{AB}$ через t , уравнение для эйконала луча

$$|OA| + tn + n|BC| + y_C = L_0$$

можно привести к виду

$$|OA| + nt + n\sqrt{P + 2tQ + t^2} + y_C = L_0, \quad (11)$$

где

$$\begin{aligned} P &= (x_C - x_A)^2 + (y_C - y_A)^2, \\ Q &= (y_A - y_C) \cos \xi - (x_C - x_A) \sin \xi, \\ L_0 &= 2f + 2nq, \quad |OA| = \sqrt{x_A^2 + y_A^2}. \end{aligned}$$

Уравнение (11) можно свести к линейному, из которого получаем

$$t = \frac{W^2 - P}{2(Q + W)},$$

где

$$W = \frac{1}{n}(L_0 - |OA| - y_C).$$

Используя единичный вектор отраженного луча

$$\begin{aligned}\vec{v} &= (v_1, v_2) = \overline{BC} / |BC| = \\ &= (x_C - x_A - t \sin \xi, y_C - y_A - t \cos \xi) / |BC|, \\ |BC| &= W - t,\end{aligned}$$

из закона преломления луча в точке C :

$$n \sin(\theta_C - \mu) = \sin \theta_C,$$

где $\mu = -\arctg(v_1 / v_2)$, $\theta_C = \arctg(y'_1(x_C))$,

нетрудно получить уравнение

$$y'_1(x_C) = \frac{-v_1}{1/n + v_2}, \quad (12)$$

правая часть которого зависит от x_C , y_C , x_A , y_A , $y'_1(x_A)$, т.е. дифференциальное уравнение с запаздывающим аргументом.

Для нахождения его приближенного решения каким-либо численным методом (например, методом Рунге-Кутты) необходимо знать начальный участок кривой $y_1(x)$. Его можно получить из разложения искомой образующей в окрестности оси y ($y_1(x) = f + b_1 x^2 + \dots$). Подставляя первые два члена этого разложения в уравнение (12) и приравнивая члены первого порядка по x , находим

$$b_1 = \frac{q - n(\gamma - f)}{2q[\gamma(1 - n) - f]}.$$

В процессе решения уравнения (12) методом Рунге-Кутты координаты точки $B(x_B, y_B)$ на образующей второй поверхности $y = y_2(x)$ находим из соотношений

$$x_B = x_A + t \sin \xi, \quad y_B = y_A + t \cos \xi, \quad (13)$$

где координаты точки $A(x_A, y_A)$ были найдены выше.

На рис. 6 приведены зависимости погрешности эйконала и функции отображения для синтезированной системы с теми же параметрами, что и на рис. 4.

Как видно из рисунка, погрешности синтеза с использованием дифференциального уравнения меньше, чем с использованием формулы Келлехера. Дальнейшее повышение точности искомого профиля $y = y_1(x)$ можно обеспечить путем уменьшения шага интегрирования уравнения (11) и начального участка кривой.

3. АНАЛИЗ АБЕРРАЦИЙ ЭЙКОНАЛА ПРИ СМЕЩЕНИИ ИСТОЧНИКА ИЗ ФОКУСА

Найдем величину эйконала на выходной поверхности системы при смещении положения источника в точку $O_1(\delta_x, 0, \delta_z)$. Рассмотрим луч, который выходит из точки O_1 , падает на линзу в точке P_2 , преломляется, попадает в точку B_2 , отражается от зеркала и попадает в точку A (рис. 7). Эйконал этого луча определяется формулой

$$\Phi_1(O_1 A) = |O_1 P_2| + n |P_2 B_2| + n |B_2 A|.$$

Рассмотрим другой луч, выходящий из фокуса O и падающий на поверхность линзы в точке P с координатами $P(x_P, y_P, z_P)$. Луч преломляется линзой, падает на зеркало в точке B с координатами $B(X_B, Y_B, Z_B)$, отражается от него и падает на поверхность линзы в той же точке A .

Подставляя координату x_A в условие апланатизма (8), находим угол α , а из соотношения $\alpha = \arctg(x_P / z(r_P))$ находим x_P . Далее по формуле (6) находим координаты точки B .

Рассмотрим луч, проходящий через точку A , с координатами R_A , Φ , который выходит из фокуса. Эйконал луча $AB_1 P_1 O_1$ выражается суммой

$$\Phi_2(O_1 A) = |O_1 P_1| + n |P_1 B_1| + n |B_1 A|, \quad (14)$$

(см. рис. 7) и с точностью до третьего порядка малости по величине смещений может быть представлен в виде

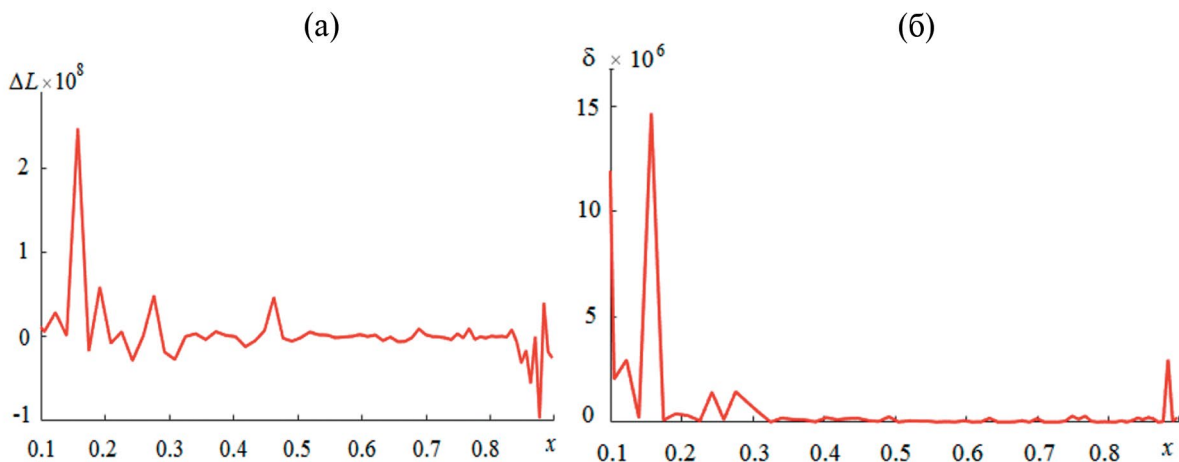


Рис. 6. Погрешности синтеза эйконала (а) и функции отображения (б).

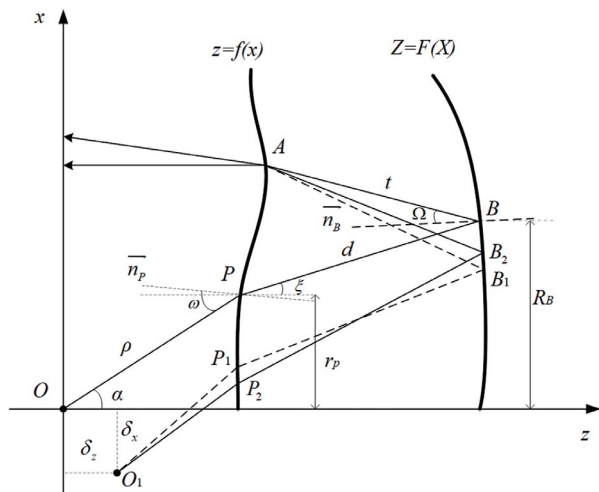


Рис. 7. Лучи при смещенном (в точку O_1) и несмещенном источнике.

$$\Phi_2(O_1A) = \rho + nd + nt + \Phi_\delta(\delta_X, \delta_Z, \Delta x, \Delta y, \Delta X, \Delta Y),$$

где $|OP| = \rho$, $|PB| = d$, $|BA| = t$, а приращения $\Delta x, \Delta y, \Delta X, \Delta Y$ могут быть найдены с использованием принципа Ферма для луча из системы линейных уравнений

$$\frac{\partial \Phi}{\partial \Delta x} = 0, \quad \frac{\partial \Phi}{\partial \Delta y} = 0, \quad \frac{\partial \Phi}{\partial \Delta X} = 0, \quad \frac{\partial \Phi}{\partial \Delta Y} = 0,$$

из которых можно найти поправки к координатам точек $P(x_P, y_P, z_P)$ и $B(X_B, Y_B, Z_B)$:

$$\Delta x = \frac{-2M_{X2}A_{1X}}{4A_{2X}M_{X2} - nN_X^2}, \quad \Delta y = \frac{-2M_{Y2}Q_{Y1}}{4A_{2Y}M_{Y2} - nN_Y^2},$$

$$\Delta X = \frac{-N_X \Delta x}{2M_{X2}}, \quad \Delta Y = \frac{-N_Y \Delta y}{2M_{Y2}},$$

где

$$M_{X2} = \frac{\cos^2 \Omega}{2\cos^2(\Omega - \xi)} \left(\frac{1}{t} + \frac{1}{d} \right) + F_B'' \cos \Omega \cos(\Omega - \xi),$$

$$M_{Y2} = \frac{1}{2d} + \frac{1}{2t} + \frac{\sin(\Omega - \xi) \cos(\Omega)}{R_B},$$

$$N_X = \frac{-\cos \Omega \sqrt{n^2 - \sin^2 \omega}}{nd \cos(\omega - \alpha) \cos(\Omega - \xi)},$$

$$N_Y = -\frac{1}{d}, \quad A_{1X} = W \delta_R \cos \varphi \cos \alpha - W \delta_Z \sin \alpha,$$

$$W = \frac{\cos \omega}{\rho \cos(\omega - \alpha)},$$

$$A_{2X} = \frac{1}{2\cos^2(\omega - \alpha)} \left(\frac{\cos^2 \omega}{\rho} + \frac{n^2 - \sin^2 \omega}{nd} \right) + \frac{(\cos \alpha - n \cos \xi)}{2} f_p'',$$

$$A_{2Y} = \frac{nR_B}{2d\rho \sin \alpha}, \quad Q_{Y1} = \frac{\delta_R \sin \varphi}{\rho}, \quad R_B = \sqrt{X_B^2 + Y_B^2},$$

$$R_{B1} = \sqrt{(X_B + \Delta \tilde{X})^2 + (Y_B + \Delta \tilde{Y})^2}$$

(углы $\alpha, \omega, \xi, \Omega$ см. на рис. 5).

Далее находим точки

$$P_1(x_p + \Delta \tilde{x}, y_p + \Delta \tilde{y}, f(r_{p1})) \text{ и}$$

$$B_1(X_B + \Delta \tilde{X}, Y_B + \Delta \tilde{Y}, F(R_{B1})),$$

где

$$\Delta \tilde{x} = \Delta x \cos \varphi + \Delta y \sin \varphi,$$

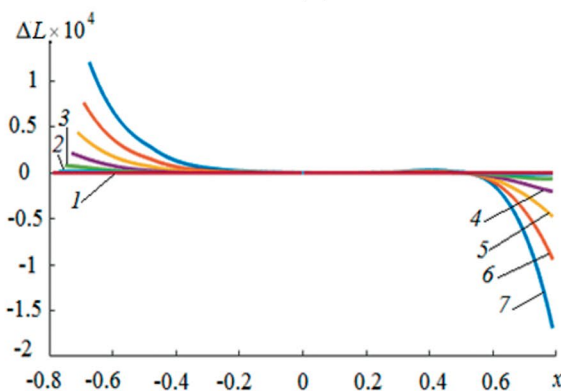
$$\Delta \tilde{y} = \Delta x \sin \varphi - \Delta y \cos \varphi,$$

$$\Delta \tilde{X} = \Delta X \cos \varphi + \Delta Y \sin \varphi,$$

$$\Delta \tilde{Y} = \Delta X \sin \varphi - \Delta Y \cos \varphi,$$

и вычисляем значение эйконала в точке A по формуле (14).

(а)



(б)

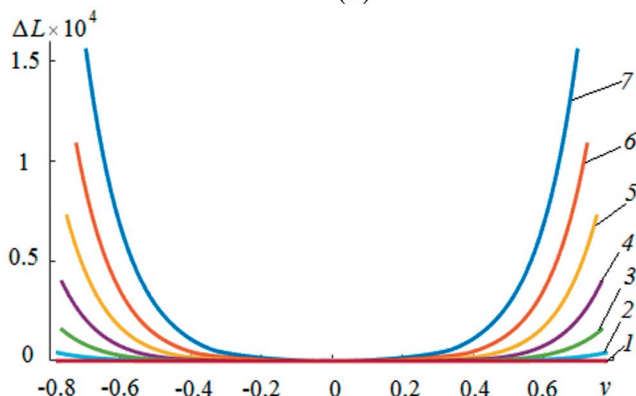


Рис. 8. Разность эйконалов в меридиональной (а) и сагитальной (б) плоскостях для различных величин смещения источника в меридиональной плоскости: 0 (1), 0.05 (2), 0.1 (3), 0.15 (4), 0.2 (5), 0.25 (6) и 0.3 (7).

Величина $\Delta L = \Phi_1(O_1A) - \Phi_2(O_1A)$, равная разности значений эйконала в зеркально-линзовой системе с параметрами $f = 1.3$, $q = 0.7$, $k = 0.9$, вычисленными методом геометрической оптики по точной формуле (13) и с помощью приближенной формулы (14) в двух плоскостях при единичном диаметре апертуры системы, показана на рис. 8.

Из рисунка видно, что погрешность вычисления эйконала на выходе системы с использованием формулы (14) не превышает 2×10^{-4} , т.е. исследование aberrаций в зеркально-линзовой системе с такой точностью можно осуществлять с помощью формулы (14) без проведения трассировки лучей.

4. ОПТИМИЗАЦИЯ АПЛАНАТИЧЕСКОЙ ЗЕРКАЛЬНО-ЛИНЗОВОЙ СИСТЕМЫ

Задача оптимизации зеркально-линзовой системы состоит в нахождении параметров f , q , k и фокальной кривой, которые обеспечивают минимальную среднеквадратическую aberrацию (СКА) эйконала на выходе системы при смещении источника из фокуса в плоскости XZ .

Величину СКА будем определять по формуле

$$\sigma = \frac{1}{D} \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (L_i - L_0)^2}, \quad (15)$$

где L_i — эйконал луча с номером i , N — количество учтенных лучей, D — диаметр апертуры системы, L_0 — эйконал луча, относительно которого СКА имеет минимальное значение.

Проведем анализ СКА зеркально-линзовой системы, синтезированной для конкретного набора параметров и заданного значения угла зрения. Для вычисления СКА системы по формуле (15) необходимо найти эйконалы лучей и величину эйконала L_0 опорного луча, относительно которого будет рассчитываться СКА.

При смещенном относительно фокуса положении источника на фокальной линии 3 (рис. 9) углы выхода лучей будут разные. Рассмотрим несколько лучей, выходящих из точки F на фокальной линии и проходящих вблизи оси зеркально-линзовой системы. По формуле (15) найдем СКА относительно каждого из этих лучей от источника до соответствующего фронта 4. Выберем из полученных величин СКА минимальное значение, а эйконал соответствующего (опорного) луча обозначим L_0 . По формуле (15) найдем СКА для массива лучей, покрывающих всю апертуру зеркально-линзовой системы.

В зеркально-линзовых системах при заданном показателе преломления диэлектрика n величина СКА зависит от угла зрения, трех геометрических параметров (f , q , k) и геометрии фокальной линии.

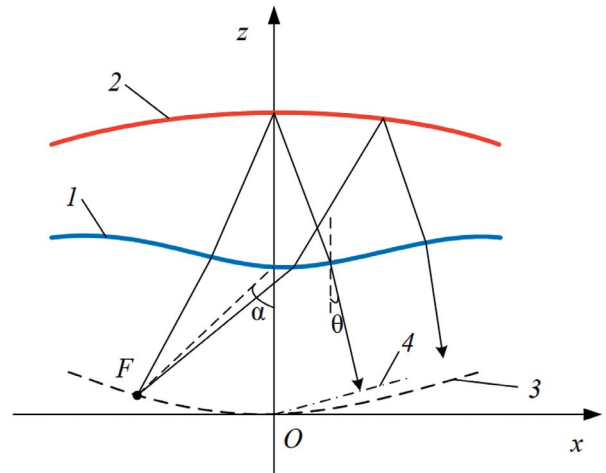


Рис. 9. Геометрия лучей в зеркально-линзовой системе при смещенном источнике: 1, 2 — образующие первой и второй поверхности, 3 — фокальная линия, 4 — фронт, соответствующий опорному лучу.

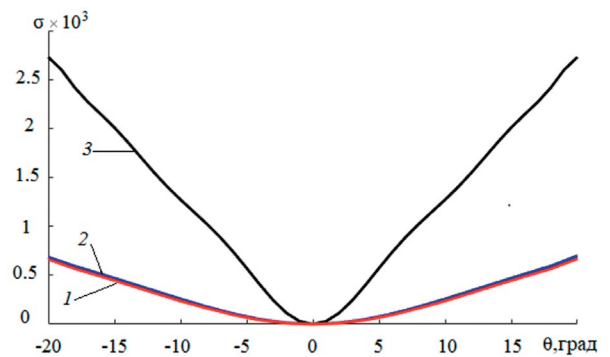


Рис. 10. Зависимость среднеквадратической aberrации от угла зрения: зеркально-линзовая система, оптимизированная с использованием трассировки лучей (1) и приближенной формулы (2), однозеркальная система (3).

В качестве примера рассмотрим оптимизацию апланатической зеркально-линзовой системы с углом зрения 40° и диэлектрической проницаемостью материала линзы $\epsilon = 1.1$. В результате предварительной с использованием формулы (14) оптимизации параметров зеркально-линзовой системы с целью минимизации величины СКА были найдены оптимальные значения параметров ($f = 0.957$, $q = 0.843$, $k = 0.963$) и геометрия фокальной линии. Далее, путем оптимизации в окрестности найденных параметров с использованием трассировки лучей были найдены уточненные значения оптимальных параметров ($f = 1.188$, $q = 0.612$, $k = 0.99$) и геометрии фокальной линии.

На рис. 10 приведены зависимости СКА от угла зрения θ зеркально-линзовой системы, оптимизированной с использованием трассировки лучей и формулы (14). Для сравнения на том же рисунке приведена аналогичная зависимость для однозеркальной системы с параболическим зеркалом

с аналогичными размерами (той же апертурой и фокусным расстоянием, равным $f + q$).

Как видно из рисунка, величина СКА апланатической зеркально-линзовой системы, оптимизированной двумя методами для угла зрения $\theta = 40^\circ$, практически не отличается и при этом в 4 раза меньше, чем у однозеркальной системы с параболическим зеркалом.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На основании полученных результатов можно сделать следующие выводы.

Методика синтеза образующих системы путем сведения к дифференциальному уравнению с запаздывающими аргументами дает более точное решение, чем рекурсивная методика с использованием формулы Келлехера.

Приближенная формула для аберрации эйконала лучей на выходной поверхности системы позволяет находить среднеквадратическую аберрацию при смещении источника и проводить оптимизацию параметров без проведения трассировки лучей.

Среднеквадратическая аберрация оптимизированной зеркально-линзовой системы для угла зрения 40° приблизительно в 4 раза меньше, чем СКА однозеркальной системы с параболическим зеркалом и аналогичными размерами.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена за счет бюджетного финансирования в рамках государственного задания Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН (тема 0030-2019-006).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Schmidt B. // Centralzeitung für Optik und Mechanik. 1931. V. 52. № 2. P. 25.
2. Максудов Д. Д. Астрономическая оптика. 2-е изд. Л.: Наука, 1979.
3. Михельсон Н. Н. Оптика астрономических телескопов и методы ее расчета. М.: Физматлит, 1995.
4. Калошин В. А., Фролова Е. В. // Журн. радиоэлектроники. 2015. № 12. <http://jre.cplire.ru/jre/dec15/19/text.pdf>.
5. Kelleher K. S. // J. Appl. Phys. 1950. V. 21. № 6. P. 573.

SYNTHESIS AND ANALYSIS OF AN APLANATIC MIRROR-LENS SYSTEM WITH AXIAL SYMMETRY

A. S. Venetsky^a, V. A. Kaloshin^a, Trinh Van Tuan^b

^aKotel'nikov Institute of Radio Engineering and Electronics RAS,
Mokhovaya Str. 11, build. 7, Moscow, 125009 Russian Federation

^bMoscow Institute of Physics and Technology (National Research University),
Institutskii Lane 9, Dolgoprudny, Moscow region, 141700 Russian Federation

Received October 19, 2023, revised October 24, 2023, accepted November 24, 2023

The problems of synthesis and analysis of an axisymmetric aplanatic mirror-lens system that transforms the spherical front of a source into a flat one are considered. Two methods have been developed for solving the problem of synthesizing the system's generatrices: using a numerical procedure and the Kelleher formula, and also by reducing it to a differential equation with a retarded argument. Formulas are obtained for the eikonal in the aperture of the system when the source is displaced from the focus. The dependence of the mean square aberration of the eikonal on the system parameters has been studied and their optimal values have been found.

Keywords: mirror-lens systems, aplanatic systems, synthesis, root-mean-square aberration

ЭЛЕКТРОДИНАМИКА И РАСПРОСТРАНЕНИЕ РАДИОВОЛН

УДК 537.876

ПРОГНОЗИРОВАНИЕ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ДЛИННЫХ, СРЕДНИХ И КОРОТКИХ РАДИОВОЛН НАД ИМПЕДАНСНОЙ СТРУКТУРОЙ «ЛЕД–МОРЕ»¹

© 2024 г. М. Г. Дембелов*, Ю. Б. Башкуев

*^aИнститут физического материаловедения СО РАН,
ул. Сахьяновой, 6, Улан-Удэ, 670047 Российская Федерация*

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

Поступила в редакцию 28.10.2023 г.

После доработки 11.03.2024 г.

Принята к публикации 25.04.2024 г.

Рассмотрено поле вертикального электрического диполя над плоской импедансной поверхностью. Представлены формулы для расчета функции ослабления поля земной волны над реальными импедансными подстилающими средами. Приведенный поверхностный импеданс определяется на границе сред «земля–воздух» и выражается отношением тангенциальных составляющих электрического и магнитного поля. Для слоистых подстилающих сред поверхностный импеданс рассчитывается по рекуррентной формуле, учитывающей толщину и электрические свойства каждого слоя (диэлектрическую проницаемость и удельное сопротивление). Установлены эффекты, связанные с наличием поверхностной электромагнитной волны (ПЭВ), когда электромагнитное поле проявляет отчетливо выраженный поверхностный характер. Показано, что условия распространения длинных, средних и коротких радиоволн над структурой «лед–море» с сильно индуктивным импедансом более благоприятны, чем над идеально проводящей средой из-за возникновения ПЭВ.

Ключевые слова: поле земной волны, функция ослабления, поверхностный импеданс, поверхностная электромагнитная волна, структура «лед–море»

DOI: 10.31857/S0033849424060052, **EDN:** IJXOUN

ВВЕДЕНИЕ

Многие радиотехнические системы используют свойства земных радиоволн. Земная волна имеет преимущество, прежде всего в стабильности своей амплитудно-фазовой структуры и в возможности распространения на большие расстояния, особенно на длинных и средних радиоволнах. Проблемам распространения земных радиоволн посвящено довольно много работ, среди которых прежде всего выделяются работы В. А. Фока [1], Е. Л. Фейнберга [2], Дж. Уайта [3] и Г. И. Макарова [4]. Теория распространения радиоволн вдоль реальной земной поверхности особенно активно развивалась в 60–90-х годах, были предложены удобные в практическом применении модели для расчета электромагнитных полей. Важнейший вклад в решение задач распространения радиоволн над слоистыми средами сделан в работах [3, 4]. Распространение над трассами с сильно индуктивным поверхностным импедансом, который возможен только для

слоистых сред, на некоторых расстояниях от источника может характеризоваться тем, что уровень поля будет превышать уровень поля над идеально проводящей поверхностью. Такой эффект был экспериментально подтвержден сотрудниками лаборатории электромагнитной диагностики ИФМ СО РАН при измерении уровней поля в КВ-диапазоне частот на льду Соленого озера [5, 6]. При удалении точки приема сигнала от источника уровень поля может немонотонно убывать в связи с присутствием ПЭВ, ранее подобные эффекты связывались только с волнами, отраженными от ионосферы.

1. ФУНКЦИЯ ЗОММЕРФЕЛЬДА

Для случая расположения источника и точки приема сигнала на земной поверхности на расстоянии R вертикальная компонента электрического поля E_z может быть представлена в виде

$$E_z(R) = \frac{k^2 P}{2\pi\epsilon_0} \left| W(R) - \frac{1}{ikR} + \frac{1}{(ikR)^2} \right| \times \frac{\exp[ikR + i\varphi_{\text{доп}}(R)]}{R}, \quad (1)$$

¹ Работа была доложена на XXVIII Всероссийской открытой научной конференции «Распространение радиоволн» (23–26 мая 2023 г., Йошкар-Ола).

$$\text{где } \varphi_{\text{доп}}(R) = \arg \left[W(R) - \frac{1}{ikR} + \frac{1}{(ikR)^2} \right], \quad (2)$$

k — волновое число в вакууме; P — полный дипольный момент источника; ε_0 — диэлектрическая

проницаемость вакуума; $1/(ikR)$ — индукционный,

$1/(ikR)^2$ — статический члены, которые участвуют в описании поля в ближней зоне излучателя [7].

В формулах (1) и (2) $W(R)$ — безразмерная функция ослабления при наземном расположении корреспондирующих пунктов, она вводится относительно бесконечно проводящей поверхности и записывается в виде [2]

$$W(SR) = 1 + 2\sqrt{SR} \exp(-SR) \int_{\sqrt{SR}}^{+i\infty} \exp(z^2) dz. \quad (3)$$

Функция ослабления W зависит от численного расстояния SR , где $S = ik\delta^2/2$, δ — приведенный поверхностный импеданс подстилающей среды при условии $|\delta^2| < 1$. Подставляя в формулу (3) сходящийся ряд

$$\exp(z^2) = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{1}{n!} z^{2n},$$

получаем формулу

$$W(SR) = 1 + i\sqrt{\pi SR} \exp(-SR) - 2 \exp(-SR) \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(SR)^{n+1}}{n!(2n+1)}. \quad (4)$$

Разложение (4) сходится при любых значениях численного расстояния. На практике формулу (3) удобно использовать при условии $0 < |SR| < 10$. При малых численных расстояниях от источника поле над реальной импедансной средой почти не отличается от поля над идеально проводящей поверхностью. Электрические свойства подстилающей среды влияют на изменение поля при заметном удалении от источника.

При больших значениях численного расстояния ($|SR| \geq 10$) для расчета функции ослабления используется разложение по обратным степеням численного расстояния SR :

$$W(SR) = \begin{cases} -\sum_{n=1}^N \frac{(2n-1)!!}{(2SR)^n}, & \text{Im } \sqrt{S} > 0, \\ 2i\sqrt{\pi SR} \exp(-SR) - \sum_{n=1}^N \frac{(2n-1)!!}{(2SR)^n}, & \text{Im } \sqrt{S} < 0. \end{cases} \quad (5)$$

В формуле (5) при сильно индуктивных значениях поверхностного импеданса ($\text{Im } \sqrt{S} < 0$ или $\arg \delta < -\pi/4$) появляется член

$$W_{\text{пов}} = 2i\sqrt{\pi SR} \exp(-SR),$$

соответствующий поверхностной волне (волна Ценнека) [4]. Разложение в формуле (5) асимптотическое, оно расходится при $n \rightarrow \infty$ для любых значений SR , поэтому при его применении необходимо использовать несколько первых членов разложения, которые могут обеспечить максимально точное значение функции ослабления. При условии $|SR| \geq 10$ на практике достаточно учитывать семь первых членов ряда

$$W \approx -\frac{1}{2SR} \left(1 + \frac{1}{2SR} \left[3 + \frac{1}{2SR} \left(15 + \frac{1}{2SR} \left[105 + \frac{1}{2SR} \left(945 + \frac{1}{2SR} \left[10395 + \frac{1}{2SR} 135135 \right] \right] \right] \right] \right) \right). \quad (6)$$

2. ОСОБЕННОСТИ ПОВЕДЕНИЯ ПОЛЯ НАД ИМПЕДАНСНОЙ ПОВЕРХНОСТЬЮ

На рис. 1 представлены расчеты зависимости модуля функции ослабления от расстояния на частотах 100, 500, 1000, 3000 и 5000 кГц над сильно индуктивной средой. На частоте 100 кГц модуль функции ослабления превышает единицу на расстояниях больше 100 км, на частоте 500 кГц — на расстоянии до 80 км, на частоте 1 МГц — до 40 км, на частоте 3 МГц — до 13 км и на частоте 5 МГц — до 8 км. На частотах 1 МГц и выше при увеличении расстояния от источника наблюдается немонотонное убывание значения $|W|$. При больших значениях $|SR|$ вклад поверхностной волны становится пренебрежительно малым, функция ослабления в основном определяется вторым слагаемым в формуле (5).

Рассмотрим приближенные представления для функции ослабления. При малых численных расстояниях SR , но не относящихся к ближней зоне от излучателя ($kR \gg 1$), главными являются два первых члена в формуле (4):

$$W(SR) = 1 + i\sqrt{\pi SR} + O(SR). \quad (7)$$

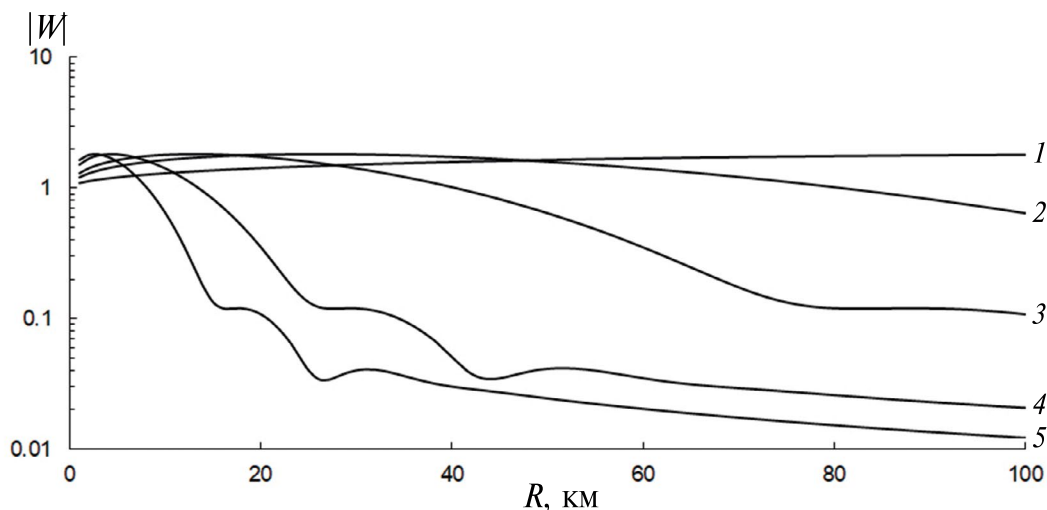
Из разложения (7) следует приближенное разложение для модуля

$$|W(SR)| \approx 1 - \frac{1}{2} |\sqrt{\pi SR}| \sin \left(\frac{3\pi}{4} - \arg \delta \right). \quad (8)$$

Очевидно, что при слабо индуктивных импедансах, удовлетворяющих условию $0 > \arg \delta > -\pi/4$, модуль функции ослабления уменьшается с удалением от источника, а при сильно индуктивных значениях импеданса ($\arg \delta < -\pi/4$) — возрастает, при этом превышает значение единицы. На рис. 2 показано поведение модуля (а) и аргумента (б) функции ослабления при $|SR| \leq 0.1$ для различных аргументов поверхностного импеданса.

Таблица 1. Значения $|W|$ на расстояниях $|SR|$ при емкостных значениях импеданса

$ SR $	30°	40°	45°	55°	65°	75°
0.2	0.387	0.38	0.379	0.382	0.393	0.412
0.3	0.324	0.318	0.317	0.32	0.33	0.346
0.4	0.282	0.277	0.276	0.279	0.287	0.303

**Рис. 1.** Изменения модуля функции ослабления в зависимости от расстояния над сильно индуктивной средой с постоянным поверхностным импедансом $|\delta| = 0.1$; $\arg \delta = -75^\circ$ на разных частотах: 100 (1) и 500 кГц (2), 1 (3), 3 (4) и 5 МГц (5).

Для емкостных значений импеданса ($\arg \delta > 0$) свойственно самое быстрое падение уровня поля при увеличении расстояния от источника. Емкостные значения импеданса возможны только для слоистых подстилающих структур, когда верхний слой является более проводящим. Из приближенного соотношения (8) следует, что модуль функции ослабления быстрее всего убывает с увеличением расстояния от источника при $\arg \delta = \pi/4$, т.е. на линии разграничения слабо и сильно емкостных импедансов. Расчеты, представленные в табл. 1, показывают поведение модуля функции ослабления при некоторых емкостных значениях аргумента импеданса на численных расстояниях 0.2, 0.3 и 0.4, минимальные значения $|W|$ наблюдаются при $\arg \delta = 45^\circ$.

При больших численных расстояниях SR функция ослабления рассчитывается по формуле (5). На расстояниях, когда $R \rightarrow \infty$, для расчета функции ослабления достаточно ограничиться первым членом разложения (6):

$$W(SR) = -\frac{1}{2SR} + \begin{cases} 0, & \operatorname{Im} \sqrt{S} > 0, \\ 2i\sqrt{\pi SR} \exp(-SR), & \operatorname{Im} \sqrt{S} < 0 \end{cases} \quad (9)$$

В случае слабо индуктивных значений импеданса ($0 > \arg \delta > -\pi/4$) при $|SR| \gg 1$ согласно формулам (1) и (9) поведение поля будет приближенно определяться соотношением

$$E_z \approx \frac{k^2 P}{2\pi \epsilon_0} \frac{\exp(ikR)}{SR^2}. \quad (10)$$

Из формулы (10) следует, что поле убывает с квадратом расстояния. Вблизи идеально проводящей поверхности ($\delta = 0$) поле убывает по закону $1/R$.

Сильно индуктивные значения импеданса в отличие от слабо индуктивных возможны только для слоистых подстилающих структур. В отличие от емкостных импедансов верхний слой таких структур должен быть менее проводящим. При сильно индуктивных значениях импеданса ($\arg \delta < -\pi/4$) проявляется немонотонное изменение поля с увеличением расстояния. Как показано на рис. 2а, при малых значениях численного расстояния модуль функции ослабления больше единицы и возрастает с увеличением расстояния. Фактически при $\operatorname{Im} \sqrt{S} < 0$ формулы (5) и (9) представляют собой сумму функций, описывающих пространственную и поверхностную волны ($W_{\text{пр}} + W_{\text{пов}}$). Наличие ПЭВ приводит к тому, что над сильно индуктивными структурами до некоторых расстояний от источника модуль функции ослабления превышает единицу. Оказывается, что в этом случае уровень поля превышает уровень поля над идеально проводящей средой. Далее уровень ПЭВ с увеличением расстояния уменьшается быстрее, чем уровень пространственной волны. Когда оба слагаемых становятся сравнимы друг с другом, будет наблюдаться немонотонное убывание $|W|$ и, соответственно, уровня поля. На рис. 3а показан расчет изменения модуля функции ослабления с увеличением расстояния на частоте 5 МГц над сильно индуктивной структурой «лед–морская вода» с учетом поверхностного импеданса $|\delta| = 0.087$; $\arg \delta = -84^\circ$. На расстоянии 83 км

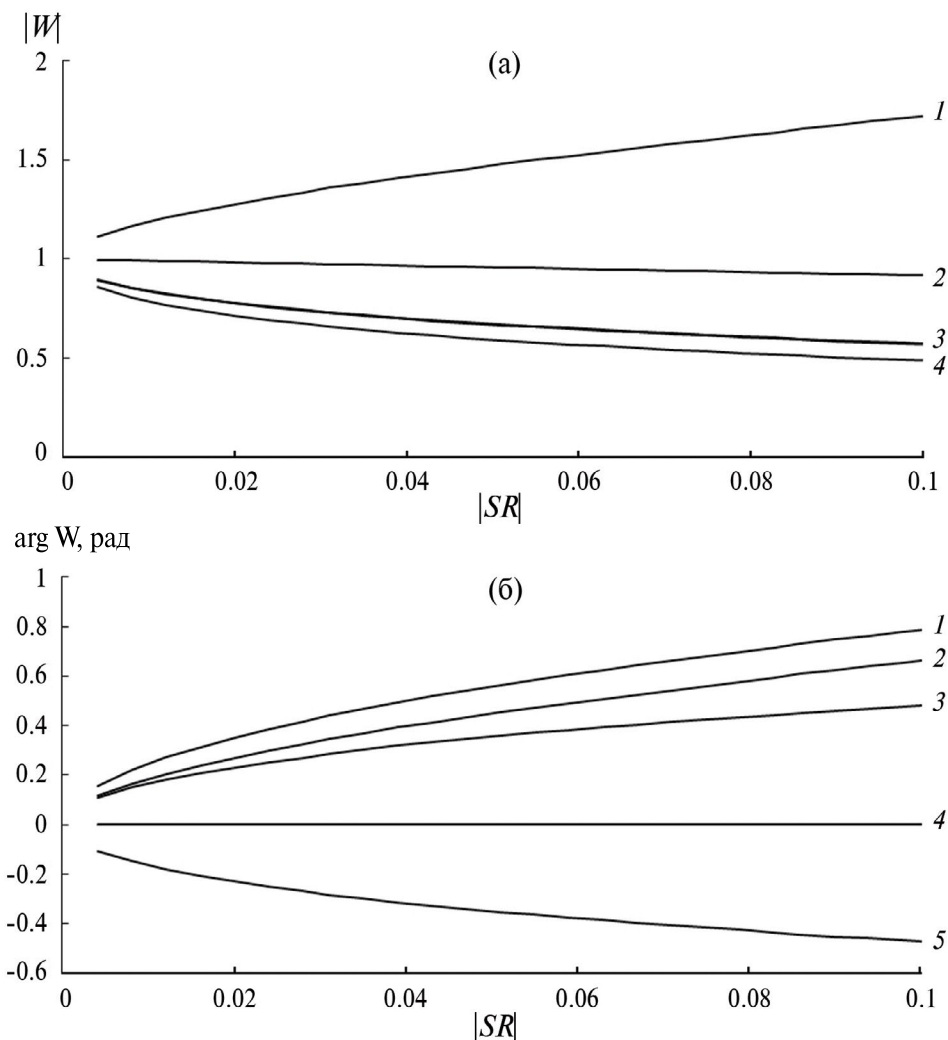


Рис. 2. Изменение $|W|$ (а) и $\arg W$ (б) в зависимости от модуля численного расстояния $|SR|$ для аргументов поверхностного импеданса: а) -89 (1), -45 (2), 0 (3), 89 (4) и 45 град (5); б) -45 (1), -89 (2), 0 (3), 45 (4) и 89 град (5).

от источника наблюдается глубокий минимум, который соответствует точке пересечения графиков модуля пространственной ($|W_{\text{пр}}|$) и поверхностной ($|W_{\text{пов}}|$) волн (рис. 3б). Данный пример демонстрирует эффект взаимного «поедания» волн.

3. СРАВНЕНИЕ С ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫМИ РЕЗУЛЬТАТАМИ

В 2009 и 2020 гг. были выполнены экспериментальные работы по измерению напряженности поля на льду оз. Соленое [5, 6]. Структура «лед–соленая вода» является наиболее характерной сильно индуктивной средой. Для расчетов определено значение удельного электрического сопротивления (УЭС) соленой воды по результатам проб в 2009 г. ($1.05 \text{ Ом}\cdot\text{м}$) и 2020 г. ($0.8 \text{ Ом}\cdot\text{м}$). Измеренные значения УЭС оз. Соленого оказались идентичными морской воде. Толщина льда в день измерений составляла примерно 1 м (2009 г.) и 0.7 м

(2020 г.). Удельное сопротивление льда принято равным $10000 \text{ Ом}\cdot\text{м}$, относительная диэлектрическая проницаемость для льда 4, для соленой воды 87 [8]. Рассчитаны значения поверхностного импеданса по результатам наблюдений для частоты 10 МГц: $|\delta| = 0.185$; $\arg \delta = -82.6^\circ$ в 2009 г. и $|\delta| = 0.132$; $\arg \delta = -82^\circ$ в 2020 г.

На рис. 4а, 4б представлены результаты измеренных значений модуля функции ослабления, а также вычисления $|W|$ по рассчитанным значениям δ для 2009 и 2020 гг. Там же приведены результаты расчетов модуля функции ослабления по подобранным значениям импеданса, при которых наблюдается хорошее совпадение с измеренными данными: $|\delta| = 0.23$; $\arg \delta = -79.7^\circ$ в 2009 г. и $|\delta| = 0.167$; $\arg \delta = -78^\circ$ в 2020 г. При подборе поверхностного импеданса менялись только относительная диэлектрическая проницаемость льда на $\epsilon = 7$ и удельная проводимость воды на $\rho = 2.5 \text{ Ом}\cdot\text{м}$ для обоих случаев. Экспериментальные результаты и расчеты

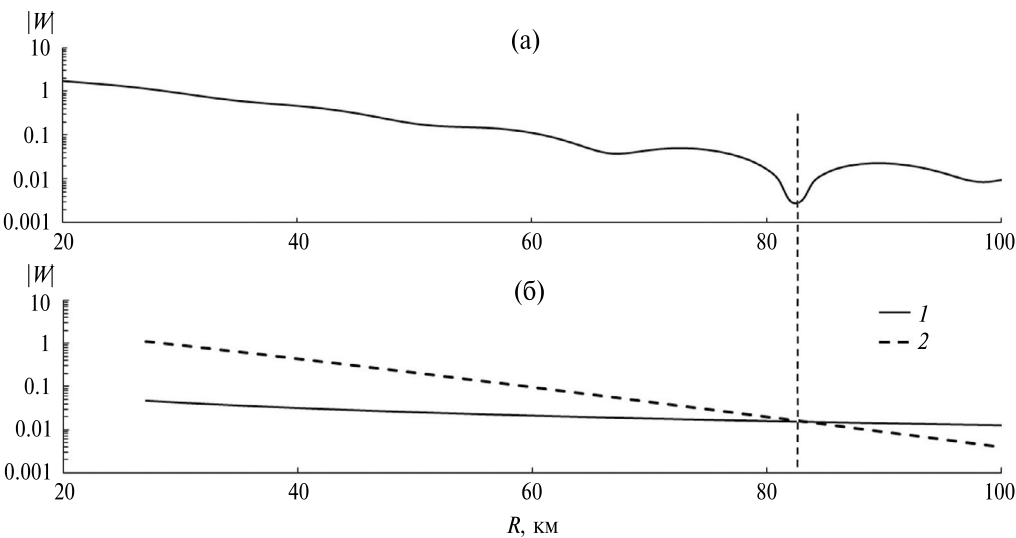


Рис. 3. Изменение модуля функции ослабления на частоте 5 МГц над сильно индуктивной трассой (а) и модулей функции ослабления пространственной и поверхностной волн (б): 1 – пространственная волна; 2 – поверхностная волна.

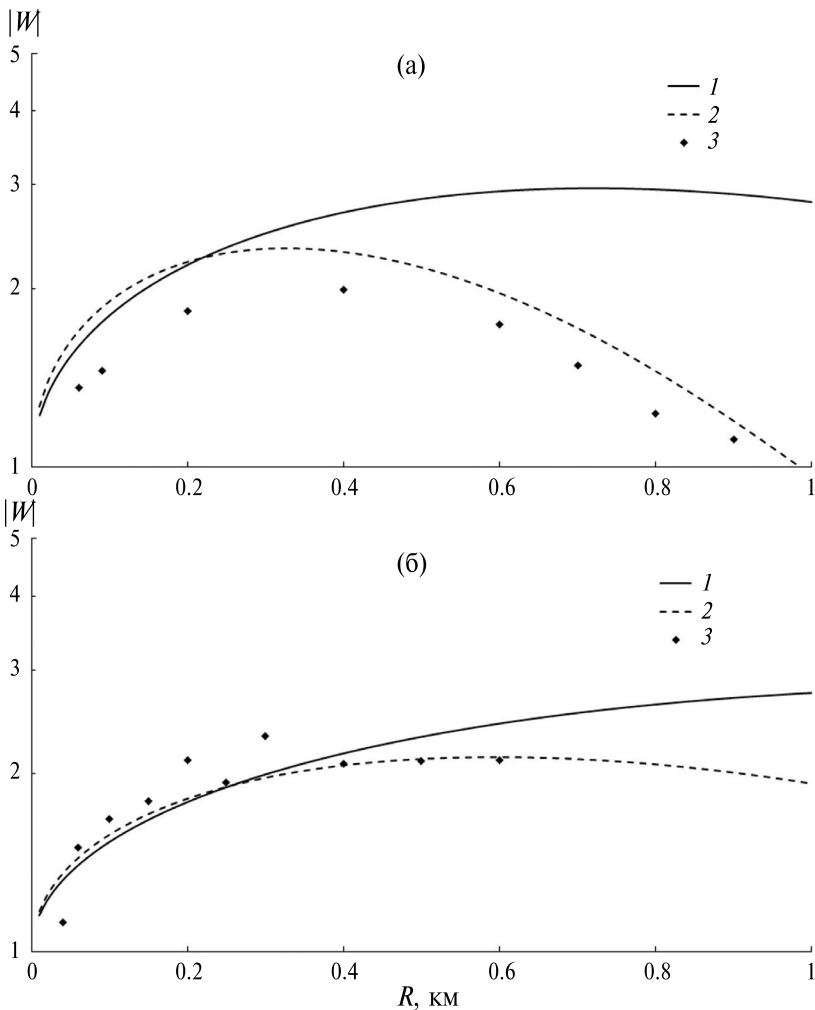


Рис. 4. Сравнительные графики рассчитанных и измеренных значений модуля функции ослабления, полученных для сильно индуктивной среды «лед–солёная вода» на оз. Соленое в 2009 г. (а) и 2020 г. (б): 1 – расчет по предварительно рассчитанным значениям δ ; 2 – расчет по подобранным значениям δ ; 3 – измеренные значения.

над сильно индуктивной средой «лед–соленая вода» демонстрируют явный эффект наличия ПЭВ.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Представлены формулы для расчета функции ослабления поля земной волны над плоскими импедансными трассами. Поверхностный импеданс определяется электрическими свойствами среды. Для неоднородных по глубине сред импеданс представляется рекуррентной формулой [4]. Функция ослабления над сильно индуктивной поверхностью имеет особенности, главной из которых является присутствие поверхностной электромагнитной волны. Установлены эффекты, связанные с наличием ПЭВ, когда электромагнитное поле проявляет отчетливо выраженный поверхностный характер. Показано, что условия распространения длинных, средних и коротких радиоволн над структурой «лед–море» с сильно индуктивным импедансом более благоприятны, чем над идеально проводящей средой из-за возникновения ПЭВ. Этот уникальный электродинамический процесс играл и играет важную, а иногда и определяющую роль в природных физических процессах на поверхности слоистых сред в широком диапазоне электромагнитных волн. Накопленные данные о ПЭВ [5, 6] позволяют получить новые фундаментальные знания, результаты которых могут быть использованы на реальных радиоприемниках.

Авторы данной работы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена в рамках государственного задания Института физического материаловедения СО РАН по теме № 0270–2024–0008 «Развитие радиофизических методов исследования динамики поверхности суши, водоемов и атмосферы Земли в СНЧ-СДВ-ДВ-СВ- и СВЧ-диапазонах радиоволн».

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Фок В. А. Проблемы дифракции и распространения электромагнитных волн. М.: Сов. радио, 1970.
2. Фейнберг Е. Л. Распространение радиоволн вдоль земной поверхности. М.: Физматлит, 1999.
3. Wait J. R. Electromagnetic Waves in Stratified Media. N. Y.: Pergamon Press, 1962.
4. Макаров Г. И., Новиков В. В., Рыбачек С. Т. Распространение электромагнитных волн над земной поверхностью. М.: Наука, 1991.
5. Башкуев Ю. Б., Хаптанов В. Б., Дембелов М. Г. // Письма в ЖТФ. 2010. Т. 36. № 3. С. 88.
6. Башкуев Ю. Б., Дембелов М. Г., Хаптанов В. Б. // Изв. вузов. Радиофизика. 2021. Т. 64. № 8–9. С. 611.
7. Витязева В. А., Голдина Л. П., Запорожцева И. В. и др. // Проблемы дифракции и распространения волн. Л.: Изд-во ЛГУ, 1982. Вып. 18. С. 183.
8. Пылаев А. А., Тамкун Л. Г., Трегубов А. Г. // Тез. докл. XVII Межвед. сем. по распространению километровых и более длинных радиоволн. Томск: изд-во ТГУ, 1991. С. 64.

FORECASTING THE PROPAGATION OF LONG, MEDIUM AND SHORT RADIO WAVES OVER THE IMPEDANCE ICE-SEA STRUCTURE

M. G. Dembelov*, Yu. B. Bashkuev

*Institute of Physical Materials Science of the Russian Academy of Sciences,
Str. Sakhyanovoy, 6, Ulan-Ude, 670047 Russian Federation
E-mail: mdembelov@mail.ru

Received October 28, 2023, revised March 1, 2024, accepted April 24, 2024

The field of a vertical electric dipole over a flat impedance surface is considered. Formulas for calculating the attenuation function of the ground wave field over real impedance underlying media are presented. The reduced surface impedance is determined at the boundary of the “ground-air” media and is expressed by the ratio of the tangential components of the electric and magnetic fields. For layered underlying media, the surface impedance is calculated using a recurrent formula that takes into account the thickness and electrical properties of each layer (dielectric constant and resistivity). The effects associated with the presence of a surface electromagnetic wave (SEW), when the electromagnetic field exhibits a clearly expressed surface character, are established. It is shown that the conditions for the propagation of long, medium and short radio waves over the “ice-sea” structure with a highly inductive impedance are more favorable than over an ideally conducting medium due to the occurrence of SEW.

Keywords: Ground wave field, attenuation function, surface impedance, surface electromagnetic wave, ice-sea structure

ЭЛЕКТРОДИНАМИКА И РАСПРОСТРАНЕНИЕ РАДИОВОЛН

УДК 550.388.2

СРАВНИТЕЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ОСОБЕННОСТЕЙ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ОБЫКНОВЕННОЙ И НЕОБЫКНОВЕННОЙ МОД КОРОТКИХ ВОЛН В ИОНОСФЕРЕ¹

© 2024 г. К. В. Раубо, В. Е. Захаров*

*Институт высоких технологий Балтийского федерального университета им И. Канта,
ул. Александра Невского, 14, Калининград, 236041 Российская Федерация*

**E-mail: VEZakharov@kantiana.ru*

Поступила в редакцию 28.10.2023 г.

После доработки 18.04.2024 г.

Принята к публикации 25.04.2024 г.

Посредством численных экспериментов исследованы полевые характеристики обыкновенной и необыкновенной мод диапазона коротких волн в ионосфере.

Ключевые слова: ионосфера; короткие волны; лучевые характеристики; полевые характеристики; неоднородная структура волн

DOI: 10.31857/S0033849424060061, **EDN:** JPCZHN

ВВЕДЕНИЕ

Метод геометрической оптики широко применяется в теории и моделировании распространения коротких волн (КВ) в ионосфере [1]. В работе [2] представлен метод расширенной би-характеристической системы, применяемый к моделированию распространения радиоволн в ионосфере. Трехмерные модели ионосферы и нейтральной атмосферы (экспериментальные IRI2012 [3] и MSIS86 [4]) определяют сами параметры среды, но не скорости их изменения.

Цель данной работы – сравнительное исследование особенностей распространения обыкновенной и необыкновенной мод КВ в трехмерно неоднородной анизотропной ионосфере.

1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Нами использована численная модель расчета лучевых и полевых характеристик нормальных мод коротких волн в ионосфере [5].

Для описания среды распространения радиоволн применялись эмпирическая модель ионосферы IRI-2012 [3] и модель нейтральной атмосферы MSIS-86 [4]; нижняя граница ионосферы задана на высоте $h = 60$ км над поверхностью Земли.

Положение точечного излучателя гармонического сигнала и направление излучения опорного луча считались заданными. Излучение источника

рассматривали в пучке с узкой угловой апертурой вблизи опорного луча.

Задачи расчета траекторных и полевых характеристик КВ в ионосфере решались нами численно методом геометрической оптики. Результаты расчетов крупномасштабных эффектов для разных версий модели IRI, как более ранних (IRI-2007 и IRI-2012), так и более поздних (IRI-2016 и IRI-2020), не имели большого количественного различия и не влияли на выводы.

Алгоритм модели IRI был нами дополнен учетом влияния авроральной активности на электронную концентрацию плазмы авроральной ионосферы. Для расчета функции ионизации плазмы ионосферы применялась эмпирическая модель распределения плотности потока энергии выпадающих авроральных электронов в зависимости от AE индекса авроральной геомагнитной активности и уравнение баланса процессов ионизации и рекомбинации в ионосферной плазме.

2. РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННЫХ РАСЧЕТОВ И ВЫВОДЫ

Приведем основные соотношения, на основании которых проводились численные расчеты.

Пусть $n(\vec{r}, \vec{\ell})$ – комплексный показатель преломления среды для выделенной нормальной моды, $\vec{r}$ – радиус-вектор точки наблюдения, $\vec{\ell}$ – единичный вектор, $\vec{\ell} = \vec{p}/p$, и $n = n' + jn''$, где n' и n'' – вещественная и мнимая часть величины n соответственно. Среда считается слабо поглощающей, так что $n' \gg n''$.

¹Работа была доложена на XXVIII Всероссийской открытой научной конференции «Распространение радиоволн» (23–26 мая 2023 г., Йошкар-Ола).

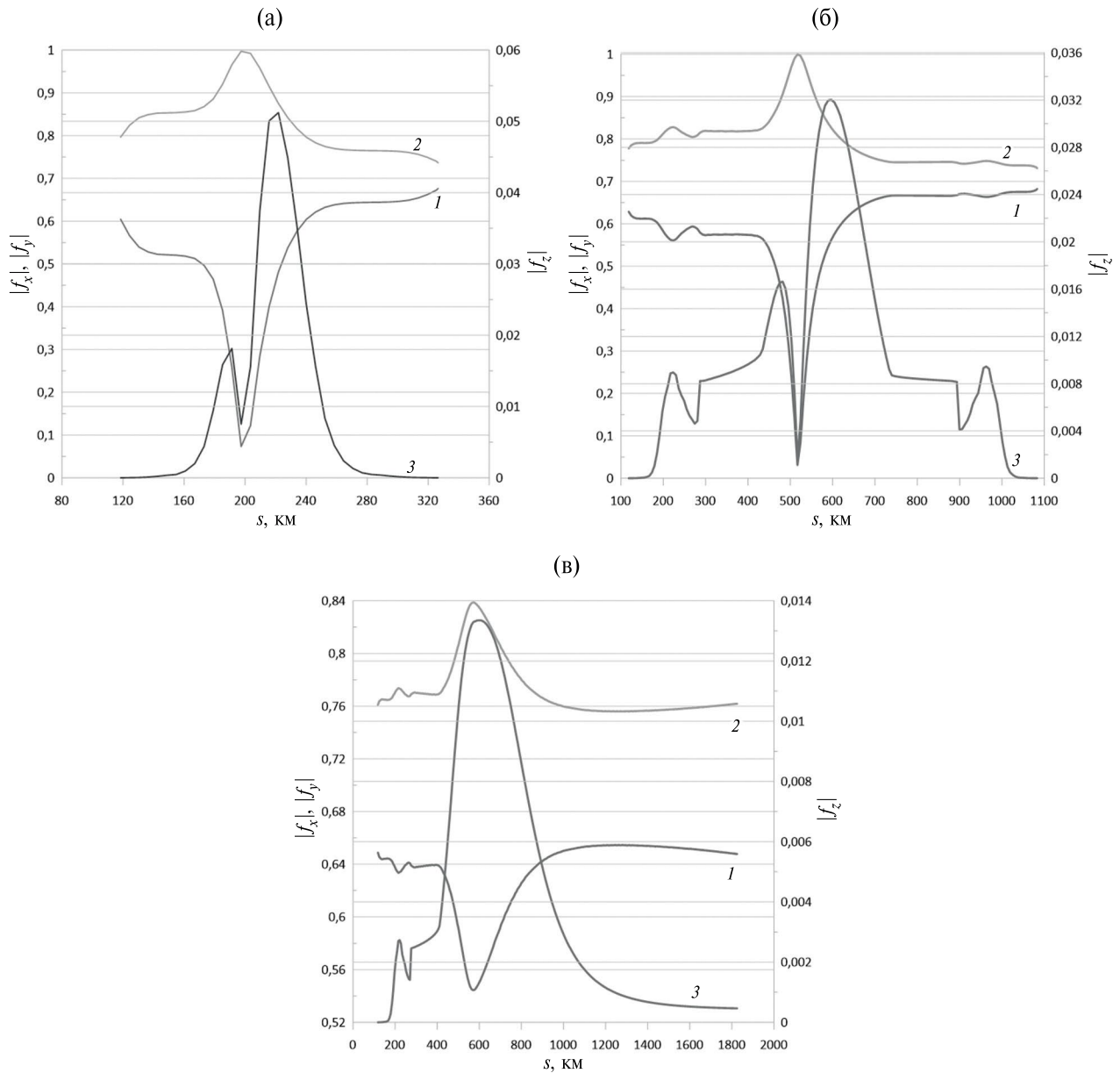


Рис. 1. Модуль декартовой проекции $|f_x|$ (кривая 1), $|f_y|$ (кривая 2) и $|f_z|$ (кривая 3) вектора поляризации обыкновенной волны при $f=5$ (а), 10 (б) и 15 МГц (в).

Для каждой из двух нормальных волн система лучевых уравнений имеет вид

$$\frac{d\vec{r}}{d\tau} = \vec{p} - n' \frac{\partial n'}{\partial \vec{p}} = \vec{d}(\vec{r}, \vec{p}), \quad \frac{d\vec{p}}{d\tau} = n' \frac{\partial n'}{\partial \vec{r}}, \quad (1)$$

где τ — параметр интегрирования вдоль каждой лучевой траектории, $\vec{p}$ и $\vec{d}$ — векторы импульса и луча соответственно.

Напряженность электрического $\vec{E}$ и магнитного $\vec{H}$ поля нормальной волны выражаются как

$$\vec{E} = \Phi \vec{f}, \quad \vec{H} = \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} (\vec{p} \times \vec{E}), \quad (2)$$

где Φ и $\vec{f}$ — комплексные амплитуда и вектор поляризации поля волны, ϵ_0 и μ_0 — диэлектрическая и магнитная проницаемость вакуума соответственно.

Дисперсионные соотношения для нормальных волн:

$$H_k(\vec{p}, \vec{r}) = \frac{1}{2} (p^2 - n_k^2 (\vec{r} \cdot \vec{\ell})) = 0, \quad k = 1, 2, \quad (3)$$

где n_1 и n_2 — комплексные показатели преломления обыкновенной и необыкновенной волн в анизотропной плазме.

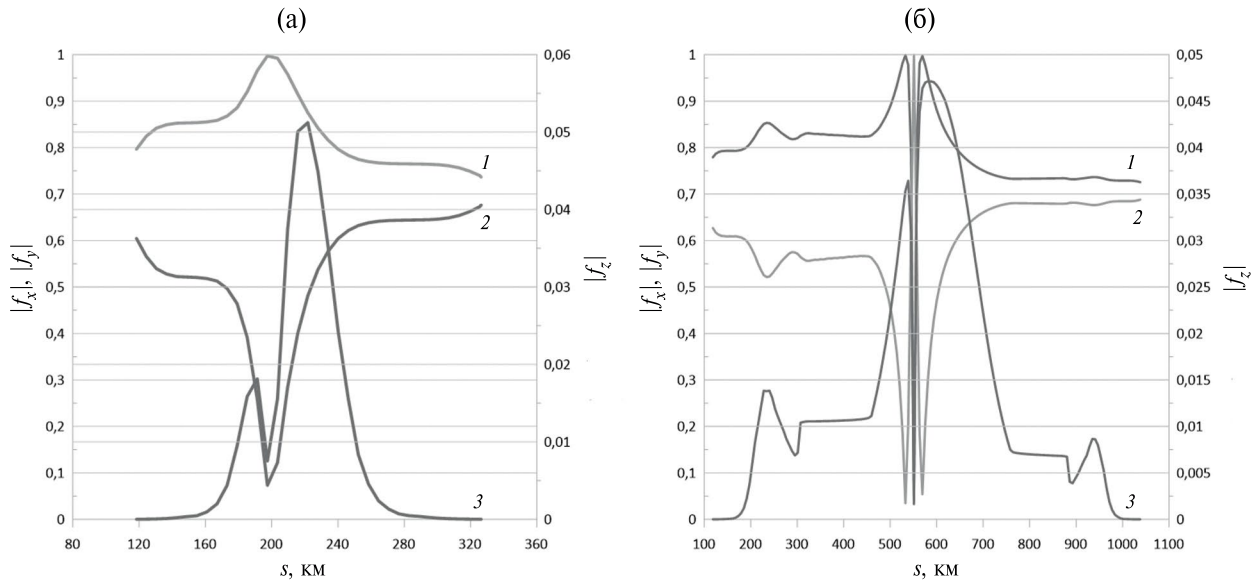


Рис. 2. Модуль декартовой проекции $|f_x|$ (кривая 1), $|f_y|$ (кривая 2) и $|f_z|$ (кривая 3) вектора поляризации необыкновенной волны при $f = 5$ (а) и 10 МГц (б).

Положение точечного излучателя гармонических сигналов и направление излучения опорного луча считается заданным. Излучение источника рассматривается в пучке с узким угловым раствором в окрестности опорного луча.

Пусть точечный излучатель расположен, например, на поверхности Земли в точке с географической широтой φ и долготой λ . Направление излучения опорного луча задано углом места β и азимутом γ . В окрестности опорного луча выделим пучок лучей с узким угловым раствором $(\Delta\beta, \Delta\gamma)$ в точке излучения. При численном моделировании пучок аппроксимируется набором конечного числа лучей. Примером построения аппроксимации пучка лучей служит набор из пяти лучей, когда опорный луч дополняется еще четырьмя лучами с угловыми координатами излучения $(\beta \pm \Delta\beta, \gamma \pm \Delta\gamma)$.

В результате численного интегрирования системы характеристических уравнений (1) методом Рунге-Кутты получаем разностную сетку геомагнитных координат вдоль лучей пучка, а также значений вектора импульса, вектора поляризации, и показателя преломления для выделенной волновой моды в точках разностной сетки.

Лучевая трубка разделена на ячейки посредством сечений. Каждое сечение — кусочно-гладкая поверхность, составленная из треугольных элементов. Вершины треугольников соответствуют узлам разностной сетки. Текущее поперечное сечение $S = S(s)$, где s — длина вдоль опорного луча, находится как проекция вектора площади поверхности из треугольных элементов на направление вектора групповой скорости волны в узле опорного луча.

В приближении геометрической оптики уравнение переноса энергии волны с учетом поглощения в среде имеет вид

$$\operatorname{div}(\vec{\sigma}|\Phi|^2) - \frac{1}{2}j\omega\epsilon_0\epsilon_{im}^a f_i f_m^* |\Phi|^2 = 0, \quad (4)$$

где

$$\vec{\sigma} = \frac{1}{4} \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} (\vec{f} \times (\vec{p} \times \vec{f}^*) + \vec{f}^* \times (\vec{p} \times \vec{f})). \quad (5)$$

знак «*» означает комплексное сопряжение, ϵ_{im}^a — неэрмитова часть тензора диэлектрической проницаемости плазмы.

Для узкого пучка учтено $\operatorname{div}\vec{\sigma} \approx (1/S)\partial(S|\vec{\sigma}|)/\partial s$. Для описания изменения амплитуды поля $|\Phi|$ электромагнитной волны в ионосфере вдоль опорного луча введем множитель ослабления

$$V_3 = 20 \lg(|\Phi|/|\Phi_0|), \quad (6)$$

где $|\Phi_0|$ — значение амплитуды волны в точке входа луча в ионосферу на высоте $h = 60$ км над поверхностью Земли.

Интегрируя уравнение (4) вдоль опорного луча, найдем

$$V_3 = V_1 + V_2, \quad (7)$$

где

$$V_2 = -4.34 \int_{s_0}^s \frac{\operatorname{div}\vec{\sigma}}{|\vec{\sigma}|} ds \quad (8)$$

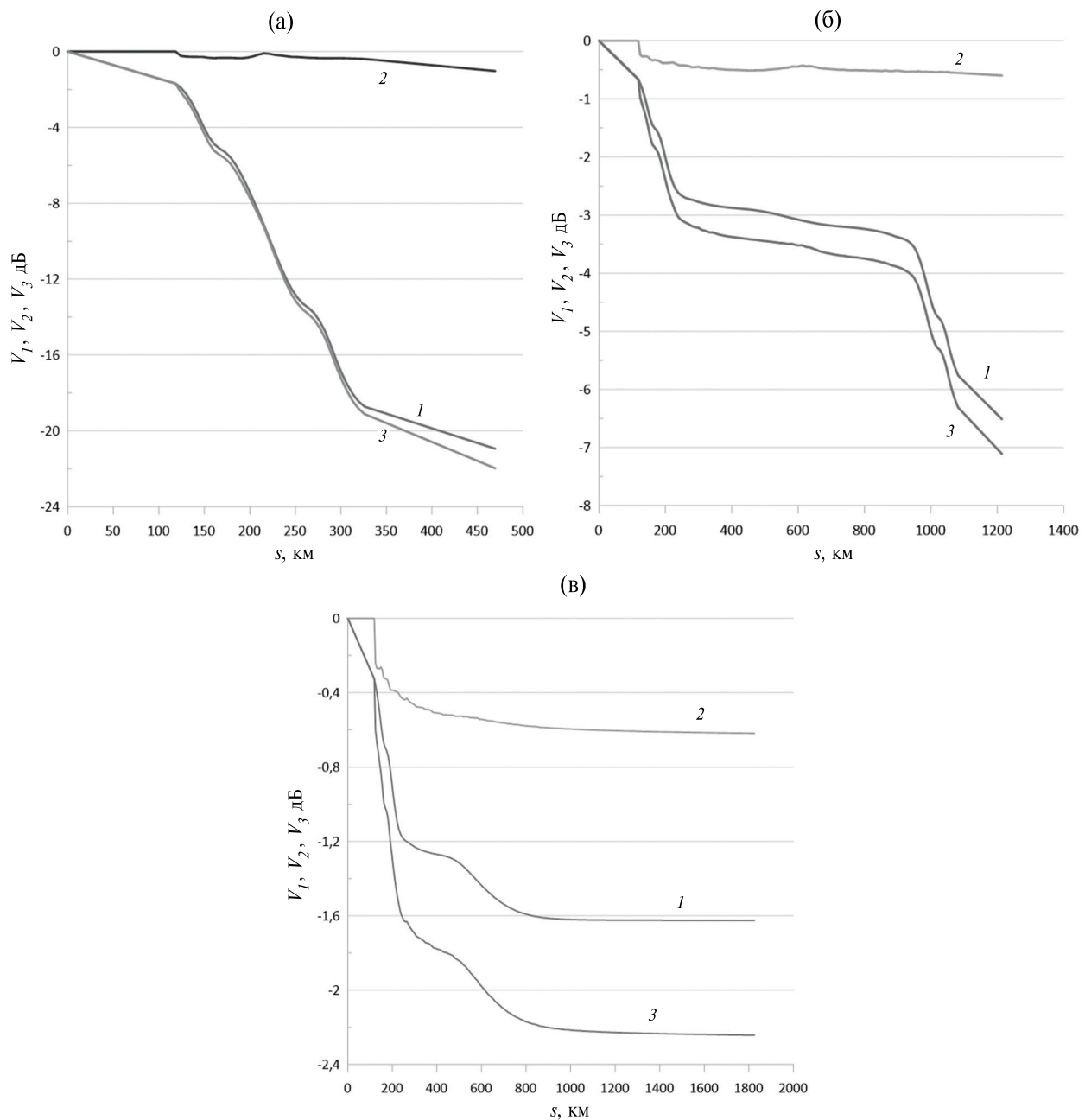


Рис. 3. Результаты расчетов множителя ослабления обыкновенной волны при $f = 5$ (а), 10 (б) и 15 МГц (в): кривая 1 – вклад от поглощения, кривая 2 – вклад от расходимости лучей, кривая 3 – множитель полного ослабления.

– вклад в множитель ослабления от расходимости лучей в выделенном пучке (ds – элемент длины вдоль опорного луча),

$$V_1 = -2.17 j \omega \epsilon_0 \int_{s_0}^s \frac{1}{|\vec{\sigma}|} \epsilon_{im}^a f_i f_m^* ds \quad (9)$$

– вклад в множитель ослабления от затухания волны в ионосфере. Результаты численных расчетов представлены на рис. 1–4 для мирового времени UT = 4.65 ч.

Географические координаты передатчика на поверхности Земли – широта $\varphi = 55^\circ$, долгота $\lambda = 110^\circ$. Заданы угол места $\beta = 30^\circ$ и азимут $\gamma = 60^\circ$ излучения для опорного луча передатчика для частот $f = 5, 10$ и 15 МГц.

Для всех вариантов расчетов условия близки к равноденствию и при низкой солнечной активности ($F_{10.7} = 80$), за исключением необыкновенной волны с частотой 10 МГц, для которой выбрана высокая солнечная активность ($F_{10.7} = 200$). Задан угловой растрор пучка: $\Delta\beta = 2^\circ$, $\Delta\gamma = 2^\circ$.

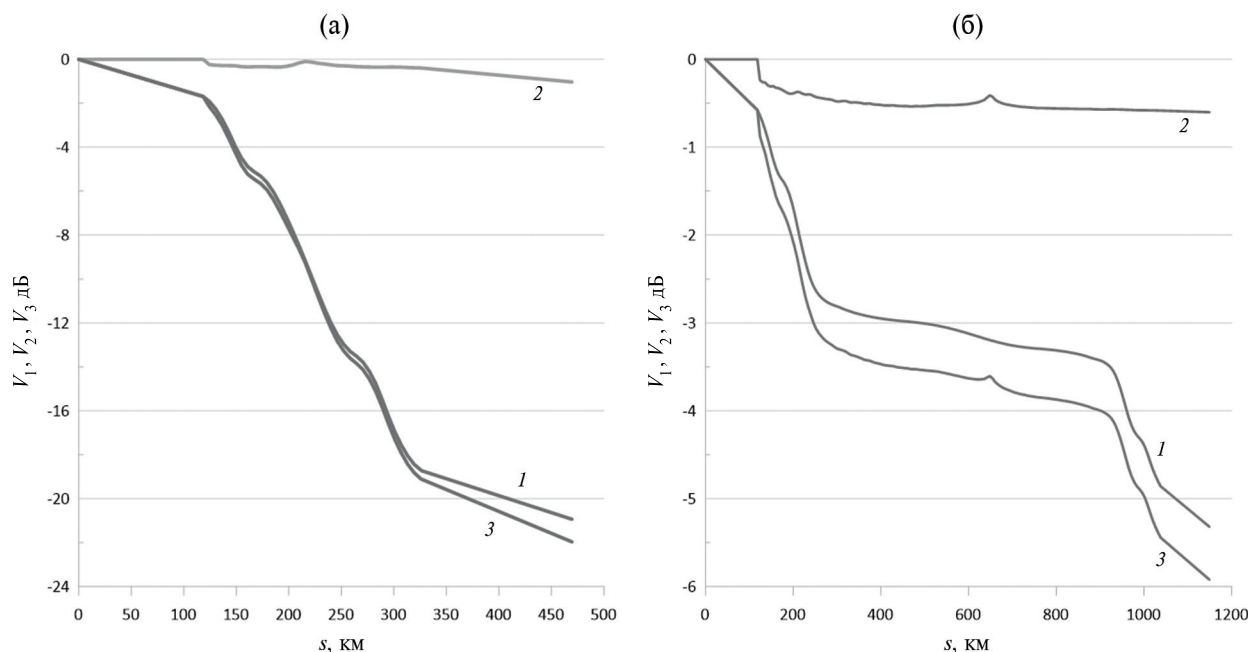


Рис. 4. Результаты расчетов множителя ослабления необыкновенной волны при $f = 5$ (а) и 15 МГц (б): кривая 1 – вклад от поглощения, кривая 2 – вклад от расходимости лучей, кривая 3 – множитель полного ослабления.

Показатели преломления обыкновенной и необыкновенной волн в силу анизотропии плазмы ионосферы оказываются различными. Следовательно, их лучевые траектории при прочих одинаковых параметрах тоже различны.

На рис. 1 и 2 показаны изменения модулей декартовых проекций комплексного вектора поляризации обыкновенной и необыкновенной волн вдоль лучевой траектории.

Декартовы проекции вектора поляризации определены в локальной системе координат в каждой точке наблюдения. Ось z идет по направлению вектора импульса, ось y расположена в плоскости векторов импульса и индукции геомагнитного поля, ось x вводится так, чтобы образовалась правая тройка базисных векторов координатной системы.

Модуль компоненты f_y обыкновенной волны растет, а f_x – падает по мере продвижения вглубь ионосферы. Величина f_z меньше при достижении поперечного режима распространения волны по отношению к геомагнитному полю. Обыкновенная волна становится однородной. По теории, модуль f_z обращается в 0. У необыкновенной же волны изменения носят обратный характер, и при переходе через поперечный режим распространения необыкновенная волна остается эллиптически поляризованной.

По результатам расчета вектора поляризации отмечаем в нижней ионосфере поляризация волны близка к линейной, по мере погружения луча вглубь ионосферы развивается эллиптическая поляризация. Обыкновенная волна имеет левую

поляризацию, а необыкновенная поляризация – правую поляризацию.

Значение проекции f_z растет по мере погружения в глубь ионосферы в связи с развитием неоднородности структуры волны. Развитие неоднородности проявляется также в увеличении угла между направлениями векторов импульса и групповой скорости.

На рис. 3 и 4 представлены результаты расчетов множителя ослабления. Расчеты проведены для дневных условий. Вклад в множитель ослабления от поглощения больше, чем от расходимости лучей. Причем эффект проявляется тем больше, чем меньше частота излучения.

Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Лукин Д. С., Палкин Е. А., Ипатов Е. Б. и др. // Сб. докл. XXV Всерос. открытой науч. конф. «Распространение радиоволн». Томск. 4–9 июля 2016. Томск: Изд-во ТУСУР, 2016. Т. 1. С. 40.
2. Крюковский А. С., Лукин Д. С., Кирьянова К. С. // РЭ. 2012. Т. 57. № 9. С. 1028.
3. Bilitza D., Altadill D., Zhang Y. et al. // J. Space Weather and Space Climate. 2014. V. 4. A07.
4. Hedin A. E. // J. Geophys. Res. 1991. V. 96. № A1. P. 1159.
5. Захаров В. Е. // РЭ. 2019. Т. 64. № 6. С. 525.

COMPARATIVE STUDY OF THE FEATURES OF PROPAGATION OF ORDINARY AND EXTRAORDINARY MODES OF SHORT WAVES IN THE IONOSPHERE

K. V. Raubo, V. E. Zakharov

*Institute of High Technology Immanuel Kant Baltic Federal University
Alexander Nevsky Str. 14, Kaliningrad, 236041, Russian Federation
E-mail: VEZakharov@kantiana.ru

Received October 28, 2023, revised April 18, 2023, accepted April 25, 2024

The field parameters of ordinary and non-ordinary waves are compared each other while short waves propagate in the ionosphere.

Keywords: ionosphere, short waves, path and field characteristics, non-uniform structure of waves

ЭЛЕКТРОДИНАМИКА И РАСПРОСТРАНЕНИЕ РАДИОВОЛН

УДК 550.388.2

ЗАВИСИМОСТЬ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ СОЛИТОНОВ ОТ ТИПА НЕЛИНЕЙНОСТИ¹

© 2024 г. В. А. Еременко, Н. И. Манаенкова*

*Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн им. Н. В. Пушкова РАН (ИЗМИРАН),
Калужское шос., 4, Москва, 108840 Российская Федерация*

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

Поступила в редакцию 08.07.2023 г.

После доработки 08.07.2023 г.

Принята к публикации 25.04.2024 г.

Рассмотрена задача нелинейного взаимодействия волновых полей в условиях насыщающейся и пороговой нелинейности. Показана возможность существования сосредоточенных волновых полей в этих условиях. Выявлено существенное отличие взаимодействия таких полей от взаимодействия классических солитонов. Установлено, что определенное соотношение параметров нелинейности может приводить к значительному увеличению интенсивности волны.

Ключевые слова: нелинейные волны, взаимодействие солитонов, пороговая нелинейность, насыщающаяся нелинейность

DOI: 10.31857/S0033849424060076, **EDN:** IJMLN

ВВЕДЕНИЕ

Сосредоточенные решения нелинейного уравнения Шредингера — солитоны, оказались удивительным образом похожи на соответствующие решения уравнения Кортевега—де Вриза при совершенно различных механизмах нелинейной фокусировки [1,2]. Гидродинамические солитоны после столкновения восстанавливают свою форму и продолжают движение практически по той же траектории, лишь с небольшим сдвигом. Шредингеровские солитоны ведут себя аналогичным образом, но только в том случае, когда для описания нелинейной фокусировки используется модель керровской нелинейности, в которой нелинейное возмущение диэлектрической проницаемости пропорционально квадрату модуля амплитуды волны. Это предположение позволяет описывать основные эффекты, возникающие при нелинейном взаимодействии излучения со средой распространения [3,4]. Однако этот подход имеет определенные ограничения. Очевидно, что нелинейные эффекты не возникают, пока мощность волнового поля недостаточна. Но как только величина амплитуды волны преодолевает некоторое пороговое значение, происходит «пробой» среды и возникает

нелинейная зависимость диэлектрической проницаемости от амплитуды волнового поля. При дальнейшем росте интенсивности нелинейная зависимость становится более сложной. Верхний предел роста или, другими словами, насыщение диэлектрической проницаемости наблюдается для большинства естественных материалов. В этих случаях более подходящим было бы использование модели среды с насыщающейся нелинейностью. Этот подход позволяет в некоторой степени промоделировать процесс распыливания волнового пакета, происходящий при учете диффузии электронной плотности из области возмущения [5].

1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Рассматривается типичная задача распространения радиоволн в ближайшем околоземном пространстве. С учетом того, что в области фокусировки лучей интенсивность сигнала заметно увеличивается, это может привести к возникновению нелинейного взаимодействия радиоволны с ионосферой [6].

Для описания волнового поля в некоторой выделенной малой области обычно используется уравнение Гельмгольца для амплитуды волнового поля

$$\Delta u + k_0^2 \varepsilon u = 0, \quad (1)$$

¹Работа была доложена на XXVIII Всероссийской открытой научной конференции «Распространение радиоволн» (23–26 мая 2023 г., Йошкар-Ола).

где k_0 — волновое число, u — волновое поле, ε — диэлектрическая проницаемость.

Поскольку при высокой интенсивности излученного сигнала диэлектрическая проницаемость становится зависимой от амплитуды волны, для описания распространения радиоволн будет необходимо решить нелинейную задачу.

2. ОСНОВНОЕ ПРИБЛИЖЕНИЕ

Рассмотрим распространение узкого коротковолнового пучка. Для построения решения уравнения Гельмгольца, сосредоточенного в малой окрестности лучевой траектории, введем ортогональную систему координат: x — длина дуги траектории; y — расстояние вдоль направления, ортогонального лучу.

Если волновое поле u представить в виде комплексной функции $u = v \exp(ik\psi)$, где v и ψ — действительные функции, то уравнение Гельмгольца распадется на два уравнения для действительных величин:

$$\Delta v + k^2 [\varepsilon - (\nabla \psi)^2] v = 0, \quad \operatorname{div}(v^2 \nabla \psi) = 0.$$

Учитывая, что производные функции v вдоль траектории существенно меньше, чем в перпендикулярном направлении, после соответствующих выкладок [7] в главном приближении можно получить выражения

$$\frac{\partial^2 v}{\partial y^2} + k^2 \left[\varepsilon - \left(\frac{\partial \psi}{\partial x} \right)^2 \right] v = 0, \quad \frac{\partial \psi}{\partial y} = 0.$$

Электрическое поле разогревает среду и создает дополнительное возмущение диэлектрической проницаемости, следовательно, можно считать, что выражение для ε состоит из двух частей: $\varepsilon = \varepsilon_r + \varepsilon_d$, где ε_r — регулярная часть, независимая от волнового поля, ε_d — возмущение, обусловленное электрическим полем. Можем предположить, что в малой окрестности ε_r — почти константа. Учитывая изменение длины волны в неоднородной среде и, соответственно, волнового числа, далее удобнее представить $\varepsilon = \varepsilon_r(1 + \varepsilon_n(v^2))$ и $k = k_0 \sqrt{\varepsilon_r}$ и перейти к безразмерным переменным $\xi = kx$, $\eta = ky$. В этих переменных получим в главном приближении типичную задачу нелинейного распространения радиоволн:

$$\frac{d^2 v}{d\eta^2} = q^2 v - (1 + \varepsilon_n(v^2))v,$$

где $q = d\psi/d\xi$ — безразмерное волновое число. Это уравнение имеет первый интеграл

$$\left(\frac{dv}{d\eta} \right)^2 - \lambda^2 v^2 + F(v^2) = E, \quad E = \text{const}, \quad (2)$$

где $\lambda^2 = q^2 - 1$, $F(v^2) = \int_0^{v^2} \varepsilon_n(t) dt$.

При $E = 0$ уравнение (2) предполагает существование сосредоточенных волн при условии, что уравнение $F(t) - \lambda^2 t = 0$ имеет два простых корня: $t = 0$ и $t = t_0 > 0$. Тогда амплитуда максимума волнового пучка есть $v_0 = \sqrt{t_0}$. Аналитическое решение будет иметь вид

$$\eta = \pm \int_{v_0}^v \frac{dt}{\sqrt{\lambda^2 t^2 - F(t^2)}}. \quad (3)$$

В случае керровской нелинейности получим $\varepsilon_n(v^2) = \alpha v^2$, где α — коэффициент нелинейности. Следовательно, $F(v^2) = \alpha v^4 / 2$ и интеграл (3) берется в элементарных функциях, что приводит к хорошо известному сосредоточенному решению нелинейного уравнения Шредингера:

$$v = v_0 / \operatorname{ch}(\lambda \eta),$$

где v_0 — амплитуда волнового пучка, $\lambda = \sqrt{\alpha v_0^2 / 2}$ — обратная ширина пучка.

Далее рассмотрим модель распространения радиоволн в условиях пороговой нелинейности. Будем считать, что нелинейные эффекты возникают только для волн, интенсивность которых превышает некоторое пороговое значение [8]. Тогда нелинейное возмущение диэлектрической проницаемости может быть представлено формулой

$$\varepsilon_n(v^2) = \alpha v^2 \theta(v^2 - A^2), \quad (4)$$

где A — пороговое значение, $\theta(x)$ — функция Хевисайда:

$$\theta(x) = \begin{cases} 1 & \text{при } x \geq 0 \\ 0 & \text{при } x < 0 \end{cases}. \quad (5)$$

Нетрудно видеть, что и в этом случае уравнение $F(t) - \lambda^2 t = 0$ имеет два простых корня, $t = 0$ и $t = t_0 > 0$ и, как было показано в [7], это гарантирует существование сосредоточенного решения — солитона. Локализованные волновые поля в среде с пороговой нелинейностью очень похожи на обычные керровские солитоны, но пучок — более узкий в центре и имеет «длинные хвосты». Но есть одна принципиальная особенность — зависимость эффективной ширины волнового пучка от его амплитуды:

$$\lambda = \sqrt{\frac{\alpha}{2} \left(v_0^2 - \frac{A^4}{v_0^2} \right)} \theta(v_0^2 - A^2).$$

При дальнейшем увеличении мощности волн возмущение диэлектрической проницаемости стремится к насыщению. Переходим к модели насыщающейся нелинейности, возмущение диэлектрической проницаемости от интенсивности волнового поля будем описывать дробно-линейной функцией [3]:

$$\varepsilon_n = \frac{\alpha v^2}{1 + \beta v^2}.$$

Обратная ширина пучка для случая насыщающейся нелинейности описывается формулой

$$\lambda = \sqrt{\frac{\alpha}{\beta} \left(1 - \frac{\ln(1 + \beta v_0^2)}{\beta v_0^2} \right)}$$

и имеет предел $\lambda = \sqrt{\alpha/\beta}$ при $v_0 \rightarrow \infty$. То есть характерная ширина пучка не может быть меньше $\sqrt{\alpha/\beta}$. Таким образом, для насыщающейся нелинейности в принципе невозможен коллапс.

3. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ НЕЛИНЕЙНЫХ ПУЧКОВ

Для описания взаимодействия сосредоточенных волновых пучков, сходящихся под малым углом, воспользуемся параболическим уравнением теории дифракции [9,10]. В безразмерных координатах это уравнение для амплитуды волнового поля u имеет вид

$$2i \frac{\partial u}{\partial \xi} + \frac{\partial^2 u}{\partial \eta^2} + (\varepsilon - 1)u = 0. \quad (6)$$

В нашем случае $\varepsilon - 1 = \varepsilon_n(|u|^2)$.

В качестве начальных данных при $\xi = 0$ задаем два сходящихся пучка:

$$u_0(\eta) = v(\eta + \eta_0) \exp(i\phi\eta) + v(\eta - \eta_0) \exp(-i\phi\eta),$$

где $v(\eta)$ — есть результат интегрирования уравнения (3), η_0 — координата центра пучка, ϕ — угол выхода пучка. Решая численно задачу (6), находим волновое поле на каждом сечении $\xi = \text{const}$ и по расположению точки максимума амплитуды $v(\eta)$ при каждом значении ξ получаем траекторию движения пучка.

Взаимодействие волновых пучков в средах с пороговой и насыщающейся нелинейностью может значительно отличаться от взаимодействия стандартных солитонов в среде с керровской нелинейностью. Если “стандартные” солитоны расходятся после взаимодействия без изменения амплитуды, то “нестандартные” солитоны ведут себя значительно сложнее. Часть энергии высвечивается, и траектории после взаимодействия не сохраняются.

На рис. 1 представлены траектории взаимодействующих пучков в среде с пороговой нелинейностью для различных значений величины отношения амплитуды исходных пучков v к величине порога нелинейности A : 2.6, 2.8, 3.2. Эллипсом в центре отмечена область взаимодействия пучков. Когда амплитуда пучка незначительно превышает уровень порога, амплитуда волнового поля в области взаимодействия устанавливается ниже порога, и задача становится линейной, т.е. поле диссипирует. Самое удивительное, что при амплитуде пучка, превышающей уровень порога в диапазоне приблизительно 1.5...2.5, пучки слипаются. И только очень мощные волновые поля, значительно превышающие порог

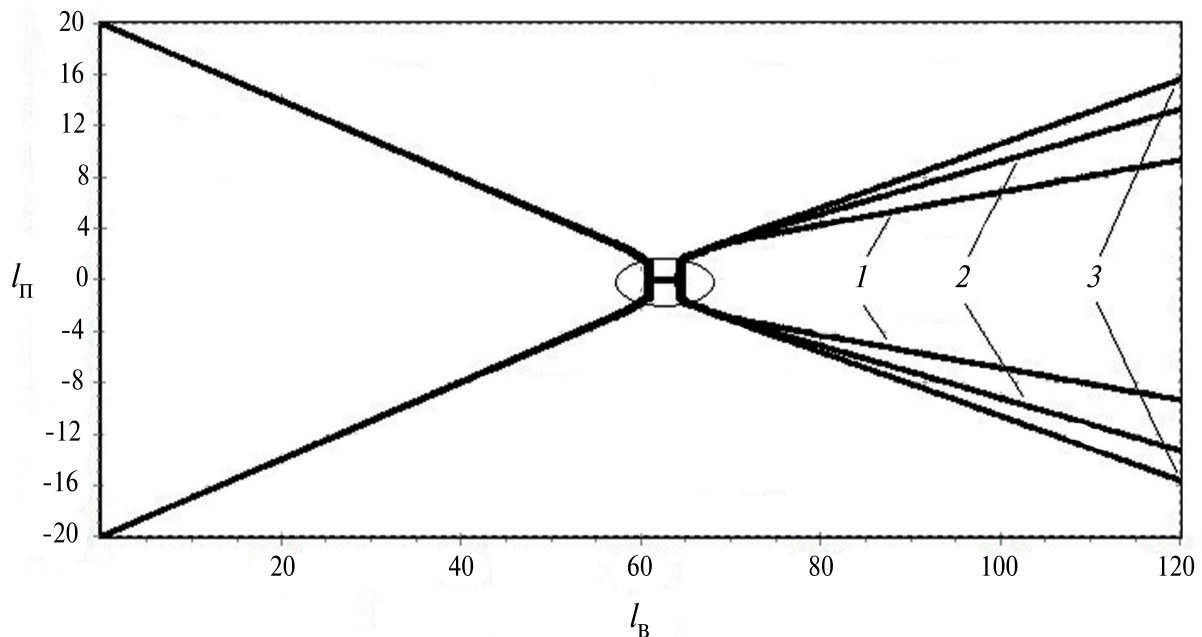


Рис. 1. Траектории пучков, взаимодействующих в среде с пороговой нелинейностью при $v/A = 2.6$ (1), 2.8 (2), 3.2 (3); l_Π и l_B — расстояние поперек и вдоль движения пучка соответственно.

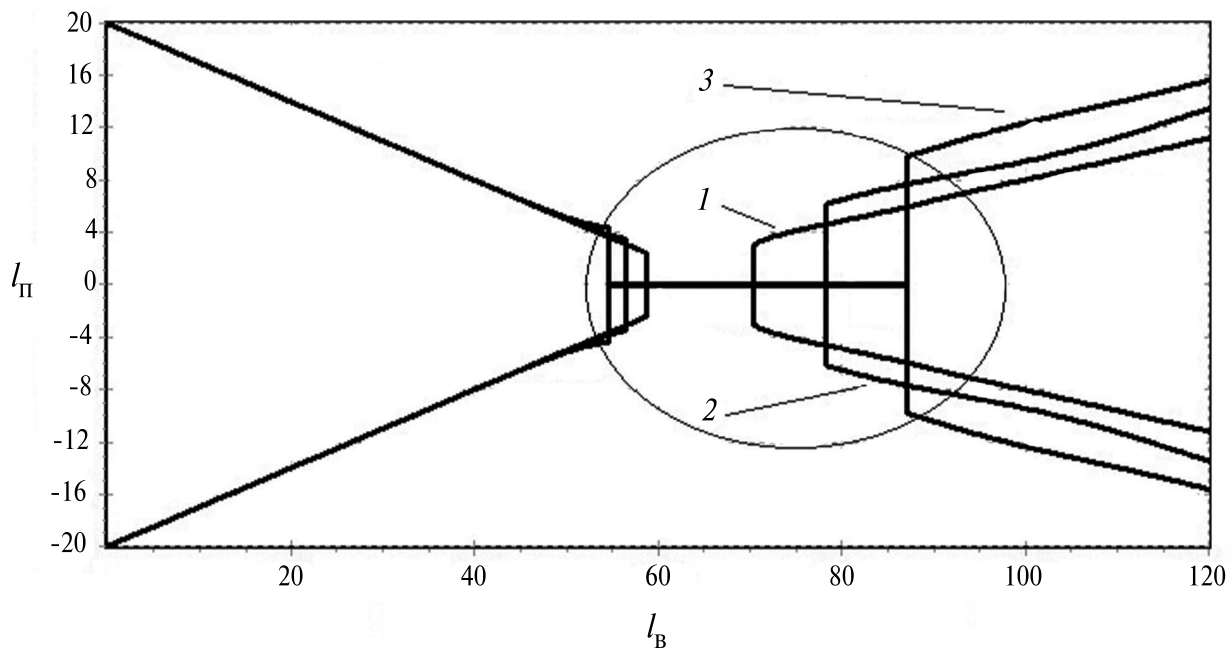


Рис. 2. Траектории пучков, взаимодействующих в среде с насыщающейся нелинейностью при $\beta = 0.8$ (1), 2.0 (2), 3.2 (3); $l_{\perp}$ и $l_{\parallel}$ — расстояние поперек и вдоль движения пучка соответственно.

нелинейности, ведут себя аналогично керровским солитонам, что вполне ожидаемо.

На рис. 2 представлены траектории взаимодействующих пучков в среде с насыщающейся нелинейностью для значений параметра насыщения β , равных 0.8, 2.0, 3.2. Эллипсом в центре отмечена область взаимодействия пучков. Часть энергии также высвечивается, но количество пучков сохраняется. Эти пучки ближе к керровским солитонам, но область взаимодействия таких пучков заметно растет с увеличением параметра насыщения β .

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Итак, можно утверждать, что для случая как пороговой, так и насыщающейся нелинейности существуют уединенные волны — сосредоточенные решения соответствующих волновых уравнений. Эти волны подобны керровским солитонам, но их взаимодействие при определенном соотношении параметров может значительно отличаться от стандартного взаимодействия солитонов. В условиях пороговой нелинейности пучки могут сливаться в единый конгломерат с увеличенной амплитудой. При многократном взаимодействии амплитуда будет и далее возрастать, но не до бесконечности, так как при увеличении амплитуды пучки перестают слипаться. Очевидно, что при значительном превышении порога нелинейности пороговые солитоны почти восстанавливают свою структуру после взаимодействия, амплитуда каждого пучка приближается к исходной. В случае насыщающейся нелинейности взаимодействие пучков ближе к взаимодействию стандартных солитонов, хотя область

взаимодействия заметно возрастает при увеличении параметра насыщения.

Авторы данной работы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Захаров В. Е., Манаков С. В., Новиков С. П., Питаевский Л. П. Теория солитонов. Метод обратной задачи. М.: Наука, 1980.
2. Ньюэлл А. Солитоны в математике и физике. М.: Мир, 1989.
3. Черкашин Ю. Н. // Тр. XXVI Всерос. открытой науч. конф. «Распространение радиоволн». Казань, 1–6 июля 2019. Казань: Изд-во Казан. гос. ун-та, 2019. Т. 2. С. 41.
4. Черкашин Ю. Н., Еременко В. А. // Электромагнитные волны и электронные системы. 2009. Т. 14. № 8. С. 13.
5. Еременко В. А., Молотков И. А. // РЭ. 1998. Т. 43. № 6. С. 657.
6. Бочкарев Г. С., Еременко В. А., Лобачевский Л. А. и др. // Геомагнетизм и аэронавигация. 1980. Т. 20. № 5. С. 848.
7. Еременко В. А., Манаенкова Н. И. // Успехи совр. радиоэлектроники. 2017. Т. 71. № 6. С. 49.
8. Еременко В. А., Манаенкова Н. И. // Тр. XXVI Всерос. открытой науч. конф. «Распространение радиоволн». Казань, 1–6 июля 2019. Казань: Изд-во Казан. гос. ун-та, 2019. Т. 2. С. 505.
9. Черкашин Ю. Н. // РЭ. 1971. Т. 16. № 1. С. 173.
10. Фок В. А. Проблемы дифракции и распространения электромагнитных волн. М.: Сов. радио, 1970.

DEPENDENCE OF SOLITON INTERACTION ON THE TYPE OF NONLINEARITY

V. A. Eremenko, N. I. Manaenkova*

*Pushkov Institute of Terrestrial Magnetism, Ionosphere and Radio Wave Propagation RAS (IZMIRAN),
Kaluzhskoye Highway, 4, Moscow, 108840 Russian Federation*

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

Received July 8, 2023, revised July 8, 2023, accepted April 25, 2024

The problem of nonlinear interaction of wave fields under conditions of saturable and threshold nonlinearity is considered. The possibility of existence of concentrated wave fields under these conditions is shown. A significant difference between the interaction of such fields and the interaction of classical solitons is observed. It is established that a certain ratio of nonlinearity parameters can lead to a significant increase in wave intensity.

Keywords: nonlinear waves, solitons interaction, threshold nonlinearity, saturable nonlinearity

ЭЛЕКТРОДИНАМИКА И РАСПРОСТРАНЕНИЕ РАДИОВОЛН

УДК 538.7

ГРУППОВЫЕ СКОРОСТИ ПОВЕРХНОСТНОЙ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНЫ ВДОЛЬ ИМПЕДАНСНОЙ ДВУХСЛОЙНОЙ СРЕДЫ¹

© 2024 г. В. К. Балханов, Ю. Б. Башкуев

Институт физического материаловедения СО РАН,
ул. Сахьяновой, 6, Улан-Удэ, 670047 Российская Федерация

*E-mail: buddich@mail.ru

Поступила в редакцию 28.10.2023 г.

После доработки 12.03.2024 г.

Принята к публикации 25.04.2024 г.

Рассмотрено распространение поверхностной электромагнитной волны в двухслойной импедансной среде. На основе теоремы Леонтовича–Лайтхилла–Рытова о тождественности групповой скорости волны скорости распространения энергии волны установлены скорости групповых волн в каждой из слоев двухслойной модели сильно-индуктивной импедансной среды. Найдено, что в атмосфере групповая скорость оказывается чуть меньше скорости света в вакууме и отлична от фазовой скорости волны; в диэлектрическом первом слое групповая скорость зависит от диэлектрической проницаемости среды и также меньше скорости света; в проводящем втором слое двухслойной среды групповая скорость оказывается заметно меньше скорости света.

Ключевые слова: групповая скорость, энергетическая скорость, теорема Рытова, сильно индуктивная среда, импеданс

DOI: 10.31857/S0033849424060087, EDN: IJLJNK

ВВЕДЕНИЕ

Фазовая скорость поверхностной волны над эффективными средами будет меньше скорости света. Поэтому реальные поверхностные волны являются медленными. Но помимо фазовой и групповой скоростей, существует еще скорость переноса электромагнитной энергии. Она определяется как отношение потока энергии к его плотности. Согласно теореме Леонтовича–Лайтхилла–Рытова, впервые доказанной С. М. Рытовым в четырехмерном виде [1], групповая и энергетическая скорости тождественны. Цель данной работы – вычисление таких групповых скоростей в приземном атмосферном слое, в следующих первом и во втором слоях двухслойной среды.

1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

1.1. Импеданс

Будем пользоваться цилиндрической системой координат (r, φ, z) . Здесь r – радиальное направление от излучателя к приемнику, z – вертикаль,

направленная от морской поверхности в атмосферу, φ – азимутальный угол на поверхности вокруг оси z .

Задача Зоммерфельда сводится к решению волнового уравнения с источником для компонент электромагнитного поля [2]. В волновой зоне для определения всех ненулевых компонентов электромагнитного (ЭМ) поля (магнитную индукцию и электрическое поле) вблизи земной поверхности, достаточно вертикальной компоненты векторного потенциала A_z :

$$B_\varphi \approx -\frac{\partial A_z}{\partial r}, \quad E_r = -\frac{i\omega}{k^2} \frac{\partial B_\varphi}{\partial z}, \quad E_z = -\frac{i\omega}{k^2} \frac{\partial B_\varphi}{\partial r},$$

где ω – круговая частота, где c – скорость света, $k_0 = \omega/c$ – волновое число в свободном пространстве (приземной атмосфере), k – волновое число в земной среде. Для определения электрических характеристик (электрической проводимости σ и диэлектрической проницаемости ϵ) подстилающей среды (морской толщи воды) достаточно знание всего одной величины – импеданса δ , поэтому геоэлектрическую среду называют импедансной. Эту величину измеряют комплектом измерителя поверхностного импеданса (ИПИ)

$$\delta \approx -\left(E_z/cB_\varphi\right)_{z=0}.$$

¹ Работа была доложена на XXVIII Всероссийской открытой научной конференции «Распространение радиоволн» (23–26 мая 2023 г., Йошкар-Ола).

Геоэлектрическое строение земной среды неоднородное. Если из измерений или априорной информации известен импеданс, то из соотношения

$$\delta = (1 + \tilde{\epsilon} + i\tilde{\sigma}/\epsilon_0\omega)^{-1/2} \quad (1)$$

всегда можно определить эффективные значения электрической проводимости $\tilde{\sigma}$ и диэлектрической проницаемости неоднородной среды $\tilde{\epsilon}$, как если бы она была однородной. Здесь ϵ_0 — диэлектрическая постоянная вакуума.

1.2. Плотность и поток энергии электромагнитного поля

Компоненты ЭМ-поля являются комплексными, поэтому в цилиндрической системе координат плотность энергии будет [2] определяться по формуле

$$W = \frac{1}{2}\epsilon_0(E_r E_r^* + E_z E_z^* + c^2 B_\phi B_\phi^*),$$

где угловые скобки означают усреднение по времени, звездочка (*) означает знак комплексного сопряжения, при этом $\sqrt{1-\delta^2}\sqrt{1-\delta^{2*}} = |\sqrt{1-\delta^2}|$.

Поток энергии ЭМ-поля описывается величиной

$$S = \frac{1}{2}\epsilon_0 c^2 \langle E_z B_\phi^* + E_z^* B_\phi \rangle.$$

Из этих выражений следует, что W и S связаны как $S = vW$, где v выступает как скорость, с которой передается ЭМ-энергия.

2. ПОЛУЧЕННЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

2.1. Скорость ПЭВ в приземной атмосфере

Из [2] следует, что необходимая для ПЭВ вертикальная компонента векторного потенциала вблизи земной поверхности в атмосфере имеет следующий вид:

$$A_{z_0} = \frac{k_0}{\sqrt{r}} \exp(-ik_0 \delta z + -ik_0 \sqrt{1-\delta^2} r - i\omega t), \quad (2)$$

где

$$\sqrt{1-\delta^2} = 1 + i \operatorname{Re} \delta |\operatorname{Im} \delta|.$$

Например, на частоте 10 МГц (м) импеданс радиотрассы «лед-соленая вода» при диэлектрической проницаемости льда $\epsilon = 4$ и электрической проводимости воды $\sigma = 3$ См/м определяется комплексной величиной

$$\delta = 0.185 \exp(-82.5^\circ).$$

Отсюда модуль $|\delta| = 0.185$ и фаза $\varphi_\delta = -82.5^\circ$, а также действительная $\operatorname{Re} \delta = 0.024$ и мнимая $\operatorname{Im} \delta = -0.183$ части импеданса.

Зная эти величины, находим

$$B_{\phi_0} = -ik_0 \sqrt{1-\delta^2} A_{z_0}, \quad E_{r_0} = i\omega \delta \sqrt{1-\delta^2} A_{z_0}, \\ E_{z_0} = i\omega \delta^2 A_{z_0}.$$

Подставляя эти компоненты ЭМ-поля в определения потока и плотности ЭМ-поля, находим

$$W = \frac{1}{2} \epsilon_0 \omega^2 |\sqrt{1-\delta^2}|^2 \left[1 + |\delta|^2 + |\sqrt{1-\delta^2}|^2 \right] \frac{|e_0|^2}{r}, \quad (3)$$

$$S = \frac{1}{2} \omega^2 c |\sqrt{1-\delta^2}|^2 \left[\sqrt{1-\delta^2} + \sqrt{1-\delta^{2*}} \right] \frac{|e_0|^2}{r}, \quad (4)$$

где

$$e_0 = \frac{K_0}{\sqrt{r}} \exp(-ik_0 \delta z + -ik_0 \sqrt{1-\delta^2} r - i\omega t).$$

а K_0 — некий коэффициент, который в конечных формулах не учитывается.

Взяв отношение S/W , находим скорость распространения энергии поверхностной волны вдоль импедансной поверхности:

$$v_{g_0} = c \left[1 - \frac{1}{2} (|\delta|^2 + \operatorname{Re}^2 \delta |\operatorname{Im} \delta|^2) \right]. \quad (5)$$

В свободном пространстве $\delta = 1$ и скорость $v = 0$, в свободном пространстве поверхностная волна не распространяется (она быстро затухает как

$$\exp\left(-(\omega/c) \sqrt{\epsilon_0 \frac{\omega}{\sigma}} Z\right).$$

Поскольку $\delta \ll 1$, то в первом исчезающем порядке по импедансу рассматриваем

$$v = c \left(1 - \frac{1}{2} |\delta|^2 \right). \quad (6)$$

Следовательно, *поверхностная волна всегда распространяется вдоль импедансной поверхности со скоростью, чуть меньшей скорости света.*

2.2. Скорость ПЭВ

в первом диэлектрическом слое

Векторный потенциал в первом слое (все величины с индексом 1) запишем в следующем виде:

$$A_{z_1} = e_1 [+], \quad e_1 = \frac{K_1}{\sqrt{r}} \exp(-i\omega t + ik_0 \sqrt{1-\delta^2} r),$$

$$[\pm] = [\exp(y_1 z) + Y \exp(-y_1 z)],$$

$$y_1 = -i \sqrt{k_1^2 - k_0^2 (1-\delta^2)}, \quad Y = \frac{y_1 k_0^2 + y_1 k_1^2}{y_1 k_0^2 - y_1 k_1^2}.$$

Введение новых обозначений не должно вызывать недоумения; в физических науках это обычное дело. В промежуточных вычислениях могут пригодиться равенства

$$[+] = \frac{k_0 \gamma_1}{\delta k_1^2} [-],$$

$$[-][-]^* = |\delta|^2 [+] [+]^*.$$

Используя выражения (2), (3), находим

$$B_{\phi 1} = -ik_0 \sqrt{1 - \delta^2} e_1 [+],$$

$$E_{r1} = -\omega \frac{k_0 \gamma_1}{k_1^2} \sqrt{1 - \delta^2} e_1 [-],$$

$$E_{z1} = i\omega \frac{k_0^2}{k_1^2} (\sqrt{1 - \delta^2})^2 e_1 [+].$$

Подставляя их в (7), находим

$$W_{\text{диэл}} = \frac{1}{2} \epsilon_0 \omega^2 |\sqrt{1 - \delta^2}|^2 |e_1|^2 |[+]|^2 W_2 \frac{1}{r},$$

где

$$W_2 = 1 + |\delta|^2 + \frac{k_0^4}{|k_1|^4} |\sqrt{1 - \delta^2}|^2.$$

Поток электромагнитного поля в первом слое будет равен

$$S_{\text{диэл}} = \frac{1}{2} \epsilon_0 \omega^2 c |\sqrt{1 - \delta^2}|^2 |e_1|^2 |[+]|^2 W_1 \frac{1}{r},$$

где

$$W_1 = -\frac{k_0^2}{|k_1|^2} \sqrt{1 - \delta^2} - \frac{k_0^2}{|k_1|^2} \sqrt{1 - \delta^{2*}}.$$

Вычисляя отношение $S_{\text{диэл}}/W_{\text{диэл}}$, находим групповую скорость распространения ПЭВ в первом слое:

$$v_{g0} = c \frac{k_0^2 \sqrt{1 - \delta^2} / k_1^2 + k_0^2 \sqrt{1 - \delta^{2*}} / k_1^{2*}}{1 + |\delta|^2 + k_0^4 / |k_1|^4}. \quad (7)$$

Полученный результат верен для любых значений электрофизических характеристик различных сред. Волновое число в первом слое

$$k_1^2 = \frac{k_0^2}{2\delta^2} \left[1 + \sqrt{1 - 4\delta^2 (1 - \delta^2)} \right].$$

Нам нужно учесть, что первый слой является диэлектрическим. Для него примем $r_1 \rightarrow \infty$, тогда $k_1 \approx k_0 \sqrt{\epsilon_1}$. В силу малости импеданса, квадрат его можно не учитывать. Тогда

$$v_{g1} = 2c\epsilon_1 / (1 + \epsilon_1^2) \quad (8)$$

Это значение всегда меньше скорости света. Напомним, ϵ_1 — диэлектрическая проницаемость первого слоя. В безграничной диэлектрической среде, как известно, скорость волны была бы

$$v_{g1} = c / \sqrt{\epsilon_1}.$$

2.3. Групповая скорость ПЭВ во втором проводящем слое

Величины, относящиеся ко второму слою, выделим индексом 2. Векторный потенциал во втором слое — проводящем основании

$$A_{z2} = e_2,$$

$$e_2 = \frac{K_2}{\sqrt{r}} \exp(\mu_2 z + i k_0 \sqrt{1 - \delta^2} r - i \omega t).$$

Поля (2), (3) примут вид

$$B_{\phi 2} = -ik_0 \sqrt{1 - \delta^2} e_2,$$

$$E_{r2} = -i\omega \frac{k_0 \gamma_2}{k_2^2} \sqrt{1 - \delta^2} e_2,$$

$$E_{z2} = i\omega \frac{k_0^2}{k_2^2} \sqrt{1 - \delta^2}^2 e_2.$$

Здесь

$$\gamma_2 = -i\sqrt{k_2^2 - k_0^2 (1 - \delta^2)}.$$

Для групповой скорости во втором слое получим

$$\begin{aligned} v_{g2} &= -c \frac{\delta^2 \sqrt{1 - \delta^2}^* + \delta^{2*} \sqrt{1 - \delta^2}}{(1 + |\delta|^2) \sqrt{1 - \delta^2} \sqrt{1 - \delta^2}^* + |\delta|^4} = \\ &= -c (\delta^2 + \delta^{2*}) = 2c (|\text{Im} \delta|^2 - \text{Re}^2 \delta). \end{aligned} \quad (9)$$

В проводящей среде волна затухает как

$$A_{z2} \sim \exp(z \sqrt{\mu_0 \omega / 2\tilde{\sigma}})$$

и распространяется с групповой скоростью

$$v_{g2} \approx -c (\delta^2 + \delta^{2*}) \ll c.$$

Напомним, величина $\sqrt{2\tilde{\sigma} / \mu_0 \omega}$ называется скин-слоем (μ_0 — магнитная постоянная).

Соотношениями (5), (7) и (9) обобщена теорема Леонтовича—Лайтхилла—Рытова на импедансные среды.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Установлены точные значения скоростей энергии в каждом слое электромагнитной волны, распространяющейся вдоль двухслойной импедансной земной поверхности. Тем самым обобщена теорема Леонтовича—Лайтхилла—Рытова, и вместо скорости распространения энергии электромагнитной волны можно говорить о групповой скорости. Особенность распространения электромагнитной волны в том, что групповые скорости во всех слоях различны.

Авторы данной работы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена в Институте физического материаловедения СО РАН в рамках государственного задания Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (проект № 0270—2021—0004 «Развитие фундаментальных основ распространения СНЧ-СДВ-ДВ-СВ и УКВ-радиоволн в неоднородных импедансных каналах»).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Рытов С. М. // ЖЭТФ. 1947. Т. 17. № 10. С. 930.
2. Балханов В. К., Башкуев Ю. Б. Электромагнитный поверхностный импеданс, геоэлектрические однородные, двухслойные и градиентные среды, интеграл Зоммерфельда. 2-е изд. М.: Русайнс, 2022.

GROUP VELOCITIES OF A SURFACE ELECTROMAGNETIC WAVE ALONG AN IMPEDANCE TWO-LAYER MEDIUM

V. K. Balkhanov, Yu. B. Bashkuev

*Institute of Physical Materials Science of the Russian Academy of Sciences,
St. Sakhyanovoy, 6, Ulan-Ude, 670047 Russian Federation
E-mail: buddich@mail.ru*

The propagation of a surface electromagnetic wave in a two-layer impedance medium is considered. Based on the Leontovich-Lighthill-Rytov identity theorem, the velocities of group waves in each layer of a two-layer model of a highly inductive impedance medium are established. It is found that in the atmosphere, the group velocity is slightly less than the speed of light in a vacuum and is different from the phase velocity of the wave; in the dielectric first layer, the group velocity depends on the permittivity of the medium and is also less than the speed of light; in the conducting second layer, the conducting base of the two-layer medium, the group velocity is noticeably less than the speed of light.

Keywords: group velocity, energy velocity, Rytov theorem, highly inductive medium, impedance

ФИЗИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ КОНТРОЛИРУЕМОЙ
МНОГОЛУЧЕВОЙ СРЕДЫ РАСПРОСТРАНЕНИЯ РАДИОВОЛН¹© 2024 г. А. И. Сулимов*, А. А. Галиев, Р. Р. Латыпов, О. Н. Шерстюков, А. Д. Смоляков,
Р. Ф. Халиуллин, А. В. КарповКазанский (Приволжский) федеральный университет,
ул. Кремлевская, 18, Казань, 420018 Российская Федерация

*E-mail: asulimo@gmail.com

Поступила в редакцию 29.06.2023 г.

После доработки 17.07. 2023 г.

Принята к публикации 03.08. 2023 г.

Предложена методика физического моделирования контролируемой многолучевой среды распространения радиоволн с помощью комплекса портативных программно-конфигурируемых радиоплатформ. Представлены результаты экспериментального исследования сходимости регистрируемого многолучевого радиосигнала к гауссовскому случайному процессу по мере повышения количества парциальных лучей с независимыми доплеровскими спектрами. Показано, что даже при семи парциальных лучах в регистрируемом радиосигнале известные статистические критерии отвергают гипотезу о гауссовском случайном процессе. Получено экспериментальное подтверждение независимости корреляционных характеристик сигнала от числа лучей в случае равенства их дисперсий. Продemonстрировано соответствие полученных экспериментальных данных известным теоретическим моделям.

Ключевые слова: многолучевой канал, быстрые замирания, случайный процесс, вероятностная модель, статистический анализ, программно-определяемое радио, синхронизация

DOI: 10.31857/S0033849424060097, **EDN:** IJHNWW

ВВЕДЕНИЕ

Распространение радиосигнала в многолучевых средах сопряжено с процессами рассеяния радиоволн на ансамбле случайных рассеивающих объектов, окружающих устройства связи [1, 2]. К таким средам относятся не только городская застройка [3], но и, во многих случаях, сельская местность, лесистые массивы и даже открытые пространства с холмистым рельефом [4]. Возникающий при приеме сигнала многолучевой эффект оказывает значительное влияние на характеристики канала в беспроводных системах связи [1, 4–7]. Известно [3, 5, 8, 9], что в условиях многолучевого федингования амплитуда, фаза и временные задержки принимаемого сигнала описываются распределениями вероятностей. Вследствие случайной изменчивости параметров сигнала, многолучевой эффект традиционно рассматривается исключительно с негативной точки зрения. Тем не менее, в последние десятилетия этому явлению находят новые способы конструктивного применения, в частности — для порождения в двух заданных пунктах связи, A и B ,

идентичных случайных последовательностей, например, с целью защиты информации [10–15].

В рамках многолучевой генерации случайных последовательностей [10–12] пункты A и B , разнесенные в пространстве на расстояние $r_{AB} \gg \lambda$, зондируют случайный канал связи во встречных направлениях. На приемной стороне стохастическая модуляция сигнала, индуцируемая взаимодействием радиоволн с элементами среды распространения [16], детектируется и оцифровывается, посредством чего в пунктах A и B формируются экземпляры K_A и K_B случайной последовательности. В силу взаимности канала, после исправления битовых ошибок пункты вырабатывают общую случайную последовательность K , которую в дальнейшем используют, например, в протоколах информационной безопасности [17–19]. Анализ статистических характеристик [20, 21], вероятности возникновения ошибочных битов [22, 23], а также безопасности системы и угрозы утечки генерируемых случайных последовательностей [24–33] основываются на вероятностной модели сигнала. Вследствие этого к ее обоснованию предъявляются особые требования.

Необходимость введения вероятностной модели принимаемого сигнала возникает не только при генерации случайных последовательностей, но и при решении классических задач радиосвязи.

¹Работа была доложена на XXVIII Всероссийской открытой научной конференции «Распространение радиоволн» (23–26 мая 2023 г., Йошкар-Ола).

Распределение глубины и длительности интервалов замираний канала напрямую определяет пропускную способность системы связи [6, 7, 34].

В настоящее время общепринятой является модель гауссовского узкополосного случайного процесса [3, 5, 35, 36]. Справедливость данной модели, как правило, обосновывается [2, 16] центральной предельной теоремой теории вероятностей, в соответствии с которой при неограниченном увеличении числа равных по дисперсии парциальных лучей распределение их композиции сходится к нормальному процессу независимо от законов распределения лучей.

Существенным является вопрос о скорости сходимости многолучевого сигнала к гауссовскому процессу, который все еще остается открытым. В известных литературных источниках данный вопрос освещается слабо, а фигурирующие оценки имеют значительный разброс. В частности, известные экспериментальные исследования [3, 4] свидетельствуют об удовлетворительной сходимости к гауссовскому процессу при $n = 6$ и более лучах. При этом теоретические исследования указывают несколько более высокие значения: в [5] утверждается, что для удовлетворительной сходимости требуется не менее $n = 7$, а в [34] — не менее $n = 10$ парциальных лучей. Как следствие, применимость модели гауссовского процесса к средам распространения сигнала с малым количеством лучей требует дополнительного обоснования. Таким образом, оценка скорости сходимости многолучевого сигнала к гауссовскому процессу представляет собой актуальную проблему, имеющую как теоретическую, так и практическую значимость.

Значительным является и тот факт, что в реальных средах истинное количество лучей достоверно неизвестно и подвержено случайным вариациям во времени и пространстве [3]. Известны различные статистические методы оценки количества парциальных лучей [37–39], в том числе основанные на оптимальной фильтрации [40] и прецизионных геометрических измерениях [41, 42].

Общим недостатком указанных методов является зависимость обеспечиваемой точности от длины радиолинии, так как для уверенного разрешения компонентов импульсной характеристики канала требуется достаточное их разнесение во временной области. В то же время при малой дальности связи разрешение многолучевой структуры сигнала является проблематичным. Например, в условиях закрытого помещения для уверенного разрешения многолучевых компонент сигнала требуется широкополосное зондирование с шириной спектра 100...600 МГц в сочетании со сложными фазированными антенными решетками [43]. В таких условиях адекватная оценка применимости модели гауссовского процесса оказывается особенно затруднительной.

Чтобы обойти указанные затруднения, в рамках данного исследования был применен обратный подход. Вместо проверки соответствия заданной среды предполагаемой вероятностной модели, было принято решение физически сформировать многолучевую среду с требуемыми свойствами, после чего оценить соответствие вероятностной модели созданной среде.

Целью данной работы является создание физической модели контролируемой многолучевой среды для оценки скорости сходимости регистрируемого радиосигнала к гауссовскому случайному процессу.

1. ВЕРОЯТНОСТНАЯ МОДЕЛЬ МНОГОЛУЧЕВОГО РАДИОСИГНАЛА

Существует несколько подходов к выводу аналитических выражений для плотности вероятности параметров многолучевого сигнала. В данной работе использован метод характеристических функций [5]. Предположим, что регистрируемый радиосигнал может быть описан моделью комплексного узкополосного процесса:

$$\tilde{S}(t) = A(t) \exp(j(2\pi f_0 t + \varphi(t))), \quad (1)$$

где огибающая $A(t)$ и фаза $\varphi(t)$ также являются случайными процессами, медленно изменяющимися на масштабах периода колебаний $1/f_0$ несущей частоты f_0 . Предположение узкополосности выполняется для большинства реальных сред, так как в настоящее время $f_0 \sim 10^5 \dots 10^{10}$ Гц, а уширение доплеровского спектра при распространении сигнала редко превосходит нескольких килогерц.

Из (1) непосредственно следует, что формирующие сигнал парциальные лучи также являются узкополосными процессами, на основании чего справедливым является представление

$$\tilde{S}(t) = \sum_{i=1}^{n(t)} \tilde{S}_i(t) = \sum_{i=1}^{n(t)} A_i(t) \exp\{j(2\pi f_0 t + \varphi_i(t))\}, \quad (2)$$

где текущее количество лучей $n(t)$, строго говоря, является случайным процессом, обычно подчиняющимся распределению Пуассона [3]. Для упрощения дальнейшего анализа будем полагать, что $n(t) = n = \text{const}$. Выделив в явном виде квадратуры сигнала

$$\begin{aligned} \tilde{S}(t) &= A_C(t) + jA_S(t) = \\ &= \sum_{i=1}^n A_i(t) \{ \cos(2\pi f_0 t + \varphi_i(t)) + j \sin(2\pi f_0 t + \varphi_i(t)) \}, \end{aligned} \quad (3)$$

при дальнейшем анализе можем независимо рассматривать плотности вероятности косинусной $w_C(x_C, t)$ и синусной $w_S(x_S, t)$ квадратур. Аналогичные рассуждения справедливы и в отношении квадратур парциальных лучей сигнала

$$\tilde{S}_i(t) = A_{i,C}(t) + jA_{i,S}(t), \quad (1 \leq i \leq n).$$

Пусть известны плотности вероятности $w_{i,\{C,S\}}(x,t)$ квадратур всех n парциальных лучей, формирующих сигнал. Введем для указанных распределений характеристические функции

$$\begin{aligned}\theta_{i,\{C,S\}}(V,t) &= E[\exp(jxV)] = \\ &= \int_{-\infty}^{\infty} \exp(jzV) w_{i,\{C,S\}}(z,t) dz,\end{aligned}\quad (4)$$

где $E[x]$ — оператор статистического усреднения. Предполагая статистическую независимость лучей, запишем характеристическую функцию квадратур многолучевого сигнала

$$\theta_{\{C,S\}}(V,t) = \prod_{i=1}^n \theta_{i,\{C,S\}}(V,t). \quad (5)$$

Искомая плотность вероятности квадратур суммарного сигнала определяется обратным фурье-преобразованием (5):

$$w_{\{C,S\}}(x,t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \theta_{\{C,S\}}(V,t) \exp(-jxV) dV. \quad (6)$$

Выражение (6) является формальным решением задачи о вероятностной модели многолучевого сигнала.

Вычислим моментные характеристики сигнала. Из выражений (1)–(3) несложно получить эргодические среднее и дисперсию:

$$\begin{aligned}\langle A_C(t) \rangle &= \langle A_S(t) \rangle = \langle \tilde{S}(t) \rangle = 0, \\ \langle A_C^2(t) \rangle &= \langle A_S^2(t) \rangle = \frac{\langle A^2(t) \rangle}{2} = \sigma_Q^2.\end{aligned}$$

Аналогично, для парциальных лучей имеем

$$\langle \tilde{S}_i(t) \rangle = 0, \quad \langle |\tilde{S}_i(t)|^2 \rangle = \langle A_i^2(t) \rangle, \quad (1 \leq i \leq n).$$

Далее учтем, что в стохастической среде нет оснований отдавать предпочтение какому-либо из лучей, поэтому следует предположить равное распределение мощности сигнала между всеми лучами:

$$\langle |\tilde{S}_i^2(t)| \rangle = 2\sigma_Q^2 / n.$$

Для композиции лучей с нулевыми математическими ожиданиями и равными дисперсиями должна выполняться центральная предельная теорема [35, 45]. На основании этого можно постулировать следующие предельные равенства:

$$\begin{aligned}\lim_{n \rightarrow \infty} \theta_{\{C,S\}}(V,t) &= \exp\left(-\frac{\sigma_Q^2 V^2}{2}\right); \\ \lim_{n \rightarrow \infty} w_{\{C,S\}}(x,t) &= \exp\left(-\frac{x^2}{2\sigma_Q^2}\right),\end{aligned}\quad (7)$$

математически формулирующие предельную сходимость к гауссовскому процессу.

Для оценки скорости сходимости сигнала $\tilde{S}(t)$ к гауссовскому процессу требуется конкретизировать вероятностную модель парциальных лучей. Однако определение законов распределения лучей сопряжено со сложностью сбора соответствующей экспериментальной статистики. Авторы большинства работ [1, 3–5] склоняются к модели логнормального распределения амплитуды лучей, что приводит к описанию многолучевого сигнала процессом Сузуки [5, 46]. Для упрощения анализа в [5] рассматривалась многолучевая среда без эффекта медленных замираний, что предопределило модель парциальных лучей в виде квазигармонических процессов с постоянной амплитудой и равномерно распределенной на $\varphi_i \in [-\pi; \pi]$ случайной фазой:

$$\tilde{S}_i(t) = \frac{\sigma_Q}{\sqrt{n}} \left\{ \cos(2\pi f_0 t + \varphi_i(t)) + j \sin(2\pi f_0 t + \varphi_i(t)) \right\}. \quad (8)$$

Из представления (8) непосредственно следует [5], что

$$w_{i,\{C,S\}}(x,t) = \frac{1}{\pi} \left(\frac{\sigma_Q^2}{n} - x^2 \right)^{-1/2}. \quad (9)$$

Численные расчеты, выполненные в [5] путем подстановки плотности вероятности (9) в формулы (4)–(6), показали, что при $n \geq 7$ достигается удовлетворительная сходимость сигнала $\tilde{S}(t)$ к гауссовскому процессу.

Для полного определения вероятностной модели сигнала требуется также задать автокорреляционную функцию (АКФ). С учетом вычисленных ранее моментных характеристик, АКФ многолучевого сигнала может быть записана в следующем виде:

$$\begin{aligned}R(\tau) &= \frac{E[\tilde{S}(t)\tilde{S}^*(t+\tau)]}{\sqrt{E[\tilde{S}(t)\tilde{S}^*(t)]E[\tilde{S}(t+\tau)\tilde{S}^*(t+\tau)]}} = \\ &= \frac{E[A_C(t)A_C(t+\tau)]}{\sigma_Q^2} = \frac{E[A_S(t)A_S(t+\tau)]}{\sigma_Q^2} = R_I(\tau)\end{aligned}, \quad (10)$$

где “*” означает операцию комплексного сопряжения, $R_I(\tau)$ — АКФ квадратуры сигнала. Выразим АКФ суммарного сигнала через характеристики корреляции парциальных лучей.

Сначала рассмотрим простейшую модель суперпозиции двух независимых центрированных случайных процессов $\xi_1(t)$ и $\xi_2(t)$, стационарных хотя бы в широком смысле:

$$\xi(t) = \xi_1(t) + \xi_2(t). \quad (11)$$

Несложно показать, что АКФ суммарного процесса $\xi(t)$ вычисляется по формуле

$$\begin{aligned}R_\xi(\tau) &= \frac{E[\xi(t)\xi^*(t+\tau)]}{\sqrt{E[\xi(t)\xi^*(t)]E[\xi(t+\tau)\xi^*(t+\tau)]}} = \\ &= \frac{\sigma_1^2}{\sigma_1^2 + \sigma_2^2} R_1(\tau) + \frac{\sigma_2^2}{\sigma_1^2 + \sigma_2^2} R_2(\tau),\end{aligned}\quad (12)$$

где $\sigma_1^2 = D[\xi_1(t)]$, $\sigma_2^2 = D[\xi_2(t)]$, $R_1(\tau)$ — АКФ случайной компоненты $\xi_1(t)$, $R_2(\tau)$ — АКФ случайной компоненты $\xi_2(t)$, $D[x]$ — оператор дисперсии. Формула (12) показывает, что АКФ суммарного процесса $\xi(t)$ определяется энергетическим вкладом каждой из компонент.

Путем математической индукции формула (12) легко обобщается на случай n -компонентной смеси многолучевого сигнала:

$$R(\tau) = \frac{\sum_{i=1}^n \sigma_i^2 R_i(\tau)}{\sum_{i=1}^n \sigma_i^2}, \quad (13)$$

где σ_i^2 — дисперсия (мощность флуктуаций) в i -м парциальном луче, $R_i(\tau)$ — АКФ флуктуаций в i -м парциальном луче. Формула (13) легко обобщается на случай присутствия в сигнале неслучайной компоненты (например, луча прямой видимости):

$$R(\tau) = \frac{\sigma_0^2 R_0(\tau)}{\sigma_0^2 + \sum_{i=1}^n \sigma_i^2} + \frac{\sum_{i=1}^n \sigma_i^2 R_i(\tau)}{\sigma_0^2 + \sum_{i=1}^n \sigma_i^2}, \quad (14)$$

где $\sigma_0^2 = \frac{\langle A_0^2 \rangle}{2}$ — мощность колебаний, A_0 — амплитуда колебаний, а $R_0(\tau)$ — АКФ детерминированного луча. Величина $\sigma_Q^2 = \sum_{i=1}^n \sigma_i^2$ имеет смысл дисперсии квадратур. В литературе также вводится в рассмотрение коэффициент Райса

$$k_R = \frac{\sigma_0^2}{\sigma_Q^2} = \frac{A_0^2}{2\sigma_Q^2},$$

характеризующий вклад неслучайной компоненты в многолучевой сигнал. В частности, при $k_R = 0$ сигнал $\tilde{S}(t)$ содержит лишь хаотические флуктуации.

В новых обозначениях соотношение (14) принимает вид

$$R(\tau) = \frac{k_R}{k_R + 1} R_0(\tau) + \frac{1}{k_R + 1} \sum_{i=1}^n \frac{\sigma_i^2 R_i(\tau)}{\sigma_Q^2}. \quad (15)$$

Если далее предположить, что все лучи являются статистически равноценными и обладают равными дисперсиями, то формула (15) принимает особенно простой вид

$$R(\tau) = \frac{k_R}{k_R + 1} R_0(\tau) + \frac{1}{k_R + 1} R_1(\tau). \quad (16)$$

Из (16) следует, что АКФ многолучевого сигнала, сформированного наложением статистически независимых лучей с равными дисперсиями, не зависит от количества лучей n .

2. МЕТОДИКА ФИЗИЧЕСКОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ МНОГОЛУЧЕВОЙ СРЕДЫ

Методика физического моделирования многолучевой среды схематично иллюстрируется рис. 1. В заданном тестовом помещении (либо в условиях открытой местности) устанавливаются приемопередатчики A и B с идентичными техническими характеристиками. Для определенности, пусть устройство A является передатчиком, а устройство B — приемником. Для синтеза многолучевой среды дополнительно размещается массив $(n - 1)$ аппаратных имитаторов рассеивателей $\{S_1, S_2, \dots, S_{n-1}\}$, каждый из которых представляет собой миниатюрный передатчик с антенной.

На аппаратном уровне система имитаторов $\{S_1, S_2, \dots, S_{n-1}\}$ может являться гетерогенной, однако их сигналы должны быть идентичными сигналу передатчика A . Вторым обязательным условием является когерентность (синхронность по фазе) сигналов устройства A и имитаторов $\{S_1, S_2, \dots, S_{n-1}\}$, что достигается синхронизацией устройств от единого стандарта частоты. Элементы установки должны соединяться экранированными кабелями.

Часть имитаторов может находиться в пассивном режиме и активироваться по мере необходимости. Для имитации статистически неоднородной среды в системе имитаторов может задаваться необходимое распределение мощности сигналов $\{P_1, P_2, \dots, P_{n-1}\}$. Для эмуляции динамического поведения среды сигналы имитаторов могут подвергаться произвольной квадратурной амплитудной модуляции $\{A_i(t) \cdot \exp[j\phi_i(t)]\}_n$, $\{1 \leq i \leq n\}$, что позволяет имитировать как эффект перемещения рассеивателей в пространстве, так и вариацию коэффициентов рассеяния. В частности, для моделирования канала Райса достаточно зафиксировать на одном из имитаторов амплитуду и фазу сигнала: $A_i(t) = \text{const}$, $\phi_i(t) = \text{const}$.

Все приемопередающие устройства могут быть реализованы на базе программно-определяемых радиоплатформ (ПОР) и программироваться с единого управляющего компьютера ПК по протоколу локальной компьютерной сети Ethernet.

Описанная методика моделирования позволяет относительно простыми техническими средствами воспроизводить многолучевые среды с разнообразными физическими свойствами. Некоторые погрешности могут вноситься переотражениями сигнала от окружающих объектов и элементов установки. Для минимизации данного эффекта рекомендуется развертывание установки в безэховой камере либо на открытой площадке при большой высоте подвеса антенн. При реализации установки в замкнутом помещении нежелательные переотражения сигнала неизбежны, однако их мощность

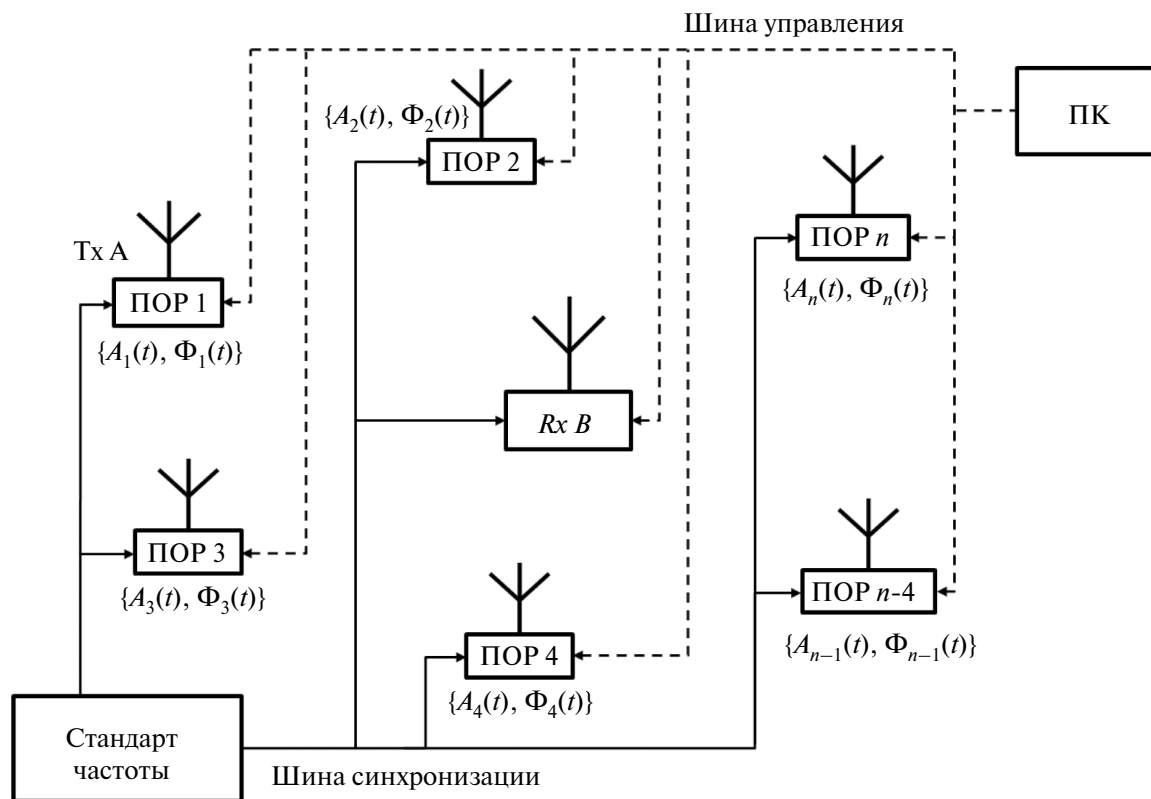


Рис. 1. Схематичный план установки для физического моделирования контролируемой многолучевой среды.

в среднем на 10...13 дБ ниже мощности сигнала антенны A [3], что во многих случаях может считаться незначительным.

Даже в условиях существования дополнительных переотражений в среднем сохраняется соотношение количества парциальных волн при активации различного числа n имитаторов рассеивателей. Последнее, в частности, позволяет исследовать сходимость принимаемого сигнала к гауссовскому процессу.

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

В проведенных экспериментах основной задачей являлось воссоздание хаотичного многолучевого канала связи согласно модели Джейкса, использованной в [5] при оценке сходимости сигнала к гауссовскому процессу. С учетом полученной в [5] теоретической оценки, количество аппаратных имитаторов рассеивателей было ограничено величиной $(n - 1) = 6$ (помимо парциального луча от передатчика A).

Физическая модель многолучевой среды реализовывалась в условиях лабораторного помещения размерами $18 \text{ м} \times 8 \text{ м}$. Пункты A и B были выполнены на базе программно-конфигурируемых радиоплатформ Ettus Research USRP N210, размещенных на расстоянии 12 м. Массив из $(n - 1) = 6$ имитаторов рассеивателей $\{S_1, S_2, \dots, S_6\}$, реализованных на базе ПОР Adalm Pluto+, равномерно распределялся

в пределах лабораторного помещения с целью обеспечения наибольшей пространственной дисперсии. Расстояния излучающих антенн до точки приема B составляли $\{2.5; 3.1; 4.3; 7.1; 7.4; 12.0; 12.3\}$ м. Все ПОР-устройства были укомплектованы штыревыми антеннами диапазона GSM 900/1800.

Синхронизация передатчика, приемника и имитаторов рассеивателей осуществлялась по коаксиальному кабелю от рубидиевого стандарта частоты Pendulum Instruments GPS-12RG, оснащенного шестью когерентными выходами синхросигналов частотой 10 МГц. В качестве пункта управления установкой (ПК на рис. 1) использовался ноутбук со специализированным программным обеспечением, разработанным в свободно распространяемой среде GNU Radio. Распределение управляющих сигналов по сети ПОР-устройств осуществлялось с помощью 10-портового сетевого коммутатора DES-1010D.

Устройствами A и $\{S_1, S_2, \dots, S_6\}$ излучались когерентные радиосигналы на несущей частоте 900 МГц мощностью 10 мВт. На приемной стороне (в устройстве B) с частотой дискретизации 10 кГц осуществлялась запись выборки отсчетов I - и Q -квадратур сигнала. Длительность накопления каждой выборки составляла $T = 300$ с.

Для удовлетворения условиям центральной предельной теоремы перед проведением эксперимента мощности всех семи излучающих антенн

выравнивались. Для этого поочередно активировалась каждая из передающих антенн и по показаниям спектроанализатора в точке B подстраивалась мощность передатчика соответствующей ПОР. Для имитации случайной изменчивости канала, обусловленной, например, перемещением сторонних объектов или устройств связи, излучаемые радиосигналы модулировались по фазе броуновским процессом. Физическое перемещение антенн было исключено с целью сохранения достигнутого ранее равенства мощностей всех парциальных лучей в точке приема B .

Каждой антенне приписывался уникальный закон фазовой модуляции $\Phi_i(t)$, статистически независимый от законов модуляции других антенн:

$$\Phi_i(t) = \frac{2\pi}{\lambda} \sqrt{x_i^2(t) + y_i^2(t)}, \quad (17)$$

где $\lambda \sim 33$ см — длина волны несущей частоты f_0 ,

вектор $\{x_i(t), y_i(t)\} \sim N_2\left(\begin{bmatrix} 0 \\ 0 \end{bmatrix}, \begin{bmatrix} \sigma^2 t & 0 \\ 0 & \sigma^2 t \end{bmatrix}\right)$ — i -я реализация двумерного винеровского процесса с коэффициентом диффузии σ^2 .

Путем изменения параметра σ^2 варьировалась скорость статистической динамики эмулируемой многолучевой среды. Для достижения равномерности распределения фазы лучей коэффициент диффузии задавался исходя из условия

$$\frac{2\pi}{\lambda} \sqrt{\sigma^2 T} \gg \frac{\pi}{\sqrt{3}}. \quad (18)$$

В экспериментах рассматривалось два значения коэффициента диффузии, удовлетворявших условию (18): $\sigma^2 = 8$ м²/с и $\sigma^2 = 16$ м²/с.

Для имитации более сложных процессов, таких как коллективные движения рассеивателей, может предусматриваться статистическая зависимость законов модуляции имитаторов.

Необходимо отметить, что в прикладных задачах, связанных с анализом и использованием многолучевых радиосигналов, наличие статистически связанных компонент является распространенной ситуацией. Предлагаемая методика и экспериментальная установка по физическому моделированию среды позволяет исследовать не только статистически независимые компоненты многолучевого сигнала, но и компоненты с заданной модельной взаимной корреляционной функцией.

4. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

4.1. Случайные вариации параметров многолучевого сигнала

В ходе серии экспериментов количество активных антенн, формировавших парциальные лучи в точке приема B , постепенно повышалось от

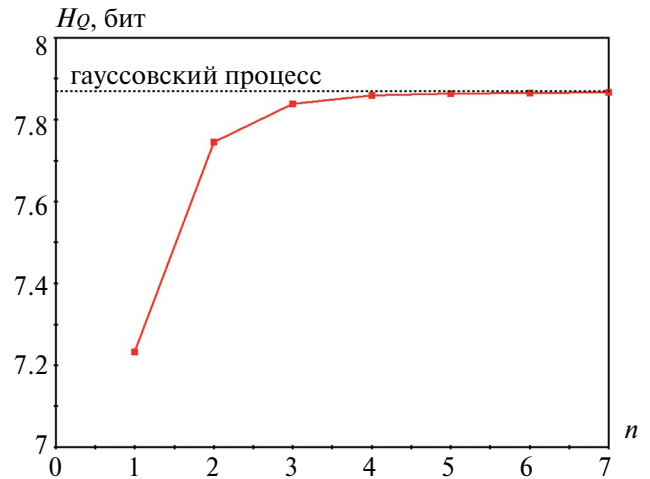


Рис. 2. Зависимость энтропии квадратур сигнала от числа парциальных лучей.

$n = 1$ до $n = 7$. Все лучи имели равные мощности $P = 10$ мВт, постоянные во времени амплитуды и независимые законы случайной фазовой модуляции $\Phi_i(t)$, $1 \leq i \leq 7$, сгенерированные в соответствии с реализациями винеровского процесса $\{x_i(t), y_i(t)\}$. При каждом значении n в точке B накапливалась выборка отсчетов $\{x_I, x_Q\}$ I - и Q -квадратур сигнала объемом 3×10^6 . На основании этих данных были вычислены выборки соответственно огибающей и фазы радиосигнала, регистрируемого в точке B :

$$A = \sqrt{x_I^2 + x_Q^2},$$

$$\varphi = \arctg(x_Q / x_I).$$

Фрагменты экспериментальных записей вариации основных параметров радиосигнала, полученных при коэффициенте диффузии рассеивателей $\sigma^2 = 8$ м²/с (относительно приемника B), представлены в табл. 1. В случае $n = 1$ сигнал излучался только передатчиком A , в случае $n > 1$, помимо передатчика A , активировалось ровно $(n - 1)$ имитаторов рассеивателей.

Из табл. 1 видно, что в отсутствие многолучевого фединга (при $n = 1$), амплитуда сигнала оставалась постоянной и испытывала лишь шумовые флуктуации. При этом фаза сигнала описывалась уравнением (17). Начиная с $n = 2$ возникал эффект федингования сигнала. По мере увеличения количества лучей медианная амплитуда возрастала примерно по закону $\langle A \rangle \sim \sqrt{n} \langle A_1 \rangle$. Помимо этого наблюдалось усложнение стохастической структуры замираний, что также подтверждается эмпирическими оценками энтропии квадратур H_Q , представленными на рис. 2.

При построении зависимости $H_Q(n)$ из выборочных оценок энтропии вычитался член $\log_2 \sqrt{n}$, учитывавший увеличение дисперсии квадратур за счет роста мощности сигнала. Из рис. 2 видно, что

Таблица 1. Экспериментальные записи вариаций многолучевого сигнала

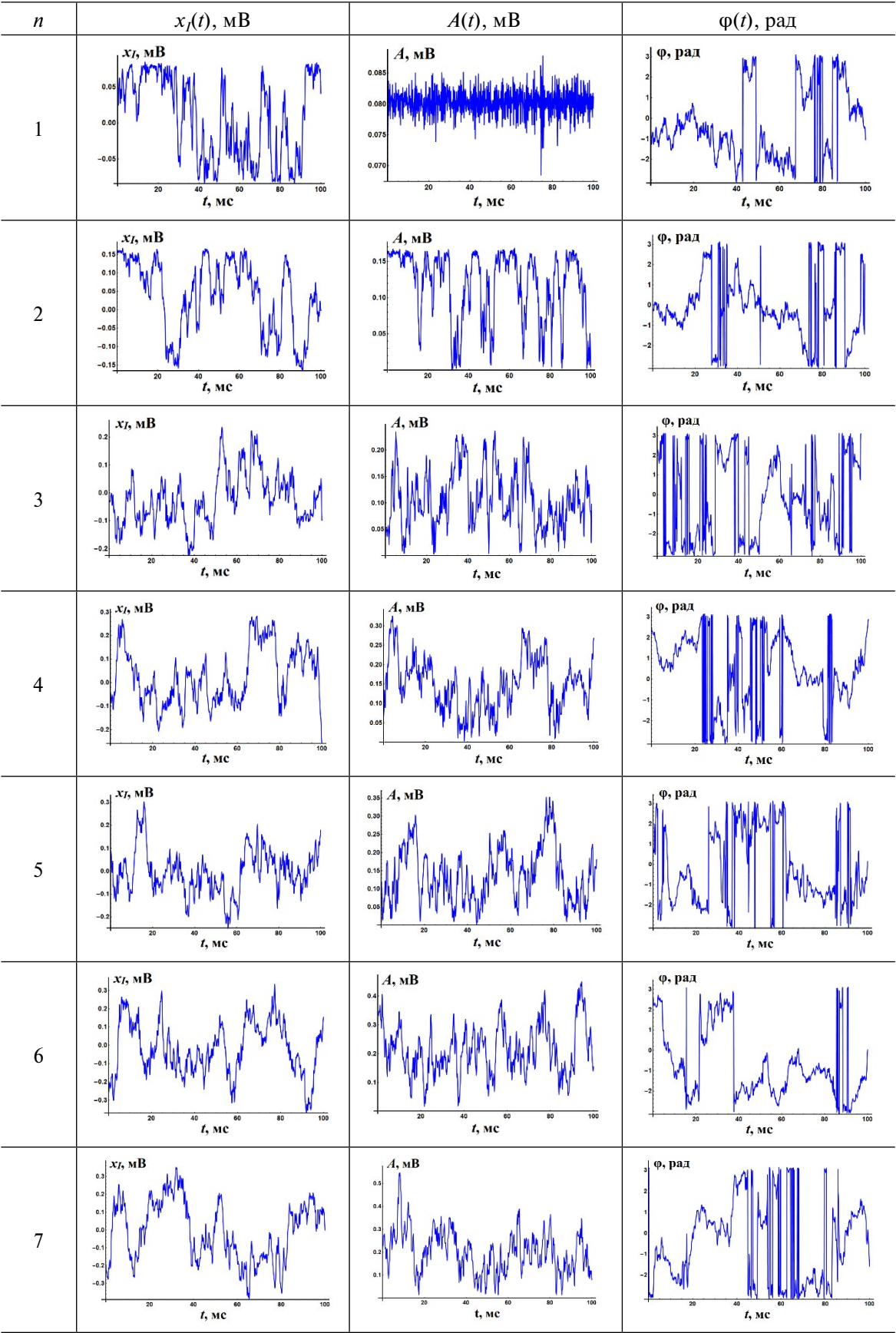


Таблица 2. Эмпирические законы распределения параметров сигнала

n	$x_I(t)$, мВ	$A(t)$, мВ	$x_I(t)$, мВ (теоретический расчет)
1			
2			
3			
4			
5			
6			
7			

Примечания: сплошные кривые — гипотетические законы распределения соответствующих параметров: нормальное распределение для квадратуры, распределение Рэля — для огибающей, пунктир — теоретические кривые плотности вероятности нормального распределения с дисперсией σ_Q^2 .

Таблица 3. Результаты проверки статистической гипотезы о нормальном распределении квадратур сигнала в среде Wolfram Mathematica

Статистический тест	Статистика теста	<i>P</i> -уровень значимости
Андерсона–Дарлинга	13.320	6.59×10^{-11}
Барингхауза–Хенце	14.202	1.98×10^{-11}
Крамера–Мизеса	1.963	0
Харке–Бера (скорректированный)	144.638	0
Мардиа (комбинированный)	144.638	0
Мардиа (по эксцессу)	−10.982	4.68×10^{-28}
Мардиа (по асимметрии)	24.113	9.08×10^{-7}
Хи-квадрат Пирсона	290.960	1.33×10^{-26}

с ростом числа лучей *n* приведенная энтропия квадратур асимптотически стремилась к теоретическому максимуму $\log_2 \sqrt{2\pi e \sigma_1^2}$, соответствующему энтропии гауссовского процесса. Величина $\sigma_1^2 \sim P$ пропорциональна мощности одного излучателя.

4.2. Вероятностные свойства параметров сигнала

В табл. 2 представлены эмпирические гистограммы *I*-квадратуры x_I и огибающей *A* принятого сигнала, полученные после статистической обработки измерений. Выборочная оценка параметров гипотетических распределений осуществлялась по методу максимального правдоподобия с помощью процедуры EstimatedDistribution пакета программ Wolfram Mathematica 11.2.

Гистограммы фазы при любых значениях *n* были близки к равномерному распределению на отрезке $\varphi \in [-\pi; \pi]$ и ввиду их малой информативности в табл. 2 не представлены. Вместо гистограмм фазы приведены теоретические кривые плотности вероятности квадратур, построенные путем численных расчетов по формулам (4)–(6) с учетом арксинусного закона распределения квадратур лучей (9).

Из табл. 2 видно, что между эмпирическими гистограммами и теоретическими кривыми плотности вероятности квадратур наблюдается хорошее соответствие. Что касается распределения огибающей при *n* = 1, то оно обуславливалось каналным шумом и было близким к распределению Рэлея с низкой дисперсией. По мере повышения числа *n* активных антенн наблюдалась постепенная сходимость регистрируемого сигнала к гауссовскому процессу, однако даже для теоретических кривых при максимальном количестве лучей *n* = 7 удовлетворительного соответствия не достигалось.

Для более объективной оценки близости сигнала к гауссовскому процессу была выполнена проверка статистической гипотезы о нормальном законе распределения квадратур. Тестирование выборки квадратур проводилось в среде Wolfram Mathematica 11.2 с помощью процедуры DistributionFitTest.

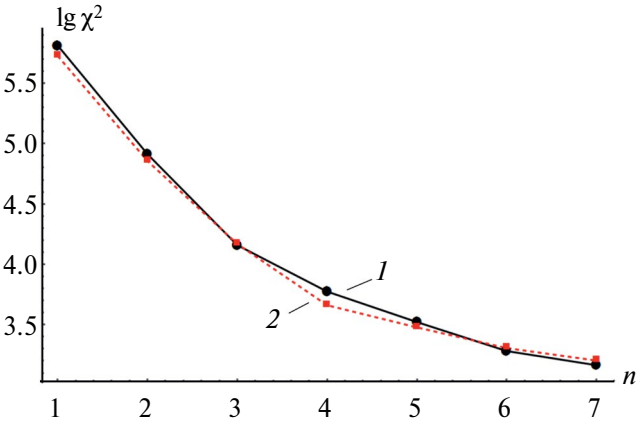


Рис. 3. Статистика критерия хи-квадрат Пирсона для гипотезы о нормальном законе распределения квадратур сигнала: $\sigma^2 = 8 \text{ м}^2/\text{с}$ (1) и $16 \text{ м}^2/\text{с}$ (2).

Результаты тестирования при *n* = 7 по нескольким распространенным статистическим критериям представлены в табл. 3. Согласно результатам тестирования, гипотеза о нормальном распределении не отвергается лишь при ничтожно низком уровне значимости, что фактически соответствует несостоятельности данной гипотезы.

На рис. 3 представлены результаты расчета статистики хи-квадрат критерия Пирсона для гипотезы о нормальном распределении квадратур при различном числе активных антенн. Графики построены в логарифмическом масштабе по оси ординат. Для заданного объема выборки 3×10^6 процедурой PearsonChiSquareTest среды Wolfram Mathematica 11.2 рекомендовано использовать 380 степеней свободы.

По мере повышения количества парциальных лучей *n* значение статистики хи-квадрат уменьшалось с $\chi^2 = 649041$ при *n* = 1 до $\chi^2 = 1459$ при *n* = 7. Указанные значения, тем не менее, значительно превосходят критическую границу $\chi_\alpha^2 = 426.5$ при уровне значимости $\alpha = 0.05$, что свидетельствует об отвержении гипотезы о нормальном распределении. Незначительное снижение меры отклонения

наблюдалось при удвоении коэффициента σ^2 диффузии рассеивателей. По всей видимости, это объясняется большей репрезентативностью ограниченной по времени T выборки за счет более высокой скорости статистической динамики среды.

Несмотря на предпринятые в ходе экспериментов усилия по синтезу канала с наибольшей хаотичностью, даже при $n = 7$ лучах не удалось добиться удовлетворительной сходимости регистрируемого радиосигнала к гауссовскому процессу. Полученные результаты свидетельствуют о возможной необходимости пересмотра ряда предыдущих экспериментальных [3, 4] и теоретических [5] оценок скорости сходимости распределения многолучевого сигнала к нормальному закону.

4.3. Корреляционные характеристики сигнала

Наряду с законами распределения параметров сигнала важной характеристикой канала является время когерентности $\Delta\tau$. Данная величина определяется по АКФ сигнала $R(\tau)$. В разд. 1 (формула

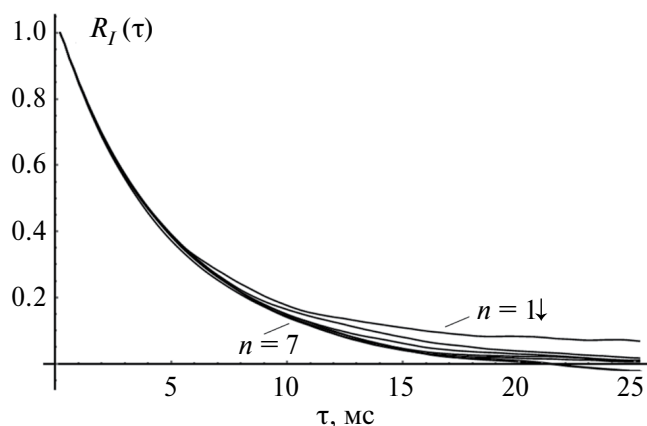


Рис. 4. Автокорреляционная функция сигнала в точке B ($\sigma^2 = 8 \text{ м}^2/\text{с}$): $n = 1 \dots 7$ (кривые сверху вниз).

(16)) было показано, что в случае статистической равнозначности лучей их количество не влияет на профиль АКФ. Для экспериментальной проверки этого теоретического вывода были построены эмпирические АКФ квадратур сигнала в точке B при различном количестве n активных излучателей. Соответствующие результаты обработки представлены на рис. 5 для случая $\sigma^2 = 8 \text{ м}^2/\text{с}$.

Профили эмпирических АКФ, представленных на рис. 4, в целом подтверждают справедливость формулы (16) при $k_R = 0$. Профили АКФ проявляют существенную индифферентность к числу лучей. Небольшие различия наблюдаются лишь в области низких корреляций, что может объясняться воздействием шумов, а также некоторыми погрешностями реализации эксперимента.

Следует отметить, что оценка времени когерентности канала $\Delta\tau$ зависит от используемого параметра сигнала. Наиболее надежная оценка основывается на наблюдении АКФ квадратур. Для наглядной демонстрации этого обстоятельства на рис. 5 представлены эмпирические АКФ квадратуры Q , огибающей A и фазы φ сигнала, записанного в точке B . Сопоставление кривых на рис. 5 показало, что наибольшим интервалом корреляции обладали квадратуры сигнала, что закономерно, так как квадратуры несут большую информацию о структуре сигнала и о присутствующих в нем статистических связях. При этом в области высоких корреляций ($R > 0.35$) наибольшая скорость спада наблюдалась у фазы сигнала φ , в то время как в области низких корреляций ($R \leq 0.35$) наименьшим интервалом корреляции обладали отсчеты огибающей сигнала A . Таким образом, оценка времени когерентности канала по АКФ огибающей может приводить к заниженным значениям $\Delta\tau$.

Аналогичные результаты наблюдались и при удвоении скорости статистической динамики канала (рис. 6б). При повышении коэффициента

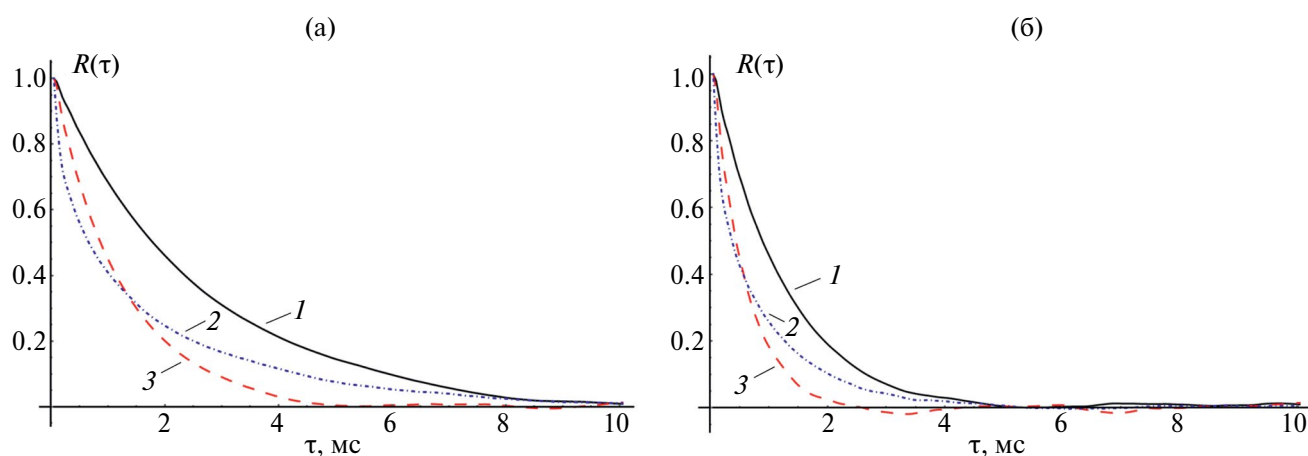


Рис. 5. Сопоставление эмпирических корреляционных функций параметров сигнала в точке B при $\sigma^2 = 8 \text{ м}^2/\text{с}$ (а) и $16 \text{ м}^2/\text{с}$ (б) ($n = 7$): 1 — I -квадратура x_i ; 2 — фаза φ ; 3 — огибающая A .

σ^2 диффузии рассеивателей интервал корреляции закономерно уменьшился примерно в два раза: с 5 мс (при $\sigma^2 = 8 \text{ м}^2/\text{с}$) до 2.5 мс (при $\sigma^2 = 16 \text{ м}^2/\text{с}$) по уровню корреляции 0.2. Указанное поведение корреляционных функций сигнала согласуется с известными теоретическими моделями корреляционных характеристик [3, 5, 36].

Таким образом, проведенные эксперименты в целом подтвердили адекватность теоретической модели корреляционных характеристик сигнала, изложенной в разд. 1. В частности, была экспериментально показана независимость профиля АКФ от количества парциальных лучей в случае равенства их дисперсий. Данное обстоятельство существенно упрощает описание многолучевого канала при проведении как теоретических, так и экспериментальных исследований.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе рассмотрена методика синтеза многолучевой среды с заданными характеристиками в лабораторных условиях. С помощью описанной методики проведены экспериментальные исследования по сходимости многолучевого сигнала к гауссовскому процессу по мере повышения количества парциальных лучей n от 1 до 7. Проведенные эксперименты подтвердили равномерную сходимость сигнала к гауссовскому процессу, однако даже при $n = 7$ парциальных лучах гипотеза о нормальном процессе не подтвердилась.

Полученные результаты свидетельствуют о возможной необходимости пересмотра ряда более ранних экспериментальных [3, 4] и теоретических [5] оценок скорости сходимости многолучевого сигнала к гауссовскому процессу. В частности, выводы теоретического исследования [34] о необходимости не менее десяти парциальных лучей лучше согласуются с полученными экспериментальными данными.

Экспериментально показано, что даже с учетом коррекции на повышение дисперсии сигнала энтропия квадратур растет при увеличении количества лучей. Последнее указывает на усложнение стохастической структуры интерференционных вариаций параметров сигнала по мере роста n .

Получено экспериментальное подтверждение независимости корреляционных характеристик сигнала от числа лучей в случае их статистической равнозначности.

Авторы данной работы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена при финансовой поддержке правительства Российской Федерации в рамках

“Программы стратегического академического лидерства Казанского (Приволжского) федерального университета”.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Saunders S.R., Argo-Zavala A.* Antennas and Propagation for Wireless Communication Systems. N.Y.: Wiley, 2007.
2. *Кеннеди Р.* Каналы связи с замираниями и рассеянием. М.: Сов. радио, 1973.
3. *Пономарев Г.А., Куликов А. М., Тельпуховский Е. Д.* Распространение УКВ в городе. Томск: МП “Раско”, 1991.
4. *Parsons J. D.* The Mobile Radio Propagation Channel. N.Y.: John Wiley & Sons, 2000.
5. *Patzold M.* Mobile Fading Channels. N.Y.: John Wiley & Sons, 2002.
6. *Proakis J.G., Salehi M.* Digital Communications. McGraw-Hill, 2008.
7. *Molisch A. F.* Wireless Communications. Wiley, 2011.
8. *Blaunstein N.* // J. Communications and Networks. 2000. V. 2. № 4. P. 305.
9. *Blaunstein N., Toeltsch M., Laurila J. et al.* // IEEE Trans. 2006. V. AP-54. № 10. P. 2902.
10. *Zhang J., Duong T. Q., Marshall A., Woods R.* // IEEE Access. 2016. V. 4. P. 614.
11. *Zeng K.* // IEEE Commun. Mag. 2015. V. 53. № 6. P. 33.
12. *Hyadi A., Rezki Z., Alouini M.-S.* // IEEE Access. 2016. V. 4. P. 6121.
13. *Zhang J., He B., Duong T. Q., Woods R.* // IEEE Commun. Lett. 2017. V. 21. № 4. P. 961.
14. *Wallace J.W., Sharma R. K.* // IEEE Trans. 2010. V. IFS-5. № 3. P. 381.
15. *Peng Y., Wang P., Xiang W., Li Y.* // IEEE Trans. 2017. V. WC-16. № 8. P. 5176.
16. *Рытов С.М., Кравцов Ю. М., Титарский В. И.* Введение в статистическую радиофизику. Ч. 2. Случайные поля. М.: Наука, 1978.
17. *Liu H., Yang J., Wang Y. et al.* // IEEE Trans. 2014. V. MC-13. № 12. P. 2820.
18. *Bai L., Zhu L., Liu J. et al.* // J. Commun. Inform. Networks. 2020. V. 5. № 3. P. 237.
19. *Premnath S.N., Jana S., Croft J. et al.* // IEEE Trans. Mob. Comput. 2013. V. 12. № 5. P. 917.
20. *Upadhyay R., Singh S., Trivedi V., Soni A.* // Proc. Int. Conf. Adv. Computation and Telecomm. Bhopal. 28–29 Dec. N.Y.: IEEE, 2018. № 8933725.
21. *Gohring M., Schmitz R.* // Proc. 2nd World Forum on Internet of Things. Milan. 14–16 December. N.Y.: IEEE, 2015. № 7389145.
22. *Topal O.A., Kurt G. K., Ozbek B.* // IEEE Wireless Commun. Lett. 2017. V. 6. № 6. P. 766.

23. *Huth C., Guillaume R., Strohm T., Duplys P.* // Computer Networks. 2016. V. 109(1). P. 84.
24. *Leung-Yan-Cheong S., Hellman M.* // IEEE Trans. 1978. V. IT-24. № 4. P. 451.
25. *Gopala P.K., Lai L., Gamal El H.* // IEEE Trans. 2008. V. IT-54. № 10. P. 4687.
26. *Edman M., Kiayias A., Yener B.* // Proc. 4th Eur. Worksh. on System Security. Salzburg. 10 Apr. N.Y.: ACM, 2011. № 8.
27. *Pasolini G., Dardari D.* // IEEE Trans. 2015. V. WC-14. № 6. P. 3429.
28. *Edman M., Kiayias A., Tang Q., Yener B.* // IEEE Trans. 2016. V. IFS-11. № 8. P. 1796.
29. *He B., Zhou X., Swindlehurst A.L.* // IEEE Trans. 2016. V. WC-15. № 10. P. 6913.
30. *Jin H., Huang K., Jin L. et al.* // Proc. 4th Int. Conf. on Computer and Comms. Chengdu. 07–10 December. N.Y.: IEEE, 2018. P. 226.
31. *Ji Z., Zhang Y., He Z. et al.* // IEEE Wireless Commun. Lett. 2020. V. 9. № 5. P. 693.
32. *Rottenberg F., Nguyen T.-H., Dricot J.-M. et al.* // IEEE Trans. 2021. V. TCOM-69. № 3. P. 1868.
33. *Zhu R., Shu T., Fu H.* // Wireless Networks. 2021. V. 27. P. 4853.
34. *Rafiq G., Patzold M.* // Proc. 20th Int. Symp. Personal, Indoor and Mobile Radio Comms. Tokyo. 13–16 Sept. N.Y.: IEEE, 2009. P. 1103.
35. *Тихонов В. И.* Нелинейные преобразования случайных процессов. М.: Радио и связь, 1986.
36. Rec. ITU-R P. 1407–6. Int. Telecomm. Union, 2017.
37. *Fleury B.H., Tschudin M., Heddergott R. et al.* // IEEE J. Sel. Areas Commun. 1999. V. 17. № 3. P. 434.
38. *Chong C.-C., Tan C.-M., Laurenson D. I. et al.* // IEEE Trans. 2005. V. AP-4. № 4. P. 1539.
39. *Salmi J., Richter A., Koivunen V.* // IEEE Trans. 2009. V. SP-57(4). P. 1538.
40. *Jost T., Wang W., Fiebig U.-C., Perez-Fontan F.* // IEEE Trans. 2012. V. AP-60. № 10. P. 4875.
41. *Ghoraishi M., Takada J., Imai T.* // IEEE Trans. 2006. V. AP-54. № 11. P. 3473.
42. *Goel K., Adam N.* // IEEE Trans. 2012. V. GRS-50. № 6. P. 2355.
43. *Seijo O., Val I., Lopez-Fernandez J.A.* // IEEE Access. 2020. V. 8. P. 175576.
44. *Graur O., Islam N., Henkel W.* // Proc. Globecom Workshops. Washington. 04–08 Dec. N.Y.: IEEE, 2016. № 7849013.
45. *Левин Б. П.* Теоретические основы статистической радиотехники. М.: Сов. радио, 1969. Кн. 1.
46. *Suzuki H.* // IEEE Trans. 1977. V. TCOM-25. № 7. P. 673.

PHYSICAL EMULATION OF CONTROLLED MULTIPATH RADIO PROPAGATION ENVIRONMENT

**A. I. Sulimov*, A. A. Galiev, R. R. Latypov, O. N. Sherstyukov, A. D. Smolyakov,
R. F. Khaliullin, A. V. Karpov**

*Kazan Federal University,
18th Kremlyovskaya Str., Kazan, 420018 Russian Federation
E-mail: asulimo@gmail.com

Received June 29, 2023; revised July 17, 2023; accepted August 3, 2023

The paper presents a new method for physical modeling of a multipath radio propagation environment with desired properties using a set of software-defined radio units. Using this method the authors conduct an experimental study on the convergence rate of a received multipath radio signal to a Gaussian random process as the number of multipath channel taps rises. The experiments showed that seven or less multipath taps are insufficient for accepting the statistical hypothesis of a Gaussian random process for the received signal, which revises previous theoretical studies. For the case of equal variances of all multipath taps the experiments verified the independence of the signal correlation function on the number of the taps. The obtained experimental data are fitted well to the classical theoretical models of multipath channels.

Keywords: multipath channels, fast fading, random processes, probabilistic model, statistical testing, software defined radio, frequency synchronization

ТЕОРИЯ И МЕТОДЫ ОБРАБОТКИ СИГНАЛОВ

УДК 528.8, 528.83

КОМБИНИРОВАННЫЕ СПУТНИКОВЫЕ СРЕДСТВА ОБНАРУЖЕНИЯ И МОНИТОРИНГА МЕЗОМАСШТАБНЫХ КОНВЕКТИВНЫХ КОМПЛЕКСОВ¹

© 2024 г. В. П. Саворский*, А. П. Чернушич, О. Ю. Панова, О. О. Кузнецов

Фрязинский филиал Института радиотехники и электроники им. В. А. Котельникова РАН,
пл. Введенского, 1, Фрязино Московской обл., 141190 Российская Федерация

*E-mail: savor@inbox.ru

Поступила в редакцию 28.10.2023 г.

После доработки 15.04.2024 г.

Принята к публикации 25.04.2024 г.

Рассмотрена возможность повышения точности восстановления интенсивности дождевых осадков по данным космических наблюдений атмосферных мезомасштабных конвективных комплексов (МКК). Показано, что гарантированное обнаружение МКК требует комплексного наблюдения земной атмосферы в ИК- и СВЧ-диапазонах. Проведенный анализ показал, что для повышения точности восстановления необходимы квазисинхронные измерения с геостационарных платформ в ИК-диапазоне и наблюдений с полярно-орбитальных платформ в СВЧ-диапазоне. Метод, разработанный на основе анализа характеристик МКК и возможностей современных спутниковых систем дистанционного зондирования Земли, обеспечивает высокое временное разрешение системы обнаружения и мониторинга МКК. Получены оценки точности таких квазисинхронных измерений для реально существующих в настоящее время источников космической информации.

Ключевые слова: мезомасштабные конвективные комплексы, опасные атмосферные явления, чрезвычайные ситуации, комплексный мониторинг, спутниковые данные

DOI: 10.31857/S0033849424060108, EDN: IJEIEQ

ВВЕДЕНИЕ

Системы глубокой конвекции развиваются в слоях большой вертикальной мощности и могут занимать всю толщу тропосферы. Мезомасштабные конвективные комплексы (МКК), являясь одними из самых долгоживущих систем глубокой конвекции, представляют собой скопление кучево-дождевых облаков круглой формы с безоблачным пространством в центральной части. МКК характеризуется глубоким влажностным перемешиванием, примыкающим или встроенным в мезомасштабную вертикальную циркуляцию, которая, по крайней мере частично, вызвана конвективными процессами. Зачастую вызывая интенсивные ливни, грозы, шквалы, град, порывы ветра со скоростью более 30 м/с и даже смерчи, МКК формирует непрерывную область осадков размером не менее 100 км, по меньшей мере, в одном из горизонтальных направлений [1] и существует не менее 6 часов.

Повторяемость наблюдений, а соответственно, и временное разрешение существующих

в настоящее время спутников радиометрического СВЧ-зондирования атмосферы составляет не менее 1 сут [2]. Использование данных единичных космических платформ для мониторинга МКК не представляется возможным, поскольку постоянный, без пропусков, мониторинг отдельного МКК при этом невозможен. Решением может быть привлечение комплекса данных всей существующей орбитальной группировки [2]. Но и при применении данных единичной платформы (например, при включении в состав экспериментальной информации исключительно результатов, зарегистрированных отечественными спутниковыми средствами наблюдения), возможно дополнительное улучшение временного разрешения, позволяющее проводить мониторинг МКК. Это, в частности, может быть реализовано при комбинировании данных спутниковых радиометрических СВЧ-комплексов с данными ИК-диапазона, регистрируемыми аппаратурой геостационарных спутников.

Цель работы — развитие комбинированного подхода, базирующегося на совместном использовании спутниковых данных СВЧ- и ИК-диапазонов, для повышения временного разрешения МКК при проведении его мониторинга.

¹Работа была доложена на XXVIII Всероссийской открытой научной конференции «Распространение радиоволн» (23–26 мая 2023 г., Йошкар-Ола).

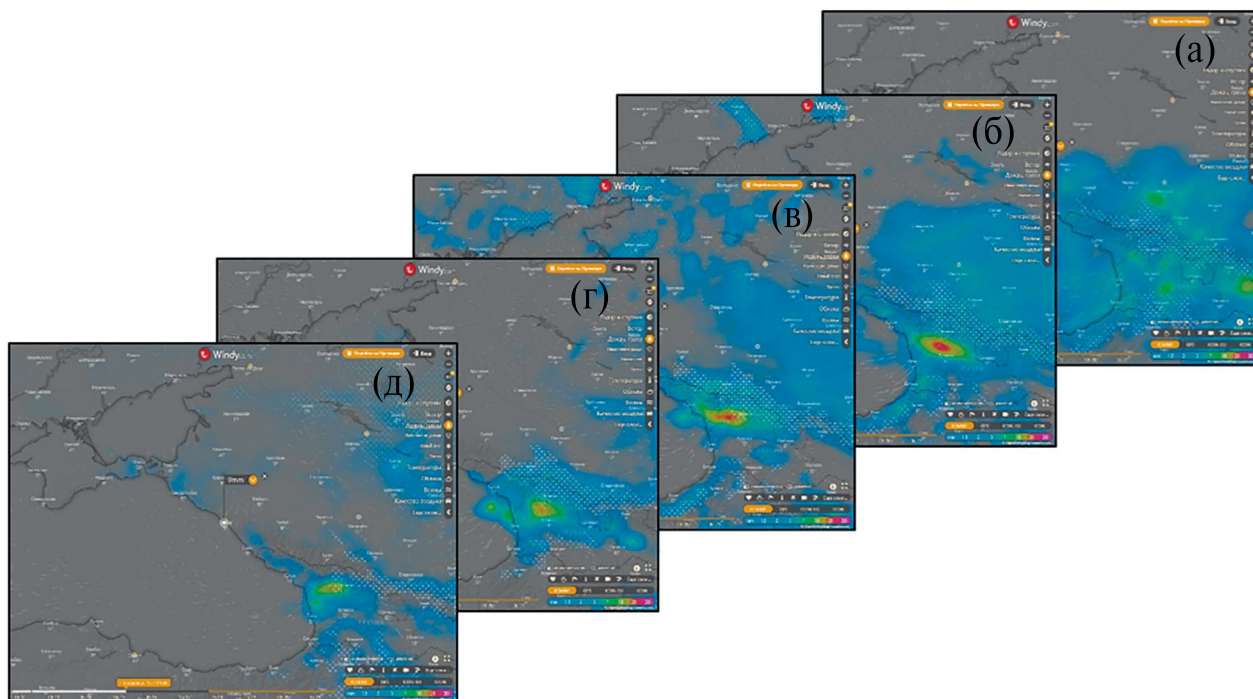


Рис. 1. Динамика развития зоны осадков на Черноморском побережье Кавказа с 13 по 15 мая 2023 г.: а) 13 мая 23:00 UTM, б) 14 мая 11:00 UTM, в) 14 мая 17:00 UTM, г) 14 мая 23:00 UTM, д) 15 мая 11:00 UTM.

1. ХАРАКТЕРИСТИКИ ОБЛАЧНОГО ЩИТА МКК

Мезомасштабные конвективные комплексы являются одними из самых долгоживущих систем глубокой конвекции, развивающихся в слоях атмосферы большой вертикальной протяженности, зачастую занимая всю толщу тропосферы. МКК проявляют себя в виде большого овального (по наблюдениям со спутника) долгоживущего холодного облачного щита [3, 4] и могут давать начало развитию новых кучево-дождевых облаков и их скоплений. В ряде случаев они инициируют развитие мезоциклонов, создавая в своем районе циклоническую циркуляцию.

Конвективные ячейки с максимальными размерами 10...15 км формируют ячеистую структуру МКК. Их совокупная площадь превышает 10^5 км², а продолжительность существования составляет более 6 ч [3, 4]. Формируемый в процессе глубокой конвекции холодный облачный щит МКК, наблюдаемый из космоса, обладает следующими физическими характеристиками:

размеры: А — облачный щит с постоянно низкой температурой инфракрасного (ИК) излучения ≤ -32 °C должен иметь площадь $\geq 10^5$ км²; В — область внутренних холодных облаков с термодинамической температурой ≤ -52 °C должна иметь площадь $\geq 0.5 \times 10^5$ км²;

зарождение: выполняются условия для размеров А и В;

максимальная протяженность: сплошной холодный облачный щит (ИК-температура ≤ -33 °C) достигает максимального размера;

форма: эксцентриситет (малая ось/большая ось) ≥ 0.7 во время максимальной протяженности;

прекращение: характеристики А и В больше не выполняются.

Динамика развития зоны осадков, порожденных мезомасштабным конвективным процессом, представлена на рис. 1 в виде результатов моделирования, проведенного Европейским центром среднесрочных прогнозов погоды (ECMWF) (<http://www.windy.com>).

Следует отметить, что представленные на рис. 1 прогнозируемые результаты совпали с реально наблюдаемыми при последующем мониторинге с расхождением по времени не более чем на 3 ч, а по пространству не хуже чем на 30...100 км.

2. ОСОБЕННОСТИ ТЕПЛОВОГО ЗОНДИРОВАНИЯ МКК В СВЧ- И ИК-ДИАПАЗОНАХ

На рис. 2 в качестве примера представлено поле радиояркостных температур в СВЧ радиометрическом диапазоне в области частоты 89 ГГц (горизонтальная поляризация), измеренных с полярно-орбитальной платформы JAXA GCOM-W1 радиометрическим СВЧ-комплексом AMSR-2 03.04.2023 на 32-м восходящем витке. Измерения проведены

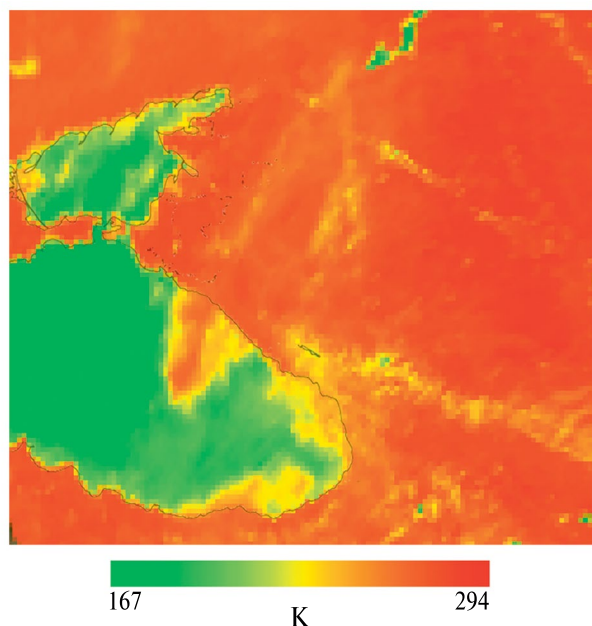


Рис. 2. Радиояркие температуры (в К) в радиометрическом СВЧ-канале диапазона 89 ГГц (горизонтальная поляризация), 03.04.2023; радиометрический СВЧ-комплекс AMSR-2 (ИСЗ JAXA GCOM-W1); виток 32А.

в восточной части Черного моря, где наблюдается аномалия, описываемая контрастом спутниковых радиоярких температур, достигающим 40 К относительно прилегающих участков морской поверхности. Эта аномалия вызвана присутствием кучево-дождевой облачности и, возможно, осадков. Положительный контраст аномалии по отношению

к окружающей водной поверхности указывает на то, что аномалия обусловлена таким возрастанием собственного радиотеплового СВЧ-излучения в нижней приводной части атмосферного слоя, при котором его интенсивность превышает интенсивность собственного излучения морской поверхности.

Следует отметить, что приведенное в данном примере возрастание собственного излучения системы «атмосфера—морская поверхность» не позволяет идентифицировать участок аномалии как зону глубокой конвекции. Это обусловлено тем, что в диапазоне 90 ГГц вклад собственного излучения верхних переохлажденных участков облачного слоя в радиотепловое СВЧ-излучение облачного слоя незначителен по сравнению с величиной суммарной интенсивности излучения всего слоя облаков. Следует также указать на то, что в СВЧ-диапазоне частот менее 90 ГГц проникающая способность электромагнитного излучения в облаках верхних ярусов увеличивается [5], а интенсивность их собственного излучения, соответственно, уменьшается с уменьшением частоты зондирования. При этом вклад верхних ярусов облаков в суммарное радиотепловое излучение уменьшается. Поэтому СВЧ-диапазон частот менее 90 ГГц можно эффективно использовать для исследования нижней тропосферы, в частности, для обнаружения и оценки параметров участков кучево-дождевой облачности. Но в общем случае использование этого СВЧ-диапазона не подходит для исследования верхних ярусов тропосферы, а именно для обнаружения и мониторинга зон глубокой конвекции (ЗГК).

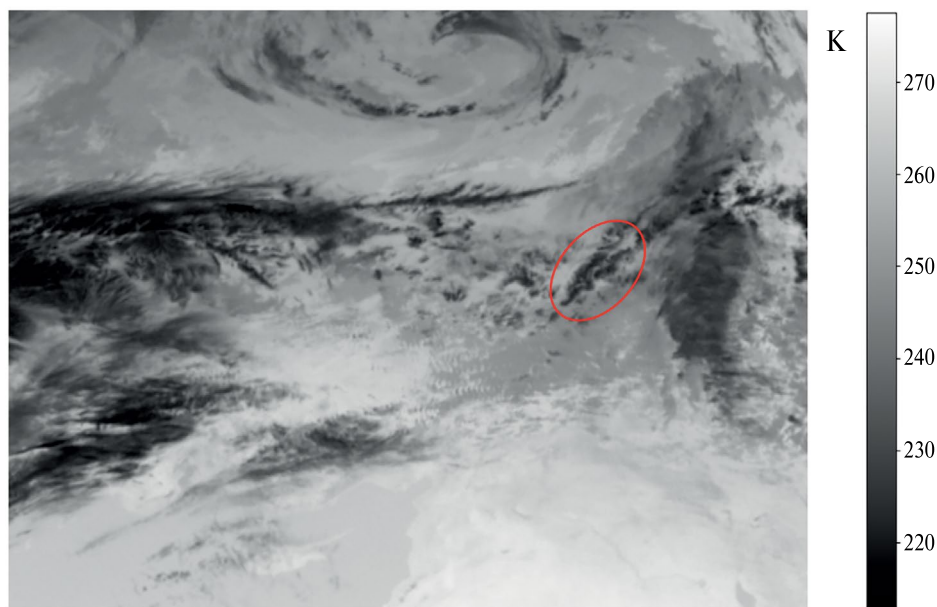


Рис. 3. ИК-яркие температуры в канале 10.8 мкм аппаратуры SEVIRI (Eumetsat MSG-11), 03.04.2023 10:00 GMT; овалом выделена зона с экстремально низкими значениями ярких температур в ИК-канале диапазона 10.8 мкм.

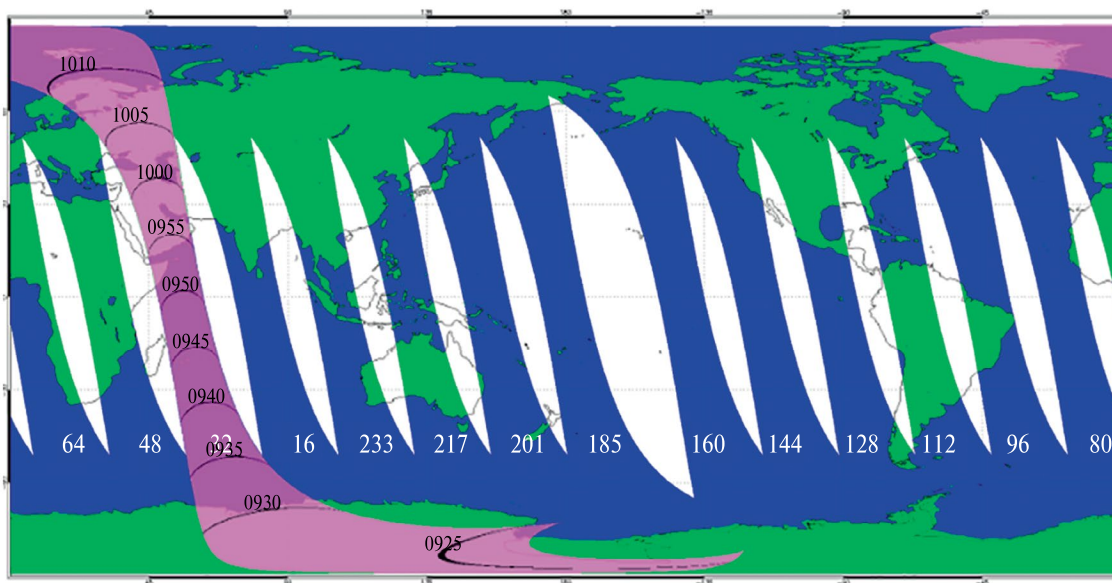


Рис. 4. Зоны суточного наблюдения радиометрического СВЧ-комплекса AMSR-2 (JAXA GCOM-W1), 03.04.2023. Светлые цифры - номера витков спутника.

Напротив, проникающая способность ИК-излучения в облачном слое (в том числе и в верхних ярусах тропосферы) на несколько порядков ниже проникающей способности СВЧ-излучения. Именно поэтому спутниковые наблюдения в тепловом ИК-диапазоне можно эффективно использовать для определения яркостной температуры верхней границы облаков и по температуре верхней границы облачного слоя устанавливать глубину конвекции.

В качестве критерия ЗГК можно использовать, в частности, параметрический пороговый критерий, указанный в разд. 1 в перечислении свойств МКК как частный случай ЗГК. А именно ЗГК, в первом приближении, можно выделять по спутниковым ИК тепловым данным области так называемых «внутренних холодных облаков» с яркостной температурой менее 220 К. Это соответствует термодинамическим температурам атмосферы примерно менее -52°C . Такая зона отмечена на рис. 3, где представлено ИК тепловое изображение того же участка Черного моря, что и на рис. 2. На рис. 3 видны отдельные конвективные ячейки с низкими значениями ИК яркостных температур, достигающими 220 К.

Таким образом, выделение (обнаружение) ЗГК и прогнозирование объема вызываемых ЗГК осадков требует привлечения комплекса данных как ИК теплового, так и радиометрического СВЧ-зондирования. Это позволяет своевременно обнаруживать и прогнозировать развитие ЗГК.

3. ВРЕМЕННОЕ РАЗРЕШЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ СВЧ- И ИК-ЗОНДИРОВАНИЯ МКК

На рис. 4 представлены зоны суточного наблюдения Земли со спутника JAXA GCOM-W1 радиометрической СВЧ-аппаратурой AMSR-2 (https://suzaku.eorc.jaxa.jp/GCOM_W/w_amsr2/w_amsr2_orbit.html).

Существенной особенностью зондирования Земли этой аппаратурой является то, что наблюдения на широтах 50° ю.ш. – 50° с.ш. можно проводить не чаще одного раза в сутки на восходящих витках и одного раза в сутки на нисходящих. При этом на восходящих витках в восточной части Черного моря съемка производится в дневное время (12–14 ч местного времени, или 9–11 ч GMT), а на нисходящих – в ночное (0–2 ч местного времени, или 21–23 GMT). Для исследования ЗГК предпочтительны наблюдения в дневное время, когда интенсивность конвекции максимальна. Поэтому в восточной части Черного моря возможность обнаруживать МКС средствами спутникового мониторинга в СВЧ-диапазоне доступна не чаще, чем один раз в сутки. Кроме того, в течение четырех дней из 16-дневного цикла такая возможность отсутствует.

Совместное использование данных экспериментальных наблюдений в СВЧ- и ИК-диапазонах не только обеспечивает надежность обнаружения МКК (см. разд. 2), появляется также возможность обеспечения необходимой периодичности наблюдений. Это можно реализовать, в частности, при использовании наряду с данными радиометрического СВЧ-зондирования также и данных тепло-

вых наблюдений в ИК-диапазоне со стационарных платформ (см. далее).

4. ОСОБЕННОСТИ ПРИМЕНЕНИЯ ГЕОСТАЦИОНАРНЫХ НАБЛЮДЕНИЙ В ИК-ДИАПАЗОНЕ ДЛЯ ОБНАРУЖЕНИЯ И МОНИТОРИНГА МКК

Современные системы наблюдения Земли с геостационарных платформ (см., например, [6]) обеспечивают снимок земного полушария с периодичностью порядка 15 мин, что более чем достаточно для синхронизации наблюдений с этих платформ с проведением измерений одного и того же участка земной поверхности с полярноорбитальных платформ с применением радиометрической СВЧ-аппаратуры. Современные геостационарные данные регистрируются с интервалами 15–30 мин. Поэтому с рассогласованием по времени не более 15 мин результаты геостационарных наблюдений в тепловом ИК-диапазоне могут быть круглосуточно синхронизованы со съемками в СВЧ-диапазоне, проводимыми с полярноорбитальных платформ. Кроме того, следует учесть, что наблюдения в ИК-диапазоне имеют лучшее по сравнению со спутниковыми радиометрическими СВЧ-средствами пространственное разрешение. Так, пространственное разрешение аппаратуры SEVIRY, установленной на геостационарных платформах MSG, в ИК-диапазоне составляет 2 км в приэкваториальной области и около 3 км на широте 45° [6], в то время как радиометрические наблюдения в СВЧ-диапазоне проводятся с разрешением порядка 20 км [2].

Геостационарные системы спутникового мониторинга, обладая достаточно высокими показателями пространственного и временного разрешения, позволяют экспериментально отслеживать динамику пространственной структуры и радиационные характеристики верхней границы облачного слоя. Однако вследствие малой проникающей способности излучения ИК-диапазона в слое облаков восстановление значений мощности облачного образования и интенсивности конвективных осадков по данным спутниковых наблюдений в ИК-диапазоне требует дополнительной проверки достоверности результатов такого восстановления и соответствующей коррекции применяемых эмпирических зависимостей с учетом локации, сезона и/или синоптических условий наблюдения. Рассмотрим обоснование необходимости такой коррекции на примере процедуры восстановления интенсивности конвективных осадков по данным спутниковых наблюдений в ИК-диапазоне.

Эмпирическую зависимость высоты верхней границы облачности (ВГО) $H_{\text{ВГО}}$ от значения яркостной температуры в ИК-диапазоне можно представить в виде [7]

$$H_{\text{ВГО}} = -KT_{\text{ИК}}, \quad (1)$$

где T — яркостная температура верхнего слоя облаков в тепловом ИК-диапазоне, K — эмпирический коэффициент зависимости, меняющийся при использовании данной модельной зависимости в разной местности и в разное время года. Среднее суммарное количество конвективных осадков, которые выпадают за 90 мин из выбранной облачной системы (R_{90}), можно оценить по эмпирической зависимости [7]:

$$R_{90} = 0.00025(5 - T_{\text{ИК}})^{2.61}, \quad (2)$$

а ожидаемое значение максимального количества осадков по эмпирической формуле [7] —

$$Q_{\text{max}} = \gamma \lambda H^2, \quad (3)$$

где λ — коэффициент, зависящий от типа облачной системы [7], $\lambda = 1 \dots 5$; γ — эмпирический коэффициент, зависящий от формы облаков ($\gamma = 0.087$ для конвективных облаков, $\gamma = 0.043$ для слоисто-дождевых облаков), H — максимальная высота верхней границы облачности (в км).

Важным следствием применения соотношений (1)–(3) является возможность предварительного выявления МКК. Однако для точного оценивания последствий развития МКК, как следует из выражения (1), для корректной оценки количества осадков из конвективных облаков необходимо корректировать эмпирический коэффициент K в зависимости от географической зоны и сезона, для которых проводятся оценки. Такая коррекция может быть осуществлена с использованием данных спутниковых СВЧ радиометрических наблюдений. Но при этом важно обеспечить расхождение времен регистрации, не превышающее времени жизни атмосферно объекта, в данном случае МКК.

Расхождение времен регистрации наблюдений состояния атмосферы из космоса определяется, прежде всего, интервалом регистрации кадров геостационарных наблюдений, поскольку они имеют на порядок большую повторяемость, чем повторяемость наблюдений, проводимых с отдельных уединенных полярноорбитальных спутников, оснащенных радиометрической СВЧ-аппаратурой. Так, например, радиометрический СВЧ-комплекс AMSR-2 на спутнике JAXA GCOM-W1 в дневное время обеспечивает наблюдения с повторяемостью примерно 24 ч, а геостационарные наблюдения аппаратурой ИК-диапазона SEVIRI на спутнике MSG-11 имеют повторяемость от 15 мин до 1 ч. Поэтому для данной пары наборов экспериментальной информации максимальное расхождение времен наблюдения не превышает 10 мин. Таким образом, использование экспериментальных данных, полученных в СВЧ-диапазоне, для коррекции результа-

тов геостационарных наблюдений в ИК-диапазоне для предложенной выше пары источников информации правомерно, так как времена жизни МКК превышают 6 ч, а расхождение времен измерений не превышает 10 мин. В частном случае это фактически продемонстрировано на рис. 2 и 3, где показаны изображения одного и того же участка Причерноморья, полученные в СВЧ- и ИК-диапазонах.

5. МЕТОД КОРРЕКЦИИ ЭМПИРИЧЕСКОГО КОЭФФИЦИЕНТА K ПО ДАННЫМ СПУТНИКОВОГО РАДИОМЕТРИЧЕСКОГО СВЧ-ЗОНДИРОВАНИЯ МКК

Для оценки точности коррекции эмпирического коэффициента K целесообразно использовать результаты восстановления температурно-влажностных профилей атмосферы по СВЧ радиометрическим данным, в частности, в рамках метода, описанного в [8]. При этом необходимо, чтобы результаты восстановления характеристик атмосферы по спутниковым СВЧ данным и данным геостационарного зондирования в ИК-диапазоне относились к одной и той же реализации МКК. Именно в этом случае появляется возможность сопоставлять спутниковые наблюдения одного и того же ансамбля статистических состояний МКК в СВЧ- и ИК-диапазонах с различных космических аппаратов. Но поскольку эти измерения проводятся в общем случае в разные моменты времени, необходимо учитывать уровень невязок оценок K , которые вносит использование параметров атмосферы в момент времени t_0 для коррекции параметров атмосферы в момент времени t .

Модельные соотношения, позволяющие оценить влияние указанной выше разности времен наблюдения, в первом приближении могут быть описаны матрицами взаимной корреляции вариаций значений температуры, влажности, водности и ледности в слоях вертикальных профилей тропосферы $\mathbf{L}(\mathbf{r} - \mathbf{r}_0, t - t_0)$, восстановленных по данным спутникового радиометрического СВЧ-зондирования. Здесь и далее t_0 и t — времена спутниковых наблюдений в СВЧ- и ИК-диапазонах, $\mathbf{r}_0$ и $\mathbf{r}$ — места их локализации, относящиеся к одной и той же реализации МКК. В этом случае $\mathbf{L}(\mathbf{r} - \mathbf{r}_0, t - t_0)$ дает общее описание статистической связности между восстанавливаемыми в момент времени t в точке с координатой $\mathbf{r}$ атмосферными температурно-влажностными профилями, синхронными с данными геостационарного ИК-зондирования, и атмосферными профилями, восстановленными по данным радиометрических СВЧ наблюдений в момент времени t_0 в точке $\mathbf{r}_0$.

Обобщенная зависимость ковариационной матрицы $\mathbf{L}(\mathbf{r} - \mathbf{r}_0, t - t_0)$ может быть существенно упрощена в случае малости максимальных интервалов $t - t_0$ относительно продолжительности жиз-

ни МКК Δt . В частности, максимальные разности наблюдений современных геостационарных наблюдений ИК-зондирования и радиометрических СВЧ-данных не превышают 10–15 мин [2]. За это время облачный щит МКК смещается менее чем на 10 км, т.е. менее чем на 50% от размера типового пространственного разрешения современных спутниковых радиометрических СВЧ-систем [2]. В этом случае можно, пренебрегая пространственным смещением положения зоны МКК при проведении спутниковых наблюдений в ИК- и СВЧ-диапазонах, представить ковариационную матрицу $\mathbf{L}(\mathbf{r} - \mathbf{r}_0, t - t_0)$ в виде произведения среднеклиматической ковариационной матрицы температурно-влажностных профилей атмосферы $\mathbf{C}(\mathbf{r}_0)$, описывающей пространственную взаимосвязность вертикальных профилей МКК в окрестности точки с координатами $\mathbf{r}_0$ [8], и сомножителя, описывающего временные изменения этих профилей:

$$\mathbf{L}(\mathbf{r} - \mathbf{r}_0, t - t_0) \approx \mathbf{L}(\mathbf{r}_0, t - t_0) = \mathbf{T}(t - t_0)\mathbf{C}(\mathbf{r}_0), \quad (4)$$

где $\mathbf{T}$ — диагональная матрица, описывающая временную связность атмосферных профилей в моменты времени t_0 и t .

Аналогично подходу к описанию пространственной связности профилей, представленному в [8], учет временной связности профилей позволяет использовать в качестве априорной информации модифицированную ковариационную матрицу $\mathbf{L}(\mathbf{r}_0, t - t_0)$ вариаций атмосферных температурно-влажностных профилей. Учет такой временной связности необходим при использовании источников априорных данных, имеющих в выделенный момент времени t_0 ковариационные матрицы атмосферных вариаций, существенно отличающиеся от ковариационной матрицы, полученной по данным полного ансамбля среднеклиматических вариаций атмосферных профилей. В нашем случае таким источником априорных данных могут служить восстановленные по данным спутникового СВЧ-зондирования температурно-влажностные профили для ансамбля МКК, наблюдаемого в заданной природно-климатической зоне в определенном сезоне. Таким же источником могут служить и измеренные с помощью радиозондов температурно-влажностные профили атмосферы. Модифицированная матрица $\mathbf{L}(\mathbf{r}_0, t - t_0)$ в данном случае с учетом значений апостериорной матрицы восстановления атмосферных профилей по радиометрическим СВЧ-данным для профиля атмосферы в точке $\mathbf{r}_0$ $\mathbf{C}^r(\mathbf{r}_0)$ [8] может быть представлена в виде

$$\mathbf{L}(\mathbf{r}_0, t - t_0) = \mathbf{T}\mathbf{C}(\mathbf{r}_0) + (1 - \mathbf{T})\mathbf{C}^r(\mathbf{r}_0). \quad (5)$$

В этом выражении для модифицированной ковариационной матрицы учтено то, что в точке $\mathbf{r}_0$ вариации атмосферных профилей определяются не

среднеклиматическими значениями этих вариаций, а апостериорной точностью восстановления этих профилей по результатам спутникового зондирования в СВЧ-диапазоне.

Диагональные элементы матрицы $\mathbf{T}$ удовлетворяют условиям (6) и (7) при выборе временного профиля в виде

$$t_{ii} = 1 - \exp\left(-\frac{t-t_0}{\Delta t}\right) t_{ii} = 1 - \exp(-W). \quad (6)$$

При $t - t_0 \ll \Delta t$ матрицу $\mathbf{T}$ можно представить в упрощенном виде

$$t_{ii} = W \approx \frac{t-t_0}{\Delta t}. \quad (7)$$

Это дает возможность оценить значения элементов t_{ii} .

Важным свойством такого представления $\mathbf{L}(r_0, t - t_0)$ являются следующие характеристики матрицы временной связности $\mathbf{T}$:

$$\lim_{t \rightarrow t_0} \mathbf{T} \rightarrow 0, \quad (8)$$

$$\lim_{t \rightarrow \infty} \mathbf{T} \rightarrow 1. \quad (9)$$

Условие (8) отражает то, что матрица $\mathbf{L}(r_0, t - t_0) \rightarrow \mathbf{C}^r(r_0)$ при $t \rightarrow t_0$, а условие (9) то, что $\mathbf{L}(r_0, t - t_0) \rightarrow \mathbf{C}(r_0)$ при $t \rightarrow \infty$.

Для выбранной реализации МКК значения W не превышают 0.04. Это следует из (6) и (7), поскольку расхождение моментов проведения измерений современных зондирующих устройств в ИК-диапазоне (с геостационарной платформы) и в СВЧ-диапазоне (с полярноорбитальной платформы) не превышает 10 мин, а продолжительность существования МКК составляет не менее 6 ч. Поэтому при обеспечении высокой точности восстановления температурно-влажностных профилей атмосферы по данным радиометрического СВЧ-зондирования, т.е. при $|A_{ij}^r / c_{ij}| \ll 1$, обеспечена возможность использовать эти данные в качестве заданной с точностью порядка 4% априорной информации, синхронизированной с данными ИК-наблюдений.

Использование значений, при которых минимизируется среднеквадратическая разность оценок

интенсивности осадков $\left(R_{\max}^{\text{ИК}} - R_{\max}^{\text{СВЧ}}\right)^2$ на множестве измерений, проведенных в ИК- и СВЧ-диапазонах и отнесенных к одному и тому же МКК, позволяет оценить H (3) при квазисинхронном зондировании атмосферы над одним и тем же участком Земли для однородного в климатическом отношении региона. Таким образом, описанный подход позволяет эмпирически определять региональное сезонное значение K .

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Выражения (1)–(9) полностью описывают процедуру коррекции оценок количества осадков по данным ИК-наблюдений с геостационарных платформ с использованием синхронных СВЧ наблюдений. Тем самым обеспечивается высокое временное разрешение системы обнаружения и мониторинга мезомасштабных конвективных комплексов. Это позволяет обеспечить своевременное обнаружение и упреждающую оценку последствий развития МКК, приводящих к опасным атмосферным процессам.

Авторы данной работы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

БЛАГОДАРНОСТИ

Коллектив авторов благодарит JAXA и Eumetsat за возможность использования данных AMSR-2, MSG-9 и MSG-11 для подтверждения реализуемости предлагаемого методического подхода.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена в рамках государственного задания ИРЭ им. В. А. Котельникова РАН.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Назаренко А. В. Опасные природные явления. Ч. III. Опасные явления погоды конвективного происхождения. Воронеж: Изд-во ВГУ. 2008.
2. Саворский В. П., Аквилонова А. Б., Кибардина И. Н. и др. // Сб. трудов XIV Всерос. науч.-технич. конф. «Радиолокация и радиосвязь». М., 2020. С. 187.
3. Glossary of Meteorology "Mesoscale convective system". Washington: Amer. Meteorol. Soc., 2000. URL: <http://amsglossary.allenpress.com/glossary/browse?s=m&p=27>.
4. Шихов А. Н., Чернокульский А. В., Спрыгин А. А., Ажигов И. О. // Совр. проблемы дистанционного зондирования Земли из космоса. 2019. Т. 16. № 1. С. 223. <https://doi.org/10.21046/2070-7401-2019-16-1-223-236>.
5. Кутуза Б. Г., Данилычев М. В., Яковлев О. И. Спутниковый мониторинг Земли: Микроволновая радиометрия атмосферы и поверхности. М.: Лена-над, 2016.
6. Werner F., Deneke H. // Atmos. Meas. Tech. 2020. V.13. P. 1089. <https://doi.org/10.5194/amt-13-1089-2020>.
7. Иванов В. В., Черепанов А. В., Сухинин А. И. и др. // Совр. проблемы дистанционного зондирования Земли из космоса. 2006. Т. 3. № 1. С. 280.
8. Саворский В. П., Кутуза Б. Г., Аквилонова А. Б. // РЭ. 2020. Т. 65. № 7. С. 658. <https://doi.org/10.31857/S0033849420070104>

SATELLITE MEANS OF DETECTING AND MONITORING THE MESOSCALE CONVECTIVE COMPLEX

V. P. Savorskiy, A. P. Chernushich, O. Yu. Panova, O. O. Kuznetsov

*Fryazino branch of Kotelnikov Institute of Radioengineering and Electronics of Russian Academy of Sciences,
Vvedenslogo square, 1, Fryazino, Moscow region, 141190, Russian Federation*

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

Received October 28.10.2023, revised April 15, 2024, accepted April 25, 2024

The possibility of increasing the accuracy of rainfall intensity retrieval based on space observations of atmospheric mesoscale convective complexes (MCC) is considered. It is shown that guaranteed detection of MCC requires complex observation of the Earth's atmosphere in the IR and microwave ranges. The analysis showed that quasi-synchronous measurements from geostationary platforms in the IR range and observations from polar-orbital platforms in the microwave range are necessary to improve the retrieval accuracy. The method developed based on the analysis of MCC characteristics and capabilities of modern remote sensing satellite systems provides high time resolution of the MCC detection and monitoring system. The accuracy estimates of such quasi-synchronous measurements for currently existing sources of space information are obtained.

Keywords: mesoscale convective complexes, hazardous atmospheric phenomena, emergency situations, integrated monitoring, satellite data

ТЕОРИЯ И МЕТОДЫ ОБРАБОТКИ СИГНАЛОВ

УДК 551.51

ИССЛЕДОВАНИЕ МЕТОДА СВЕРХВЫСОКОЧАСТОТНОГО РАДИОМЕТРИЧЕСКОГО ЗОНДИРОВАНИЯ ДЛЯ ТРОПОСФЕРНОЙ КОРРЕКЦИИ В РАДИОНАВИГАЦИИ¹

© 2024 г. Д. М. Караваев^{а, *}, Г. Г. Щукин^{а, б}

^аВоенно-космическая академия имени А. Ф. Можайского,

Ждановская ул., 13, Санкт-Петербург, 197198 Российская Федерация

^бМуромский институт (филиал) Владимирского государственного университета
имени Александра Григорьевича и Николая Григорьевича Столетовых,

ул. Орловская, 23, Муром Владимирской обл., 602264 Российская Федерация

*E-mail: vka@mil.ru

Поступила в редакцию 28.10.2023 г.

После доработки 28.10.2023 г.

Принята к публикации 25.04.2024 г.

Исследован метод наземной сверхвысокочастотной (СВЧ) радиометрии для определения обусловленной водяным паром атмосферы тропосферной задержки для задач тропосферной коррекции в радионавигации. Экспериментально исследована с применением СВЧ-радиометров временная изменчивость компонент тропосферной задержки в Ленинградской области при различных метеорологических условиях. Показана возможность совершенствования методов тропосферной коррекции на основе применения метода наземной СВЧ-радиометрии.

Ключевые слова: радионавигация, СВЧ-радиометр, влагозапас атмосферы, полная тропосферная задержка, обусловленная водяным паром тропосферная задержка

DOI: 10.31857/S0033849424060118, **EDN:** IYXTY

ВВЕДЕНИЕ

Развитие высокоточной радионавигации требует совершенствования методов коррекции эффектов при распространении радионавигационных сигналов не только в ионосфере, но и в тропосфере Земли [1, 2]. Эти эффекты обусловлены изменчивостью метеорологических параметров атмосферы вдоль трассы распространения радионавигационных сигналов. Известно, что наземные сверхвысокочастотные (СВЧ) радиометры позволяют получать информацию о метеорологических параметрах атмосферы (влагозапас атмосферы, водозапас облаков, профили температуры и влажности воздуха) практически в режиме непрерывных измерений с высоким пространственным разрешением [3–9]. В связи с повышением требований к точности координатных определений в радионавигации, актуально развивать возможности оперативного учета переменного вклада водяного пара в полную тропосферную задержку для совершенствования методов тропосферной коррекции [10–17].

Ранее в работах [5, 9, 12, 17, 18] рассматривались вопросы применения метода наземной СВЧ-радиометрии для определения метеорологических параметров облачной атмосферы, в частности влажностного зондирования атмосферы и определения обусловленной водяным паром тропосферной задержки.

Цель данной работы – обобщить и продолжить эти исследования для изучения метода СВЧ-радиометрии при коррекции модели оценивания тропосферной задержки [16, 18, 19].

1. МЕТОД СВЧ-РАДИОМЕТРИИ ДЛЯ ТРОПОСФЕРНОЙ КОРРЕКЦИИ

1.1. Модель оценивания тропосферной задержки

При распространении радионавигационного сигнала протяженность радиотрассы между спутником и приемником на поверхности Земли превышает геометрическую длину трассы. Эта разница, именуемая тропосферной задержкой, определяется распределением коэффициента преломления среды вдоль трассы распространения сигнала. Тропосферная задержка в зенитном направлении (при угле места $\theta = 90^\circ$), определяется с помощью следующего интеграла:

¹Работа была доложена на XXVIII Всероссийской открытой научной конференции «Распространение радиоволн» (23–26 мая 2023 г., Йошкар-Ола).

$$dL_{\text{троп}}(\theta = 90^\circ) = \int_0^\infty [n(z) - 1] dz = \int 10^{-6} N(z) dz, \quad (1)$$

где $n(z)$ – коэффициент преломления среды на высоте z ; $N(z)$ – индекс рефракции на высоте z . В общем случае следует рассматривать величину тропосферной задержки как сумму компонентов

$$dL_{\text{троп}} = dL_{\text{гидр}} + dL_{\text{пар}} + dL_{\text{обл}} + dL_{\text{осад}} + dL_{\text{лед}} + dL_{\text{аэр}}, \quad (2)$$

где $dL_{\text{гидр}}$ – «сухая» (или гидростатическая) компонента; $dL_{\text{пар}}$ – компонента, обусловленная водяным паром; $dL_{\text{обл}}$ – компонента, обусловленная вкладом жидкокапельных облаков; $dL_{\text{осад}}$ – компонента, обусловленная вкладом осадков; $dL_{\text{лед}}$ – компонента, обусловленная вкладом кристаллических облаков; $dL_{\text{аэр}}$ – компонента, обусловленная вкладом аэрозолей. Первые два члена в соотношении (2) вносят основной вклад в тропосферную задержку. Однако мощные конвективные облака и осадки также могут вносить дополнительный вклад в полную тропосферную задержку (до нескольких сантиметров).

Угловая зависимость тропосферной задержки описывается выражением

$$dL_{\text{троп}}(\theta) \approx m_{\text{гидр}}(\theta) L_{\text{гидр}}(\theta = 90^\circ) + m_{\text{пар}}(\theta) L_{\text{пар}}(\theta = 90^\circ), \quad (3)$$

где $m_{\text{гидр, пар}}(\theta)$ – функции, определяющие зависимость соответственно гидростатической и «влажной» компонент задержки от угла места.

Величина «сухой» компоненты в зенитном направлении оценивается по выражению

$$dL_{\text{гидр}}(\theta = 90^\circ) = 10^{-6} \int_{z=0}^\infty K_1 T(z)^{-1} p_c(z) Z_r^{-1} dz, \quad (4)$$

где p_c – давление сухого воздуха; $T(z)$ – термодинамическая температура воздуха; K_1 – коэффициент, $K_1 = 76.607$ К/гПа; Z_r^{-1} – корректирующий коэффициент.

Обусловленная водяным паром компонента тропосферной задержки в зенитном направлении определяется соотношением

$$dL_{\text{гидр}}(\theta = 90^\circ) = 10^{-6} \int_{z=0}^\infty [K_2 T(z)^{-1} + K_3 T(z)^{-2}] e(z) Z_p^{-1} dz, \quad (5)$$

где $e(z)$ – парциальное давление водяного пара; $K_{2,3}$ – коэффициенты, $K_2 = -6.007$ К/гПа, $K_3 = 3.747 \times 10^5$ К²/гПа.

Используя выражения (4) и (5) можно определить компоненты $dL_{\text{гидр}}$ и $dL_{\text{пар}}$ по данным стандартных аэрологических наблюдений, которые

проводятся каждые 12 ч. «Сухая» компонента составляет около 90% величины полной тропосферной задержки (например, для пос. Воейково Ленинградской обл. гидростатическая задержка составляет около 2.3 м). Обусловленная водяным паром компонента тропосферной задержки может достигать величины 0.43 м в тропической зоне земного шара и уменьшается до ~0.003 м в полярной области. Особенностью является тот факт, что эта компонента задержки является сильно изменчивой как в пространстве, так и во времени, что определяет трудности ее оценивания с помощью простых статистических моделей тропосферы.

Следует отметить, что в годовом цикле изменчивости тропосферной задержки основную роль играет изменчивость содержания водяного пара. Причем в теплый период это проявляется наиболее отчетливо: с одной стороны, уменьшаются синоптические вариации «сухой» компоненты, с другой – увеличивается влагозапас атмосферы и его вариации. Отрицательная корреляция компонент $dL_{\text{гидр}}$ и $dL_{\text{пар}}$ в Ленинградской обл., по всей видимости, обусловлена высокой повторяемостью циклонов в осенне-зимний период. Таким образом, основная проблема тропосферной коррекции связана с необходимостью точного определения тропосферной задержки, обусловленной водяным паром.

1.2. Определение тропосферной задержки, обусловленной водяным паром

Метод СВЧ-радиометрии позволяет определять обусловленную водяным паром тропосферную задержку, которая детерминированным образом связана с влагозапасом атмосферы [9,20]:

$$dL_{\text{пар}}(\theta = 90^\circ) = b_1 Q,$$

$$b_1 = 10^{-6} [K_2 + K_3 T_{\text{ср}}^{-1}] \rho_0 R_w Z_n^{-1}. \quad (6)$$

где $R_w = R/M_w$, R – универсальная газовая постоянная, 287.054 Дж/(кг К); M_w – молекулярная масса; $\rho_0 = 1$ г/м³; $T_{\text{ср}}$ – «средняя температура» определяется по выражению

$$T_{\text{ср}} = \left[\int_0^\infty T(z)^{-2} e(z) dz \right]^{-1} \int_0^\infty T(z)^{-1} e(z) dz. \quad (7)$$

Полная тропосферная задержка в зенитном направлении может быть определена на основе СВЧ-радиометрических измерений влагозапаса атмосферы Q и водозапаса облаков W из соотношения

$$dL_{\text{троп}}(\theta = 90^\circ) = dL_{\text{гидр}}(\phi, h, p_c) + b_1 Q + b_2 W, \quad (8)$$

где b_i – коэффициенты регрессии; ϕ, h – широта и высота наблюдательной станции.

Влагозапас атмосферы Q и водозапас облаков W определяются по результатам измерений характеристик радиотеплового излучения атмосферы вблизи линии поглощения водяного пара 22.235 ГГц с помощью регрессионных уравнений [3,9,17]:

$$\begin{aligned} Q &= a_0 + a_1\tau(f_1) + a_2\tau(f_2), \\ W &= b_0 + b_1\tau(f_1) + b_2\tau(f_2), \end{aligned} \quad (9)$$

где a_j, b_j – коэффициенты регрессии, полученные по данным радиозондирования атмосферы и эмпирическим моделям облаков; $\tau(f_k)$ – оптическая толщина атмосферы при частоте f_k , определяемая по результатам измерений радиоярких температур атмосферы на частотах около 22.235 ГГц и в «окне» прозрачности атмосферы 30...38 ГГц. Уравнения (9) некорректно использовать при наличии осадков или когда приближение рэлеевского поглощения в облаках не выполняется.

2. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Экспериментальные исследования параметров атмосферы с применением метода СВЧ-радиометрии проводились в течение ряда лет в Ленинградской области при различных метеорологических условиях, в настоящее время продолжают [21].

В наших экспериментах применялся классический двухчастотный вариант СВЧ-радиометра влажностного зондирования при частотах каналов около 20.7...22.23 и 31...36 ГГц. Полоса усиления радиометрических приемников составляла

200...500 МГц. Использовались антенны с шириной луча 7...9 град по уровню половинной мощности. Дискретность измерений составляла 5...1000 с. Наземные СВЧ-радиометры использовались для исследования влагозапаса атмосферы и водозапаса облаков [5,9,17]. Далее полученные данные интерпретировались для исследования обусловленной водяным паром тропосферной задержки в зените.

СВЧ-радиометрические исследования показали, что величина $dL_{\text{пар}}$, как правило, изменялась в диапазоне от 0.01 до 0.30 м. Средние значения и средние квадратические отклонения тропосферной задержки, обусловленной водяным паром, составляли для июля соответственно 0.162 и 0.037 м, а для января – 0.053 и 0.019 м. На рис. 1 представлен пример временного хода обусловленной водяным паром тропосферной задержки в мае 2007 г. Видно, что величина $dL_{\text{пар}}$ изменялась в интервале от 0.024 до 0.22 м, причем наибольшие значения $dL_{\text{пар}}$ составляли около 0.22 м.

Применяемые наземные СВЧ-радиометры позволяли диагностировать вариации $dL_{\text{пар}}$ в широком интервале временных масштабов (включая микро-, мезо-, синоптические). СВЧ-радиометры позволяют регистрировать изменения $dL_{\text{пар}}$, существенно отличающиеся при различных метеорологических условиях. Например, в условиях антициклона могут отмечаться незначительные суточные вариации $dL_{\text{пар}}$ (около 0.01 м и менее). Особенно значительные изменения $dL_{\text{пар}}$ связываются с вариациями влагозапаса атмосферы и водозапаса облаков при прохождении атмосферных фронтов циклонов.

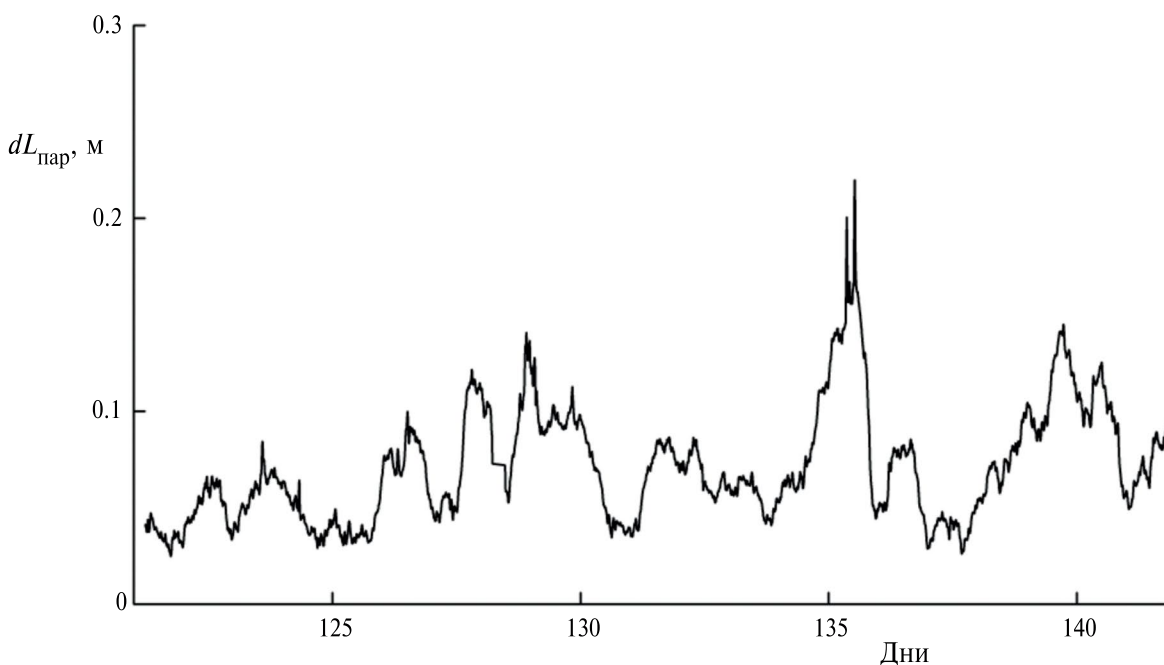


Рис. 1. Временной ход обусловленной водяным паром тропосферной задержки по данным, полученным СВЧ-радиометром в мае 2007 г. (пос. Воейково Ленинградской обл.).

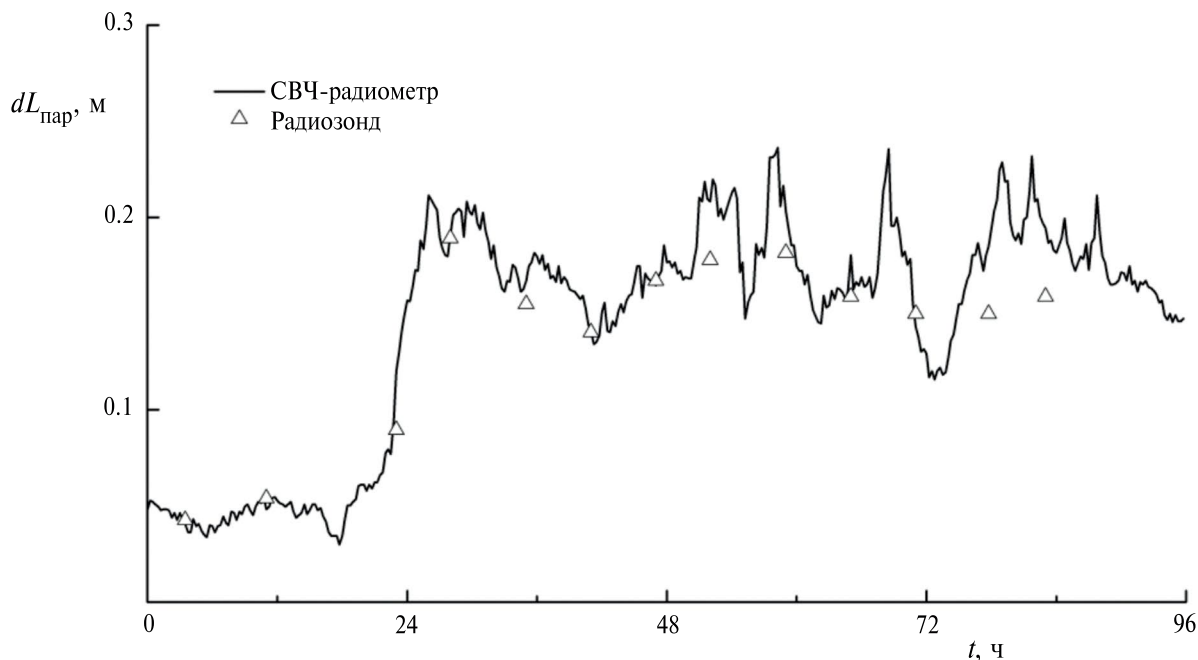


Рис. 2. Временной ход обусловленной водяным паром тропосферной задержки по данным, полученным судовым СВЧ-радиометром 16...19 апреля 1990 г. над Северной Атлантикой (46 с.ш., 48 з.д., теплый фронт).

На рис. 2 представлен пример временного хода обусловленной водяным паром тропосферной задержки в апреле 1990 г. в районе Северной Атлантики (48 с.ш., 46 з.д.). Видно, что величина $dL_{\text{пар}}$ изменялась в интервале от 0,04 до 0,24 м. При прохождении теплого фронта 16 апреля регистрировались значительные изменения $dL_{\text{пар}}$ со скоростью около 0,07 м/ч. Данные СВЧ-радиометра согласуются с данными радиозондирования атмосферы.

В качестве примера на рис. 3 показан временной ход $dL_{\text{пар}}$ по данным СВЧ-радиометрических измерений 10–12 июня 2018 г. Видно, что величина $dL_{\text{пар}}$ изменялась в интервале от 0,07 до 0,18 м. Вклад облаков в полную задержку $dL_{\text{обл}}$ в период наблюдений оценивается величиной менее 0,003 м. Метеоусловия 10–12 июля определялись прохождением двух циклонов и связанных с ними теплых и холодных атмосферных фронтов.

В экспериментах, проводимых в 2018 и 2020 гг., был использован двухчастотный СВЧ-радиометр водяного пара (частоты 20,7 и 31,4 ГГц), разработанный в Институте прикладной астрономии РАН [22].

В качестве примера на рис. 4 показан временной ход обусловленной водяным паром тропосферной задержки в период с 9 по 14 сентября 2020 г. при прохождении атмосферных фронтов. Изменения $dL_{\text{пар}}$ по данным СВЧ-радиометрических измерений в период наблюдений составляли от 0,06 до 0,02 м. Полученные данные СВЧ-радиометра по влагозапасу атмосферы качественно согласуются с данными радиозондирования в пос. Воейково.

При прохождении фронта окклюзии 9 сентября (см. рис. 4, 253-й день) наблюдался рост влагозапаса атмосферы, соответственно, величина $dL_{\text{пар}}$ менялась в интервале от 0,09 до 0,21 м. Влияние облаков $dL_{\text{обл}}$ оценивается на уровне менее 0,003 м. На следующий день 10 сентября (254-й день) наблюдалось прохождение через станции наблюдений спирали фронта окклюзии. Затем, 11 сентября (255-й день) величина $dL_{\text{пар}}$ уменьшается до $\sim 0,07$ м, что объясняется уменьшением влагозапаса атмосферы при прохождении холодного фронта. Вклад облаков в задержку $dL_{\text{обл}}$ оценивается величиной менее 0,001 м. При прохождении теплого фронта 12 сентября (256-й день) регистрировался рост влагозапаса атмосферы, соответственно, $dL_{\text{пар}}$ увеличивается до 0,2 м. Вклад облаков в тропосферную задержку $dL_{\text{обл}}$ в отдельные моменты времени оценивается величиной около 0,003 м. При прохождении холодного фронта 13 сентября (257-й день) влагозапас атмосферы уменьшается, что влечет уменьшение $dL_{\text{пар}}$ до 0,07 м. Кратковременно вклад облаков в задержку $dL_{\text{обл}}$ достигает 0,003 м. В условиях безоблачной атмосферы 14 сентября (258-й день) наблюдались незначительные вариации $dL_{\text{пар}}$ в интервале от 0,07 до 0,1 м.

Таким образом, эксперименты продемонстрировали возможности применения наземных СВЧ-радиометров для получения оперативных данных о влагозапасе атмосферы, водозапасе облаков и обусловленной водяным паром тропосферной задержки.

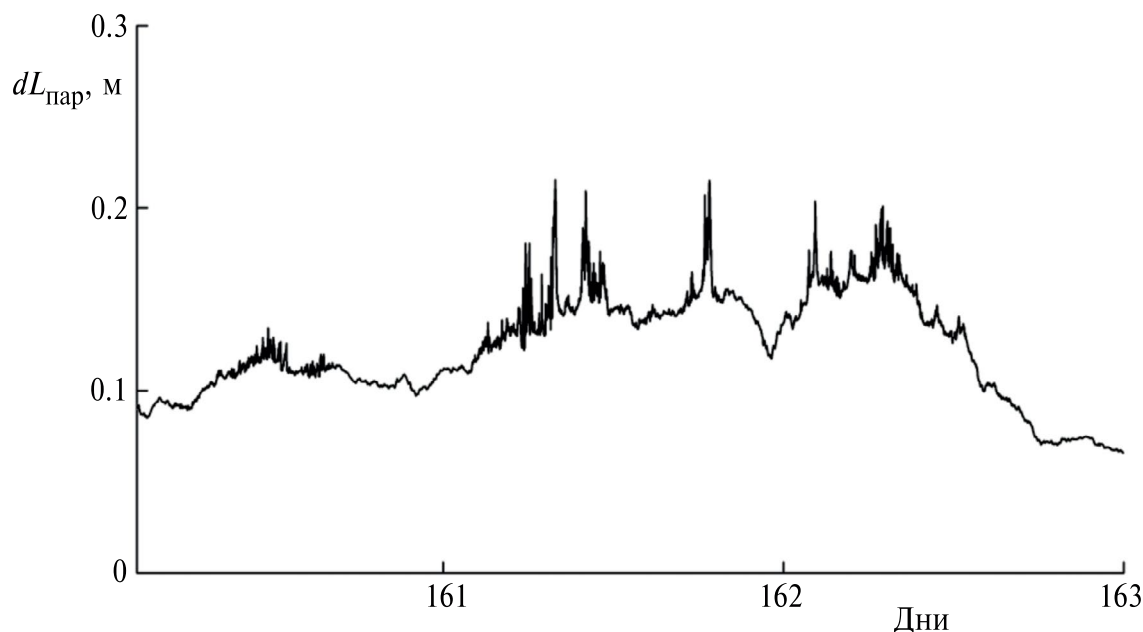


Рис. 3. Временной ход обусловленной водяным паром тропосферной задержки по данным, полученным СВЧ-радиометром 10...12 июня 2018 г. в пос. Лехтуси Ленинградской области (теплый, холодный фронты).

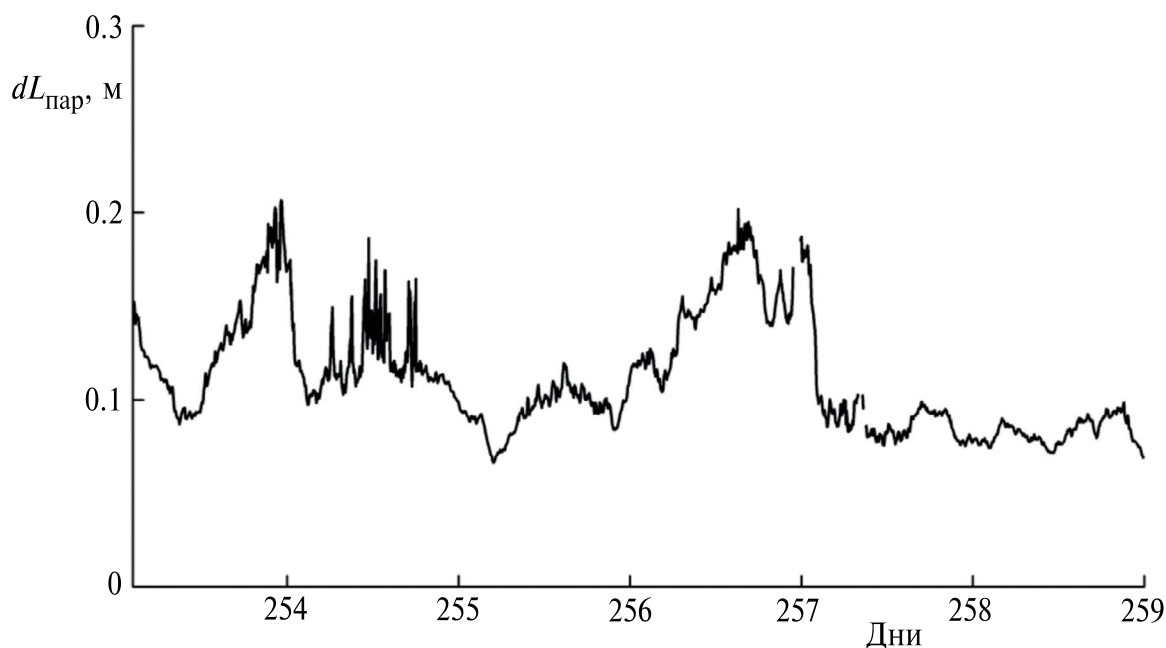


Рис. 4. Временной ход обусловленной водяным паром тропосферной задержки по данным, полученным СВЧ-радиометром 9...14 сентября 2020 г., Санкт-Петербург (прохождение атмосферных фронтов циклона).

3. ОБСУЖДЕНИЕ ПОЛУЧЕННЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ И ПЕРСПЕКТИВЫ ИХ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ

Один из методов коррекции влияния тропосферы на распространение радионавигационных сигналов основан на модели NRLMSISE00 и модели влажности воздуха в соответствии с ГОСТ

26352–84 [1, 2]. Однако модели тропосферной задержки, основанные на использовании статистических моделей для метеопараметров атмосферы, не воспроизводят мезомасштабные и синоптические вариации состояния атмосферы, не обеспечивают требования миллиметрового уровня точности тропосферной коррекции. Например, при проведении сравнительных экспе-

риментов было обнаружено, что разница между средними значениями модельных расчетов и измеренной задержки составила 0.04 м, а среднеквадратическое отклонение равно 0.03 м. Для совершенствования метода тропосферной коррекции представляются необходимыми следующие направления исследований.

1. Апробация применения глобальных моделей атмосферы для оценивания тропосферной задержки — интерес вызывают современные технологии оперативного гидродинамического моделирования метеорологических полей и тропосферной задержки с высоким пространственным и временным разрешением [23].

2. Развитие прецизионных методов и средств измерения тропосферной задержки, обеспечивающих непрерывный контроль параметров тропосферы вдоль трассы распространения радиосигналов в реальном времени. Среди эффективных современных методов измерения тропосферной задержки можно выделить метод СВЧ-радиометрии. Этот метод позволяет определять:

а) влагозапас атмосферы и водозапас облаков, а также обусловленную водяным паром тропосферную задержку по измерениям характеристик собственного нисходящего радиотеплового излучения атмосферы на частотах около 22.23 ГГц;

б) профили температуры и влажности воздуха, водозапас облаков, а также полную тропосферную задержку по измерениям характеристик собственного нисходящего радиотеплового излучения атмосферы около 22...60 ГГц с погрешностью миллиметрового уровня.

Дальнейшие комплексные эксперименты по испытанию новых измерительных комплексов, совершенствованию наукастинга (nowcasting) метеорологических параметров атмосферы и моделей атмосферы продолжаются с применением разработанных радиофизических средств [21].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Исследован метод наземной СВЧ-радиометрии для измерения обусловленной водяным паром тропосферной задержки радионавигационных сигналов. На основе экспериментальных исследований характеристик влагосодержания атмосферы, полученных по данным наземных СВЧ-радиометров влажностного зондирования атмосферы, сделаны оценки вариаций обусловленной водяным паром атмосферы тропосферной задержки при различных метеоусловиях. Применение наземных СВЧ-радиометров влажностного зондирования атмосферы перспективно для задач высокоточной тропосферной коррекции задержки радионавигационных сигналов.

Авторы данной работы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (проект № 21-19-00378).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Готюр И. А., Караваев Д. М., Краснов В. М. и др. // Изв. вузов. Радиофизика. 2017. Т. 40. № 3. С. 223.
2. Готюр И. А., Девяткин А. М., Караваев Д. М. и др. // Тр. XXIV Всерос. научн. конф. "Распространение радиоволн". Иркутск, 29 июня-5 июля 2014. Иркутск: ИСЗФ СО РАН, 2014. Т. 4. С. 195.
3. Степаненко В. Д., Шукин Г. Г., Бобылев Л. П., Матросов С. Ю. Радиотеплолокация в метеорологии. Л.: Гидрометеиздат, 1987.
4. Atmospheric Remote Sensing by Microwave Radiometry / Ed. M. A. Janssen. New York: J. Wiley and Sons, 1993.
5. Караваев Д. М., Шукин Г. Г. // Оптика атмосферы и океана. 2015. Т. 28. № 12. С. 1122. doi.org/10.1134/S1024856016030076.
6. Rose T., Crewell S., Lohnert U., Simmer C. // Atmos. Res. 2005. V. 75. № 3. P. 183. doi.org/10.1016/j.atmosres.2004.12.005
7. Гайкович К. П., Кадыгров Е. Н., Косов А. С., Троицкий А. В. // Изв. вузов. Радиофизика. 1992. Т. 35. № 2. С. 130.
8. Ware R., Carpenter R., Guldner J., Liljegren J. et al. // Radio Sci. 2003. V. 38. № 4. P. 8079. doi.org/10.1029/2002RS002856.
9. Караваев Д. М., Шукин Г. Г. // Изв. вузов. Радиофизика. 2021. Т. 64. № 12. С. 942.
10. Elgered G. Atmospheric Remote Sensing by Microwave Radiometry / Ed. M. A. Janssen. N.Y.: J. Wiley and Sons, 1993. P. 215.
11. Solheim F. S., Vivekanandan J., Ware R. H., Rocken C. // J. Geophysical Research. 1999. V. 104. № D8. P. 9663.
12. Шукин Г. Г., Караваев Д. М. // Труды ИПА. 2012. Вып. 23. С. 411.
13. Караваев Д. М., Кулешов Ю. В., Сахно И. В. и др. // Тр. III Всерос. научн. конф. "Проблемы военно-прикладной геофизики и контроля природной среды". С.-Петербург, 16–18 апреля 2014. С. 183.
14. Ильин Г. Н., Троицкий А. В. // Изв. вузов. Радиофизика. 2017. Т. 60. № 4. С. 326.
15. Кутуза Б. Г. // РЭ. 1974. Т. 19. № 4. С. 665.
16. Караваев Д. М., Шукин Г. Г. // Радиотехнич. и телекоммуникац. системы. 2013. № 2. С. 48.

17. Караваев Д. М., Кулешов Ю. В., Шукин Г. Г. // РЭ. 2023. Т. 68. № 6. С. 615.
18. Караваев Д. М., Кулешов Ю. В., Шукин Г. Г. // Тр. XXVI Всерос. научн. конф. "Распространение радиоволн". Казань, 1–6 июля 2019. Казань: изд-во Казан. гос. унта, 2019. Т. 2. С. 275.
19. Караваев Д. М., Шукин Г. Г. // Тр. XXVIII Всерос. научн. конф. "Распространение радиоволн". Йошкар-Ола. 16–19 мая 2023. Йошкар-Ола: ПГТУ, 2023. С. 648.
20. Караваев Д. М., Шукин Г. Г., Свиридов В. С. // Навигация и гидрография. 2017. Т. 49. С. 38.
21. Кулешов Ю. В., Шукин Г. Г., Готюр И. А. и др. // Труды Военно-космической академии имени А. Ф. Можайского. 2018. Вып. 662. С. 186.
22. Быков В. Ю., Ильин Г. Н., Караваев Д. М., Шукин Г. Г. // Труды Военно-космической академии имени А. Ф. Можайского. 2021. Вып. 680. С. 205.
23. Ривин Г. С. Современные системы мезомасштабного прогноза погоды: состояние и перспективы: 80 лет Гидрометцентра России. М.: Триада ЛТД, 2010.

STUDY OF ULTRA HIGH FREQUENCY RADIOMETRIC SOUNDING METHOD FOR TROPOSPHERIC CORRECTION IN RADIO NAVIGATION

D. M. Karavaev^{a, *}, G. G. Shchukin^{a, b}

^a*Mozhaisky Military Space Academy, St. Petersburg,
Zhdanovskaya Str., 13, St.-Petersburg, 197198 Russian Federation*

^b*Murom Institute (branch) of the Vladimir Civil Servant University
named after. Alexander Grigorievich and Nikolai Grigorievich Stoletov,
Orlovskaya Str., 23 Murom, 602264 Russian Federation*

^{*}*E-mail: vka@mil.ru*

Received October 28, 2023, revised October 28, 2023, accepted April 25, 2024

The method of ground-based microwave radiometry for determining the tropospheric delay caused by atmospheric water vapor for tropospheric correction in radio navigation is investigated. The temporal variability of tropospheric delay components in the Leningrad Region under various meteorological conditions was experimentally investigated using microwave radiometers. The possibility of improving tropospheric correction methods based on the use of the method of ground-based microwave radiometry is shown.

Keywords: radio navigation, microwave radiometer, water vapor, total tropospheric delay, wet delay

ТЕОРИЯ И МЕТОДЫ ОБРАБОТКИ СИГНАЛОВ

УДК 551.501.81 + 621.396.96

ПРИМЕНЕНИЕ ПАРАМЕТРА «БАЗА СИГНАЛА» ДЛЯ РАДИОЛОКАЦИОННОГО РАСПОЗНАВАНИЯ ОПАСНЫХ ЯВЛЕНИЙ

© 2024 г. Д. А. Денисенков¹, В. Ю. Жуков^{1, *}, Г. Г. Щукин²

¹Военно-космическая академия им. А.Ф. Можайского,

ул. Ждановская, 13, Санкт-Петербург, 197198 Российская Федерация

²Муромский институт (филиал) Владимирского государственного университета
имени Александра Григорьевича и Николая Григорьевича Столетовых,

ул. Орловская, 23, Муром Владимирской обл., 602264 Российская Федерация

*E-mail: vka@mil.ru

Поступила в редакцию 17.07.2023 г.

После доработки 17.07.2023 г.

Принята к публикации 25.04.2024 г.

Рассмотрены особенности распознавания опасных явлений природы, связанных с ветром, и возникающие при этом проблемы. Описан численный эксперимент, проведенный для подтверждения теоретических исследований эффективности применения для этих целей нового параметра принимаемого сигнала — базы. На основе полученных результатов сделан вывод о перспективности его применения в метеорологической радиолокации.

Ключевые слова: метеорологическая радиолокация, распознавание опасных явлений погоды, первичная обработка сигнала, база сигнала, математическое моделирование

DOI: 10.31857/S0033849424060126, **EDN:** HPCBN

ВВЕДЕНИЕ

В метеорологической радиолокации, призванной своевременно распознавать опасные явления погоды, наиболее трудно распознаваемыми являются те из них, что связаны с ветром. Причины этого уже неоднократно рассматривались [1]. Главная состоит в том, что изначально метеорологическим радиолокаторам ставилась задача предупреждать о явлениях, связанных с облачностью, что и определяло значения их параметров. Задача же распознавать неоднородности ветрового поля появилась только после внедрения в эту область техники когерентных режимов работы, т.е. в конце прошлого века. Требования к техническим параметрам, требуемым для ее решения, вошли в противоречие с уже существующими. В результате пришлось разрабатывать новые виды техники — например, профайлеры. Однако поиск путей, которые позволили бы радиолокатору распознавать явления обоих указанных видов, остается важной и актуальной задачей по сей день.

Один шаг в этом направлении был авторами сделан. Имеется в виду разработка метода распознавания и определения параметров сдвига ветра с помощью оценок ширины спектра принимаемого радиолокационного сигнала [2]. Использовалась особенность данного явления, состоящая в его

больших размерах сразу по двум координатам в горизонтальной плоскости. При его наблюдении на получаемой карте оценок ширины спектра наблюдаются зоны повышенных и пониженных значений параметра с характерным расположением, что и позволяет решить поставленную задачу.

Однако кроме сдвига ветра имеются еще и другие связанные с ветром явления, протяженные только по одной координате, и не менее, если не более опасные. К ним относятся смерч, шквал, микрошквал, восходящие конвективные потоки. Для их распознавания надо искать новые методы. В качестве такового авторами был предложен метод, основанный на оценках нового параметра сигнала — базы [3, 4]. Последняя понимается как произведение ширины энергетического спектра принимаемых отражений на интервал корреляции этого случайного процесса. При невозмущенной атмосфере спектр и корреляционная функция эхо-сигнала имеют гауссову форму [5] и их вторые центральные моменты связаны обратной пропорциональной зависимостью, т.е. при перемножении дают единицу. Если же в элемент разрешения радиолокатора попадают две воздушные массы с разными характеристиками (что имеет место при наблюдении неоднородности ветрового поля), спектр сигнала оказывается состоящим из двух гауссиан. Указанное соотношение нарушается и база

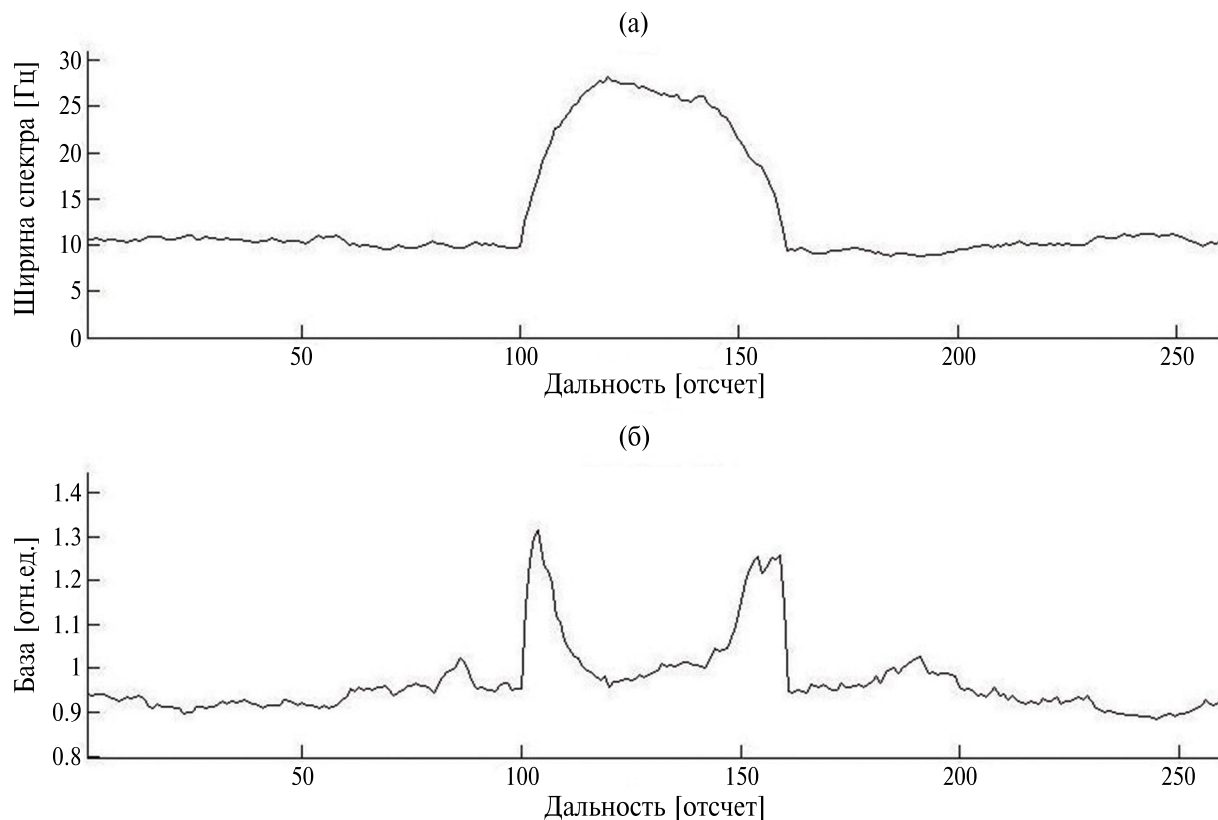


Рис. 1. Зависимости оценок ширины спектра сигнала (а) и его базы (б) при размере области потока, равной 20 отсчетам дальности.

приобретает значение, отличное от единицы. В отличие от ширины спектра, значение которой может определяться различными изменениями распределения ветра в наблюдаемом пространстве (в том числе и неопасными), база является индикатором попадания в луч радара резкой неоднородности, представляющей, как правило, опасность для воздушных судов.

До сих пор исследовалась информативность нового параметра при различных соотношениях значений ширины спектра и мощности сигналов отражений от двух одновременно наблюдаемых воздушных масс [6]. Теоретические расчеты показали обнадеживающие результаты. Целью данной статьи является моделирование указанных сигналов и их обработка.

1. ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТА

Моделировался процесс наблюдения радиолокатором неоднородности поля ветра. Для этого весь диапазон наблюдаемых за один период повторения дальностей разделяли на три зоны: ближнюю, дальнюю и среднюю. Первые две — фон — формировали отражения с одинаковыми параметрами (мощность, средняя частота и ширина энергетического

спектра) и играли роль невозмущенной атмосферы. Внутри нее находилась область, сигнал от которой имел другие значения перечисленных параметров. Роль такой области (области потока) выполняла средняя зона.

Весь интервал дальностей разбивался на элементарные участки, для каждого из которых моделировался отраженный сигнал. Для этого рассчитывали амплитудный спектр, отличавшийся от энергетического тем, что он имел в два раза большую дисперсию, и фазовый спектр в виде ряда случайных равномерно распределенных в интервале от 0 до 2π величин. Затем путем обратного преобразования Фурье рассчитывали значения случайного временного процесса.

Разрешаемый объем радиолокатора имитировался прямоугольным окном длиной в 40 элементарных участков. Таким образом, принимаемый сигнал формировался как сумма 40 случайных процессов, что обеспечивало нормальный закон распределения его отсчетов.

Полученный сигнал подвергали обработке с целью оценивания ширины его энергетического спектра и интервала корреляции. В первом случае применяли наиболее распространенный в метеорологической радиолокации метод парных

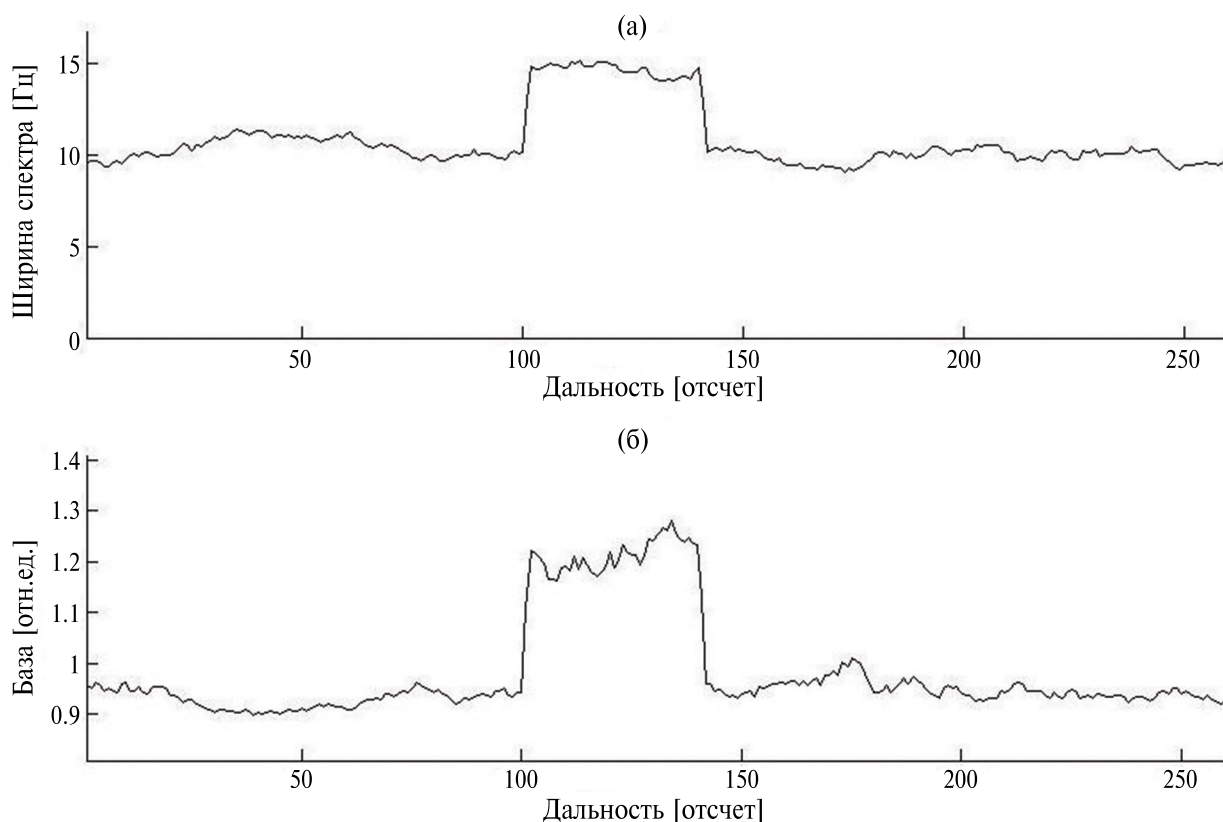


Рис. 2. Зависимости оценок ширины спектра сигнала (а) и его базы (б) при размере области потока, равной одному отсчету дальности.

импульсов, во втором классическом способном рассчитывали коэффициенты автокорреляции для различных временных сдвигов. За интервал корреляции принимали значение временного сдвига, при котором данный коэффициент становился равным 0.5.

2. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТА

Главным результатом проведенного эксперимента стало подтверждение эффективности применения нового параметра сигнала «база». Особенный интерес для практики представляет случай, когда средние частоты отражений от одновременно находящихся в элементе разрешения воздушных масс, равны. Различаются только значения ширины их энергетических спектров и мощности. Именно такая ситуация складывается при наблюдении радиолокатором вертикальных потоков под малыми углами места или зоны порыва под углом 90° к скорости ветра.

Методы, основанные на оценках средней частоты сигналов, здесь бессильны. Применение же нового предлагаемого параметра позволяет распознать участки пространства, опасные для полета

воздушных судов из-за существования в них градиентов поля ветра (см. рис.1 и 2).

На рис.1 изображены изменения оценок ширины спектра и базы при размере области потока, равной 20 элементарным участкам, т.е. половине протяженности элемента разрешения. При этом мощности составляющих сигнала равны. Значения ширины спектра задавались равными 10 Гц у отражений фона и 30 Гц у отражений от зоны потока. На графиках прослеживается реакция обоих параметров на существование неоднородности. Ширина спектра плавно увеличивается при «входе» зоны потока в разрешаемый объем и также плавно спадает при его «выходе». База же четко обозначает опасные места, где имеется резкий переход от одной зоны к другой. Очевидно, что совместное использование обеих оценок позволяет эффективно распознать возникающие в рассматриваемом случае опасные участки. Например, в рассматриваемом случае повышенные значения оценок ширины спектра между обозначенными базой участками неоднородности свидетельствует о наблюдении одного широкого потока воздуха. Если же повышенных значений базы не наблюдается, то уширение спектра вызвано уменьшением отношения сигнал — шум, и опасности не представляет.

Случай наблюдения малоразмерного потока представлен на рис. 2. Размер зоны потока уменьшен до одного элементарного участка. Таким образом имитируется случай, когда вертикальный воздушный поток имеет размеры, значительно меньшие размеров элемента разрешения. Это не делает его менее опасным, но значительно более трудно распознаваемым вследствие маскировки отражениями фона. Из приведенных рисунков видно, что реакция базы в этом случае более энергичная, чем у ширины спектра. При этом она является и более информативной, так как указывает на существование резкой неоднородности поля ветра. Локальное же увеличение ширины спектра может быть вызвано и иными, кроме рассматриваемой, причинами — плавным увеличением ширины спектра скоростей наблюдаемых частиц, уменьшением соотношения сигнал/шум и т.п.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведенный численный эксперимент подтверждает теоретические расчеты, на основании чего можно утверждать, что параметр «база» является эффективным средством решения задачи распознавания опасных явлений погоды, связанных с ветром. Получение его значения, большего единицы, однозначно указывает на существование в зоне обзора радиолокатора неоднородности поля ветра. Совместный анализ оценок базы и ширины спектра позволяет получить информацию о размерах наблюдаемого явления.

Авторы данной статьи заявляют об отсутствии конфликта интересов.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (проект № 21-19-00378).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Денисенков Д. А., Жуков В. Ю., Кулешов Ю. В., Щукин Г. Г. // Метеорология и гидрология. 2020. № 12. С. 110.
2. Денисенков Д. А., Жуков В. Ю., Первушин Р. В., Щукин Г. Г. // Радиотехн. телекоммун. системы. 2016. № 3. С. 68.
3. Zhukov V. Y., Denisenkov D. A., Shchukin G. G. // J. Phys.: Conf. Ser. 2020. V/1632. Article No. 012016. DOI 10.1088/17426596/1632/1/012016.
4. Денисенков Д. А., Жуков В. Ю., Кулешов Ю. В., Щукин Г. Г. // Метеорология и гидрология. 2021. № 5. С. 113. DOI 10.52002/0130-2906-2021-5-113-120.
5. Довиак Р., Зрнич Д. Доплеровские радиолокаторы и метеорологические наблюдения. Л.: Гидрометеоиздат, 1988.
6. Жуков В. Ю., Щукин Г. Г. // Изв. вузов. Радиофизика. 2021. Т. 64. № 8–9. С. 616. DOI 10.52452/00213462-2021-64-08-616

APPLICATION OF THE “BANDWIDTH-DURATION PRODUCT” PARAMETER FOR RADAR RECOGNITION OF HAZARDS

D. A. Denisenkov^a, V. Y. Zhukov^{a,*} G. G. Shchukin^b

^aMozhaisky Military Space Academy,
Zhdanovskaya Str., 13, St.-Petersburg, 197198, Russian Federation

^bMurom Institute (branch) of the Vladimir Civil Servant University
named after Alexander Grigorievich and Nikolai Grigorievich Stoletov,
Orlovskaya Str., 23 Murom, Vladimir region, 602264 Russian Federation

*E-mail: vka@mil.ru

Received July 17, 2023, revised July 17, 2023, accepted April 25, 2024

The features of recognition of hazardous weather phenomena associated with wind, and the problems arising in this case are considered. It describes a numerical experiment carried out to confirm the theoretical research of the effectiveness of the application for these purposes of a new parameter of the received signal - the bandwidth-duration product. On the basis of the obtained results the conclusion about the perspective of its application in weather radar is made.

Keywords: meteorological radar, weather hazard recognition, primary signal processing, bandwidth-duration product, mathematical modeling