

Полярный геофизический институт

На правах рукописи

Никитенко Александр Сергеевич

**Исследование распространения и рассеяния
аврорального хисса на мелкомасштабных
неоднородностях
по данным наземных наблюдений**

Специальность 1.6.18 —
«Науки об атмосфере и климате»

Диссертация на соискание учёной степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:
к.ф.-м.н., доцент
Федоренко Ю. В.

Апатиты — 2024

Оглавление

Введение	6
1 Обзор литературы	13
1.1 Авроральный хисс	13
1.1.1 Генерация аврорального хисса	14
1.1.2 Распространение в ионосфере и выход к земной поверхности	16
1.1.3 Актуальность наземных наблюдений аврорального хисса для исследования мелкомасштабных неоднородностей в ионосфере	18
1.2 Наземная регистрация электромагнитных полей	20
1.3 Анализ данных наземных наблюдений	21
1.3.1 Ковариационная матрица	21
1.3.2 Поляризация магнитного поля	23
1.3.3 Анализ направления прихода электромагнитных волн в точку наблюдений	24
1.3.4 Учет пространственного ограничения фронта электромагнитных волн	26
1.3.5 Особенности оценки азимутальных углов прихода существующими методами при исследовании аврорального хисса	29
1.4 Моделирование распространения аврорального хисса к земной поверхности	30
1.4.1 Модель, предложенная авторами В. Сонуокером и Дж. Харикумаром	31
1.4.2 Полно-волновой метод численного решения волнового уравнения в плоско-слоистой среде	32

1.4.3	Расчет рассеяния волн на неоднородностях электронной концентрации	35
1.4.4	Расчет распространения волн в приближении геометрической оптики	36
1.4.5	Обсуждение результатов	37
1.5	Основные результаты Главы 1	38
2	Аппаратура и обработка данных	41
2.1	Трехкомпонентный регистратор электромагнитных сигналов . . .	42
2.2	Регистрация вертикальной компоненты E_z	44
2.3	Оценка передаточных характеристик регистратора	46
2.3.1	Передаточная характеристика измерительных каналов компонент H_x и H_y	46
2.3.2	Передаточная характеристика измерительного канала компоненты E_z	48
2.4	Верификация оценок угла прихода волн в точку наблюдений . . .	49
2.4.1	Отношение радиальной компоненты сигналов передатчиков к тангенциальной	51
2.4.2	Поляризация и направление вектора Пойнтинга сигналов передатчиков	52
2.5	Устранение помех в записях компонент поля	55
2.5.1	Инверсный фильтр	55
2.5.2	Подавление сигналов атмосфериков	58
2.5.3	Устранение гармоник сети 50 Гц	65
2.5.4	Особенности графического представления данных	65
2.5.5	Обсуждение результатов	66
2.6	Распределение плотности потока энергии по азимутальным углам прихода	67
2.7	Основные результаты Главы 2	68
3	Моделирование распространения аврорального хисса от источника до наземного наблюдателя	70
3.1	Особенности разработанной модели прохождения аврорального хисса к земной поверхности	71

3.1.1	Формирование случайного поля аврорального хисса	71
3.1.2	Модель ионосферной плазмы	73
3.1.3	Расчет поля рассеянных волн у земной поверхности	74
3.1.4	Распространение волн в плоско-слоистой ионосфере	76
3.2	Реализация разработанной модели	76
3.3	Результаты моделирования волнового поля аврорального хисса у земной поверхности	77
3.3.1	Смещение области с неоднородностями по долготе	77
3.3.2	Одновременное существование двух областей с мелкомасштабными неоднородностями	82
3.3.3	Обсуждение результатов	84
3.4	Основные результаты Главы 3	85
4	Исследование пространственной структуры ионосферных неоднородностей по данным наземных наблюдений аврорального хисса	87
4.1	Классификация областей засветки аврорального хисса	88
4.1.1	Область засветки с размерами, малыми относительно расстояния между станциями KAN и LOZ	90
4.1.2	Область засветки, вытянутая по долготе	91
4.1.3	Перемещение области засветки по долготе	93
4.1.4	Смешанный тип	96
4.2	Условия для обеспечения локальности области засветки	98
4.3	Локализация области в ионосфере, занятой мелкомасштабными неоднородностями, по данным наземных наблюдений аврорального хисса	102
4.3.1	Результаты наземных наблюдений аврорального хисса	102
4.3.2	Сравнение с модельными данными	104
4.4	Условия распространения, обуславливающие одновременное наблюдение аврорального хисса в авроральных и приполярных широтах	106
4.5	Обсуждение результатов	109
4.6	Основные результаты Главы 4	110

Заключение	113
Список литературы	117

Введение

Взаимодействие солнечного ветра с магнитным полем Земли обуславливает развитие в магнитосфере разного рода геофизических процессов. Например, возникновение магнитосферных бурь и суббурь, генерацию электрических полей, развитие различных типов плазменных неустойчивостей и многие другие. Как отражение пространственной и временной динамики этих процессов, зачастую происходит возбуждение электромагнитных волн в широком диапазоне частот, регистрируемых на спутниках и на земной поверхности.

Особый интерес представляют свистовые волны ОНЧ диапазона, возбуждаемые на частотах между гирочастотой ионов и гирочастотой электронов. Такие волны зачастую возникают в результате развития суббури, отражают динамику радиационных поясов, а также возникают в результате локальных высыпаний частиц. Поскольку поле этих волн несет информацию о состоянии ионосферы и магнитосферы, измерения полей ОНЧ диапазона широко используются для диагностики околоземной плазмы.

Наземные наблюдения обладают преимуществом над спутниковыми, поскольку несут информацию о процессах в ионосфере, определяющих пространственно-временную структуру поля излучений у земной поверхности. Также наземные наблюдения позволяют отделить временные вариации поля от пространственных, вызванных перемещением спутника, и исследовать динамику продолжительных во времени процессов.

Одним из типов магнитосферных излучений, регистрируемых у земной поверхности в высоких широтах, является авроральный хисс. В силу особенностей генерации волновые векторы волн, формирующих эти излучения, в ОНЧ диапазоне лежат практически перпендикулярно линиям геомагнитного поля. В авроральной ионосфере, где геомагнитное поле ориентировано под

большим углом к земной поверхности, такие волны не способны выйти к наземному наблюдателю без дополнительных условий из-за отражения на высоте, где их частота становится равной локальной частоте нижнегибридного резонанса. Считается, что авроральный хисс преодолевает это отражение за счет рассеяния на мелкомасштабных (< 100 м) неоднородностях электронной концентрации в ионосфере [81]. Рассеянные волны имеют широкий пространственный спектр. Часть волн из этого спектра с малыми углами падения попадают в конус прохождения, определяемый из закона Снеллиуса, что позволяет им достичь земной поверхности.

В настоящее время не вся информация, которую содержит поле аврорального хисса у земной поверхности, используется для исследования процессов рассеяния и распространения хисса. Все существующие методы анализа наземных данных основаны на рассмотрении усредненных значений параметров поля. Поле аврорального хисса является следствием суперпозиции множества случайных актов генерации и рассеяния квазиэлектростатических волн со случайными амплитудами, фазами и волновыми векторами, что приводит к случайным изменениям во времени параметров поля хисса. Во избежание потери информации, необходимо создание метода анализа хисса, основанного на расчете плотности распределения параметров регистрируемого поля.

Существующие методы анализа наземных данных используют приближения для описания регистрируемого излучения, основанные на его представлении либо в виде суммы падающей и отраженной от бесконечно проводящей плоскости плоских волн, либо в виде гауссова пучка плоских волн, распространяющегося с высот 120-150 км. Такие приближения являются слишком упрощенными и не подходят для исследования процессов рассеяния, происходящих на высотах выше 1-2 тыс. км, по данным наземных наблюдений аврорального хисса. Для связи структуры поля аврорального хисса у земной поверхности с процессами рассеяния и распространения в ионосфере необходима модель, описывающая все этапы его распространения до наземного наблюдателя и позволяющая связать экспериментальные и модельные статистические оценки параметров поля.

Авроральный хисс регистрируется у земной поверхности гораздо реже, чем на спутниках [28]. Это дает основание полагать, что мелкомасштабные неоднородности электронной концентрации, на которых происходит рассеяние, не всегда существуют в авроральной ионосфере. В связи с этим наземные наблюдения аврорального хисса можно рассматривать, как индикатор наличия таких неоднородностей. Таким образом, является актуальной задача создания средств наземных измерений ОНЧ полей, методов анализа данных, а также модели распространения хисса, и применения этих инструментов для исследования процессов распространения и рассеяния аврорального хисса на мелкомасштабных неоднородностях по данным наземных наблюдений.

Цель работы

Целью данной работы является исследование процессов распространения и рассеяния аврорального хисса на мелкомасштабных неоднородностях с использованием наземных наблюдений.

Для достижения поставленной цели автору необходимо было решить следующие задачи:

1. Проанализировать существующие теории генерации и распространения аврорального хисса, средства наземной регистрации ОНЧ полей, методы анализа наземных данных, а также модели распространения ОНЧ волн, и на основе проведенного анализа определить теоретико-методологические основы для достижения поставленной цели.
2. Разработать и применить метод подавления сигналов атмосфериков и других помех в записях компонент поля, а также метод верификации оценки направления прихода регистрируемых волн, необходимые для анализа аврорального хисса и сравнения результатов наблюдений на разнесенных точках.
3. Разработать и применить метод анализа данных, учитывающий случайную структуру поля аврорального хисса, и численную модель распространения хисса от источника к земной поверхности, позволяющую

сопоставить экспериментальные и модельные статистические оценки параметров поля.

4. По данным наземных наблюдений исследовать пространственную структуру области у земной поверхности, засвеченной авроральным хиссом; оценить положение областей с мелкомасштабными неоднородностями в верхней ионосфере и выявить закономерности в процессах генерации и распространения хисса, влияющие на структуру поля хисса у земной поверхности.

Научная новизна

1. Впервые разработан и применен метод анализа наземных данных, включающий оценку распределения плотности потока энергии по азимутальным углам прихода и моделирование распространения хисса от источника до наземного наблюдателя, обеспечивающий возможность сравнения экспериментальных и модельных статистических оценок параметров поля.
2. Впервые выявлены неизвестные ранее особенности формы, положения и размера области у земной поверхности, засвеченной авроральным хиссом, и ассоциированные с ними форма, положение и размер области в ионосфере, занятой мелкомасштабными неоднородностями.
3. Впервые выявлены неизвестные ранее особенности распространения аврорального хисса, обуславливающие локальность области у земной поверхности, засвеченной этими излучениями, и одновременные наблюдения хисса на разных широтах.

Практическая значимость

Практическая значимость диссертационной работы заключается в получении новых сведений о пространственной структуре поля аврорального хисса у земной поверхности и особенностях его распространения в магнитосфере и ионосфере Земли. Результаты работы важны для улучшения

прогноза космической погоды и демонстрируют возможность создания средства диагностики состояния авроральной ионосферы по наземным данным.

Основные положения диссертации, выносимые на защиту

1. При совместном использовании разработанных автором диссертации метода анализа наземных данных и модели распространения аврорального хисса возможна оценка положения области с неоднородностями по данным наблюдений на одной станции.
2. Только рассеяние на высоте 800-1200 км, которая гораздо меньше предсказанной ранее, способно обеспечить наблюдаемую экспериментально локальность области, засвеченной всплесками хисса.
3. Одновременную регистрацию хисса в авроральных и приполярных широтах можно объяснить формированием в меридиональной плоскости двух разнесенных по широте волновых пучков, обусловленным равномерным распределением волновых нормалей квазиэлектростатических волн по азимутальным углам при их генерации в потоке электронов.

Личный вклад автора

Личный вклад автора заключается в выполнении основного объема экспериментальных исследований, изложенных в диссертационной работе, включая анализ и оформление результатов в виде публикаций и научных докладов, а также в участии в разработке численных моделей и методик экспериментальных исследований.

Структура и объем работы

Диссертация состоит из введения, четырех глав и заключения; содержит 133 страницы машинописного текста, в том числе 36 рисунков и 48 формул (пронумерованные); список использованной литературы составляет 129 наименований.

Во введении обосновывается актуальность исследований, проводимых в рамках данной работы, формулируются цель и задачи работы, излагается научная новизна и практическая значимость представляемой работы. **Первая глава** содержит обзор литературы по особенностям генерации и распространения аврорального хисса, по подходам и аппаратурным решениям для наземной регистрации электромагнитных полей, методам анализа наземных данных, моделям распространения электромагнитных волн в околоземном пространстве и их рассеяния на неоднородностях электронной концентрации в ионосфере, а также обсуждается возможность применимости существующих методов, подходов и моделей для решения поставленных задач. **Во второй главе** представлены особенности используемого регистратора компонент электромагнитного поля, обеспечивающие низкий уровень его собственных шумов и позволяющие проводить непрерывные наблюдения аврорального хисса, а также особенности расположения точек наблюдений; описан разработанный автором метод верификации оценки направления прихода, позволяющие сравнивать результаты наблюдений на разнесенных точках; описаны и применены разработанные автором алгоритмы подавления сигналов атмосфериков и других помех на частотах 2-4 кГц, обеспечивающие возможность проведения анализа аврорального хисса, и метод оценки направления прихода, учитывающий случайный характер изменения во времени параметров поля излучений, основанный на расчете распределения плотности потока энергии по азимутальным углам прихода. **В третьей главе** описана разработанная модель распространения аврорального хисса от источника до наземного наблюдателя, позволяющая связать результаты наземных наблюдений со структурой неоднородностей в верхней ионосфере. Модель включает в себя модули, описывающие статистические свойства квазиэлектростатических свистовых волн, генерируемых за счет черенковского резонанса, распространение этих волн в магнитосфере до области ионосферы, заполненной мелкомасштабными неоднородностями электронной концентрации, рассеяние квазиэлектростатических волн на этих неоднородностях в конус прохождения и дальнейшее распространение рассеянных волн через нижнюю ионосферу к земной поверхности. Описана используемая модель ионосферной плазмы. Представлены результаты

поведения на земной поверхности распределений плотности потока энергии по азимутальным углам прихода при типовых изменениях положения области с мелкомасштабными неоднородностями, необходимых для интерпретации наземных наблюдений хисса. **Четвертая глава** содержит результаты классификации пространственной структуры поля аврорального хисса у земной поверхности по наземным данным и результаты анализа условий его распространения, способных вызвать наблюдаемую экспериментально локальность области на земной поверхности, засвеченной всплесками хисса. Представлены результаты локализации области в ионосфере с мелкомасштабными неоднородностями по данным наземных наблюдений аврорального хисса и результаты анализа особенностей распространения хисса в ионосфере, способные обусловить его одновременную наземную регистрацию в авроральных и приполярных широтах. **В заключении** кратко сформулированы результаты исследования процессов распространения и рассеяния аврорального хисса на мелкомасштабных неоднородностях по данным наземных наблюдений.

Апробация результатов диссертации

Основные результаты диссертационной работы докладывались и обсуждались на ежегодных Апатитских семинарах «Физика авроральных явлений» (Апатиты, 2018, 2019, 2020, 2021, 2022, 2023), на конференциях «Наука и образование в арктическом регионе» (Мурманск, 2018, 2019), на всероссийской конференции «Гелиогеофизические исследования в Арктике» (Мурманск, 2018), на ежегодных конференциях «Физика плазмы в солнечной системе» (Москва, 2017, 2018, 2019, 2020, 2021, 2023), на международных конференциях «Solar Influences on the Magnetosphere, Ionosphere and Atmosphere» (Болгария, 2018, 2019), «Триггерные эффекты в геосистемах» (Москва, 2022), «VERSIM workshop» (Апатиты, 2018; Киото, 2020).

Глава 1

Обзор литературы

В данной главе рассмотрены основные особенности генерации аврорального хисса и его распространения к земной поверхности. Рассмотрены существующие аппаратные решения для наземной регистрации полей в диапазоне частот от сотен герц до нескольких десятков килогерц, а также подходы и методы анализа поля магнитосферных излучений в этом диапазоне. Проанализированы существующие модели распространения таких излучений в околоземной плазме.

На основе существующей информации о характере генерации и распространения аврорального хисса обсуждается возможность привлечения наземных наблюдений для исследования процессов распространения и рассеяния аврорального хисса на мелкомасштабных неоднородностях в ионосфере. Рассмотрена возможность применения существующих регистраторов электромагнитных полей и методов анализа поля излучений для проведения подобного рода исследований. Проанализирована возможность создания модели распространения аврорального хисса от источника до наземного наблюдателя, необходимой для интерпретации наземных данных, на базе существующих моделей распространения электромагнитных волн в ионосферной плазме.

1.1 Авроральный хисс

Авроральный хисс — один из типов магнитосферных электромагнитных излучений, регистрируемых у земной поверхности в высоких широтах. Спектр

этих излучений может занимать широкий диапазон частот - от единиц до сотен кГц. Максимальная интенсивность хисса по данным наземных и спутниковых измерений наблюдается на частотах 8–10 кГц [29; 38]. На земной поверхности авроральный хисс регистрируется в виде отдельных иррегулярных всплесков длительностью до 10–20 мин или последовательности таких всплесков [30; 54; 74; 82; 99; 103].

1.1.1 Генерация аврорального хисса

Многочисленные наблюдения на спутниках OGO-4 [32; 44], Injun-5 [61], OGO-6 [45], ISIS 1 [36], S3-3 [26] и AUREOL/ARCAD 3 [2] показывают, что всплески аврорального хисса хорошо коррелируют с потоками электронов с энергиями ниже 1 кэВ. Это дало основание рассматривать электроны этих энергий как источник генерации хисса. Первые теории были основаны на передаче энергии электронов волне в результате действия механизма некогерентного черенковского излучения на высотах 6 - 20 тыс. км [19; 38; 50]. Такое излучение возникает в среде с настолько большим показателем преломления, что частица в такой среде способна двигаться быстрее фазовой скорости волны. Это условие выполняется для волны моды вистлера с волновой нормалью вблизи резонансного конуса, определяемого как конус углов θ_R по отношению к магнитному полю, в котором показатель преломления стремится к бесконечности. Угол θ_R определяется выражением [83; 98]:

$$\tan^2 \theta_R = -\frac{P}{S} \quad (1.1)$$

где $S = 1 - \sum_s \frac{\omega_{ps}^2}{\omega^2 - \omega_{Hs}^2}$, $P = 1 - \sum_s \frac{\omega_{ps}^2}{\omega^2}$, $\omega = 2\pi f$, f - частота волны, ω_{ps} и ω_{Hs} - плазменная частота и гирочастота частиц сорта s соответственно. Условие для возникновения черенковского излучения записывается как:

$$n \cos \theta_R = c/v_{\parallel} \quad (1.2)$$

где n - показатель преломления волны моды вистлеров под углом θ_R к внешнему магнитному полю, c - скорость света в вакууме, v_{\parallel} - продольная относительно внешнего магнитного поля скорость электрона.

Механизм некогерентного черенковского излучения не объясняет результаты наблюдений мощных всплесков аврорального хисса и отсутствие увеличения сопровождающих их потоков электронов. Кроме того, отсутствует предел энергии высыпающихся электронов, ниже которого излучения не наблюдались бы. Для объяснения этих противоречий сегодня используется концепция когерентного механизма генерации, дополняющего некогерентное черенковское излучение. Поскольку авроральный хисс распространяется вблизи резонансного конуса моды вистлеров, фазовая скорость таких волн много меньше скорости света. В этом случае эффективным механизмом генерации является пучково-плазменная неустойчивость, связанная с резонансом Ландау. Это было продемонстрировано с помощью моделирования возникновения когерентного излучения в пучке электронов [21]. Возбуждающая волну неустойчивость развивается, когда фазовая скорость волны находится в области нарастания функции распределения электронов по скоростям [73], то есть должно выполняться условие:

$$\partial F_0 / \partial v_{\parallel} > 0 \quad (1.3)$$

Здесь F_0 - функция распределения электронов по скоростям, $v_{\parallel} = c/n_z = v_{ph}$, n_z - проекция вектора показателя преломления $\mathbf{n} = \mathbf{k}/k_0$ на направление силовой линии магнитного поля, \mathbf{k} - волновой вектор, $k_0 = \omega/c$, v_{ph} - фазовая скорость волны.

Авторы [41], используя простые допущения, аналитически вывели выражение для инкремента нарастания амплитуды аврорального хисса, генерируемого в пучке высыпающихся электронов:

$$\gamma = \frac{2\pi\omega_{pe}^2 v_{\parallel}^2 \cos^2(\theta_R)}{\omega} \frac{\partial F_0}{\partial v_{\parallel}} \quad (1.4)$$

Здесь ω_{pe} - плазменная частота электронов. Как видно из этой формулы, инкремент прямо пропорционален производной функции распределения электронов по скоростям по продольной относительно внешнего магнитного поля компоненте скорости электронов.

Генерируемые волны набирают энергию в результате развития неустойчивости на резонансе Ландау, который подразумевает взаимодействие с частицами, движущимися в направлении движения волны. Это объясняет наблюдаемую корреляцию между всплесками аврорального хисса, регистрируемыми у земной поверхности, и потоками высыпающихся электронов.

1.1.2 Распространение в ионосфере и выход к земной поверхности

Для волн, волновые нормали которых лежат вблизи резонансного конуса, выполняется условие $E \gg \frac{B}{c}$. Такие волны принято называть квазиэлектростатическими [3; 4]. Распространяясь в ионосферной плазме, квазиэлектростатические волны испытывают отражение на высоте, где частота волны становится равной частоте нижнегибридного резонанса ω_{LHR} (НГР) [8; 83; 98], определяемой из выражения [40]:

$$\omega_{LHR}^2 = \frac{1}{M_{eff}} \frac{\omega_{0e}^2 \omega_{He}^2}{\omega_{0e}^2 + \omega_{He}^2} \quad (1.5)$$

где ω_{pe} – плазменная частота электронов, ω_{He} – гирочастота электронов, M_{eff} – эффективная ионная масса [101], $\frac{1}{M_{eff}} = \frac{m_e}{n_e} \sum_i \frac{n_i}{m_i}$, m_e – масса электрона, n_e – концентрация электронов, m_i – масса ионов i -го типа, n_i – концентрация ионов этого типа.

Волны с большими значениями горизонтальной относительно геомагнитного поля компоненты волнового вектора не способны преодолеть нижнюю ионосферу (< 120 км). Из-за резкого градиента показателя преломления на этих высотах они испытывают полное внутреннее отражение [8; 81]. Считается, что на земной поверхности могут быть зарегистрированы только волны с волновыми нормальными, лежащими в пределах конуса выхода. Понятие конуса выхода возникает при рассмотрении ионосферной плазмы как среды, параметры которой изменяются только с высотой. При распространении в такой среде горизонтальная компонента волнового вектора будет сохраняться в соответствии с законом Снеллиуса. Границы конуса определяются волнами,

у которых горизонтальные компоненты волновой нормали (вектор \mathbf{n}) у земной поверхности равны единице.

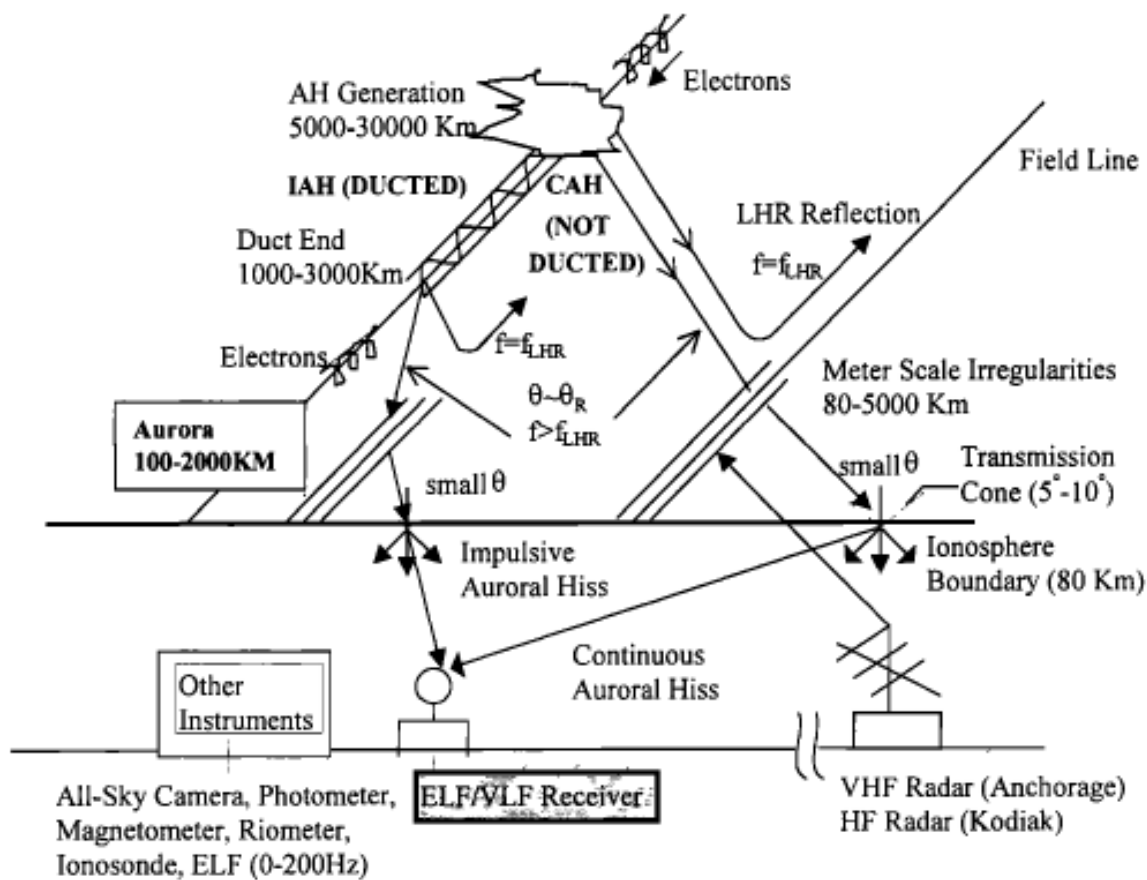


Рисунок 1.1: Схема распространения аврорального хисса от источника к земной поверхности [81].

Наиболее вероятным механизмом выхода квазиэлектростатических волн к земной поверхности является их рассеяние на горизонтальных градиентах (неоднородностях) плотности концентрации электронов в верхней ионосфере [81]. Рассеяние на крупномасштабных неоднородностях (10 км) приводит к изменению наклона волновой нормали волны моды вистлеров на 5° - 20° [37; 79; 80], чего недостаточно для попадания волновых нормалей в конус выхода. В работе [81] авторы предложили схему распространения аврорального хисса от источника к земной поверхности (рис. 1.1). Они показали, что рассеяние квазиэлектростатических волн на мелкомасштабных (< 100 м) неоднородностях электронной концентрации в ионосфере на высотах 3-5 тыс. км. приводит к попаданию волновых нормалей этих волн в конус выхода и, соответственно, обуславливает их наблюдение у земной поверхности.

Проблеме рассеяния электромагнитных волн на неоднородностях электронной концентрации было уделено большое внимание отечественных авторов. Особенно следует выделить работы [43; 77; 78]. Авторы [78] исследовали вопросы распространения пакета электромагнитных волн в ионосфере в условиях существования мелкомасштабных неоднородностей электронной концентрации и, в частности, рассматривали возбуждение квазиэлектростатических волн в результате рассеяния свистовых волн на таких неоднородностях. В работе [77] аналитически с применением борновского приближения решалась задача рассеяния свистовых волн с волновыми нормальными, отличающимися от резонансного конуса. Авторы рассчитали ослабление интенсивности распространяющихся волн, обусловленного рассеянием на мелкомасштабных неоднородностях.

В работе [43] двумерная задача выхода свистовых волн к Земле рассмотрена аналитически с использованием метода функции Грина [124] и борновского приближения [7; 49; 76; 126]. Результаты расчетов показали, что мелкомасштабные (метровые) неоднородности в ионосфере способны эффективно рассеивать квазиэлектростатические волны с волновыми нормальными, близкими к резонансному конусу, в конус выхода. В свою очередь, крупномасштабные (километровые) неоднородности эффективно рассеивают в конус прохождения только волны, чьи волновые нормали сильно отличаются от резонансного конуса. Было показано, что мощность рассеянных волн, достигающих земной поверхности, находится в пределах, установленных экспериментальными наблюдениями [38]. При этом эффекты, связанные с поглощением и отражением рассеянных волн в нижних слоях ионосферы не рассматривались.

1.1.3 Актуальность наземных наблюдений аврорального хисса для исследования мелкомасштабных неоднородностей в ионосфере

Согласно существующим представлениям о характере генерации и распространения аврорального хисса его наземные наблюдения определяются наличием мелкомасштабных неоднородностей в верхней ионосфере.

Необходимость наличия особых условий для выхода хисса к земной поверхности подтверждается спутниковыми наблюдениями. Низкоорбитальные спутники регистрируют авроральный хисс практически при каждом пересечении авроральных широт в вечернее и ночное время [28; 34], в то время как на Земле хисс регистрируется гораздо реже [54; 103]. Максимум интенсивности отмечается на геомагнитных широтах 68° - 72° , в окрестности широт станций, данные которых используются в настоящей работе (рис. 2.2). Таким образом, наземные наблюдения хисса могут быть использованы для исследования процессов распространения и рассеяния аврорального хисса на мелкомасштабных неоднородностях.

Проведение подобного рода исследований требует измерения в разнесенных точках горизонтальных компонент магнитного поля H_x , H_y и вертикальной компоненты электрического поля E_z , необходимых для оценки направления вектора Пойнтинга, с возможностью сравнения результатов наблюдений в этих точках. В существующей схеме генерации хисса и его выхода к земной поверхности ожидается, что его поле будет случайным, поэтому необходим метод обработки данных, учитывающий случайный характер изменения во времени параметров поля излучений. Кроме того, чтобы ассоциировать пространственно-временную структуру поля у земной поверхности с этой структурой на высотах рассеяния и выше, необходима модель распространения аврорального хисса, описывающая процессы генерации хисса и все этапы его распространения к наземному наблюдателю. Ниже рассмотрены существующие аппаратные решения для наземной регистрации электромагнитных полей, методы анализа наземных данных и модели распространения волн в ионосферной плазме и их рассеяния на неоднородностях, а также оценена возможность применения этих методов и моделей для достижения поставленной цели.

1.2 Наземная регистрация электромагнитных полей

Наземные наблюдения электромагнитных полей в диапазоне частот ниже нескольких десятков кГц стали широко проводиться во второй половине 20-го века. Расчеты распространения электромагнитных волн в приближении земной поверхности как бесконечно проводящей плоскости показали, что на высоте много меньше длины волны у Земли доминируют горизонтальные компоненты напряженности магнитного поля (H_x , H_y) и вертикальная компонента напряженности электрического поля (E_z) [10; 91].

Существующие сегодня системы сбора данных можно разделить на два вида по типу привязки данных к мировому времени. В системах сбора первого вида применяются параллельные аналого-цифровые преобразователи с дополнительным аналоговым каналом, используемым для осуществления привязки по Pulse-Per-Second (PPS) импульсу от GPS/ГЛОНАСС-приемника. Такой подход используется на станциях сетей WWLLN (World Wide Lightning Location Network) и AARDDVARK (Antarctic-Arctic Radiation-belt (Dynamic) Deposition – VLF Atmospheric Research Konsortium), на которых по результатам измерений напряженности магнитного поля осуществляется локализация положения источника молниевых разрядов [18; 46] и проводятся исследования нижней ионосферы по наблюдениям сигналов передатчиков радионавигационных систем [13].

Второй вид систем сбора данных основан на использовании GPS/ГЛОНАСС-приемника в системе фазовой автоподстройки частоты опорного тактового сигнала. Наиболее распространенной системой такого типа является приемник AWESOME (Atmospheric Weather Electromagnetic System for Observation, Modeling, and Education), разработанный в Стэнфордском университете [14]. Аналогичный подход используется также в приемнике, разработанном в Уханьском университете [12].

Основным недостатком большинства существующих наземных приемников электромагнитных излучений является отсутствие регистрации вертикальной компоненты электрического поля E_z . Регистрация компоненты E_z прежде всего необходима для устранения неопределенности в 180 градусов, которая

возникает при оценке углов прихода волн по данным наблюдений только магнитных компонент (см. раздел 1.3.3).

В отсутствие довольно большого количества разнесенных точек, плотно покрывающих зону наблюдений аврорального хисса на земной поверхности, исследование пространственной структуры области в ионосфере, занятой неоднородностями, невозможно без регистрации компоненты E_z . Для проведения таких исследований необходимы измерения всех трех компонент поля в диапазоне частот ниже примерно 14 кГц с возможностью сравнения результатов наземных наблюдений, проведенных в разнесенных точках.

1.3 Анализ данных наземных наблюдений

При анализе электромагнитных излучений, регистрируемых у земной поверхности в диапазоне ниже нескольких десятков кГц, основными параметрами, характеризующими их поле являются поляризация магнитного поля и азимутальные углы прихода волн. В данном разделе рассмотрены наиболее распространенные методы оценки этих параметров и обсуждается возможность применения этих методов для анализа данных наземных наблюдений аврорального хисса.

1.3.1 Ковариационная матрица

Ввиду особенностей генерации и распространения регистрируемый у земной поверхности авроральный хисс можно рассматривать как стационарный гауссов случайный процесс. Для анализа таких процессов удобно использовать ковариационную (или поляризационную) матрицу [24; 58; 84; 125]. Рассмотрим некоторые ее свойства.

Пусть аналитические сигналы \dot{E}_z , \dot{H}_x и \dot{H}_y ассоциированы с вещественными компонентами поля E_z , H_x и H_y . Ковариационная матрица для этих сигналов будет иметь вид [24; 58; 125]:

$$\mathbf{J} = \begin{vmatrix} J_{11} & J_{12} & J_{13} \\ J_{21} & J_{22} & J_{23} \\ J_{31} & J_{32} & J_{33} \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} \langle \dot{E}_z \dot{E}_z^* \rangle & \langle \dot{E}_z \dot{H}_x^* \rangle & \langle \dot{E}_z \dot{H}_y^* \rangle \\ \langle \dot{H}_x \dot{E}_z^* \rangle & \langle \dot{H}_x \dot{H}_x^* \rangle & \langle \dot{H}_x \dot{H}_y^* \rangle \\ \langle \dot{H}_y \dot{E}_z^* \rangle & \langle \dot{H}_y \dot{H}_x^* \rangle & \langle \dot{H}_y \dot{H}_y^* \rangle \end{vmatrix} \quad (1.6)$$

Здесь угловые скобки означают усреднение по времени, звездочкой обозначено комплексное сопряжение. Матрица \mathbf{J} эрмитова, то есть ее недиагональные элементы комплексно-сопряженные ($J_{jk} = J_{kj}^*$, где j и k номер строки и столбца соответственно). Ее диагональные элементы вещественны и представляют собой среднюю интенсивность той или иной компоненты.

Замечательным свойством ковариационной матрицы является возможность представления заданного векторного колебания в виде суммы некоррелированных колебаний. Существуют различные виды представления, однако в данной работе интерес представляет разложение матрицы \mathbf{J} в виде суммы матрицы полностью неполяризованного колебания (шума) \mathbf{J}_n и матрицы полностью поляризованного колебания (сигнала) \mathbf{J}_s .

В полностью неполяризованном колебании интенсивность любой его компоненты, направленной поперек направления распространения, одинакова, а коэффициент взаимной корреляции между компонентами равен нулю $\mu_{jk} = J_{jk}/\sqrt{J_{jj}J_{kk}} = 0$ [125]. Приводя единицы напряженности магнитного поля к единицам напряженности электрического, так что $\mathbf{H} = Z_0 \mathbf{H}_{SI}$ [8], где $Z_0 = \sqrt{\mu_0/\epsilon_0}$ - импеданс свободного пространства, \mathbf{H}_{SI} - напряженность магнитного поля в единицах СИ, матрицу \mathbf{J} можно записать:

$$\mathbf{J} = \mathbf{J}_s + \mathbf{J}_n = \begin{vmatrix} B + A & C & D \\ C^* & F + A & E \\ D^* & E^* & G + A \end{vmatrix} \quad (1.7)$$

Здесь $A \geq 0$ - элементы матрицы неполяризованного колебания.

Стоит отметить, что в матрице полностью поляризованного колебания $B \geq 0$, $F \geq 0$ и $G \geq 0$, а ее определитель равен нулю [24; 125].

Параметр A можно выразить, решая кубическое уравнение, возникающее из равенства нулю детерминанта матрицы \mathbf{J} :

$$aA^3 + bA^2 + cA + d = 0, \quad (1.8)$$

в котором коэффициенты a , b , c и d записываются, как:

$$\begin{aligned} a &= -1 \\ b &= J_{11} + J_{22} + J_{33} \\ c &= J_{31}J_{13} + J_{12}J_{21} + J_{23}J_{32} - J_{11}J_{22} - J_{11}J_{33} - J_{22}J_{33} \\ d &= J_{11}J_{22}J_{33} + J_{12}J_{23}J_{31} + J_{21}J_{32}J_{13} - J_{11}J_{23}J_{32} - J_{22}J_{31}J_{13} - J_{33}J_{12}J_{21} \end{aligned} \quad (1.9)$$

1.3.2 Поляризация магнитного поля

В общем случае, конец вектора магнитного поля регистрируемых излучений, вращаясь в плоскости, перпендикулярной направлению распространения волн, описывает эллипс. Падающую эллиптически поляризованную волну рассматривают как сумму двух сдвинутых по фазе линейно поляризованных волн - ТМ (Transverse Magnetic) и ТЕ (Transverse Electric). У ТМ волны вектор напряженности электрического поля лежит в плоскости падения, а в ТЕ волне - нормально к этой плоскости. Форма, размеры и ориентация эллипса зависят от амплитуды и фазы компонент H_x и H_y [125] и несут информацию о взаимном положении точки наземных наблюдений и области выхода магнитосферных электромагнитных излучений [например, 52; 70; 96; 102; 109], а также используются для оценки влияния отражений этих излучений от стенок волновода Земля-ионосфера на результаты наземных наблюдений [например, 22; 60; 69] и др.

При анализе поляризации магнитного поля естественных излучений удобно пользоваться индексом круговой поляризации P_c [125]. Индекс P_c выражается через элементы ковариационной матрицы :

$$P_c = \frac{i(J_{32} - J_{23})}{J_{22} + J_{33}} \quad (1.10)$$

Индекс круговой поляризации P_c положителен для правополяризованных волн, у которых вектор магнитного поля вращается в направлении вращения электрона в магнитном поле Земли, и отрицателен для левополяризованных

волн (вращение в обратном направлении). При $P_c = \pm 1$ эллипс поляризации вырождается в окружность (круговая поляризация), а при $P_c = 0$ - в отрезок (линейная поляризация).

1.3.3 Анализ направления прихода электромагнитных волн в точку наблюдений

При анализе естественных электромагнитных волн наряду с индексом круговой поляризации магнитного поля широко используются азимутальные углы прихода волн в точку наблюдений. Эти измерения привлекаются, например, для исследования квазипериодических излучений и хоров по данным одновременных наблюдений на спутниках и на земной поверхности [например, 16; 17; 56; 86], а также для локализации области выхода, в которой регистрируемые волны покидают ионосферу и проникают в волновод Земля-ионосфера [например, 9; 33; 55; 88; 90]. Ниже рассмотрены некоторые особенности оценки азимутальных углов прихода регистрируемых волн по данным наземных наблюдений.

Первые исследования были направлены на определение положения центра области выхода магнитосферных излучений. Падающее излучение представлялось в виде плоской монохроматической волны, а земная поверхность - в виде бесконечно проводящей плоскости.

Электромагнитное поле в точке наблюдений представляет собой суперпозицию поля падающей плоской волны и поля волны, отраженной от земной поверхности. В используемых приближениях поле монохроматической синусоидальной плоской волны произвольной поляризации на некоторой высоте над поверхностью Земли, много меньшей длины регистрируемой волны, задается горизонтальными компонентами напряженности магнитного поля H_x и H_y , а также вертикальной компонентой напряженности электрического поля E_z [88]:

$$\begin{aligned} E_z &= -E \sin \theta e^{i\omega t}, \\ H_x &= E (\sin \phi - \epsilon e^{i\alpha} \cos \theta \cos \phi) e^{i\omega t} \\ H_y &= E (-\cos \phi + \epsilon e^{i\alpha} \cos \theta \sin \phi) e^{i\omega t} \end{aligned} \quad (1.11)$$

Здесь $\epsilon = E_{TE}/E_{TM}$ и $\alpha = \Phi_{TE} - \Phi_{TM}$ отношения амплитуд и разность фаз между волнами с ТЕ и ТМ поляризацией, θ - угол падения волны, $\omega = 2\pi f$, f - частота волны, i - мнимая единица, t - время.

Метод гониометра

Первые попытки определения азимутального угла прихода волн в точку наблюдений проводились с использованием вращающейся рамки гониометра, когда угол определялся по минимуму абсолютной величины напряженности горизонтального магнитного поля [9]. При наличии записей компонент H_x и H_y угол прихода ϕ_g определяется как угол, который составляет малая ось эллипса поляризации с направлением первой оси [88]:

$$\phi_g = \frac{1}{2} \arctan \frac{2\Re(H_x H_y^*)}{H_x H_x^* - H_y H_y^*} \quad (1.12)$$

Угол ϕ_g лежит в диапазоне $-90^\circ \leq \phi_g \leq 90^\circ$, а направления «от источника» и «на источник» неотличимы.

Подставив 1.11 в выражение 1.12, получим поляризационную ошибку, возникающую при оценке угла ϕ_g [88]:

$$\tan 2\delta_g = \frac{2\epsilon \cos \alpha \cos \theta}{1 - \epsilon^2 \cos^2 \theta} \pm 180^\circ \quad (1.13)$$

Использование метода гониометра для оценки кажущихся углов прихода дает корректные результаты только в случае линейно поляризованной волны с углами падения, близкими к 90° .

Метод Пойнтинга

Другой метод использует горизонтальные компоненты вектора Пойнтинга для вычисления азимутального угла прихода волн ϕ_p [47; 88]:

$$\tan \phi_p = \frac{-\Re(E_z H_x^*)}{\Re(E_z H_y^*)} = \frac{E^2 (\sin \phi - \epsilon \cos \alpha \cos \theta \cos \phi)}{E^2 (\cos \phi + \epsilon \cos \alpha \cos \theta \sin \phi)} \quad (1.14)$$

Здесь символом \Re обозначена реальная часть от выражения, стоящего за ним в скобках. Благодаря наличию вертикальной компоненты электрического поля устраняется неопределенность 180 градусов [9; 88].

При распространении волны только на ТМ моде ($E_{TE} = 0$) выражение 1.14 позволяет точно определить азимутальный угол ϕ . Но, как правило, $E_{TE} \neq 0$ и наличие множителей при ϵ в числителе и знаменателе порождает поляризационную ошибку [47; 88]:

$$\tan \delta_p = \epsilon \cos \alpha \cos \theta \quad (1.15)$$

НРЕ метод

Более точный метод [52; 88; 90] теоретически позволяет полностью устранить поляризационную ошибку при определении азимутального угла, благодаря чему получил название НРЕ-метод (No Polarization Error). Для вычисления азимутального угла ϕ используется выражение:

$$\tan \phi = \frac{\Im(E_z H_y^*)}{\Im(E_z H_x^*)} = \frac{E^2 \epsilon \sin \theta \cos \theta \sin \phi \sin \alpha}{E^2 \epsilon \sin \theta \cos \theta \cos \phi \sin \alpha} \quad (1.16)$$

Здесь символом \Im обозначена мнимая часть от выражения, стоящего за ним в скобках. Как видно из выражения 1.16, несмотря на отсутствие ошибки, данный метод неприменим для линейно поляризованных волн ($\alpha = 0^\circ$) и в случае скользящего падения регистрируемых волн ($\theta = 90^\circ$).

1.3.4 Учет пространственного ограничения фронта электромагнитных волн

Рассмотренные выше методы оценки азимутального угла прихода, основанные на приближении плоской волны, не учитывают влияние на результаты наблюдений эффектов, связанных с пространственным ограничением фронта регистрируемых волн, а также эффектов, вызванных распространением волн в ионосфере и волноводе Земля-ионосфера. Ниже рассмотрены примеры экспериментального подтверждения существования

такого ограничения и методы анализа поля, учитывающие вышеупомянутые эффекты.

Экспериментальное подтверждение

Первое экспериментальное подтверждение существования пространственного ограничения волнового поля электромагнитных излучений было представлено авторами [89] на основе наземных измерений магнитного поля магнитосферных хоров и сигналов СДВ передатчика, расположенного в сопряженной точке. Измерения проводились на сети станций, разнесенных по широте и долготе.

Было показано, что в горизонтальной плоскости поле как сигналов передатчика, так и хоров, сосредоточено в ограниченной области на земной поверхности, размеры которой сравнимы с расстоянием между станциями. Измеренная скорость затухания волн на частоте ниже 5 кГц составила около 7 дБ на 100 км, что превышает скорость затухания, полученную при расчете распространения вистлеров в нижней ионосфере и волноводе Земля-ионосфера с использованием приближения плоской волны и представлением верхней стенки волновода в виде резкой границы (12 дБ на 1000 км) [92].

Похожие исследования были проведены авторами [51]. Они измерили скорость затухания вистлеров и поляризацию их магнитного поля. Значение скорости затухания было близким к полученному в работе [89] и составило 6 дБ на 100 км. Поляризация магнитного поля была наиболее близка к правой круговой в той точке, где наблюдалась наибольшая интенсивность магнитного поля, и уменьшалась с отдалением от этой точки.

Модель пространственно ограниченного излучения

На основе представленных выше исследований была предложена одномерная [62], а позже и двумерная [64] математическая модель области выхода. Падающее излучение авторы предложили рассматривать в виде гауссова пучка плоских волн на высоте 120-150 км (рис. 1.2). Расчет поля у земной поверхности авторы предложили вести, решая уравнения Максвелла в плоско-слоистой среде для каждой плоской волны из этого пучка (полно-

волновой или full-wave метод, см. раздел 1.4.2). Такой подход позволил получить значения скорости затухания волн и поляризации магнитного поля, близкие к экспериментальным из работ [51; 89].

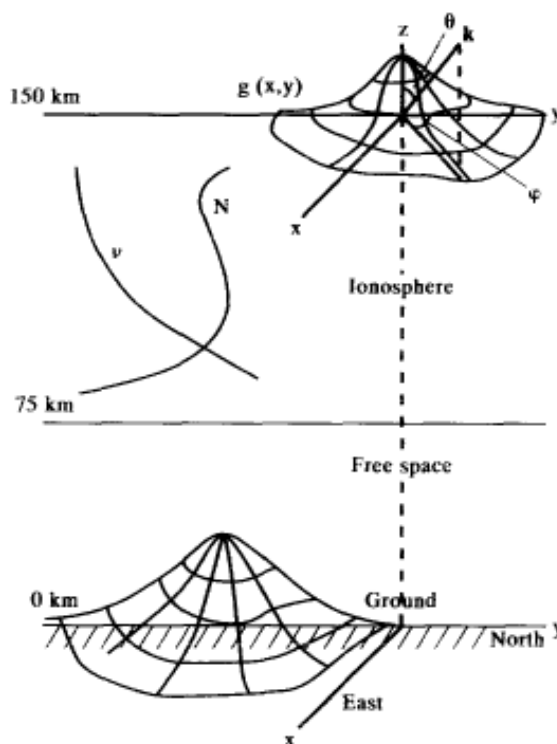


Рисунок 1.2: Схема расчета распространения гауссова пучка волн с высот 120-150 км к наземному наблюдателю (из работы [94])

С использованием представленной в работе [64] модели области выхода, авторами [70] был предложен метод оценки положения этой области, основанный на сравнении экспериментальных и модельных интенсивности и поляризации магнитного поля аврорального хисса. Такой подход является более реалистичным, поскольку принимаются во внимание эффекты распространения излучений в анизотропной ионосферной плазме и в волноводе Земля-ионосфера. Авторам удалось оценить положение области выхода аврорального хисса, зарегистрированного на арктических станциях, и показать, что область была расположена к экватору относительно полярных сияний, с которыми они связали возникновение хисса.

Эффекты распространения электромагнитных волн в волноводе Земля-ионосфера

С применением полно-волнового метода [64] в работе [94] авторы провели моделирование распространения гауссова пучка волн из нижней ионосферы и оценили влияние распространения волн в ионосферной плазме и отражений от стенок волновода Земля-ионосфера на результаты расчетов кажущихся углов прихода у земной поверхности с использованием методов, описанных в предыдущем разделе. Пучок задавался с размерами 40 км на высоте 150 км. Моделирование велось на частоте 5 кГц. Было получено, что отличие кажущихся углов прихода, рассчитанных даже с использованием NPE-метода [88], от направления на центр области выхода может составлять 30 градусов и более (рис. 1.3).

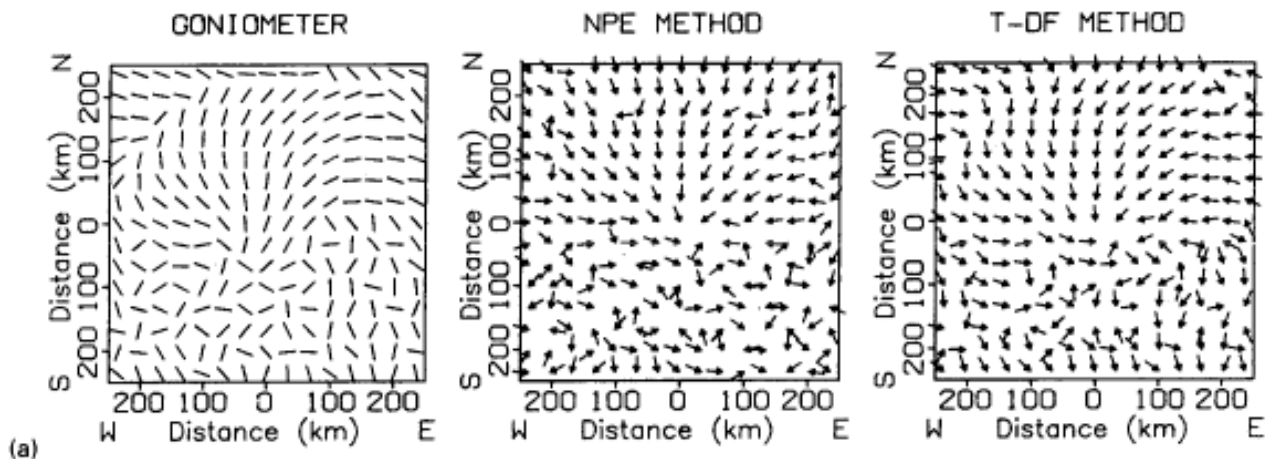


Рисунок 1.3: Модельные оценки азимутальных углов прихода, полученные с использованием метода гониометра, метода Пойнтинга и NPE метода (из работы [94])

1.3.5 Особенности оценки азимутальных углов прихода существующими методами при исследовании аврорального хисса

Основным недостатком существующих методов анализа азимутальных углов прихода электромагнитных волн в точку наблюдений является тот факт, что эти методы основаны на усреднении компонент регистрируемого поля и,

соответственно, не учитывают случайные изменения во времени параметров поля. Поле аврорального хисса является следствием суперпозиции множества случайных актов генерации и рассеяния квазиэлектростатических волн со случайными амплитудами, фазами и волновыми векторами, что приводит к случайным изменениям во времени параметров поля хисса. Применение существующих методов для анализа аврорального хисса может привести к потере информации и не позволяет решить поставленные задачи. В связи с этим, исследование излучений типа авроральный хисс требует разработки актуального метода анализа наземных данных. Автором диссертации был разработан метод анализа аврорального хисса, учитывающий случайные вариации во времени азимутальных углов прихода, который описан в разделе 2.6.

1.4 Моделирование распространения аврорального хисса к земной поверхности

Для интерпретации данных наземных наблюдений аврорального хисса и исследования процессов распространения и рассеяния хисса на мелкомасштабных неоднородностях по наземным данным важно иметь модель распространения хисса от источника к наземному наблюдателю. Применение модели распространения гауссова пучка с высот 120-150 км (раздел 1.3.4) для подобного рода исследования не имеет под собой физического основания. Такой подход не позволит связать пространственную структуру поля у Земли со структурой области с неоднородностями на высоте выше 500-1000 км. Для выявления этой связи необходима модель распространения аврорального хисса от источника к наземному наблюдателю, которая будет описывать статистические свойства квазиэлектростатических волн, генерируемых в результате развития черенковского резонанса (раздел 1.1.1), распространение этих волн в магнитосфере до области верхней ионосферы, заполненной мелкомасштабными неоднородностями электронной концентрации, а также их рассеяние на неоднородностях в конус прохождения и распространение рассеянных волн к наземному наблюдателю (раздел 1.1.2).

В данном разделе рассмотрены существующие модели распространения электромагнитных волн диапазона ниже нескольких десятков кГц в околосредней плазме и их рассеяния на неоднородностях электронной концентрации в ионосфере, а также оценивается возможность применения моделей для решения поставленных задач.

1.4.1 Модель, предложенная авторами В. Сонюкером и Дж. Харикумаром

Первыми, кто начал исследовать особенности выхода аврорального хисса из ионосферы к земной поверхности в результате рассеяния квазиэлектростатических волн на мелкомасштабных неоднородностях электронной концентрации (рис. 1.1), были авторы В. Сонюкер и Дж. Харикумар [81]. На высоте 5-20 тыс. км из условия возникновения черенковского резонанса электронов с энергиями 0.1-10 кэВ (выражение 1.2) рассчитывались волновые нормали квазиэлектростатических волн. Для описания рассеяния авторы использовали линейную конверсию мод на границе областей с разными электронными концентрациями [3]. Они рассчитывали амплитуду волн, стимулированных падающей на неоднородности квазиэлектростатической волной, разделяя неоднородности на ряд слоев и применяя метод полно-волнового решения к каждому слою. Затем они оценивали возможность попадания рассеянных волн в конус выхода без расчетов полей у земной поверхности. Неоднородности задавались на высотах 3000-5000 км с электронной концентрацией 0.1-10 % от фоновой. Расчет распространения квазиэлектростатических и рассеянных волн производился методами геометрической оптики (Ray-tracing) [11].

Данная модель позволяет исследовать условия попадания волн в область малых углов распространения к земной поверхности, но не включает моделирование распространения рассеянных волн к земной поверхности. В связи с этим ее невозможно применить для исследования связи пространственно-временной структуры поля у земной поверхности со структурой области в ионосфере, занятой мелкомасштабными неоднородностями.

1.4.2 Полно-волновой метод численного решения волнового уравнения в плоско-слоистой среде

Для расчета распространения волн в среде с вертикальной неоднородностью электронной концентрации масштаба длины волны удобно использовать так называемый полно-волновой (или full-wave) метод расчета волн, основанный на решении волнового уравнения [48; 62–64; 67; 68; 70; 94]. Для решения задач диссертации удобно использовать приближение плоско-слоистой среды. Оно достаточно хорошо выполняется на расстояниях до 1000 км, чего как показывает наш опыт наблюдений аврорального хисса в разнесенных точках, достаточно для анализа наземных данных. Рассмотрим основные принципы full-wave метода.

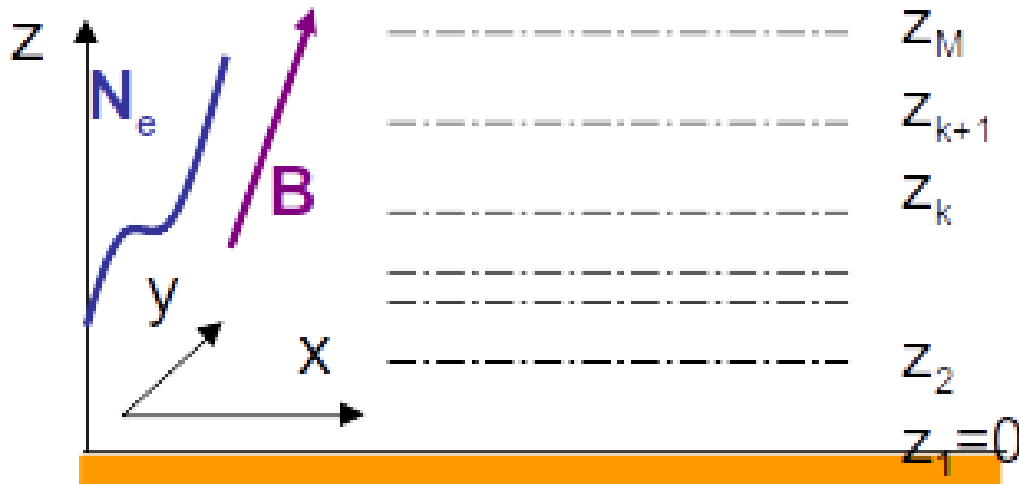


Рисунок 1.4: Схема разбиения среды на слои.

Область моделирования разбивается на слои, ориентированные в горизонтальной плоскости (рис. 1.4). В пределах слоя среда считается однородной и описывается тензором диэлектрической проницаемости $\hat{\epsilon}$ на частоте f . В данной работе магнитная проницаемость μ принята равной единице. В декартовой системе координат, в которой ось \hat{z} направлена вдоль внешнего магнитного поля тензор $\hat{\epsilon}$ записывается в виде [83]:

$$\hat{\epsilon} = \begin{pmatrix} S & -iD & 0 \\ iD & S & 0 \\ 0 & 0 & P \end{pmatrix} \quad (1.17)$$

Для плазмы, состоящей из электронов и ионов, с учетом столкновений с нейтралами $S = \frac{R+L}{2}$, $D = \frac{R-L}{2}$. При этом величины R , L и P записываются как [48; 83]:

$$\begin{aligned} R &= 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega(\omega + \nu_e - \omega_{He})} + \sum_{\alpha=1}^N \frac{\omega_{p\alpha}^2}{\omega(\omega + \nu_\alpha + \omega_{H\alpha})}, \\ L &= 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega(\omega + \nu_e + \omega_H)} + \sum_{\alpha=1}^N \frac{\omega_{p\alpha}^2}{\omega(\omega + \nu_\alpha - \omega_{H\alpha})}, \\ P &= 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega(\omega + \nu_e)} + \sum_{\alpha=1}^N \frac{\omega_{p\alpha}^2}{\omega(\omega + \nu_\alpha)} \end{aligned} \quad (1.18)$$

Здесь ω_{pi} и ω_{Hi} - плазменная и gyro- частота ионов сорта i , ν_e и ν_i - частоты столкновений электронов и ионов с нейтралами соответственно.

При расчете распространения удобно переходить к системе координат, в которой ось \hat{z} направлена вертикально вверх и ориентирована поперек ионосферным слоям. Оси \hat{x} и \hat{y} выбраны направленными на юг и на восток, соответственно, образуя вместе с \hat{z} правую тройку векторов (x, y, z) . В этой системе тензор показателя преломления $\hat{\epsilon}$ с наклонным внешним магнитным полем будет иметь вид:

$$\hat{\epsilon}' = \hat{R}\hat{\epsilon}\hat{R}^T \quad (1.19)$$

Символ T означает транспонирование, R - матрица поворота:

$$\hat{R} = \begin{pmatrix} \cos \phi_B & -\sin \phi_B & 0 \\ \sin \phi_B & \cos \phi_B & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos \theta_B & 0 & \sin \theta_B \\ 0 & 1 & 0 \\ -\sin \theta_B & 0 & \cos \theta_B \end{pmatrix}, \quad (1.20)$$

где θ_B - угол между вектором внешнего магнитного поля \mathbf{B}_0 и осью \hat{z} , ϕ_B - угол между проекцией вектора \mathbf{B}_0 на горизонтальную плоскость и осью \hat{x} .

Используя терминологию [8] при описании напряженности электрического поля, для плоских монохроматических волн в отсутствии источников волновое уравнение можно записать в виде:

$$(n^2 \mathbf{1} - \mathbf{nn}^T - \hat{\epsilon}) \mathbf{E} = 0, \quad (1.21)$$

где \mathbf{l} - единичный вектор, \mathbf{n} - вектор показателя преломления. Из требования существования нетривиального решения дисперсионного уравнения:

$$\det(n^2 \mathbf{l} - \mathbf{n} \mathbf{n}^T - \hat{\epsilon}) = 0 \quad (1.22)$$

вытекает дисперсионное соотношение. Это уравнение имеет 4 корня. Два корня с положительной мнимой частью относятся к затухающей волне, распространяющейся вверх. Остальные два корня имеют отрицательную мнимую часть и характеризуют волну, распространяющуюся вниз. Наличие большой мнимой части показателя преломления приводит к возникновению численной неустойчивости, названной numerical swamping [8]. Эта неустойчивость ведет к экспоненциальному росту решения волнового уравнения, что делает невозможным прямое численное интегрирование.

Авторы [48] предложили метод расчета полей в плоско-слоистой среде, свободный от указанной выше неустойчивости. Представим электрическое поле в слое под номером k как сумму полей волн, распространяющихся вверх (\mathbf{u}) и вниз (\mathbf{d}) - $\mathbf{E}^{(k)} = \mathbf{u}_1^{(k)} + \mathbf{u}_2^{(k)} + \mathbf{d}_1^{(k)} + \mathbf{d}_2^{(k)}$. Тогда компоненты электрического и магнитного полей в слое k можно выразить как:

$$\begin{pmatrix} \mathbf{E}(\mathbf{r}) \\ \mathbf{H}(\mathbf{r}) \end{pmatrix} = F_k \begin{pmatrix} \mathbf{u} \\ \mathbf{d} \end{pmatrix} e^{ik_0(\mathbf{n}_\perp \mathbf{r}_\perp)}, \quad (1.23)$$

где \mathbf{n}_\perp - горизонтальная компонента вектора показателя преломления, $k_0 = \omega/c$, $\mathbf{u} = \begin{pmatrix} \mathbf{u}_1 \\ \mathbf{u}_2 \end{pmatrix}$, $\mathbf{d} = \begin{pmatrix} \mathbf{d}_1 \\ \mathbf{d}_2 \end{pmatrix}$, F_k - матрица размером 6×4 , постоянная для каждого слоя, причем $(F_k)_{1,m} = (E_x^{(k)})_m$, $(F_k)_{2,m} = (E_y^{(k)})_m$ и т.д.

Используя свойство сохранения горизонтальной компоненты волнового вектора в плоско-слоистой среде в соответствии с законом Снеллиуса, авторы [48] вывели свободные от численной неустойчивости рекурсивные соотношения для расчета коэффициентов отражения волн \mathbf{u} и \mathbf{d} . Полученные соотношения позволяют получить в любом слое амплитуды \mathbf{u} и \mathbf{d} , а также, соответственно, компоненты полей \mathbf{E} и \mathbf{H} .

1.4.3 Расчет рассеяния волн на неоднородностях электронной концентрации

Для расчета амплитуд волн, рассеянных на мелкомасштабных неоднородностях, с последующим применением full-wave метода успешно применяется борновское приближение [7; 43; 49; 76; 126]. Оно основано на предположении, что изменение концентрации в неоднородностях много меньше фоновой концентрации плазмы. Рассмотрим применение этого приближения для расчета амплитуд поля.

Поле в области неоднородностей представляет собой сумму падающей (\mathbf{E}_0) и рассеянной волн (\mathbf{E}_s), то есть $\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 + \mathbf{E}_s$. Рассматривая общий тензор диэлектрической проницаемости $\hat{\epsilon}$ в виде суммы невозмущенного ($\hat{\epsilon}_0$) и возмущенного ($\Delta\hat{\epsilon}$) тензора $\hat{\epsilon} = \hat{\epsilon}_0 + \Delta\hat{\epsilon}$ и считая, что $\nabla \times (\nabla \times \mathbf{E}_0) - k_0^2 \hat{\epsilon}_0 \mathbf{E}_0 = 0$, волновое уравнение можно записать в виде:

$$\nabla \times (\nabla \times \mathbf{E}_s) - k_0^2 \hat{\epsilon}_0 \mathbf{E}_s = k_0^2 \Delta\hat{\epsilon} (\mathbf{E}_0 + \mathbf{E}_s) \quad (1.24)$$

При использовании борновского приближения пренебрегают рассеянным полем в правой части 1.24, принимая $\mathbf{E}_0 \gg \mathbf{E}_s$. Тогда волновое уравнение примет вид:

$$\nabla \times (\nabla \times \mathbf{E}_s) - k_0^2 \hat{\epsilon}_0 \mathbf{E}_s \approx k_0^2 \Delta\hat{\epsilon} \mathbf{E}_0 = ik_0 Z_0 \Delta\mathbf{J} \quad (1.25)$$

где $\Delta\mathbf{J} = -ik_0 \Delta\hat{\epsilon} \mathbf{E}_0 / Z_0$ - плотность тока, вызванная полем падающей волны. В full-wave методе из плотности тока $\Delta\mathbf{J}(n_x, n_y)$, получаемой в результате Фурье-преобразования $\Delta\mathbf{J}(x, y, z)$, в виде граничных условий выражаются компоненты поля $\Delta\mathbf{E}_\perp$ и $\Delta\mathbf{H}_\perp$, возбуждаемые этим током [48]. В используемой для моделирования системе координат компоненты поля будут определяться:

$$\begin{aligned} \Delta\mathbf{E}_{xx} &= 0 & \Delta\mathbf{E}_{xy} &= 0 & \Delta\mathbf{E}_{xz} &= Z_0 n_x / \epsilon_{33} \Delta J_z \\ \Delta\mathbf{E}_{yx} &= 0 & \Delta\mathbf{E}_{yy} &= 0 & \Delta\mathbf{E}_{yz} &= Z_0 n_y / \epsilon_{33} \Delta J_z \\ \Delta\mathbf{H}_{xx} &= 0 & \Delta\mathbf{H}_{xy} &= Z_0 \Delta J_x & \Delta\mathbf{H}_{xz} &= -Z_0 \epsilon_{23} / \epsilon_{33} \Delta J_z \\ \Delta\mathbf{H}_{yx} &= -Z_0 \Delta J_x & \Delta\mathbf{H}_{yy} &= 0 & \Delta\mathbf{H}_{yz} &= Z_0 \epsilon_{13} / \epsilon_{33} \Delta J_z \end{aligned} \quad (1.26)$$

В этих выражениях первый индекс соответствует компоненте поля, а второй указывает на вызвавшую ее изменение компоненту тока ΔJ_x , ΔJ_y и ΔJ_z . Так, ΔE_{xy} - это изменение в ΔE_x компоненте, вызванное током ΔJ_y .

1.4.4 Расчет распространения волн в приближении геометрической оптики

Для исследования траекторий распространения лучей в верхней ионосфере и магнитосфере в отсутствии резких пространственных изменений среды наиболее удобными являются численные методы расчета, основанные на приближении геометрической оптики [16; 17; 57]. Если амплитуда и направление распространения волны медленно меняются на расстояниях L много меньше длины волны, то все пространство можно разделить на участки с размерами $l < L$, в пределах каждого из которых волну можно считать плоской. Направление распространения волны в пределах области l можно характеризовать направлением нормали к поверхности постоянной фазы (волновая поверхность или фронт волны) [100; 119]. Основные принципы приближения геометрической оптики и методы, применимые для расчета распространения радиоволн в ионосфере и магнитосфере, подробно рассмотрены в книге [8].

При расчете распространения одним из наиболее удобных является подход, использующий понятие групповой скорости волнового пакета [93]. В данной работе мы будем исследовать особенности распространения аврорального хисса в магнитосфере и верхней ионосфере в двумерном пространстве в меридиональной плоскости. Положение волнового пакета будет определяться замкнутой системой трех дифференциальных уравнений, описывающих изменения координат луча и угла между волновым вектором и нормалью к земной поверхности по времени:

$$\begin{cases} \frac{dr}{dt} = \frac{c}{\mu} (\cos \delta - \tan \alpha \sin \delta) \\ \frac{d\theta}{dt} = \frac{c}{r\mu} (\sin \delta + \tan \alpha \cos \delta) \\ \frac{d\delta}{dt} = -\frac{c}{\mu^2} \left(\frac{d\mu}{dr} \sin \delta - \frac{1}{r} \frac{d\mu}{d\theta} \cos \delta \right) - \frac{c}{r\mu} \sin \delta \end{cases} \quad (1.27)$$

где

r, θ - полярные координаты траектории луча,

μ - фазовый показатель преломления,

t - фазовое время основной волны,

δ - угол между радиальным вектором и волновой нормалью,

α - угол между волновой нормалью и вектором групповой скорости

Дифференциальное уравнение, описывающее время групповой задержки t_g :

$$\frac{dt_g}{dt} = \frac{\mu_g}{\mu} \quad (1.28)$$

здесь μ_g - групповой показатель преломления.

Для решения системы уравнений 1.27 и уравнения 1.28 необходимы групповой показатель преломления, фазовый показатель преломления, а также его частные производные по r, θ и углом между волновой нормалью и вектором геомагнитного поля ψ .

В приближении холодной плазмы производные $\partial\mu/\partial j$ ($j = r, \theta$) могут быть найдены дифференцируя получаемое из дисперсионного уравнения 1.22 выражение [6; 8; 83]:

$$An^4 - Bn^2 + C = 0 \quad (1.29)$$

где

$$\begin{aligned} A &= S \sin^2 \psi + P \cos^2 \psi \\ B &= RL \sin^2 \psi + PS (1 + \cos^2 \psi) \\ C &= PRL \end{aligned} \quad (1.30)$$

Тогда производные $\partial\mu/\partial j$ можно записать [93]:

$$\frac{\partial\mu}{\partial j} = \sum_i \frac{\partial\mu}{\partial X_i} \frac{\partial X_i}{\partial j} + \sum_i \frac{\partial\mu}{\partial Y_i} \frac{\partial Y_i}{\partial j} + \frac{\partial\mu}{\partial\psi} \frac{\partial\psi}{\partial j}, \quad (1.31)$$

где $X_i = \left(\frac{\omega_{p\alpha}}{\omega}\right)^2$, $Y_i = \frac{\omega_{H\alpha}}{\omega}$.

1.4.5 Обсуждение результатов

В результате анализа существующих моделей распространения свистовых волн в магнитосферной и ионосферной плазме было получено, что исследование

особенностей распространения аврорального хисса в верхней ионосфере и магнитосфере до высоты, где происходит рассеяние, наиболее удобно вести в приближении геометрической оптики (раздел 1.4.4). Такой подход не требует серьезной вычислительной мощности и позволяет проводить моделирование распространения волн, возникающих в результате возникновения множества актов генерации в пространственно-ограниченном потоке электронов.

Приближение геометрической оптики позволяет получить траектории лучей, но его применение для анализа пространственной структуры поля в горизонтальной плоскости крайне затруднительно. Кроме того, в нижней ионосфере, где существует резкий градиент показателя преломления, использование этого приближения невозможно.

Для моделирования процессов рассеяния и распространения рассеянных волн к наземному наблюдателю целесообразно использовать приближение плоской среды. Для расчета распространения пучка квазиэлектростатических волн, формирующих авроральный хисс, до высоты положения мелкомасштабных неоднородностей электронной концентрации, и рассеянных волн к наземному наблюдателю в данной работе будет использован full-wave метод, описанный в разделе 1.4.2. Одним из основных преимуществ этого метода является возможность ускорения проведения матричных операций за счет организации параллельных вычислений. Это позволит вести статистические оценки параметров поля, расчет которых подразумевает многочисленные итерации, и за счет сравнения этих оценок с экспериментальными исследовать процессы рассеяния по данным наземных наблюдений хисса. Для моделирования процессов рассеяния и расчета амплитуд этих полей будет использовано борновское приближение (раздел 1.4.3).

1.5 Основные результаты Главы 1

В первой главе рассмотрены особенности генерации аврорального хисса и его распространения к земной поверхности. Оценена возможность использования существующих аппаратных решений, методов анализа наземных данных и моделей распространения электромагнитных волн

сквозь ионосферу к наземному наблюдателю для исследования процессов распространения и рассеяния аврорального хисса на мелкомасштабных неоднородностях. Выявлено:

1. Поле аврорального хисса у земной поверхности формируется из волн, возникающих в результате рассеяния квазиэлектростатических волн на мелкомасштабных (< 100 м) неоднородностях электронной концентрации в верхней ионосфере. Это дает возможность привлечения наземных данных для исследования процессов распространения и рассеяния аврорального хисса на мелкомасштабных неоднородностях.
2. Для анализа пространственной структуры поля аврорального хисса у земной поверхности необходимы измерения горизонтальных компонент магнитного поля и вертикальной компоненты электрического поля ОНЧ волн в разнесенных точках с возможностью оценки азимутальных углов прихода и поляризации регистрируемых волн в диапазоне ниже 12 кГц, а также сравнения результатов наблюдений.
3. Использование распространенных методов анализа наземных данных, основанных на оценке усредненных значений параметров поля, при исследовании аврорального хисса, чьи параметры поля случайно изменяются во времени из-за особенностей его генерации и распространении к земной поверхности, даст некорректные результаты. Это требует создания актуального метода анализа наземных данных.
4. Существующие методы анализа наземных данных используют упрощенные приближения для описания регистрируемого поля. Для исследования процессов распространения и рассеяния аврорального хисса на мелкомасштабных неоднородностях по данным наземных наблюдений необходима модель, полностью описывающая распространение хисса от источника до наземного наблюдателя. Такую модель целесообразно разрабатывать с привлечением full-wave метода решения волнового уравнения в плоско-слоистой среде для описания распространения рассеянных волн к наземному наблюдателю и использовать борновское приближение для описания процессов рассеяния. Также для исследования

траекторий распространения лучей выше высоты рассеяния удобно использовать методы геометрической оптики (Ray-tracing).

Глава 2

Аппаратура и обработка данных

В данной главе описаны особенности конструкции разработанного с участием автора диссертации малошумящего регистратора горизонтальных компонент напряженности магнитного поля H_x , H_y и вертикальной компоненты напряженности электрического поля E_z , измерение которых необходимо для расчета азимутальных углов прихода аврорального хисса без неопределенности 180 градусов и поляризации магнитного поля этих излучений.

Представлены особенности оценки передаточных характеристик измерительных каналов регистратора и описан разработанный подход для верификации оценки азимутальных углов прихода волн, применение которых необходимо для сравнения результатов наземных наблюдений аврорального хисса на разнесенных точках и устранения ошибки в оценках азимутальных углов прихода, которая может возникнуть из-за локальных неоднородностей проводимости почвы в месте установки антенн и других факторов.

Описаны разработанные с участием автора методы подавления в записях компонент поля естественных сигналов атмосфериков и помехи сети 50 Гц на частотах выше 2-4 кГц, обеспечивающие возможность анализа всплесков аврорального хисса. Представлен метод оценки направления прихода аврорального хисса, основанный на расчете распределения плотности потока энергии по азимутальным углам прихода и позволяющий получить дополнительную информацию о характере распространения хисса, а также

взаимном положении точки наблюдений и области с мелкомасштабными неоднородностями в ионосфере.



Рисунок 2.1: Фотография антенн трехкомпонентного регистратора электромагнитных сигналов, установленного в обс. Баренцбург.

2.1 Трехкомпонентный регистратор электромагнитных сигналов

В данной работе используются данные, полученные с помощью разработанного с участием автора диссертации регистратора, подробное описание которого представлено в работе [121]. Регистратор предназначен для измерений компонент H_x , H_y и E_z в диапазоне от сотен Гц до 15 кГц. Для измерений магнитных компонент используются взаимно ортогональные рамочные антенны, выполненные в виде равнобедренных треугольников площадью около 5.5 м^2 . Регистрация электрической компоненты ведется с помощью дипольной антенны, представляющей собой подвешенный на высоте 11 метров дюралюминиевый шар радиусом 17 см. На рисунке 2.1 представлена фотография регистрирующих антенн, установленных в обс. Баренцбург.

В настоящей работе используются данные с четырех точек наблюдений, расположенных в авроральных и приполярных широтах (рис. 2.2). Это обсерватории полярного геофизического института Баренцбург (BAВ, 78.07° N, 14.21° E) и Ловозеро (LOZ, 67.97° N, 35.02° E), а также финская станция Каннуслехто (KAN, 67.74° N, 26.27° E) вблизи обсерватории Соданкюля. Четвертая точка была организована с 1 по 26 апреля 2019 года на научно-экспедиционном судне «Академик Трешников» во время экспедиции «Трансарктика 2019» (TRE, см. положение судна на карте на рисунке 2.2).

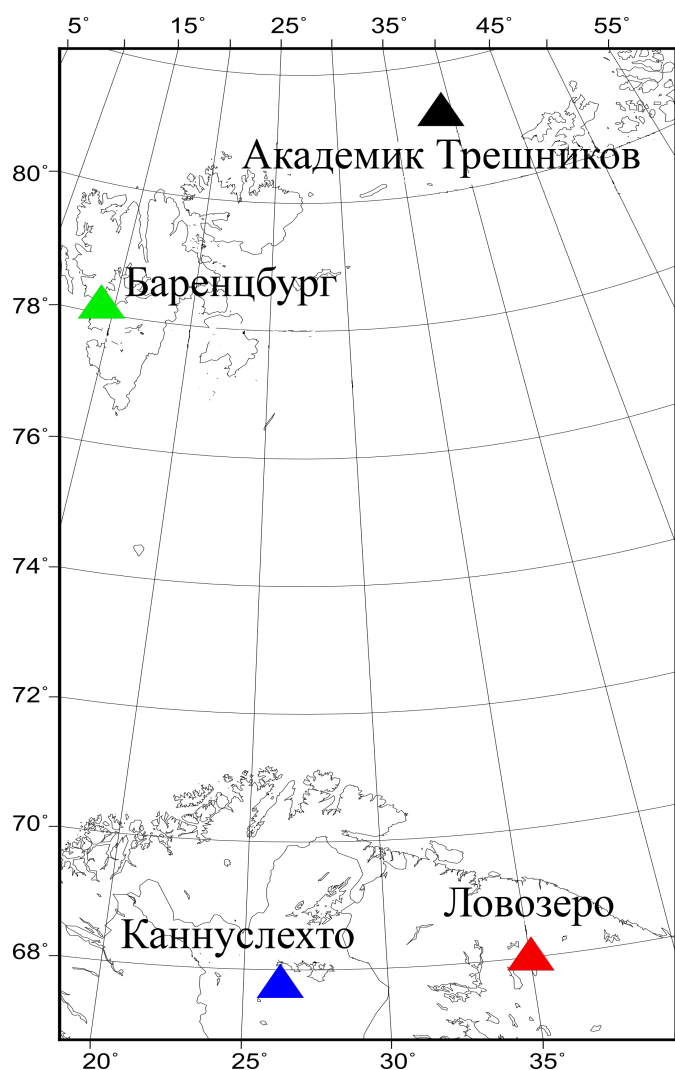


Рисунок 2.2: Карта расположения точек наблюдений.

На рисунке 2.3 изображена блок-схема регистратора. Сигналы с антенн усиливаются на первом каскаде предусилителей, после чего фильтруются ФВЧ фильтром с частотой среза 100 Гц для подавления главной гармоники сети 50 Гц. Затем идет фильтрация ФНЧ фильтром с частотой среза 15 кГц для предотвращения попадания зеркальных частот в рабочую полосу.

После фильтрации сигналы оцифровываются на 24-х битном АЦП. Такая разрядность АЦП обеспечивает динамический диапазон 115.5 дБ и высокое разрешение дискретизации, что позволяет проводить статистические оценки регистрируемых полей.

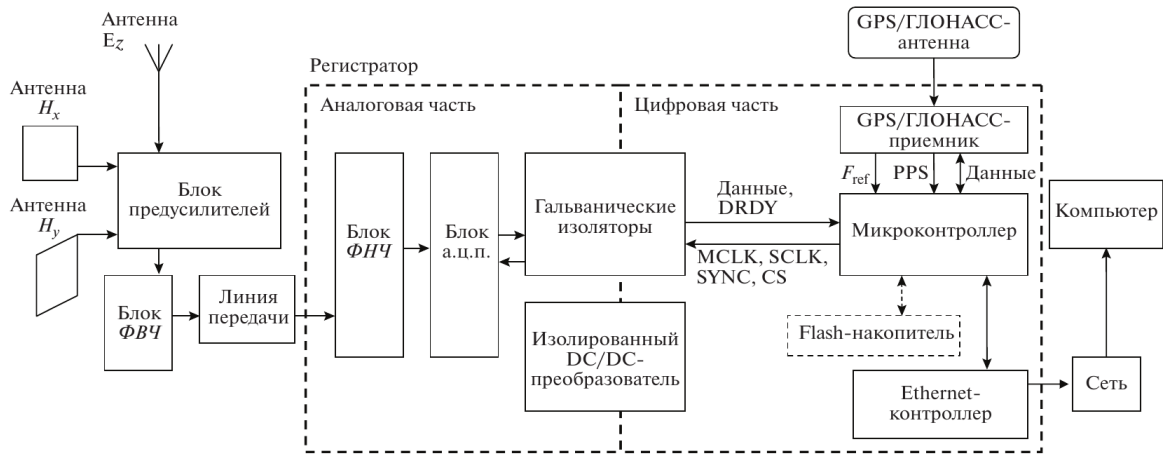


Рисунок 2.3: Блок-схема трехкомпонентного регистратора электромагнитных излучений [121]

Оцифрованные данные формируются в пакеты, которые записываются на носитель. В пакеты также записывается время начала формирования пакета и время между его первым байтом и передним фронтом PPS (Pulse per second) импульса GPS приемника [129]. По GPS данным контролируются координаты регистратора, что позволяет его использовать для наблюдений на кораблях, дрейфующих платформах и т.д.

2.2 Регистрация вертикальной компоненты E_z

Наземные измерения компоненты E_z естественных магнитосферных излучений сильно осложнены из-за малой интенсивности их электрического поля. Типичные значения спектральной плотности мощности электрического поля естественных магнитосферных излучений, измеряемые на спутниках в рассматриваемом диапазоне частот, обычно не превышают значений 10^{-12} - 10^{-10} В² м⁻² Гц⁻¹ [28; 31; 38; 95]. Одним из основных источников помехи является разность потенциалов между заземлением антенны и обсерватории. В обл. Ловозеро, например, разность может достигать 5-10 вольт, что в этих условиях делает невозможным регистрацию компоненты E_z .

Для обеспечения регистрации и снижения уровня промышленных помех регистратор разделен на два модуля. Первый модуль расположен вблизи антенн. Он включает усилитель сигналов с антенн, построенный на базе малошумящего операционного усилителя ADA4627, и фильтр высоких частот. Второй модуль расположен на расстоянии 300-500 метров от антенн. Он выполняет фильтрацию сигналов низкочастотным фильтром, их оцифровку и синхронизацию потока данных с мировым временем. Оба модуля разделены гальваническими изоляторами трансформаторного типа и изолированными DC-DC преобразователями (рис. 2.3). Питание регистратора обеспечивается через разделительный трансформатор от сети 220 В. Компьютер, на котором происходит запись данных в файлы, и регистратор гальванически разделены трансформатором интерфейса Ethernet.

Чтобы уменьшить влияние локальных неоднородностей проводимости грунта на результаты измерений компоненты E_z , в окрестности дипольной антенны осуществляется имитация "искусственной земли". Для этого от мачты антенны радиально растянута 10-15 медных проводов, длина которых примерно в три раза превышает длину мачты.

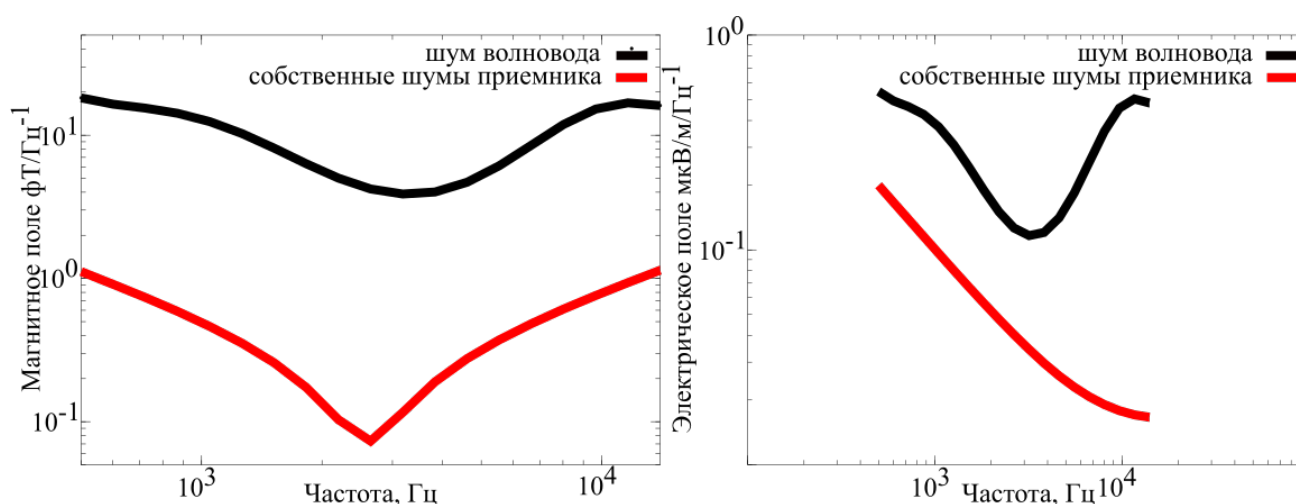


Рисунок 2.4: Спектральная плотность компонент $H_\tau = \sqrt{H_x + H_y}$ (слева) и E_z (справа) шума волновода Земля-ионосфера из работы [59] (черные кривые) и приведенная ко входу спектральная плотность собственных шумов регистратора этих компонент (красные кривые)

Предпринятые меры позволяют добиться низкого уровня собственных шумов регистратора. На рисунке 2.4 представлены приведенная ко входу спектральная плотность мощности собственных шумов регистратора и

усредненная спектральная плотность мощности компонент $H_r = \sqrt{H_x^2 + H_y^2}$ и E_z шума волновода Земля-ионосфера, полученная экспериментально в результате измерений во время летнего периода в Колорадо (США) [59]. Из рисунка видно, что в рабочей полосе собственные шумы регистратора существенно ниже шума волновода Земля-ионосфера. Таким, образом, описанные меры позволяют осуществлять уверенную непрерывную регистрацию компонент H_x , H_y и E_z электромагнитного поля.

2.3 Оценка передаточных характеристик регистратора

Ниже представлены особенности оценки передаточных характеристик измерительных каналов регистратора, наличие которых необходимо для сравнения результатов наблюдений на разнесенных точках.

2.3.1 Передаточная характеристика измерительных каналов компонент H_x и H_y

Применение рамочных антенн для измерений допускает проведение прямой калибровки измерительных каналов. Для этого через их плоскость создается магнитный поток $\dot{\Phi}$ известной величины, после чего на выходе измеряется вызванное им напряжение \dot{U}_{out} [22; 121]. Отношение магнитной индукции \dot{B}_k , формирующей поток, к напряжению на выходе обычно называют передаточной характеристикой измерительных каналов магнитных компонент $\dot{g}(f)$. Величина $\dot{g}(f)$ является комплексной. Ее модуль представляет собой амплитудно-частотную (АЧХ) характеристику канала, а аргумент - фазо-частотную (ФЧХ) характеристику.

Для формирования магнитного потока через плоскость антенн использовался тороид. Величину потока можно записать:

$$\dot{\Phi} = \frac{\mu_0 N I w}{2\pi} \ln \left(\frac{r_2}{r_1} \right) \quad (2.1)$$

где $\mu_0 = 4\pi 10^{-7}$ Гн/м; N - число витков в обмотке тороида; w - толщина тороида; \dot{I} - ток в обмотке тороида; r_1 и r_2 - внутренний и внешний радиусы тороида.

Передаточные характеристики измерительных каналов определяются, как :

$$\dot{g}_i(f) = \frac{\dot{B}_k}{\dot{U}_{out,i}} \quad (2.2)$$

здесь $\dot{B}_k = \dot{\Phi}/S_a$, S_a - площадь рамки; $\dot{U}_{out,i}$ - напряжение на выходе измерительного тракта компонент H_x или H_y .

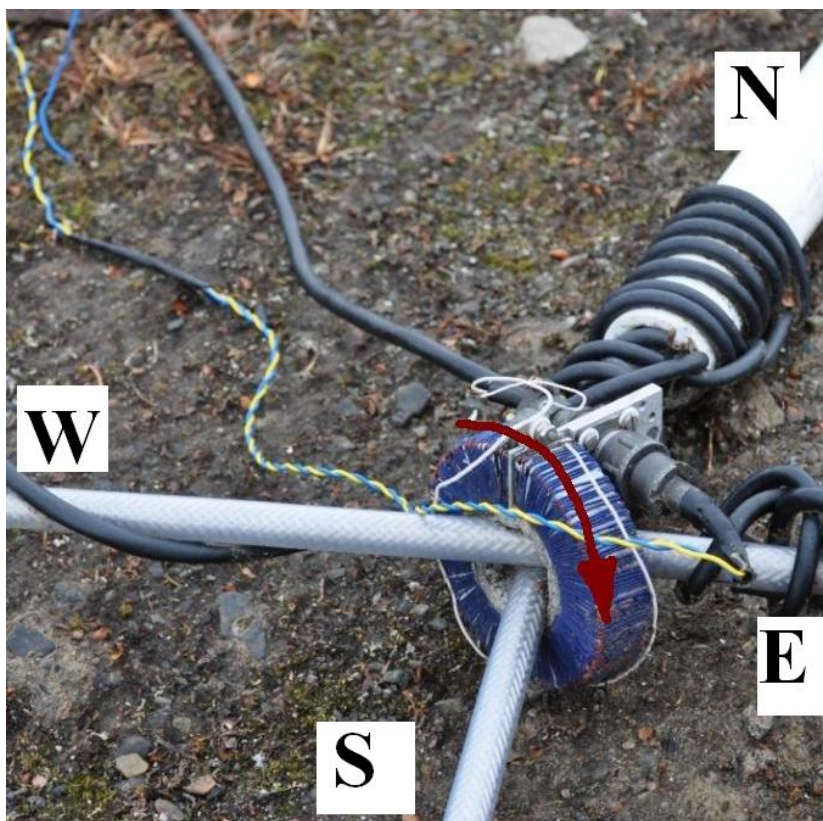


Рисунок 2.5: Калибровка магнитных рамочных антенн с использованием тороида.

Измерения проводились для обеих рамочных антенн одновременно. Для этого калибровочный тороид был одет на рамки, как показано на рисунке 2.5. Значения частот тока в обмотке тороида подбирались таким образом, чтобы исключить их попадание на гармоники сети 50 Гц и сигналов передатчика ”Зевс”.

Форма, амплитуда и фаза калибровочного сигнала контролируются генератором низкочастотных сигналов, предназначенным для калибровки

измерительных каналов регистратора [120; 122]. В этом устройстве контроль начальной фазы осуществляется за счет привязки волновой формы к сигналу GPS / GLONASS приемника, что позволяет оценить абсолютную задержку, вносимую в ходе аналого-цифрового преобразования. Контроль параметров калибровочного сигнала позволил практически полностью скомпенсировать аппаратный сдвиг фаз между магнитными компонентами.

2.3.2 Передаточная характеристика измерительного канала компоненты E_z

Прямая калибровка измерительного канала компоненты E_z невозможна из-за необходимости наличия излучающей антенны с размерами порядка нескольких километров, расположенной на расстоянии нескольких длин волн от принимающей антенны. При этом должно быть учтено влияние локальных неоднородностей проводимости почвы (в том числе сезонные изменения) на результаты измерений.

В данной работе оценка передаточной характеристики проводилась по сигналам атмосфериков - импульсных электромагнитных сигналов, вызванных грозовыми разрядами [110; 111]. Их источник находится на расстоянии, многократно превышающем высоту волновода, что обеспечивает в точке наблюдений регистрацию однородного поля, определяемого только распространяющимися волнами [97; 104].

Спектр атмосфериков имеет выраженный максимум на частоте около 100 Гц [110], которая лежит ниже частоты поперечного резонанса волновода Земля-ионосфера $f_{wg} = c/2h$, где h - эффективная высота волновода (60-80 км). На этих частотах волновод возбуждается ТЕМ модой. В ней электрическое и магнитное поле связаны соотношением $E_z = Z_0 H_\tau$, которое слабо реагирует на состояние верхней стенки волновода. Это соотношение используется для оценки передаточной характеристики измерительного канала вертикальной компоненты электрического поля E_z .

Заменяя дипольную антенну ее эквивалентом - конденсатором, емкость которого равна собственной емкости антенны, мы оценивали относительную

передаточную характеристику измерительного канала:

$$\dot{g}_{z,r}(f) = K_e \dot{g}_z(f) = K_e \frac{\dot{E}_{zk}}{U_{out,z}} \quad (2.3)$$

Здесь $\dot{g}_z(f)$ - истинная передаточная характеристика, \dot{E}_{zk} - напряженность электрического поля в месте приема, K_e - неизвестный множитель. В этом случае точность ФЧХ определяется точностью привязки калибровочного сигнала к мировому времени, а АЧХ определяется с точностью множителя K_e .

Чтобы подобрать коэффициент K_e , мы фильтровали записи компонент поля полосовым фильтром с центральной частотой 350 Гц. Из отфильтрованных сигналов производился отбор импульсов атмосфериков, для которых подбирался коэффициент K_e из условия:

$$\frac{|\dot{g}_{z,r}(f) U_{out,z}|}{\sqrt{(\dot{g}_x(f) U_{out,x})^2 + (\dot{g}_y(f) U_{out,y})^2}} = K_e Z_0 \quad (2.4)$$

2.4 Верификация оценок угла прихода волн в точку наблюдений

Результаты анализа азимутальных углов прихода аврорального хисса напрямую зависят от точности измерений, в частности от ориентации измерительных антенн и точности определения характеристик измерительных каналов, и могут быть искажены из-за наличия локальных неоднородностей проводимости почвы в окрестности места установки антенны. Несмотря на то, что выбор места, сборка регистратора, установка антенн и их калибровка производятся со всей возможной тщательностью, нельзя исключить возможность возникновения ошибок. Поэтому автором диссертации были разработаны и проведены ряд тестов для уверенности в корректности работы приемника, алгоритмов и программ обработки данных. Более того, разработанный приемник электромагнитных сигналов может быть изготовлен в мобильном варианте, например, для использования на дрейфующем судне [123] или в кратковременных экспериментах по нагреву ионосферы [22], что особенно требует проверки корректности установки измерительных антенн.

В качестве тестовых использовались сигналы передатчиков радионавигационной системы РСДН-20 ("Альфа"), излучающих на частотах СДВ диапазона - 11.905 кГц, 12.649 кГц и 14.881 кГц [35]. Система РСДН-20 состоит из четырех передатчиков, расположенных в п. Ревда, Новосибирске, Краснодаре и Комсомольске-на-Амуре. Эти передатчики излучают последовательности сигналов длительностью 3.6 с, включающие шесть импульсов длительностью 400 мс и интервалом между импульсами 200 мс. Длина большинства трасс, соединяющих точки наблюдений составляет не меньше 1500 км. При длине волны 20-25 км на таких расстояниях можно пренебречь эффектами генерации и в точках наблюдений рассматривать уже установившиеся моды [119]. При этом фронт волны можно приближенно считать плоским, что позволяет использовать методы анализа наземных данных, основанных на приближении плоской волны (раздел 1.3.3).

Многочисленные исследования особенностей распространения сигналов СДВ передатчиков в волноводе Земля-ионосфера показали, что на далеких расстояниях (> 1000 км) радиосигнал распространяется по дуге большого круга, соединяющей передатчик и приемник [23]. На частотах СДВ диапазона наилучшие условия наблюдаются для возбуждения ТМ₀₁ моды, распространяющейся с углами падения, близкими к 90° (скользящее распространение) [27; 66]. ТМ-мода является поперечной, то есть векторы электрического и магнитного поля перпендикулярны направлению распространения и колеблются в одинаковой фазе. Отсюда следует, что направление вектора Пойнтинга, будет перпендикулярно большой оси эллипса поляризации магнитного поля и совпадать с дугой большого круга, а отношение радиальной компоненты вектора магнитного поля к тангенциальной компоненте будет мало. Это позволяет использовать измерения азимутального угла вектора Пойнтинга для проверки правильности установки антенн.

Мы проводили тесты для проверки работы приемника, используя данные наблюдений сигналов передатчиков в obs. Ловозеро с 07 по 14 февраля 2017 года. В этот интервал передатчики работали стабильно и была довольно спокойная геомагнитная обстановка. Глобальный планетарный индекс геомагнитной активности K_p в основном не превышал значения 2, а также не было продолжительных серьезных увеличений АЕ индекса, характеризующего

геомагнитную активность в авроральной зоне. Сигналы передатчика в п. Ревда не использовались для анализа, поскольку обс. Ловозеро находится довольно близко к передатчику (трасса п. Ревда - обс. Ловозеро составляет примерно 20 км), из-за чего необходимо учитывать эффекты генерации. В точке обс. Ловозеро азимут на передатчики в г. Краснодар, Новосибирск и Комсомольск-на-Амуре составляет 174.37° , 93.947° и 57.099° соответственно.

Записи компонент поля подвергались фильтрации полосовым фильтром с центральной частотой, равной частоте трансляции передатчиков (рассматривалась наименьшая частота - 11.905 кГц), и шириной полосы $\Delta f = 20$ Гц. На отфильтрованном сигнале происходил поиск импульсов, излучаемых передатчиками. Горизонтальные компоненты магнитного поля сигнала поворачивались так, чтобы H_{xt} стала радиальной компонентой к направлению распространения, а H_{yt} - тангенциальной компонентой. Затем производился расчет матрицы поляризации J (см. раздел 1.3.1), усредненной за время длительности импульса. Из элементов этой матрицы рассчитывались параметры поля сигналов передатчиков.

2.4.1 Отношение радиальной компоненты сигналов передатчиков к тангенциальной

На рисунке 2.6 представлено отношение радиальной компоненты сигналов передатчиков к тангенциальной компоненте. Стоит отметить, что минимальные значения этого отношения наблюдаются для сигналов передатчика в г. Краснодар и г. Комсомольск-на-Амуре, а разница между ними не превышает 1-2 дБ. При этом отношение компонент для сигналов передатчика в г. Новосибирск выше на 8-10 дБ относительно сигналов других передатчиков. Таким образом, логично ожидать отличий в особенностях распространения сигнала новосибирского передатчика от распространения сигналов двух других передатчиков.

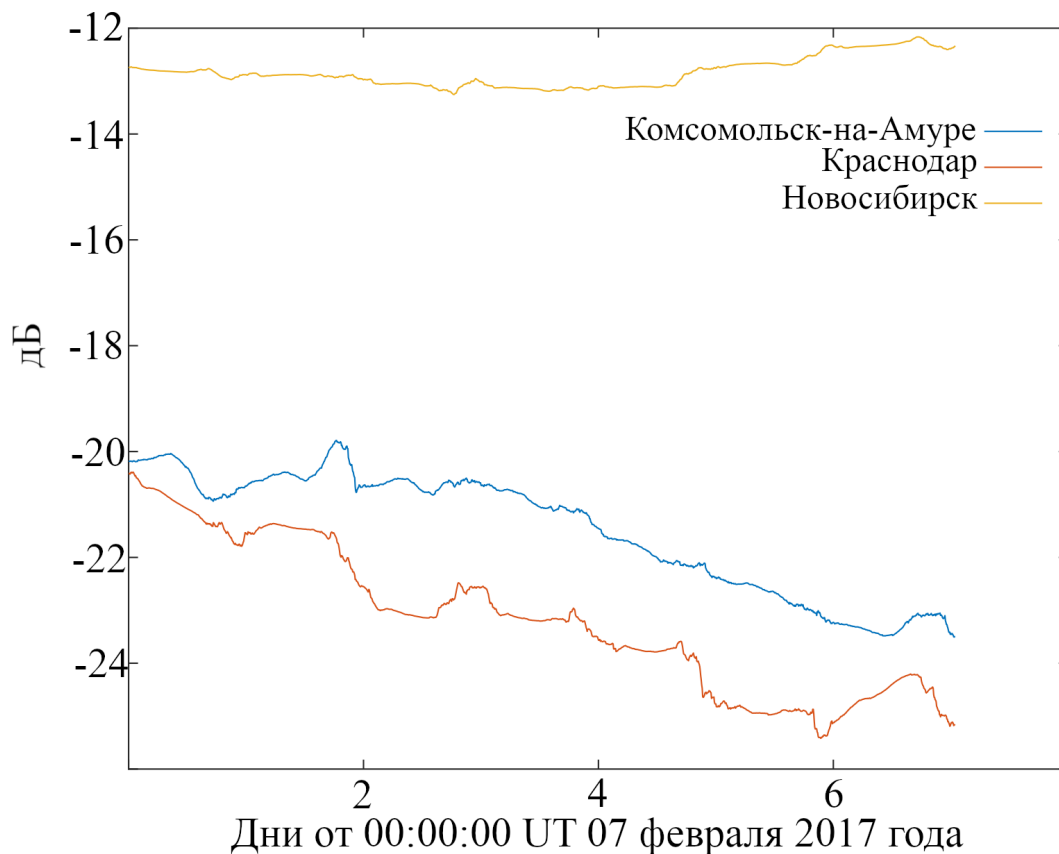


Рисунок 2.6: Отношение радиальной к тангенциальной компонент сигналов передатчиков в г. Краснодар (красная кривая), Новосибирск (желтая) и Комсомольск-на-Амуре (синяя), рассчитанное за период наблюдений 07 - 14 февраля 2017 года.

2.4.2 Поляризация и направление вектора Пойнтинга сигналов передатчиков

Точность определения направления прихода методами, основанными на приближении плоской волны, во многом зависит от поляризации излучений. Мы рассчитали плотность распределения значений индекса круговой поляризации P_c сигналов передатчиков для рассматриваемого интервала наблюдений. Результаты расчета представлены на рисунке 2.6 слева. Из рисунка видно, что максимумы распределений находятся в окрестности $P_c = 0$, означая что поляризация волн близка к линейной. Стоит отметить, что наблюдаемая разница в разбросе измеренных значений индекса круговой поляризации для разных передатчиков, по-видимому, вызвана шумами в записях, основным источником которых на данных частотах являются сигналы атмосфериков.

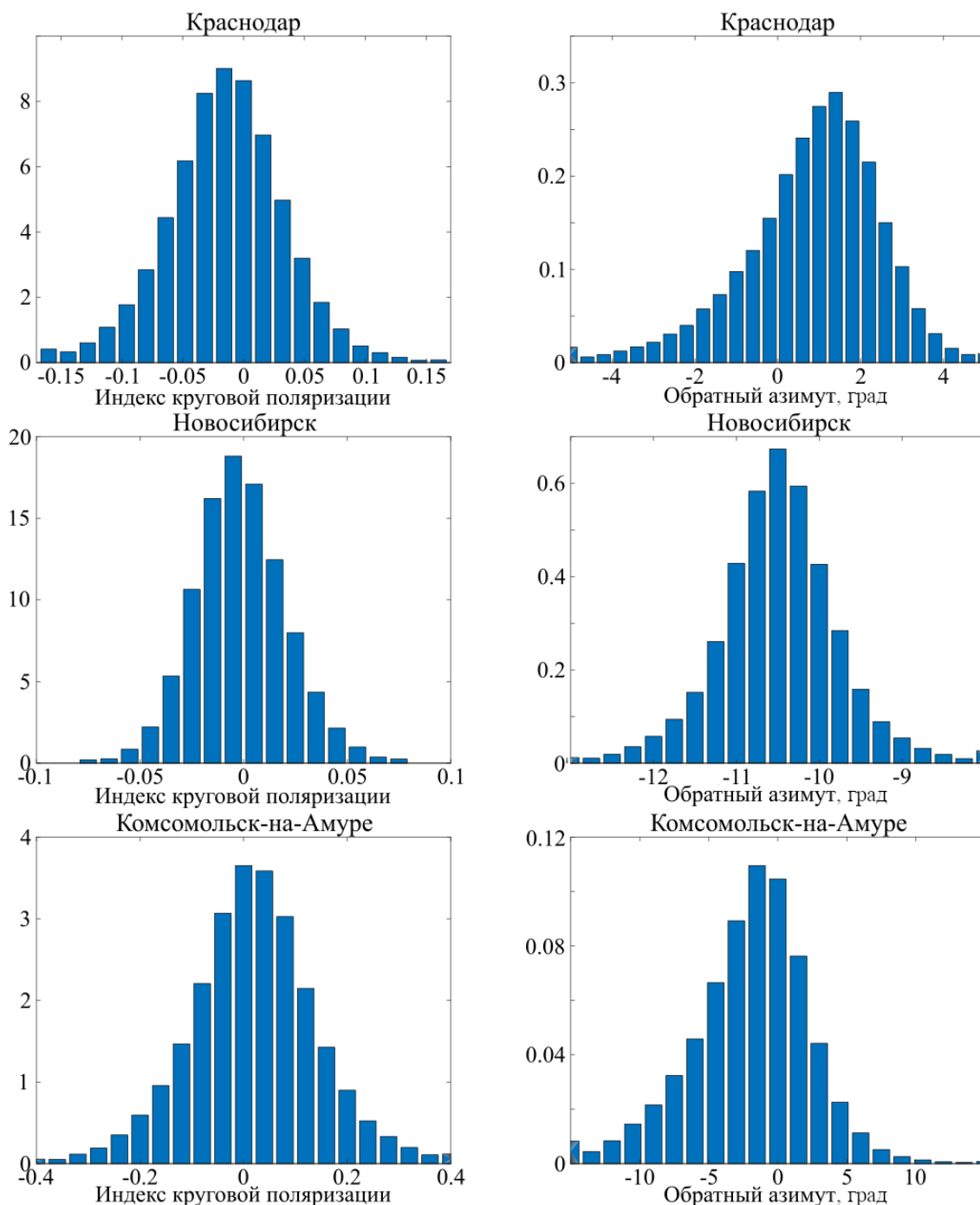


Рисунок 2.7: Плотности распределения индекса круговой поляризации (слева) и смещения рассчитанного азимутального угла вектора, обратного вектору Пойнтинга, относительно азимута на источник (справа), рассчитанные для сигналов передатчиков, расположенных в г. Краснодар, Новосибирск и Комсомольск-на-Амуре, за период наблюдений 07 - 14 февраля 2017 года.

Линейная поляризация и, как следствие, отсутствие сдвига фаз между TE и TM модами в сигналах передатчиков исключает возможность использования NPE метода для оценки азимутальных углов прихода (раздел 1.3.3). Мы оценивали направление прихода сигналов передатчиков, рассчитав

азимутальный угол вектора, обратного вектору Пойнтинга (раздел 1.3.3), и сравнивали этот угол с истинным азимутом на передатчик. Поскольку происходит скользящее распространение сигналов передатчиков с углом падения, близким к 90° , поляризационная ошибка в определении азимутального угла вектора Пойнтинга будет пренебрежимо мала (раздел 1.3.3).

На рисунке 2.7 представлены плотности распределения смещения рассчитанного азимутального угла вектора, обратного вектору Пойнтинга, относительно азимута на тот или иной передатчик, рассчитанные для выбранного интервала. Для краснодарского передатчика смещение измеренного азимута составляет примерно 1.6 градуса. Для передатчика в г. Комсомольск-на-Амуре наблюдаются значения смещения около -2.6 градуса. Смещение измеренного азимута новосибирского передатчика показывают довольно большие значения относительно других передатчиков - -10.6 градуса.

Поскольку поляризационная ошибка мала, можно ожидать, что наблюдаемое отклонение оцененного азимутального угла прихода сигналов передатчиков в г. Краснодар и Комсомольск-на-Амуре от истинного азимута на передатчик будет зависеть только от ориентации магнитных рамок и других факторов, не связанных с особенностями распространения СДВ сигналов в волноводе Земля-ионосфера. Наблюдаемое смещение измеренного азимута новосибирского передатчика может быть вызвано эффектами распространения сигналов передатчика в направлении поперек геомагнитного меридиана.

Полученные результаты показывают, что для оценки корректной установки антенн желательно использовать сигналы передатчиков, чьи трассы не лежат поперек геомагнитного меридиана. Антенны приемника в обл. Ловозеро установлены с высокой точностью и коррекция не требуется. Анализ ориентации измерительных антенн в других точках наблюдений так же показал корректную работу приемников (данные не приведены). Стоит отметить, что при анализе данных наземных наблюдений аврорального хисса отклонения измеренного азимутального угла от истинного направления на источник, вызванные эффектами распространения, учитываются при моделировании.

2.5 Устранение помех в записях компонент поля

Анализ данных наземных трехкомпонентных наблюдений электромагнитных волн в диапазоне частот от единиц до нескольких десятков кГц осложнен присутствием в записях разнообразных помех. Их можно разделить на импульсные и квазистационарные. К импульсным помехам относятся помехи от молниевых разрядов - атмосферерики. К квазистационарным - гармоники частоты 50 Гц от линий электропередач, гармоники частоты 82 Гц, возникающие при включении мощного низкочастотного передатчика для связи с подводными лодками и другие квазигармонические помехи. Подавление медленно меняющихся во времени квазистационарных помех удобно проводить в частотной области. Напротив, удаление коротких импульсных помех с широким частотным спектром возможно только во временной области. Среднестатистическая спектральная плотность мощности атмосферериков особенно велика в диапазоне частот от 3 – 4 кГц до десятков кГц, который перекрывает частоты максимума интенсивности аврорального хисса от 8 кГц до 10 кГц, и может превышать спектральную плотность мощности хисса на несколько порядков. Следует отметить, что подавление атмосферериков является безусловно необходимым для решения задач диссертации. Для ослабления влияния атмосферериков на результаты наземных наблюдений аврорального хисса был разработан и применен метод подавления этих сигналов в цифровых записях компонент поля.

2.5.1 Инверсный фильтр

Подавление импульсов атмосферериков сводится к выделению импульсов в сигнале и их исключению из дальнейшей обработки. Чтобы исключить влияние АЧХ и ФЧХ регистраторов на работу алгоритмов подавления атмосферериков, записи компонент ОНЧ сигналов предварительно приводятся к единицам регистрируемого поля. Для этого к сигналам на выходе регистраторов применяется инверсный фильтр.

В настоящей работе практически вся обработка записей компонент поля ведется в частотной области, где удобно осуществлять удаление квазигармонических сигналов и использовать результаты калибровки для

перевода результатов регистрации из единиц АЦП в физические единицы. Однако, подавление атмосфериков приходится осуществлять во временной области. Вследствие того, что из-за отличий в характеристиках антенн, длин кабелей связи и других факторов амплитудно-частотные (АЧХ) и фазо-частотные (ФЧХ) характеристики измерительных каналов компонент отличаются, корректное применение этой операции непосредственно к выходным сигналам АЦП затруднено. Отсюда следует необходимость разработки работающего во временной области инверсного фильтра-преобразователя сигналов компонент поля из единиц АЦП в физические единицы, учитывающего данные калибровки каналов регистратора и исключающего таким образом различия АЧХ и ФЧХ характеристик каналов.

Измерительный канал регистратора можно представить в виде линейной системы, входным воздействием которой является напряженность регистрируемого поля $s(t)$. Пусть на выходе такой системы возникает напряжение $u(t)$, являющееся сверткой входного воздействия $s(t)$ и импульсной характеристики системы $h(t)$ [127]:

$$u(t) = \int_0^{\infty} s(\tau) h(t - \tau) d\tau \quad (2.5)$$

При переходе в частотную область свертка заменяется операцией умножения. Пусть $S(\omega)$ и $U(\omega)$ есть Фурье-образы входного воздействия и выходного напряжения регистратора соответственно, а $H(\omega)$ - Фурье-образ импульсной характеристики. Тогда Фурье-образ выходного напряжения может быть представлен в виде произведения:

$$U(\omega) = S(\omega) H(\omega) \quad (2.6)$$

$H(\omega)$ также называется комплексным коэффициентом передачи линейной системы. Его модуль $|H(\omega)|$ это АЧХ системы, а его аргумент $\arg H(\omega)$ это ФЧХ [127]. Переход к единицам поля может быть осуществлен, применяя к сигналу $U(\omega)$ инверсный фильтр с комплексным коэффициентом передачи $I(\omega)$, равным:

$$I(\omega) = \frac{1}{H(\omega)} \quad (2.7)$$

Таким образом, регистрируемый сигнал $\hat{s}(t)$, представленный в единицах поля, теоретически может быть получен в результате применения обратного Фурье преобразования к величине $I(\omega)U(\omega)$:

$$\hat{s}(t) = \int_{-\infty}^{\infty} I(\omega)U(\omega)e^{-i\omega t}d\omega \quad (2.8)$$

Однако, как показано в [128], при наличии неминуемо возникающих погрешностей измерения как комплексного коэффициента передачи $H(\omega)$, так и выходного сигнала $u(t)$ задача определения входного сигнала $s(t)$ при решении интегрального уравнения типа свертки является некорректной и не может быть решена точно. Функция $\hat{s}(t)$ может не существовать, так как интеграл может быть расходящимся.

Функция $H(\omega)$ вследствие необходимости выполнения требований теоремы Котельникова об ограниченности спектра непрерывного сигнала для его последующего восстановления по дискретным отсчетам стремится к нулю при $\omega \rightarrow f_q$, $f_q = f_s/2$ - верхняя граница диапазона частот регистратора, f_s - частота дискретизации АЦП. Так как антенны регистратора не измеряют постоянное электрическое и магнитное поле, функция $H(\omega)$ также стремится к нулю при $\omega \rightarrow 0$. Поэтому функция $I(\omega)U(\omega)$ может не иметь обратного преобразования Фурье из-за влияния помех на очень низких и высоких частотах. Но если даже функция $I(\omega)U(\omega)$ и имеет обратное преобразование Фурье, то отклонение функции от точного значения может быть сколь угодно большим. Таким образом, в качестве приближенного решения уравнения свертки с содержащими ошибки измерений $H(\omega)$ и $u(t)$ нельзя брать точное решение этого уравнения. Такого решения может не существовать, а если оно и существует, то не обладает свойством устойчивости к малым отклонениям $H(\omega)$ и $u(t)$. Поэтому, как следует из [128], если мы хотим построить с помощью обратного преобразования Фурье приближенные решения уравнения свертки, устойчивое к малым погрешностям, то надо «подавить» влияние высоких и низких частот. Для подавления веток комплексного коэффициента передачи инверсного фильтра $I(\omega)$, уходящих в бесконечность, на границах диапазона на эту функцию накладывались окна в форме косинуса.

Рассмотрим реализацию инверсного фильтра на примере регистратора, установленного в обл. Ловозеро с $f_s = 32$ кГц, позволяющий с приемлемым уровнем собственных шумов измерять ОНЧ сигнал в частотном диапазоне от 30 Гц до $0.9f_q = 14.4$ кГц. Для исследования аврорального хисса диапазон частот ниже 2-4 кГц не используется, поэтому для формирования функции $I'(\omega)$ можно с гарантией выбрать значения верхней и нижней частот отсечки равными 700 Гц и 14 кГц, соответственно.

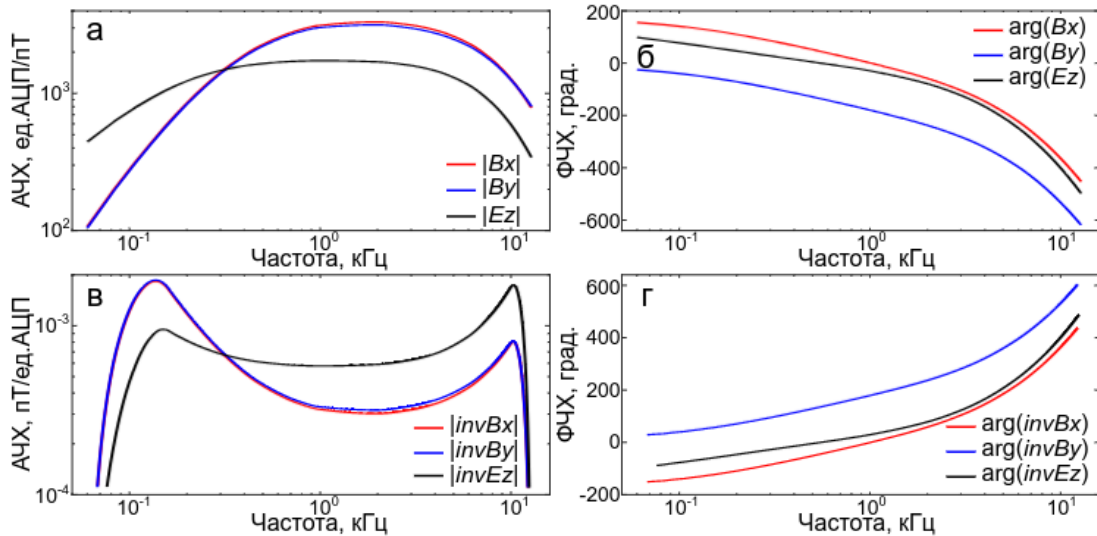


Рисунок 2.8: АЧХ (а) и ФЧХ (б) регистратора, установленного в обл. Ловозеро. Модуль (в) и аргумент (г) комплексного коэффициента передачи инверсного фильтра $I'(\omega)$.

На рисунке 2.8 а, б представлены АЧХ и ФЧХ регистратора в обл. Ловозеро, а также (в, г) модуль и аргумент комплексных функций $I(\omega) = \frac{1}{H(\omega)}$ и $I'(\omega)$, полученной после наложения окна. Как видно из рисунка, выбор таких значений исключает искажение записей вблизи нижней границы частотного диапазона хисса (2-4 кГц) и на частотах максимума его интенсивности (8-10 кГц) и, как следствие, позволяет вести анализ этих излучений.

2.5.2 Подавление сигналов атмосфериков

Оптимальным диапазоном частот для распознавания импульсов атмосфериков является 4-10 кГц. На частотах ниже 4 кГц, а именно на первых двух частотах поперечного резонанса волновода Земля-ионосфера 1.8 и 3.6 кГц в ночное время часто появляются возбуждаемые удаленными

молниевыми разрядами сравнительно длительные во времени радиоимпульсы - твики, нарушающие работу детектора атмосфериков. Частоты выше 11.8 кГц используются для навигационных СДВ передатчиков системы РСДН-20. Появление сигналов этих передатчиков на входе детектора атмосфериков также неприемлемо. Мешающие сигналы могут быть подавлены частотными фильтрами, однако, применение фильтров для выделения диапазона частот 4-10 кГц в сочетании с инверсным фильтром приведет к расширению импульсов атмосфериков, которое может ухудшить характеристики детектора.

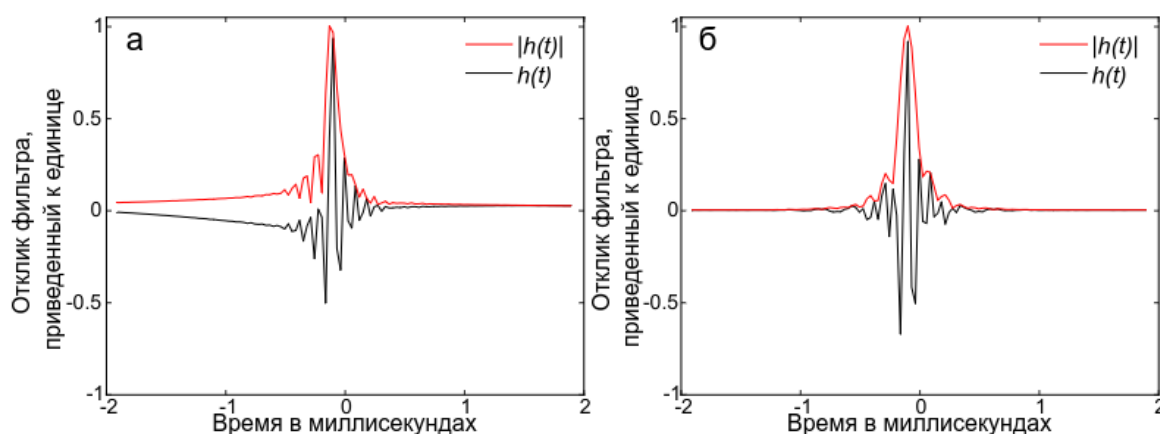


Рисунок 2.9: Импульсные характеристики $h(t)$ вместе с их огибающими $|h(t)|$ инверсного фильтра (а) и инверсного фильтра вместе с фильтром верхних частот (б) с частотой среза 4 кГц.

На рис. 2.9 приведены импульсные характеристики инверсного фильтра (а) и инверсного фильтра с последовательно включенным фильтром верхних частот (б) с частотой среза 4 кГц, вместе формирующим диапазон частот 4-10 кГц. Из рисунка следует, что бесконечно короткий импульс после прохождения через инверсный фильтр и фильтр верхних частот уширяется до значений около 0.7 мс. Учитывая, что минимальная ширина огибающих импульсов атмосфериков составляет не менее 3-5 мс, уширение за счет прохождения через фильтры практически не повлияет на работу детектора атмосфериков.

Особенности подавления атмосфериков

В спектре атмосферика можно выделить две области - низкочастотный (ниже 1-2 кГц) "хвост" атмосферика длительностью 15 - 20 мс, характеризующий медленным увеличением амплитуды сигнала, и высокочастотная часть, занимающая диапазон частот выше 2 кГц. В высокочастотной части спектра

аврорального хисса выше 2-4 кГц содержится практически вся его мощность. Спектр атмосфериков занимает эту же часть, поэтому в данной работе их поиск и подавление производится в полосе частот от 4 кГц и выше.

Стоит отметить, что распространение атмосфериков происходит на ТМ (transverse magnetic) моде, которая эффективно возбуждается в волноводе Земля-ионосфера в результате возникновения вертикальных токов во время разряда молнии. У таких волн вектор напряженности магнитного поля перпендикулярен плоскости, в которой лежит падающая и отраженная от земной поверхности волна. Этот факт позволяет использовать только горизонтальные компоненты напряженности магнитного поля H_x и H_y при поиске атмосферика, за счет чего сокращается время на обработку и затрачиваемые ресурсы.

Алгоритм подавления атмосфериков

В данной работе поиск атмосфериков производится по огибающей горизонтальной компоненты напряженности магнитного поля H_τ , определяемой как $H_\tau = \sqrt{\dot{H}_x^2 + \dot{H}_y^2}$ и приведенной к единицам поля. Здесь \dot{H}_x и \dot{H}_y - комплексные огибающие компонент магнитного поля H_x и H_y , полученные при помощи преобразования Гильберта. Предварительно в записях этих компонент выделялась полоса частот, которая не включает низкочастотный "хвост" атмосфериков и сигналы СДВ передатчиков системы РСДН-20. Частоты среза примененных НЧ и ВЧ фильтров составляли 3.5 кГц и 10 кГц, соответственно.

Принцип подавления атмосфериков, широко применяемый специалистами финской обсерватории Соданкюля для анализа ОНЧ наблюдений на станции Каннуслахто [53], прост и заключается в следующем. Детектор атмосфериков срабатывает по превышению огибающей магнитного поля некоторого порога, значение которого подбирается методом проб и ошибок и далее не изменяется. Начиная с времени срабатывания и в течение временного окна примерно 10-20 мс, сигналы компонент обнуляются. Порог срабатывания и временное окно не изменяются. Основным недостатком такого подхода является применение постоянного порога срабатывания, что может повлечь за собой

либо ограничение сильных всплесков аврорального хисса, либо недостаточное подавление атмосфериков в течение слабых всплесков аврорального хисса.

Важнейшим отличием разработанного в настоящей работе подавителя атмосфериков является применение адаптивного порога срабатывания детектора и временного окна, длительность которого определяется длительностью импульса атмосферика. Ниже мы рассмотрим формирование адаптивного порога срабатывания детектора на примере подавления атмосфериков в записи всплеска аврорального хисса.

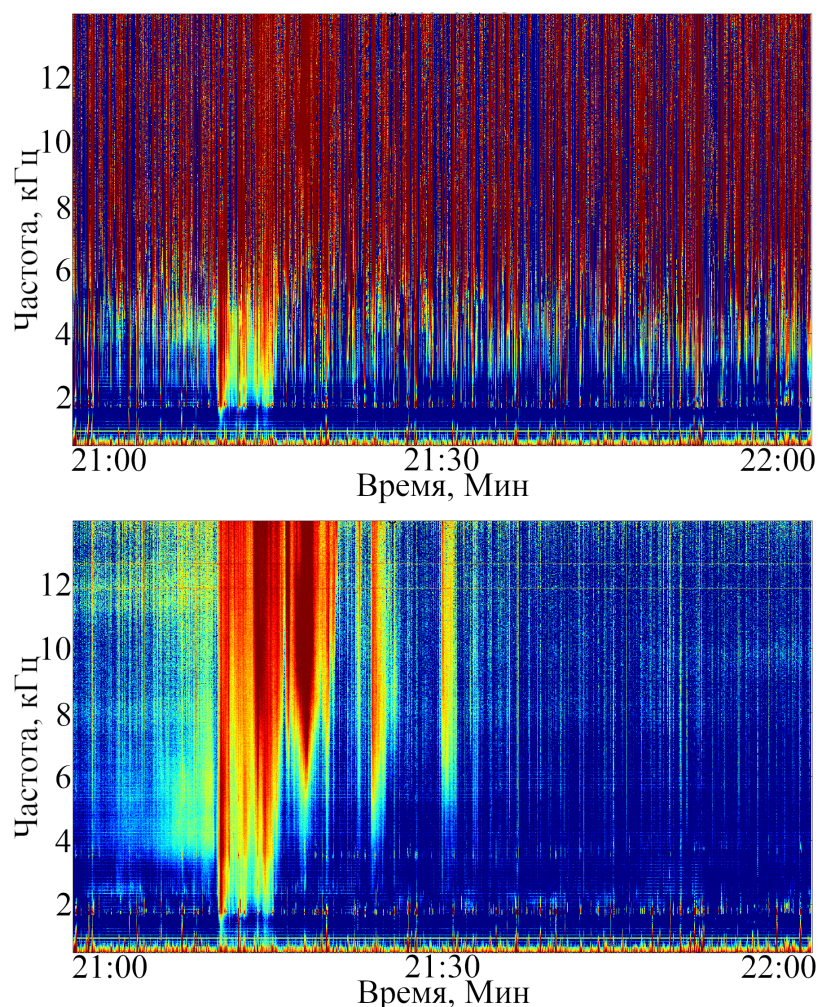


Рисунок 2.10: Спектрограмма всплеска аврорального хисса обс. Ловозеро 05 января 2019 года в 21:00 - 22:00 UT. Верхняя панель - подавление атмосфериков не применялось. Нижняя панель - включено подавление атмосфериков

На рис. 2.10 приведены спектрограммы аврорального хисса, полученные без подавления атмосфериков и после него. Видно, что оценка параметров

всплесков аврорального хисса, и, следовательно, решение задач диссертации невозможны без подавления атмосфериков.

Опишем далее алгоритм выделения и удаления импульсов атмосфериков на примере обработки этого участка записи. Отметим, что гипотеза о гауссовом распределении компонент поля аврорального хисса выполняется при уровне значимости 0.05 на сегментах записи с длиной от 1 с до 20 с. При выполнении этого условия значения огибающей $H_{hiss,\tau}$ гауссова шума $N(0,\sigma)$ в отсутствие импульсов атмосфериков будут распределены по закону Релея с плотностью вероятности:

$$p(H_{hiss,\tau}, \sigma) = \frac{H_{hiss,\tau}}{\sigma^2} \exp\left(-\frac{H_{hiss,\tau}^2}{2\sigma^2}\right), H_{hiss,\tau} \geq 0 \quad (2.9)$$

Здесь σ - среднеквадратическое отклонение гауссова распределения. Распределение огибающей импульсов атмосфериков нам неизвестно, однако можно считать, что их амплитуда превышает значения $H_{hiss,\tau}$ как минимум на один-два порядка.

Покажем, что при принятых предположениях использование квантилей низкого порядка распределения полученной в эксперименте огибающей горизонтальной компоненты магнитного поля H_τ позволяет оценить параметр σ . Квантиль порядка α (или α - квантиль) это такое число, что данная случайная величина попадает левее его с вероятностью, не превосходящей α . Можно показать, что α - квантиль $Q(\alpha, \sigma)$ распределения 2.9 связан со среднеквадратическим отклонением гауссова шума, представляющего хисс, соотношением

$$Q(\alpha, \sigma) = \sigma \sqrt{-2 \ln(1 - \alpha)}, 0 \leq \alpha \leq 1 \quad (2.10)$$

На рис. 2.11 показано поведение квантилей распределения H_τ разного порядка. При обработке данных регистрации огибающая компонент поля разбивалась на сегменты одинаковой длительности с перекрытием 50% и по формуле 2.10 в каждом сегменте оценивалось среднеквадратическое отклонение σ для набора квантилей $\alpha \in 0.05...0.75$. Из рисунка следует, что всплеск аврорального хисса надежно выделяется при $\alpha \leq 0.5$, а при $\alpha = 0.5$ всплеск хисса слабо различим, а оптимальное значение порядка квантиля

может лежать в диапазоне $\alpha \leq 0.5$. Однако, нельзя выбирать любое число из этого диапазона, так как можно ожидать, что при очень малых значениях α будет велик вклад собственных шумов регистратора, а при $\alpha \rightarrow 0.5$ на значения σ будут значимо влиять импульсы атмосфериков. Для более точного выбора порядка квантиля мы использовали отношение сигнал/шум. Величина сигнала вычислялась как среднеквадратическое значение отсчетов огибающей между красными пунктирными линиями на рис. 2.11, а значение шума – как среднеквадратическое значение отсчетов, лежащих левее зеленой пунктирной линии. Будем считать, что сигналы компонент магнитного поля

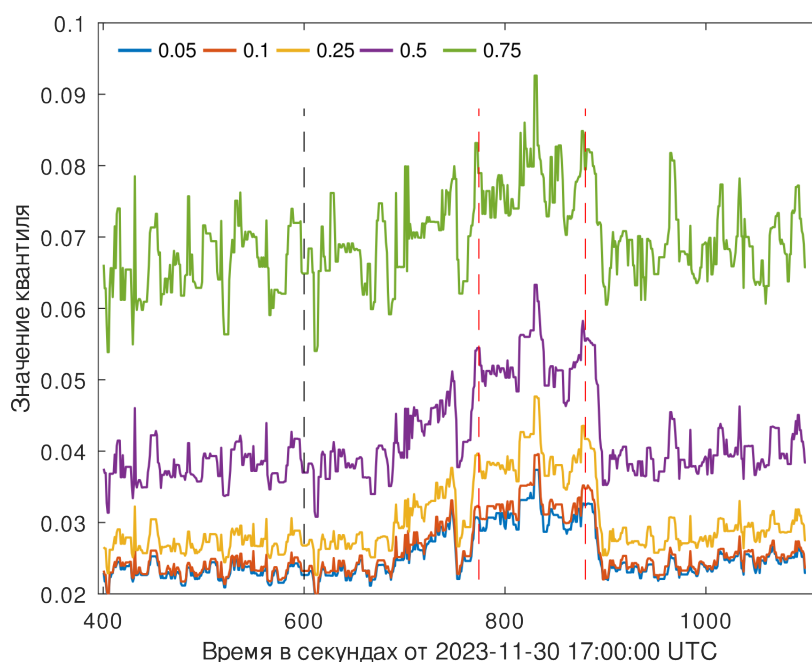


Рисунок 2.11: Зависимость значений квантилей распределения $p(H_T)$ от времени

являются суммой представляющего авроральный хисс квазистационарного гауссова шума с медленно меняющимся среднеквадратическим отклонением σ и случайных импульсов с амплитудами, превышающими на несколько порядков значение σ , а суммарная длительность импульсов меньше, чем длительность гауссова шума. Можно предположить, что импульсы большой амплитуды будут в основном сосредоточены на правом крыле плотности распределения вероятности огибающей суммы гауссова шума и импульсной составляющей сигнала H_T . Будем использовать это предположение для оценки среднеквадратического отклонения в выражении 2.9. Для этого проанализируем поведение квантилей распределения H_T .

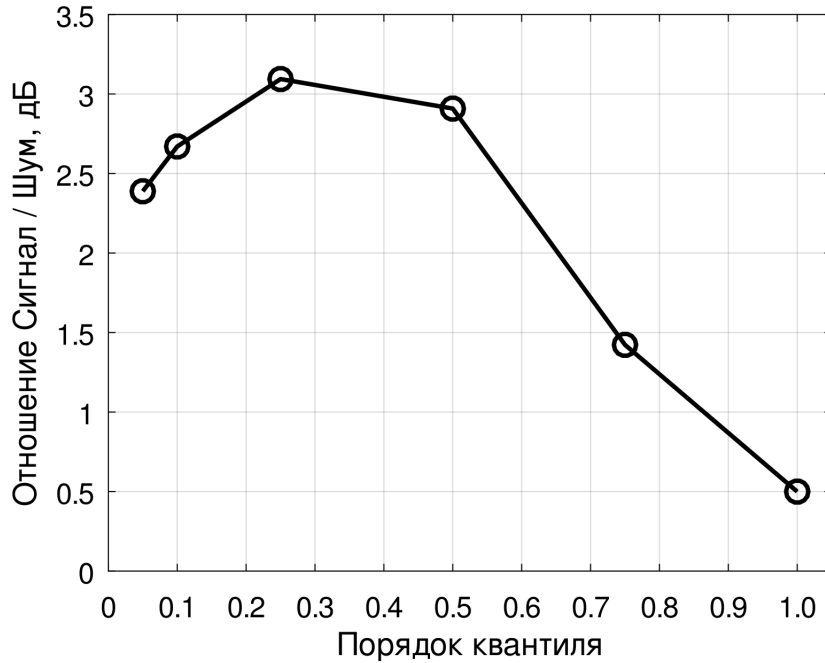


Рисунок 2.12: Отношение сигнал/шум H_τ при разных порядках квантилей

На рис. 2.12 приведена зависимость отношения сигнал/шум от порядка квантиля. Видно, что оптимальным является $\alpha_{opt} = 0.25$. Это значение порядка квантиля использовалось при обработке всех записей аврорального хисса, приведенных в настоящей работе.

Детектирование импульса атмосферика производилось по превышению огибающей H_τ некоторого уровня H_{tr} . Учитывая, что 95% отсчетов огибающей представляющего хисс гауссова шума $H_{hiss,\tau}$ со среднеквадратическим отклонением σ находится в интервале $H_{hiss,\tau} < 2.45\sigma$, в качестве первого приближения целесообразно выбрать $H_{tr} = 2.45\sigma$ и по необходимости изменять H_{tr} в небольших пределах при настройке детектора. Далее у каждого выделенного импульса слева и справа от его максимума производился поиск границ импульса. Это точки, в которых производная H_{tr} меняет знак. Если границы импульса находятся выше адаптивного порога $H_{tr} = 2.45\sigma$, то выделенный участок расценивается как фрагмент последовательности импульсов и границы расширяются. Эта операция производится до тех пор, пока границы выделенного импульса не окажутся ниже заданного порога H_{tr} . После этого импульс или их последовательность вырезаются во всех трех компонентах, а границы запоминаются. Для заполнения образовавшихся зазоров используется линейная интерполяция.

2.5.3 Устранение гармоник сети 50 Гц

Для выбранного фрагмента записей мы рассчитывали их спектр и с помощью выражений 2.2 и 2.3 переходили от единиц АЦП к единицам поля. На полученных спектрах происходил поиск частоты третьей гармоники, которая меняется из-за случайных вариаций частоты главной гармоники. Это наименьший порядок гармоники, которую способен зарегистрировать разработанный приемник. Затем вычислялись частоты гармоник высших порядков.

Выделенные гармоники вырезались в пределах полосы шириной 10 Гц. Предполагая, что свойства сигналов медленно меняются по частоте, образовавшиеся зазоры заполнялись комплексным белым дельта-коррелированным гауссовым шумом. Ковариационная матрица шума соответствует средней матрице, вычисленной из спектров по краям удаленной полосы. Коэффициенты, характеризующие связь между компонентами, есть собственные векторы этой ковариационной матрицы. Белый шум выбран в предположении, что в пределах полосы его мощность не изменяется.

2.5.4 Особенности графического представления данных

После удаления помех получают спектры S_x , S_y , S_z компонент поля H_x , H_y и E_z , из которых впоследствии рассчитываются параметры поля аврорального хисса. Все параметры, представляющие сигнал (азимутальные углы прихода, индекс круговой поляризации, спектральная плотность мощности и т.д.), вычисляются из элементов ковариационной матрицы (выражение 1.6). В пределах вырезанных полос эта матрица аппроксимирована из их краев, поэтому после замещения полос разрывы не видны при графическом представлении параметров поля.

Для построения спектрограмм отсчеты, помеченные при удалении помех, заполнялись нулями. При этом отсчеты выбранного сегмента умножались на коэффициент, выбираемый таким образом, чтобы усредненное значение мощности фильтрованного сигнала стало равно ее усредненному значению мощности сигнала до фильтрации. При оценке индекса круговой поляризации

магнитного поля, отношения компонент поля и азимутального угла вектора Пойнтинга аврорального хисса помеченные отсчеты не учитывались.

2.5.5 Обсуждение результатов

Как видно из рисунка 2.10, частотно-временная структура аврорального хисса может быть практически неразличима на частотах выше 2-4 кГц из-за сильной зашумленности исходных записей. Применение разработанных алгоритмов удаления помех позволило обнаружить всплески аврорального хисса и, как следствие, вести их анализ.

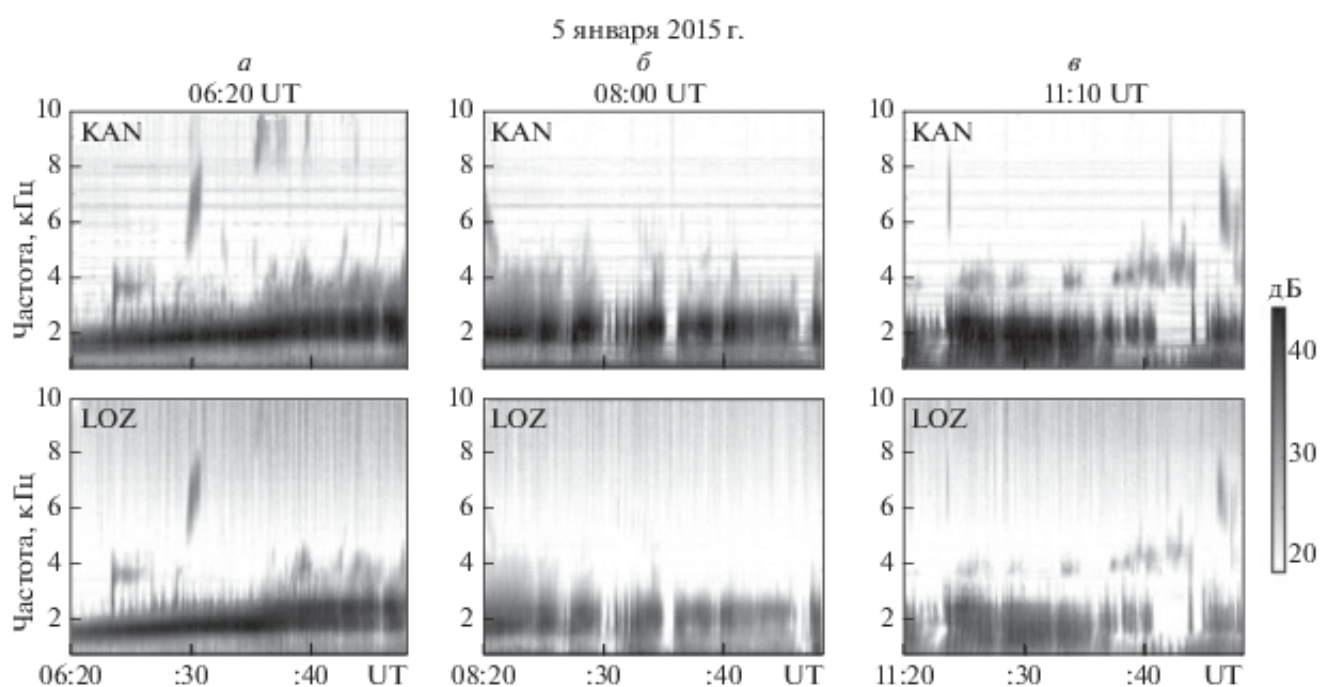


Рисунок 2.13: Спектрограммы горизонтальной компоненты напряженности магнитного поля, построенные по данным наблюдений в obs. Ловозеро и Каннуслахто 05 января 2015 года во время регистрации ”птичек” (из работы [108])

Стоит отметить, что ”очистение” записей компонент поля от импульсных помех атмосфериков с применением разработанного метода позволило обнаружить особый вид коротких (до нескольких минут) дневных высокочастотных (выше 4–6 кГц) дискретных широкополосных излучений. Впоследствии излучения были названы ”bird-emissions” (”птички”), так как на слух они воспринимаются как щебет птиц. Результаты анализа этих всплесков опубликованы в работах [55; 108], выполненных совместно с автором

диссертации. На рисунке 2.13 представлены спектрограммы этих излучений, построенные по данным наблюдений на станциях Каннуслехто и obs. Ловозеро.

2.6 Распределение плотности потока энергии по азимутальным углам прихода

Из рассмотренных в предыдущей главе особенностей генерации и распространения аврорального хисса следует, что независимые от амплитуды параметры его поля, измеренные у земной поверхности, могут изменяться во времени случайным образом. Для учета таких изменений во избежание потери информации при анализе излучений требуется проведение статистической оценки этих параметров.

Поскольку наибольший интерес представляет направление прихода волн в точку наблюдений, чтобы учесть случайную структуру поля, мы проводили расчет распределений плотности потока энергии по азимутальному углу вектора, обратного вектору Пойнтинга. Для этого в частотной области выбирался сегмент записей компонент поля с настолько большой длиной, чтобы обеспечить статистическую устойчивость оценки распределения, и настолько маленькой, чтобы обеспечить подходящее разрешение во времени. Для данного сегмента строился его спектр и выбиралась полоса частот, в которой нужно оценить распределение. Для каждого отсчета, принадлежащего сегменту, рассчитывался азимутальный угол вектора Пойнтинга $\phi_p(k)$ и величина этого вектора, $S(k) = \sqrt{\Re(E_z H_x^*)^2 + \Re(E_z H_y^*)^2}$, где k - номер отсчета, $k = 1, 2, \dots, K$.

Диапазон возможных значений обратного азимута $(0, 2\pi]$ был поделен на N интервалов равной ширины. После этого формировалась выборка S_1, S_2, \dots, S_N из набора K , включающая отсчеты S со значениями обратного азимута, попадающими в интервал углов с номером $i = 1, 2, \dots, N$. Оценка распределения плотности потока энергии по обратному азимуту рассчитывалась как сумма элементов каждого набора S_i , деленная на K и на ширину ячейки, измеренную радианах. Полученное распределение имеет размерность $\text{Вт м}^{-2} \text{рад}^{-1} \text{Гц}^{-1}$ и представляет собой распределение по азимутальным углам спектральных плотностей потока энергии. Умножение на величину выбранной полосы частот

дает распределения по углам среднего потока энергии в полосе. Для удобства полученные распределения поворачивались на 180 градусов. В этом случае максимум распределения указывает наиболее вероятное направление прихода волн в точку наблюдений.

Помимо исследований, описанных в данной работе, разработанный метод был применен автором для анализа особенностей распространения периодических излучений, зарегистрированных на земной поверхности и на спутнике Van Allen Probe A [17], а также исследования связи между регистрацией магнитосферных излучений типа хоры и высыпаний энергичных частиц [65].

2.7 Основные результаты Главы 2

Во второй главе диссертации представлены особенности конструкции регистратора горизонтальных магнитных и вертикальной электрической компонент поля, данные с которого используются в настоящей работе. Эти особенности обеспечивают низкий уровень его собственных помех и, как следствие, уверенные измерения поля аврорального хисса. Описан используемый автором метод оценки передаточных характеристик измерительных каналов компонент поля, необходимый для сравнения результатов наблюдений на разнесенных точках. Также описан разработанный автором диссертации метод верификации оценок азимутального угла прихода электромагнитных волн, позволяющий контролировать правильность установки регистрирующих антенн. Поскольку верификация проводилась с использованием подходов, с помощью которых в данной работе проводился анализ аврорального хисса, разработанный метод также верифицирует и корректность работы разработанных методов анализа аврорального хисса. Представлены разработанные методы подавления промышленных и естественных помех на частотах 2-4 кГц в записях компонент поля, которые дают возможность анализировать всплески аврорального хисса, и метод оценки плотности потока энергии по азимутальным углам прихода, позволяющий вести анализ данных наземных наблюдений аврорального хисса без потери информации.

Основные результаты второй главы заключаются в следующем:

1. Использование в конструкции регистратора гальванической развязки его цифровой и аналоговой частей вместе с формированием "искусственной земли" и использованием малощумящих компонентов позволяет добиться уровня собственных шумов регистратора существенно ниже уровня шумов волновода Земля-ионосфера и обеспечить уверенную непрерывную регистрацию компонент электромагнитного поля.
2. Описан и применен используемый метод оценки передаточных характеристик измерительных каналов регистратора, который за счет своей простоты позволяет контролировать эти характеристики, а также обеспечить высокую точность измерений и возможность сравнения результатов наземных наблюдений в разнесенных точках.
3. Разработан и применен метод верификации оценки направления прихода по сигналам передатчиков радионавигационной системы РСДН-20, позволяющий контролировать правильность установки регистрирующих антенн и верифицировать разработанные автором диссертации методы анализа наземных данных.
4. Разработаны методы подавления естественных сигналов атмосфериков и промышленных помех на частотах выше 2-4 кГц в записях компонент поля. Показано, что применение этих методов позволяет проводить анализ поля аврорального хисса.
5. Разработан метод оценки направления прихода аврорального хисса в точку наземных наблюдений, основанный на расчете распределения плотности потока энергии по азимутальным углам прихода и позволяющий учитывать случайный характер временных вариаций параметров поля хисса, что позволяет получить более полную информацию об особенностях распространения волн.

Глава 3

Моделирование распространения аврорального хисса от источника до наземного наблюдателя

Для интерпретации наземных данных и исследования связи пространственной структуры поля аврорального хисса у земной поверхности с пространственной структурой области в ионосфере, занятой мелкомасштабными неоднородностями, была разработана модель, описывающая распространение квазиэлектростатических волн, формирующих хисс, в верхней ионосфере и магнитосфере, их рассеяние на мелкомасштабных неоднородностях электронной концентрации и распространение рассеянных волн к наземному наблюдателю с учетом случайного характера изменения во времени волновых полей.

3.1 Особенности разработанной модели прохождения аврорального хисса к земной поверхности

На базе существующих численных методов описания распространения электромагнитных волн в ионосферной плазме разработана модель, связывающая все стадии прохождения аврорального хисса от места генерации до земной поверхности и учитывающая случайный характер изменения во времени волновых полей. Моделирование включает формирование случайного поля, задание модели ионосферной плазмы, расчет распространения генерируемых волн в магнитосфере и верхней ионосфере в приближении геометрической оптики (раздел 1.4.4 настоящей диссертации), расчет рассеяния пучка квазиэлектростатических волн на мелкомасштабных неоднородностях в ионосфере в борновском приближении (раздел 1.4.3) и расчет распространения рассеянных волн к наземному наблюдателю в приближении плоско-слоистой среды методом full-wave (раздел 1.4.2).

Ниже представлены особенности разработанной модели и результаты моделирования пространственной структуры поля аврорального хисса у земной поверхности.

3.1.1 Формирование случайного поля аврорального хисса

В качестве источника квазиэлектростатических волн мы использовали типовое распределение энергии авроральных электронов $p(W_e)$ из работы [71] (рис. 3.1) и максвелловское распределение электронов по энергиям $p(W_e) \propto E \exp(-E/E_0)$. Распределение $p(W_e)$ пересчитывалось в распределение электронов по скоростям $F(V_e)$, из которого согласно условию возникновения резонанса Ландау (выражение 1.3) выбирались электроны из области возрастания функции распределения, способные вызвать генерацию квазиэлектростатических волн.

Для электронов, участвующих в генерации, из условия возникновения черенковского резонанса (выражение 1.2) рассчитывались продольные относительно внешнего магнитного поля компоненты вектора волновой

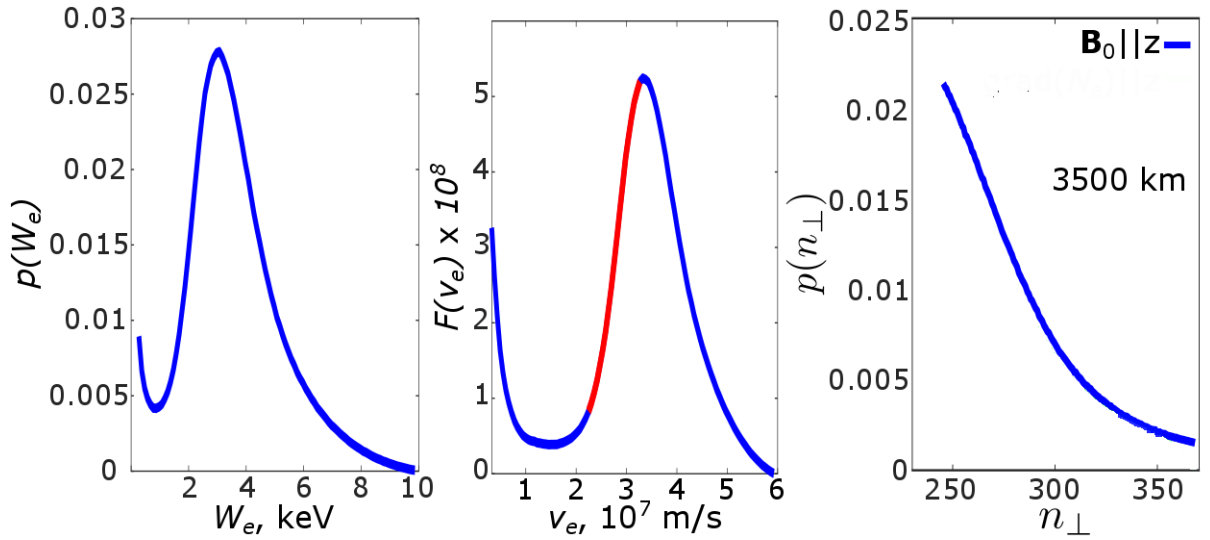


Рисунок 3.1: Слева направо: распределение энергии авроральных электронов $p(W_e)$ из работы [71], рассчитанные из этого распределения распределение электронов по скоростям $F(V_e)$ и соответствующее распределение квазиэлектростатических волн по n_\perp , рассчитанное на высоте 3500 км. Красным выделен участок распределения $F(V_e)$, электроны из которого способны вызвать генерацию квазиэлектростатических волн.

нормали n_\parallel квазиэлектростатических волн. Соответствующие значения поперечной компоненты вектора волновой нормали n_\perp рассчитывались из дисперсионного уравнения (выражение 1.22).

В качестве примера на рисунке 3.1 представлены экспериментальное распределение энергии авроральных электронов $p(W_e)$ (из работы [71]), а также рассчитанные из этого распределения распределение электронов по скоростям $F(V_e)$ и соответствующее распределение квазиэлектростатических волн по n_\perp на высоте 3500 км. Видно, что горизонтальная относительно внешнего магнитного поля компонента показателя преломления этих волн много больше единицы.

Считая, что волны могут излучаться равновероятно во всех направлениях, мы рассчитывали компоненты вектора $\mathbf{n}_\perp = [n_x, n_y]^T$ в предположении его равномерного распределения по азимутальному углу ϕ (то есть $p(\phi) = 1/2\pi$), так что:

$$n_x = n_\perp \cos \phi, \quad n_y = n_\perp \sin \phi \quad (3.1)$$

В данной модели мы считали, что генерация квазиэлектростатических волн может быть распределена по высоте, широте и долготе. Распределение актов генерации по высоте считалось равномерным для произвольного диапазона

высот. Конечная ширина потока электронов, в котором происходит генерация, задавалась в виде распределения Гаусса с центром на произвольной силовой линии геомагнитного поля в плоскости поперек этой линии.

3.1.2 Модель ионосферной плазмы

Для расчета компонент тензора $\hat{\epsilon}$ (выражение 1.17) мы использовали дипольную модель геомагнитного поля. Ионосферная плазма состоит из электронов, а также ионов водорода ($H+$), кислорода ($O+$) и гелия ($He+$). Профили концентрации электронов взяты из модели IRI-2016 [5], а ионов - из модели IDC (Ion density calculator) [72].

Чтобы получить концентрации на высотах около 20 тыс. км, мы экстраполировали экспонентой профиль электронной концентрации от высоты 3000 км так, чтобы на высоте 22000 км концентрация составляла 10^6 м^{-3} . Поскольку выше 3000 км в ионосфере доминируют ионы $H+$, их концентрация на этих высотах оценивалась из предположения квазинейтральности плазмы.

Мы учитывали столкновения только при расчете распространения рассеянных волн к наземному наблюдателю. Рассматривались столкновения с молекулами азота (N_2) и кислорода (O_2). Частоты столкновений электронов с нейтралами рассчитывались по формулам [75]:

$$\nu_{eN_2} = 2.33 \cdot 10^{-11} n(N_2) (1 - 1.21 \cdot 10^{-4} T_e) T_e \quad (3.2)$$

$$\nu_{eO_2} = 1.82 \cdot 10^{-10} n(O_2) \left(1 + 3.6 \cdot 10^{-2} T_e^{\frac{1}{2}}\right) T_e^{\frac{1}{2}} \quad (3.3)$$

, где T_e - температура электронов (К), $n(N_2)$ и $n(O_2)$ - концентрации нейтралов. Для расчета частоты столкновений ионов с нейтралами использована формула [1]:

$$\nu_{i,n} = 2.6 \cdot 10^{-9} n_n \left(\frac{\alpha_0}{\mu_A}\right) \quad (3.4)$$

Здесь n_n - концентрация нейтралов сорта n , $\alpha_{0,n}$ - поляризуемость атомов сорта n , $\mu_{A,n}$ - приведенная масса. Концентрации нейтралов взяты из модели NRLMSIS 2.0 [20].

3.1.3 Расчет поля рассеянных волн у земной поверхности

Для расчета поля аврорального хисса у земной поверхности мы моделировали рассеяние на мелкомасштабных неоднородностях пучка квазиэлектростатических волн, формирующих хисс, и распространение рассеянных волн к земной поверхности. Пучок задавался аналогично тому, как в данной работе формируется случайное поле хисса (раздел 3.1.1) за тем исключением, что при задании пучка выбиралась фиксированная высота, не превышающая 6 тыс. км. Расчет распространения волн из пучка до высоты рассеяния и рассеянных волн к наземному наблюдателю проводился в приближении плоско-слоистой среды с применением full-wave метода для решения волнового уравнения в каждом слое (раздел 1.4.2).

Чтобы рассчитать ток $\Delta \mathbf{J}(x,y)$, возбуждаемый на неоднородностях квазиэлектростатической волной (см. раздел 1.4.3), мы задавали в одном слое двумерное поле неоднородностей, которое описывается возмущением тензора диэлектрической проницаемости $\Delta \hat{\epsilon}(x,y)$. Этот тензор задается гауссовой плотностью распределения вариаций N_e с нулевым средним и стандартным отклонением $0.01 N_e$ и их пространственной автокорреляционной функцией.

В качестве примера на рисунке 3.2 приведен пример поля неоднородностей с радиусом корреляции порядка 1 км и несколько десятков метров, а также пространственный спектр компоненты тока ΔJ_x (уравнение 1.25), возбуждаемого при рассеянии квазиэлектростатической волны на неоднородностях данных масштабов. Как видно из рисунка, при рассеянии на неоднородностях с масштабом ~ 1 км спектр тока получается довольно узким и лежит вне определяемого из закона Снеллиуса конуса выхода. Рассеяние на мелкомасштабных неоднородностях порождает довольно широкий спектр, часть из которого попадает в этот конус и, соответственно, может достигнуть земной поверхности.

Мы считали область с неоднородностями ограниченной в горизонтальной плоскости и описывали ее форму и размеры с помощью функции Гаусса:

$$g(x,y) = \exp \left[- \left(\frac{x^2}{2\sigma_x^2} + \frac{y^2}{2\sigma_y^2} \right) \right] \quad (3.5)$$

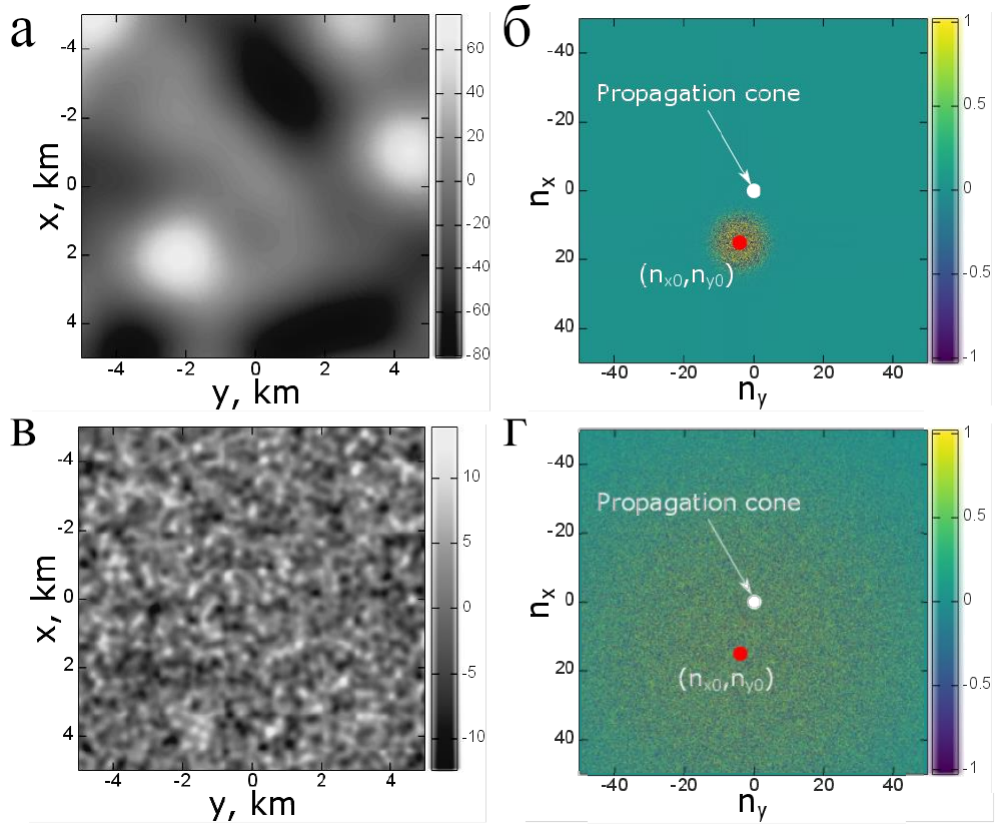


Рисунок 3.2: Пример поля неоднородностей с радиусом корреляции порядка 1 км (а) и несколько десятков метров (в); пространственный спектр компоненты ΔJ_x при рассеянии квазиэлектростатической волны на неоднородностях с радиусом корреляции порядка 1 км (б) и несколько десятков метров (г)

Чтобы учесть пространственное ограничение области с неоднородностями, при расчете компонент поля $\Delta \mathbf{E}_\perp$ и $\Delta \mathbf{H}_\perp$ (выражение 1.26) мы считали Фурье-преобразование плотности тока, определяемой:

$$\Delta \mathbf{J}_g(x, y) = -ik_0 \Delta \hat{\epsilon}(x, y) g(x, y) \mathbf{E}_0 / z_0 \quad (3.6)$$

Для каждой рассеянной плоской волны с компонентами (n_x, n_y) мы искали решение волнового уравнения у земной поверхности с помощью full-wave метода (раздел 1.4.2). Обозначим набор решений для горизонтальных компонент магнитного поля и вертикальной компоненты электрического поля, как $H_x(n_x, n_y)$, $H_y(n_x, n_y)$ и $E_z(n_x, n_y)$ соответственно. Тогда компоненту поля

у земной поверхности ($z = 0$) можно выразить через преобразование Фурье:

$$\begin{aligned} h_x(x,y,0) &= \int \int H_x(n_x, n_y) e^{ik_0(n_x x + n_y y)} \frac{k_0^2}{(2\pi)^2} dn_x dn_y, \\ h_y(x,y,0) &= \int \int H_y(n_x, n_y) e^{ik_0(n_x x + n_y y)} \frac{k_0^2}{(2\pi)^2} dn_x dn_y, \\ e_z(x,y,0) &= \int \int E_z(n_x, n_y) e^{ik_0(n_x x + n_y y)} \frac{k_0^2}{(2\pi)^2} dn_x dn_y \end{aligned} \quad (3.7)$$

3.1.4 Распространение волн в плоско-слоистой ионосфере

При расчете распространения рассеянных волн к земной поверхности область моделирования разбивалась на слои, толщина которых согласовывалась со скоростью изменения плотности электронов N_e . Так на высоте 60-80 км толщина составляла 1 км, а выше 1000 км толщина слоя была 20 км. В качестве граничных условий на верхнем слое, где формировался пучок квазиэлектростатических волн, использовалось условие свободного ухода волн. В нижнем слое граничные условия задавались как коэффициенты отражения ТЕ и ТМ мод от земной поверхности. Земная поверхность задавалась в виде слоя с бесконечной проводимостью и проводимостью $\sigma_g < 10^{-4}$ См/м, характерной для Кольского полуострова и Фенноскандии [42].

3.2 Реализация разработанной модели

Все расчеты, которые включает разработанная модель, были реализованы в среде GNU Octave [25], совместимой с MATLAB. Поскольку моделирование случайных полей требует высокой скорости вычислений, для их ускорения наиболее ресурсоемкие модули были написаны на языке C++ и интегрированы в среду, используя C++ Octave API интерфейс. Программы, реализующие вычисление матричных операций, были распараллелены с применением открытого стандарта OpenMP [85]. Такой подход позволил вести статистические оценки параметров поля и за счет сравнения экспериментальных и модельных таких оценок исследовать процессы рассеяния по данным наземных наблюдений хисса.

3.3 Результаты моделирования волнового поля аврорального хисса у земной поверхности

Чтобы ассоциировать пространственную структуру поля аврорального хисса у земной поверхности с пространственной структурой области в ионосфере, занятой мелкомасштабными неоднородностями, с помощью разработанной модели мы исследовали зависимость наблюдаемого распределения плотности потока энергии по азимутальным углам прихода $p(\phi)$ от взаимного положения точки наблюдений и проекции области с неоднородностями на земную поверхность. Рассматривались две ситуации:

- область с неоднородностями смещается по долготе;
- рассеяние квазиэлектростатических волн происходит на двух областях с неоднородностями, разнесенных по долготе.

3.3.1 Смещение области с неоднородностями по долготе

В данном разделе представлены результаты моделирования смещения области с неоднородностями по долготе. Генерация хисса происходит на частоте 8.5 кГц, неоднородности располагаются на высоте 3000 км. Широта подножия силовой линии геомагнитного поля, пересекающей центр области с неоднородностями, не меняется и составляет 70° N. Долгота изменяется от 15° E до 45° E.

Мы рассматривали область с неоднородностями (и, соответственно, поток электронов) в виде полосы, вытянутой по долготе. Параметры σ_y и σ_x гауссовой функции, описывающей размеры этой области (формула 3.5), задавались равными 50 км и 400 км соответственно (см. рис. 3.4).

На рисунке 3.3 представлены огибающие амплитуды магнитного поля в точках KAN и LOZ во время перемещения. Как видно из рисунка, огибающие в обеих точках имеют схожие вариации, сдвинутые по времени. При этом близкие значения амплитуды в этих точках достигаются тогда, когда подножие силовой линии, на которой происходила генерация, было равноудалено от обеих точек и находилось на долготе 30° E. Стоит отметить, что несмотря на довольно

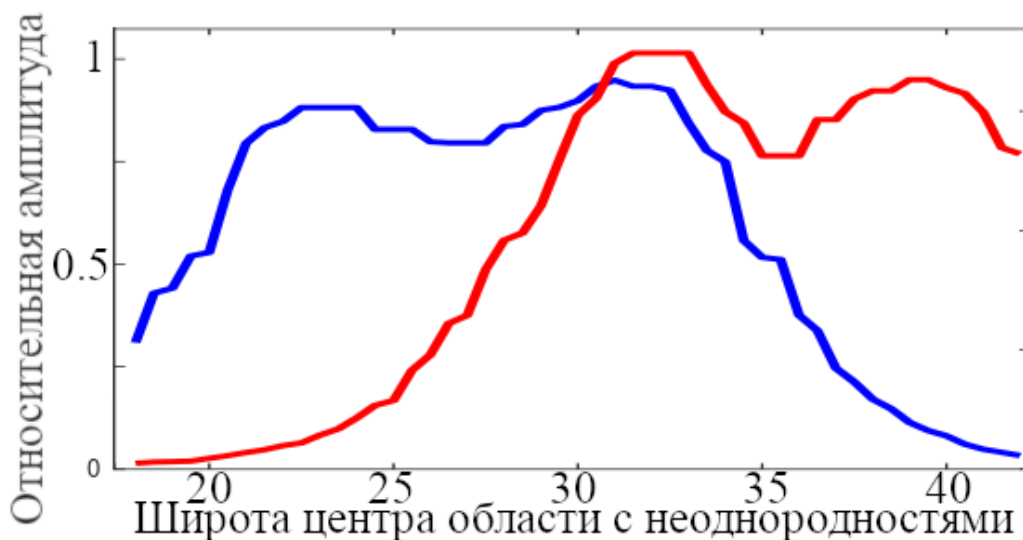


Рисунок 3.3: нормированные на максимум амплитуды магнитного поля в точках KAN (синяя кривая) и LOZ (красная кривая) во время перемещения области с неоднородностями

большие размеры по долготе области с мелкомасштабными неоднородностями, в обеих точках поле убывает практически до нуля на удалении примерно на 10 градусов по долготе от его максимума, что сравнимо с расстоянием между станциями KAN и LOZ (около 400 км).

На рисунке 3.4 представлено нормированное на максимум эффективное значение горизонтальной компоненты магнитного поля $H_\tau = \langle (H_x^2 + H_y^2) \rangle^{1/2}$, усредненной по ансамблю реализаций, при положении центра области с неоднородностями на долготе 30° E. На рисунке также показано сечение плоскостью гауссовой функции, описывающей пространственное ограничение области с неоднородностями (выражение 3.5), на уровне 0.71.

Из рисунка видно, что рассеянные волны засвечивают на земной поверхности локальную область пространства. Будем далее называть ее областью засветки. Центр области засветки смещен к экватору от подножия силовой линии, проходящей через центр области с неоднородностями. Также стоит отметить, что размеры области засветки и области с неоднородностями по долготе практически совпадают.

Фиолетовые стрелки на рисунке 3.4, означающие направление, обратное направлению вектора Пойнтинга, указывают практически на центр области засветки на расстояниях, сравнимых с размерами этой области. С удалением от ее центра отмечается отклонение направления этих стрелок от направления на

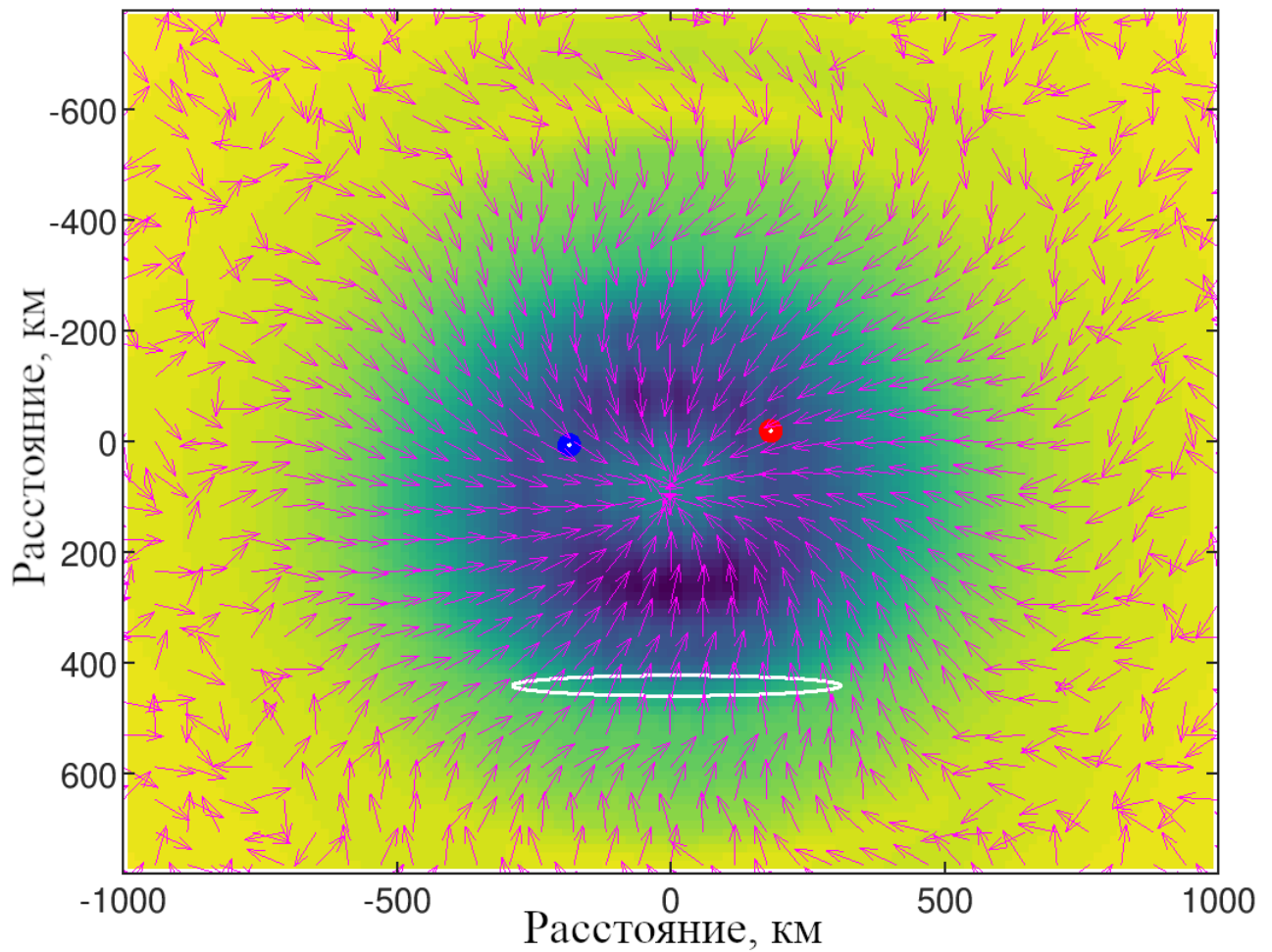


Рисунок 3.4: распределение поля рассеянных волн на земной поверхности в момент положения подножия силовой линии, пересекающей центр области с неоднородностями, в точке с координатами 70° N, 30° E; белый овал означает проекцию сечения плоскостью гауссовой функции, описывающей пространственное ограничение области с неоднородностями на уровне 0.71; синяя точка - схематичное положение станции Каннуслахто, красная - станции обс. Ловозеро; фиолетовыми стрелками обозначены векторы, обратные вектору Пойнтинга в той или иной точке.

центр области. Причем отклонение может составлять вплоть до 20-30 градусов. Как было показано в работе [94], такой эффект вызван распространением волн в нижней ионосфере и их отражением от стенок волновода Земля-ионосфера.

На рисунке 3.5 представлены нормированные распределения плотности потока энергии по азимутальным углам прихода $p(\phi)$, рассчитанные для положения подножия силовой линии на долготах 26° (а), 30° (б) и 35° (в), то есть сначала на долготе KAN, затем на одинаковом расстоянии до обеих станций и на долготе LOZ в конце. Когда центр области засветки находится вблизи одной из станций (рис. 3.5 а, в), распределение $p(\phi)$ в этой точке

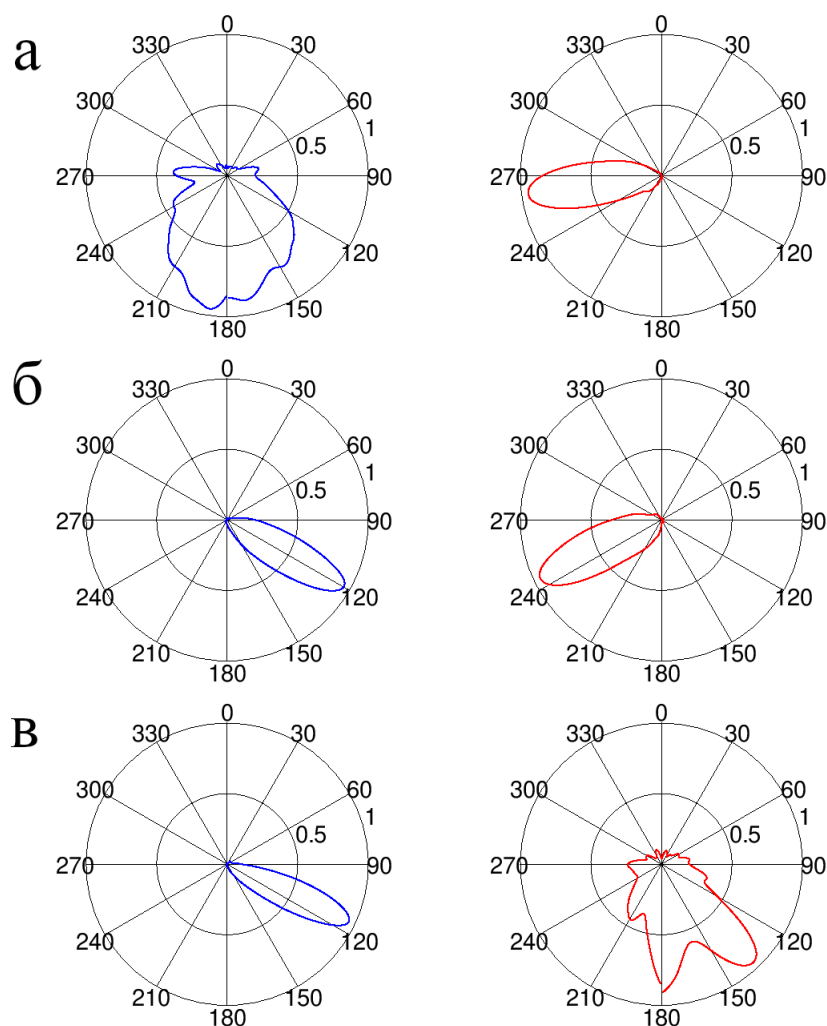


Рисунок 3.5: нормированные распределения плотности потока энергии по азимутальным углам прихода $p(\phi)$, рассчитанные в точках КАН (синие кривые) и LOZ (красные) для положения подножия силовой линии на долготе 26° (а), 30° (б) и 35° (в)

выглядит довольно широким. При этом в другой точке наблюдается "узкое" распределение, максимум которого указывает в направлении центра области засветки. При положении центра области засветки на долготе 30° (рис. 3.5 б) максимумы распределения в обеих точках указывают на ее центр. Стоит отметить, что при совпадении центра этой области и точки наблюдений, в ней будет наблюдаться распределение $p(\phi)$, близкое к равномерному, поскольку здесь направление на центр не определено. Данные результаты справедливы для единственной области с неоднородностями.

В качестве сравнения мы также рассчитали поля у земной поверхности на частоте 8.5 кГц при существовании единственной области с мелкомасштабными неоднородностями ниже, на высоте 2000 км. На рисунке 3.6 представлены

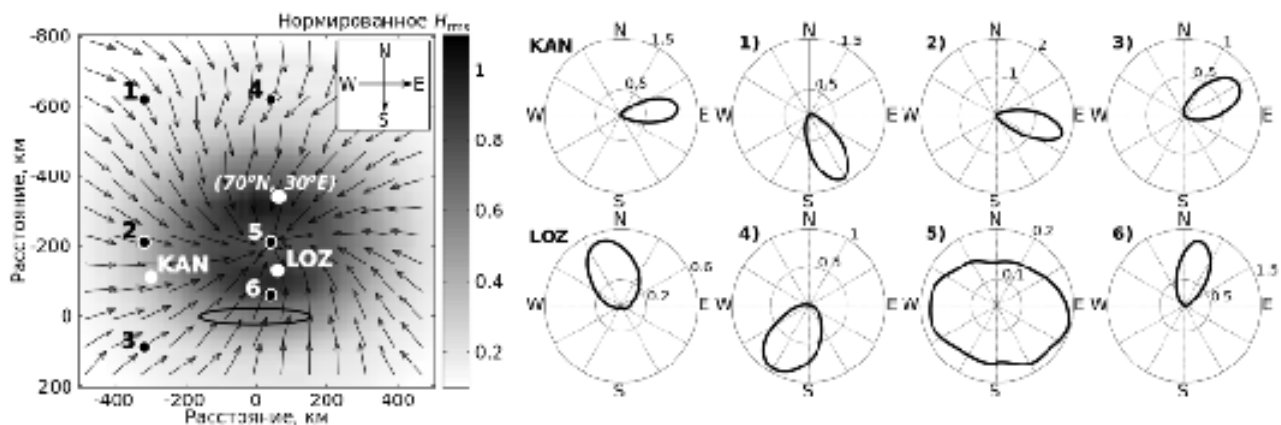


Рисунок 3.6: Результаты моделирования поля аврорального хисса на частоте 8.5 кГц на земной поверхности. Слева - нормированное распределение магнитного поля рассеянных волн на земной поверхности, справа - распределения плотности потока энергии по азимутальным углам прихода в KAN, LOZ и в других дополнительных точках.

результаты моделирования поля аврорального хисса на частоте 8.5 кГц на земной поверхности и распределения плотности потока энергии по азимутальным углам прихода в KAN, LOZ и в других дополнительных точках. Как и в предыдущем примере, размеры области засветки и области с неоднородностями по долготе практически совпадают. Обратные направления вектора Пойнтинга, обозначенные черными стрелками, также указывают на центр области засветки на расстояниях, сравнимых с ее размерами.

Максимумы распределений плотности потока энергии по азимутальным углам вектора Пойнтинга, в основном, соответствуют направлению на центр области засветки (рис. 3.6, точки 1-4 и 6). В центре этой области (рис. 3.6, точка 5) распределение $p(\phi)$ ожидаемо стремится к равномерному из-за того, что здесь направление на центр не определено.

Стоит отметить, что с уменьшением высоты рассеяния также уменьшается расстояние между подножием силовой линии, которая проходит через центр области с неоднородностями, и положением центра области засветки. Это уменьшение, по-видимому, вызвано малыми значениями конуса выхода на высоте рассеяния для частоты 8 кГц (7-10 градусов), что приводит к практически вертикальной ориентации волновых нормалей рассеянных волн, попадающих в этот конус. Распространяясь до высот F-слоя ионосферы (300-400 км), рассеянные волны попадают в среду с увеличивающейся электронной концентрацией и, соответственно, увеличивающимся показателем преломления.

В этом случае направление волновой нормали не будет претерпевать существенных изменений, и полученное отклонение будет определяться только высотой рассеяния.

Данный эффект согласуется с результатами, опубликованными в работе [52; 70]. Авторы показали, что направление прихода аврорального хисса в точку наземных наблюдений связано с положением дуги полярных сияний. Согласно оценкам область выхода находилась на более низких геомагнитных широтах, чем область высыпаний. Они предположили, что наблюдаемый эффект обусловлен распространением аврорального хисса в отсутствие дактов, в то время как высыпающиеся электроны, обуславливающие генерацию хисса, летят вдоль линий внешнего магнитного поля.

3.3.2 Одновременное существование двух областей с мелкомасштабными неоднородностями

В данном разделе представлены результаты моделирования сценариев сложной конфигурации области засветки. Такая конфигурация может возникать, например, из-за пространственной неоднородности пучка электронов, генерирующих авроральный хисс, а также из-за существования нескольких областей рассеяния.

Мы рассматривали формирование области засветки при одновременном существовании двух разнесенных по долготе областей с неоднородностями, на которых рассеиваются квазиэлектростатические волны из двух пучков с одинаковой интенсивностью (рис. 3.7 а) и когда на одной из областей (в окрестности LOZ) рассеивается пучок более интенсивных волн (рис. 3.7 б). Неоднородности находились на высоте 3000 км, форма и размеры областей соответствуют представленным на рисунке 3.4, положение их центров соответствует точкам 1 и 3. Рассматривалось распространение на частоте 8.5 кГц.

На рисунках 3.7 а представлены распределения горизонтальной компоненты магнитного поля H_T рассеянных волн у земной поверхности и распределения плотности потока энергии по азимутальным углам прихода $p(\phi)$ в точках KAN и LOZ в случае рассеяния двух пучков квазиэлектростатических

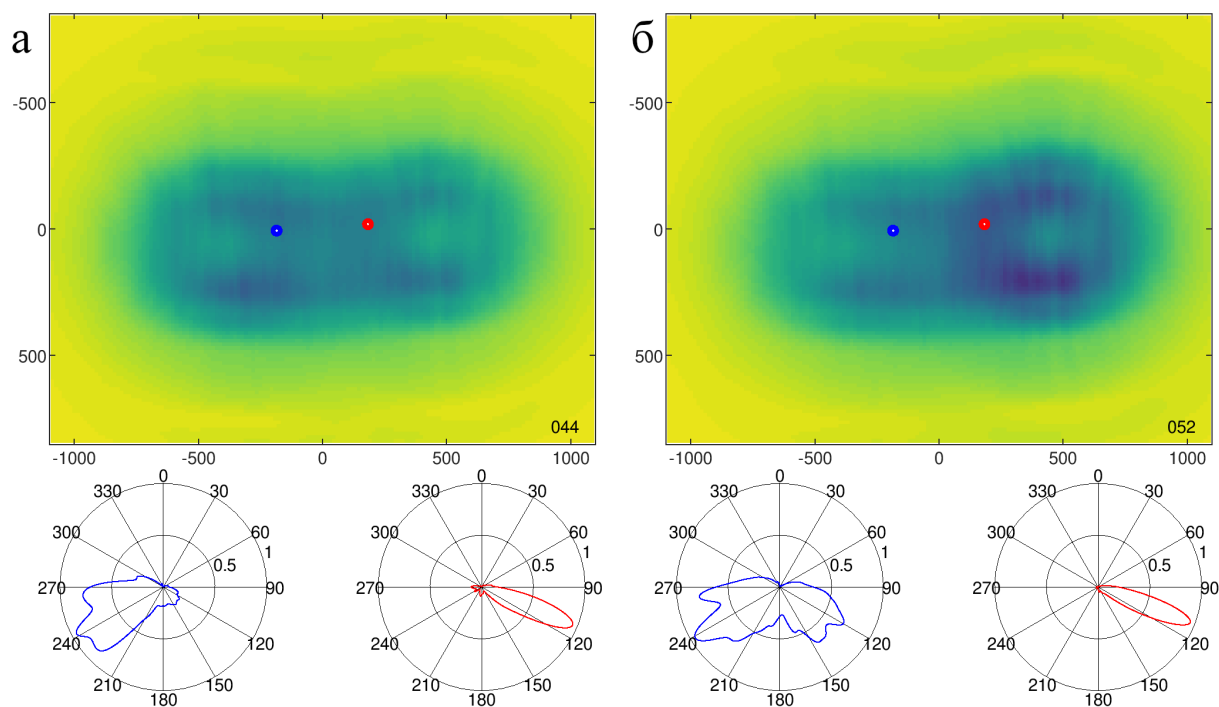


Рисунок 3.7: распределения горизонтальной компоненты магнитного поля H_T рассеянных волн у земной поверхности и распределения плотности потока энергии по азимутальным углам прихода $p(\phi)$ в точках КАН (синие кривые) и LOZ (красные) в случае рассеяния на двух разнесенных по долготе областях с мелкомасштабными неоднородностями двух пучков квазиэлектростатических волн с одинаковой интенсивностью (а) и рассеяния на одной из областей (в окрестности LOZ) пучка более интенсивных волн (б)

волн одинаковой интенсивности. При данной конфигурации в обеих точках амплитуды компоненты H_T принимают близкие значения. При этом максимумы распределения $p(\phi)$ в точках наблюдений указывают практически в противоположные стороны, что невозможно объяснить существованием единственной области с неоднородностями.

В случае рассеяния двух пучков квазиэлектростатических волн с разными интенсивностями на двух областях, заполненных мелкомасштабными неоднородностями, может наблюдаться распределение горизонтальной компоненты магнитного поля H_T , схожее представленному на рисунке 3.7 б. В рассматриваемом примере амплитуда магнитного поля в LOZ примерно в два раза превышает амплитуду в КАН. В LOZ доминирует поле волн рассеянных на ближайшей области с неоднородностями, поэтому максимум распределения $p(\phi)$ указывает в направлении на локальный максимум интенсивности именно этого поля. При этом в КАН наблюдается многомодовое

распределение $p(\phi)$, которое указывает на приход волн преимущественно с двух направлений. Одно направление соответствует положению локального максимума интенсивности поля рассеянных волн в окрестности LOZ, другое - максимуму в окрестности KAN.

3.3.3 Обсуждение результатов

Разработанная модель распространения аврорального хисса до наземного наблюдателя позволяет связать результаты наземных наблюдений трех компонент поля хисса со структурой поля на ионосферных высотах и исследовать процессы распространения и рассеяния аврорального хисса на мелкомасштабных неоднородностях. Рассматривая распределения плотности потока энергии по азимутальным углам прихода вместо усредненных значений параметров поля, появляется возможность не только оценить расстояние между точкой наблюдений и центром области засветки, но и оценить наличие одной или нескольких таких областей. Более того, подобные оценки могут быть проведены даже по данным наблюдений на одной станции.

Представленные в данном разделе результаты моделирования пространственной структуры поля аврорального хисса у земной поверхности демонстрируют возможность оценки формы, размеров и положения области засветки хисса по данным наземных наблюдений хисса в разнесенных точках, а также возможность ассоциировать эти оценки с формой, размерами и положением области в ионосфере, занятой мелкомасштабными неоднородностями .

Стоит отметить, что применение разработанной модели совместно с описанным в предыдущей главе методом анализа наземных данных для исследования аврорального хисса позволяет исследовать как случаи существования единственной области с неоднородностями, так и случаи возникновения сложных конфигураций области засветки, которые могут быть обусловлены, например, существованием нескольких источников и областей с неоднородностями. Однако исследование сложных конфигураций требует большой вычислительной мощности.

Описание разработанной модели вместе с результатами моделирования опубликованы в работах [105–107], выполненных совместно с автором диссертации.

3.4 Основные результаты Главы 3

В третьей главе представлены особенности разработанной модели распространения аврорального хисса к наземному наблюдателю, предназначенной для интерпретации наземных данных с учетом случайного характера изменения во времени волновых полей. Выявлены особенности поведения у земной поверхности распределения плотности потока энергии по азимутальным углам прихода $p(\phi)$ в зависимости от взаимного положения области в ионосфере, занятой мелкомасштабными неоднородностями, и точки наземных наблюдений.

Основные результаты третьей главы заключаются в следующем:

1. Разработана численная модель, описывающая формирование случайного поля аврорального хисса, распространение квазиэлектростатических волн, формирующих авроральный хисс, в верхней ионосфере и магнитосфере, их рассеяние на мелкомасштабных неоднородностях электронной концентрации и распространение рассеянных волн к наземному наблюдателю с учетом случайного характера изменения во времени волновых полей.
2. Показано, что рассмотрение распределения плотности потока энергии по азимутальным углам прихода $p(\phi)$ вместо усредненных значений параметров поля позволяет даже по данным наблюдений на одной станции оценить расстояние между точкой наблюдений и центром области засветки, а также наличие одной или нескольких таких областей. При этом по наблюдениям на разнесенных точках появляется возможность оценить форму, положение и размеры области с неоднородностями.
3. Получено, что при единственной области с неоднородностями в окрестности центра области засветки рассеянных волн наблюдается распределение плотности потока энергии по азимутальным углам прихода

$p(\phi)$, близкое к равномерному, поскольку здесь направление на центр не определено. С удалением от центра разброс по углам в распределении $p(\phi)$ уменьшается, что позволяет с высокой степенью точности определить направление на центр области засветки и расстояние до нее.

Глава 4

Исследование пространственной структуры ионосферных неоднородностей по данным наземных наблюдений аврорального хисса

С применением разработанных методов удаления естественных и промышленных помех, метода анализа данных наземных наблюдений, а также модели распространения аврорального хисса к наземному наблюдателю, была исследована пространственная структура поля аврорального хисса у земной поверхности по данным наблюдений на точках KAN, LOZ, VAB и TRE (см. расположение точек на рис. 2.2). Наблюдаемая структура поля была ассоциирована с положением, формой и размерами области в ионосфере, заполненной мелкомасштабными неоднородностями электронной концентрации, а также были исследованы особенности распространения хисса, влияющие на эту структуру.

Анализ проводился на частоте $8 \text{ кГц} \pm 500 \text{ Гц}$. Анализировались временные вариации горизонтальной компоненты напряженности магнитного поля H_t , индекса круговой поляризации P_c , отношения вертикальной компоненты электрического поля к горизонтальной компоненте магнитного E_z/H_t и распределения плотности потока энергии по обратному азимуту вектора Пойнтинга $p(\phi)$ (раздел 2.6). Расчет распределения $p(\phi)$ проводился из элементов ковариационной матрицы полностью поляризованного колебания, которая получается после вычитания матрицы полностью неполяризованного колебания (шума) из исходной матрицы (раздел 1.3.1). Для расчета матрицы полностью неполяризованного колебания выбирались "соседние" фрагменты записей, во время которых регистрируется только шум.

4.1 Классификация областей засветки аврорального хисса

Используя полученную в разделе 3.3 информацию о структуре волнового поля аврорального хисса у земной поверхности, мы провели классификацию областей засветки аврорального хисса по данным наблюдений на станциях KAN и LOZ. Рассмотрено 22 события, зарегистрированных с 07 ноября 2018 года по 9 февраля 2020 года, для которых на частоте 8 кГц отношение сигнал/шум на обеих станциях было не меньше 10 дБ.

Выбранные события были разделены на 4 группы по особенностям поведения параметров поля H_t , P_c , E_z/H_t и $p(\phi)$ во времени: 1) индекс круговой поляризации P_c и отношение E_z/H_t слабо меняются во времени и существенно отличаются в двух точках; 2) индекс круговой поляризации P_c и отношение E_z/H_t слабо меняются во времени и принимают близкие значения в двух точках; 3) параметры H_t , P_c , E_z/H_t и $p(\phi)$ испытывают плавные временные вариации; 4) параметры H_t , P_c , E_z/H_t и $p(\phi)$ испытывают скачкообразные вариации. Ниже рассмотрены наиболее типичные события из каждой группы и предложена интерпретация этих событий.

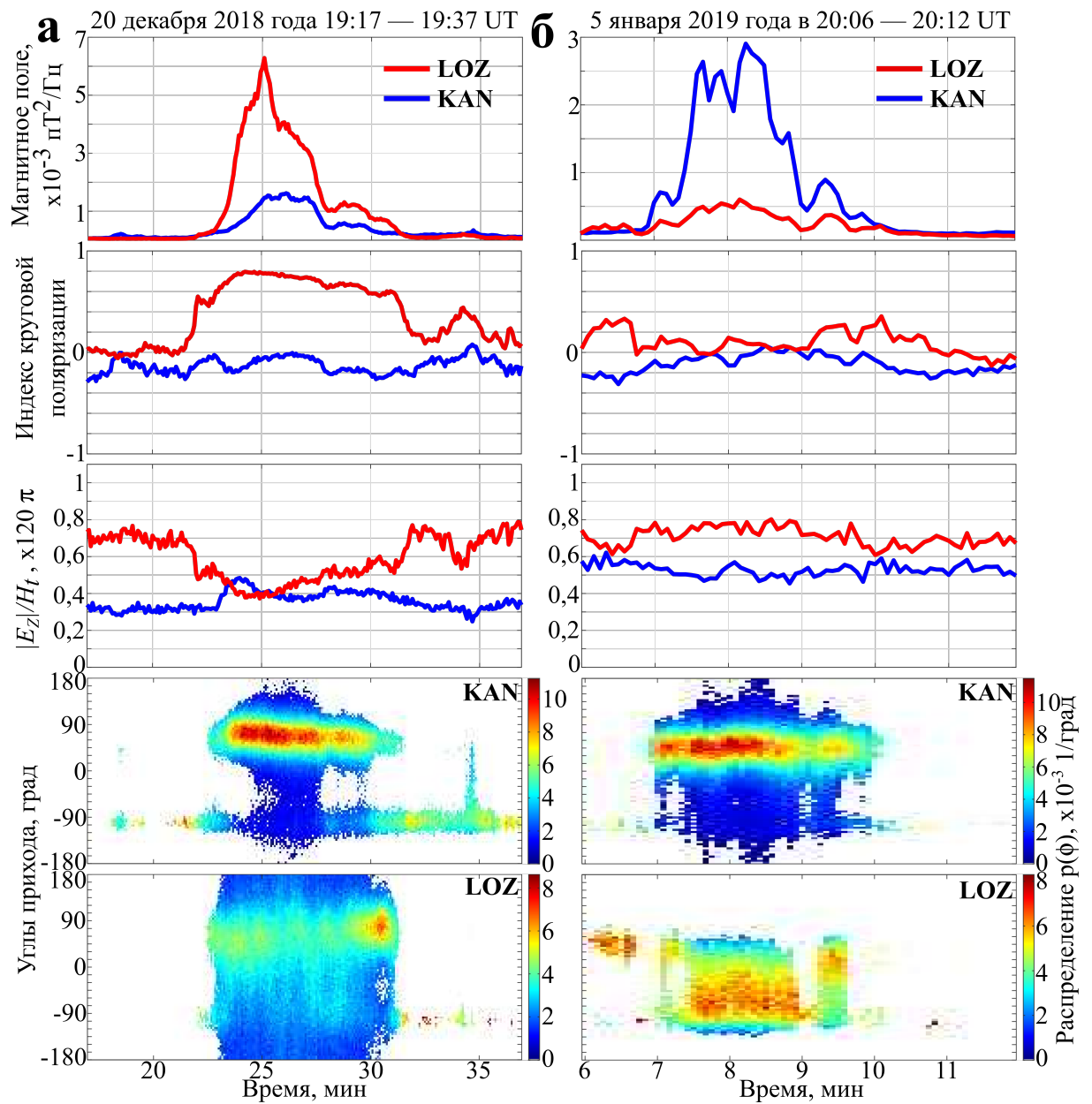


Рисунок 4.1: (сверху вниз) огибающая спектральной плотности мощности горизонтальной компоненты напряженности магнитного поля H_t , индекс круговой поляризации P_c , отношение вертикальной компоненты напряженности электрического поля к горизонтальной компоненте напряженности магнитного E_z/H_t , распределения плотности потока энергии по обратному азимуту вектора Пойнтинга $p(\phi)$ на станциях KAN и LOZ для событий регистрации аврорального хисса (а) 20 декабря 2018 года 19:17 — 19:37 UT и (б) 5 января 2019 года в 20:06 — 20:12 UT.

4.1.1 Область засветки с размерами, малыми относительно расстояния между станциями KAN и LOZ

Рассмотрим всплеск аврорального хисса, зарегистрированный 20 декабря 2018 в 19:17 — 19:37 UT. На рисунке 4.1 а представлены временные вариации параметров H_t , P_c , E_z/H_t и $p(\phi)$ на обеих станциях. В LOZ амплитуда горизонтальной компоненты H_t примерно в 5 раз выше, чем в KAN. В интервал 19:23 - 19:28 UT индекс круговой поляризации P_c составляет около 0.8, что означает регистрацию волн с правой, близкой к круговой, поляризацией магнитного поля [96; 125]. При этом отношение E_z/H_t уменьшается практически в два раза по сравнению с началом всплеска в 19:23 UT (рис. 4.1 а), что, по-видимому, вызвано малыми углами падения регистрируемых волн. Плотность потока энергии распределена практически равномерно. Результаты моделирования, представленные в разделе 3.3, показывают, что в этом случае волны приходят в точку наблюдений со всех направлений.

В KAN в течение всего всплеска индекс круговой поляризации P_c близок к нулю, а отношение E_z/H_t к концу всплеска увеличивается в полтора раза. То есть регистрируемые волны практически линейно поляризованы [96; 125], а их углы падения выше, чем в LOZ. Распределение плотности потока энергии по углам прихода $p(\phi)$ в KAN имеет выраженный максимум, указывающий на восток, а разброс по углам составляет около 60-80 градусов. Таким образом, волны приходят в точку наблюдений преимущественно с востока, где расположена станция LOZ (раздел 3.3.1).

Правая, близкая к круговой, поляризация волн ($P_c = 0.8$) и широкое распределение $p(\phi)$ в LOZ означают, что в данном случае точка наблюдений находится вблизи центра области засветки. Это также подтверждается уменьшением отношения E_z/H_t . Линейная поляризация волн, увеличение отношения E_z/H_t и малый разброс по углам в распределении $p(\phi)$ в KAN указывают на расположение этой точки вдали от центра области засветки, где, по-видимому, уже начинает доминировать волна, испытавшая отражения от стенок волновода Земля-ионосфера. Поскольку расстояние между станциями KAN и LOZ составляет около 400 км, можно предположить, что в данном

случае область засветки имела размеры в меньше расстояния между станциями. Подобные изменения параметров поля обнаружены еще в четырех событиях. В двух из них центр области засветки находился в окрестности станции KAN.

4.1.2 Область засветки, вытянутая по долготе

На рисунке 4.1 б представлены вариации параметров H_t , P_c , E_z/H_t и $p(\phi)$ для события 5 января 2019 года в 20:06 — 20:12 UT. В точках KAN и LOZ индекс круговой поляризации близок к нулю, означая регистрацию волн с линейной поляризацией [125]. Отношение E_z/H_t в этих точках не меняется в течение всплеска. Максимум распределения $p(\phi)$ в KAN находится примерно на 45° (северо-восток), а в LOZ - на -60° (северо-запад), означая положение центра области засветки на более высоких широтах.

Ближкие значения параметров P_c , E_z/H_t в этих точках могут быть объяснены только существованием области засветки, вытянутой по долготе. Ее размеры сравнимы или превышают расстояние между станциями. Поскольку амплитуда горизонтальный компоненты магнитного поля в KAN выше, чем в LOZ (рис. 4.1 б), центр области засветки рассеянных волн мог находиться ближе к KAN. Подобные вариации наблюдаются еще в пяти событиях из 22-х.

Наблюдения вытянутой по долготе области засветки в приполярных широтах

Яркий пример всплесков аврорального хисса с протяженной по долготе областью засветки, рассмотрен в работе [123], выполненной совместно с автором диссертации. Были проанализированы данные наземных наблюдений электромагнитных полей во время экспедиции "Трансарктика-2019" на судне "Академик Трёшников" и сопоставлены с данными, полученными в точке VAB (рис. 2.2), расположенной в 600 км к западу от судна «Академик Трёшников», а также в точках LOZ и KAN, расположенных в авроральных широтах.

Из 26 дней наблюдений в 13 днях регистрировались излучения типа аврорального хисса в виде всплесков длительностью порядка 5-10 мин или последовательности таких всплесков. При этом наблюдаемые на судне авроральные хиссы не наблюдались в авроральных широтах (LOZ и KAN).

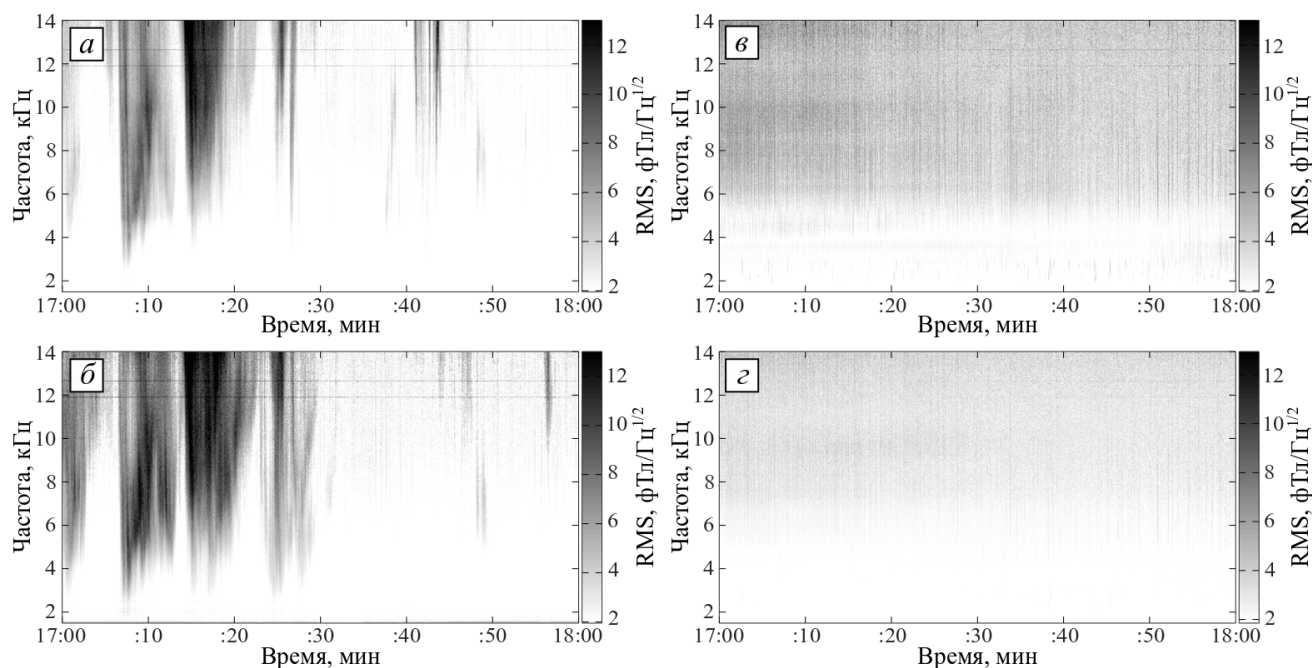


Рисунок 4.2: Спектрограммы горизонтальной компоненты магнитного поля за 11 апреля 2019 г. 17:00-18:00 UT, зарегистрированной: а) на судне «Академик Трёшников», б) в obs. Баренцбург, в) в obs. Ловозеро, г) в obs. Каннуслехто.

Отмечены события одновременной регистрации всплесков аврорального хисса на станциях TRE и VAB, свидетельствующие о существовании вытянутой по долготе области засветки аврорального хисса. В качестве примера одного из таких событий на рисунке 4.2 приведены спектрограммы горизонтальной компоненты магнитного поля, построенные по данным наблюдений на всех четырех станциях для интервала 11 апреля 2019 г. 17:00 - 18:00 UT. Из рисунка видно, что в этот интервал на станциях TRE и VAB наблюдались мощные всплески аврорального хисса в полосе частот 3-14 кГц. При этом с 17:00 до 17:30 UT довольно сильно совпадала частотно-временная структура всплесков. Этот факт указывает на регистрацию в этих точках волн, рассеянных на одной и той же области с неоднородностями. Размеры этой области по долготе, по-видимому, были сравнимы с расстоянием между станциями. В авроральных широтах (станции KAN и LOZ) авроральный хисс не был зарегистрирован, что свидетельствует о локальности области по широте.

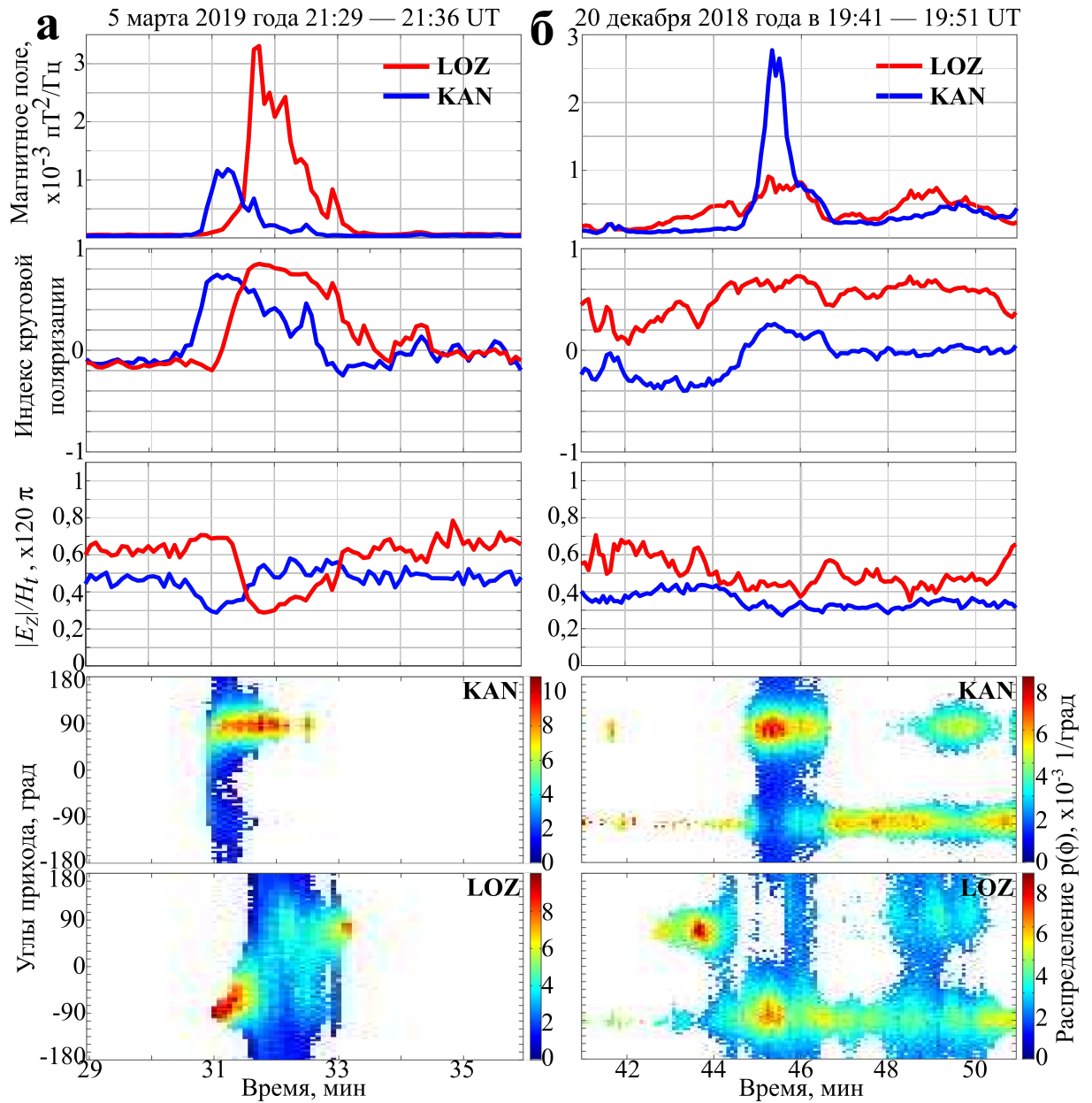


Рисунок 4.3: (см. описание рис. 4.1) параметры H_t , P_c , E_z/H_t и $p(\phi)$, на станциях KAN и LOZ для событий регистрации аврорального хисса (а) 5 марта 2019 года 21:29 — 21:36 UT и (б) 20 декабря 2018 года 19:41 - 19:51 UT

4.1.3 Перемещение области засветки по долготе

В трех событиях из 22-х отмечены плавные вариации параметров поля H_t , P_c , E_z/H_t и $p(\phi)$ схожие представленным на рисунке 4.3 а (событие 5 марта 2019 21:29 — 21:36 UT). В 21:31:15 UT в KAN амплитуда вариаций H_t и индекс круговой поляризации P_c достигают своих максимумов ($P_c = 0.75$). К этому моменту отношение E_z/H_t уменьшается почти в два раза по сравнению с началом всплеска. Распределение плотности потока энергии по углам прихода имеет довольно широкий разброс по углам (рис. 4.3 а). Согласно рассуждениям в

разделе 4.1.1 в этот момент центр области засветки находился в окрестности станции KAN.

После 21:31:15 UT происходит плавное уменьшение амплитуды H_t и индекса круговой поляризации P_c , увеличение значений отношения E_z/H_t , а также уменьшение разброса в распределении $p(\phi)$. Спустя примерно две минуты индекс круговой поляризации становится близок к нулю, а отношение E_z/H_t увеличивается почти в два раза. Максимум распределения $p(\phi)$ устанавливается на значении 90° (восток) с разбросом по углам 50-60 градусов. В этот момент в KAN с востока приходят волны, которые уже испытали отражения от стенок волновода Земля-ионосфера.

В LOZ отмечаются схожие вариации этих параметров, но с некоторой временной задержкой. Так, максимумы H_t и P_c , а также минимум E_z/H_t наблюдаются через 30 с после наблюдения их в KAN (21:31:45 UT). В 21:31 UT максимум распределения $p(\phi)$ указывает на западное направление прихода волн, со стороны станции KAN, где возник всплеск. Затем разброс плотности потока энергии по обратному азимуту увеличивается. Около 21:31:45 UT распределение $p(\phi)$ принимает вид, близкий к равномерному, после чего разброс в углах начинает уменьшаться. В 21:33:15 UT максимум распределения находится на 75° (восточное направление прихода), а разброс составляет около 50 градусов.

В рассмотренном примере поведение во времени распределения плотности потока энергии по азимутальным углам прихода $p(\phi)$ в точках KAN и LOZ согласуется с результатами моделирования перемещения области с неоднородностями по широте, представленными в разделе 3.3.1. Существование процесса перемещения также подтверждается поведением во времени параметров H_t , P_c , E_z/H_t на обеих станциях. Перемещение происходит в направлении запад-восток. Отличия амплитуды горизонтальной компоненты магнитного поля в LOZ и KAN могут быть вызваны особенностями генерации аврорального хисса. В одном из трех событий данного типа перемещение области засветки происходило с востока на запад.

Примечательно, что в данном примере перемещение области засветки аврорального хисса сопровождалось перемещением авроральных форм в том же направлении. На рисунке 4.4 представлены огибающие спектральной плотности

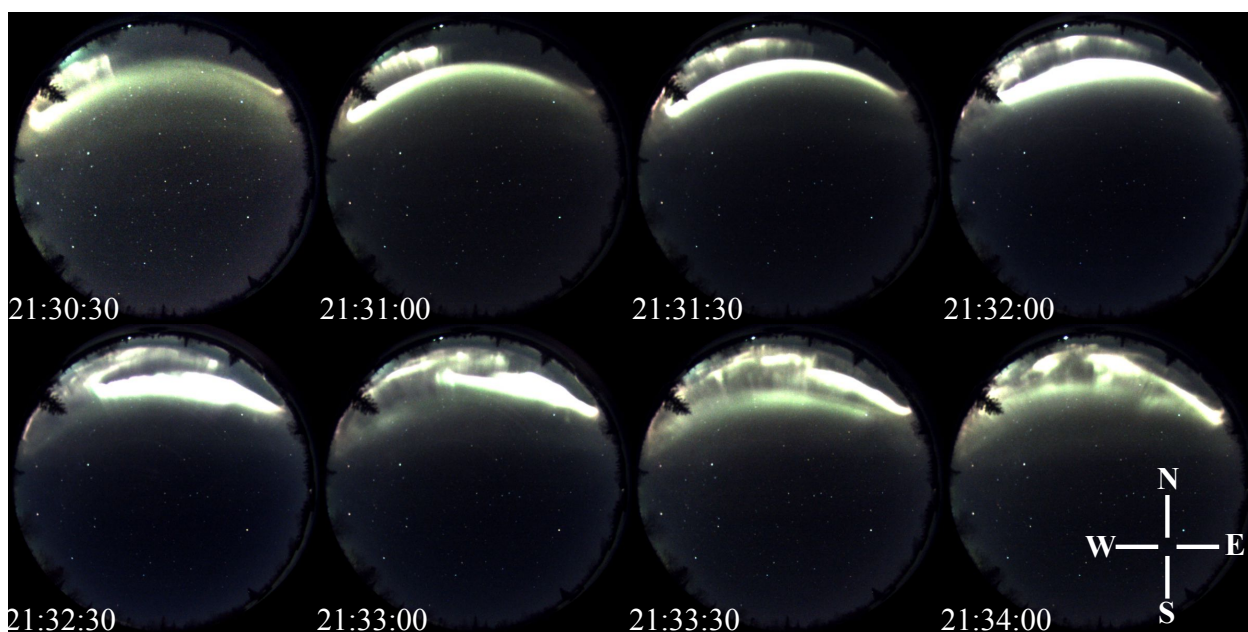
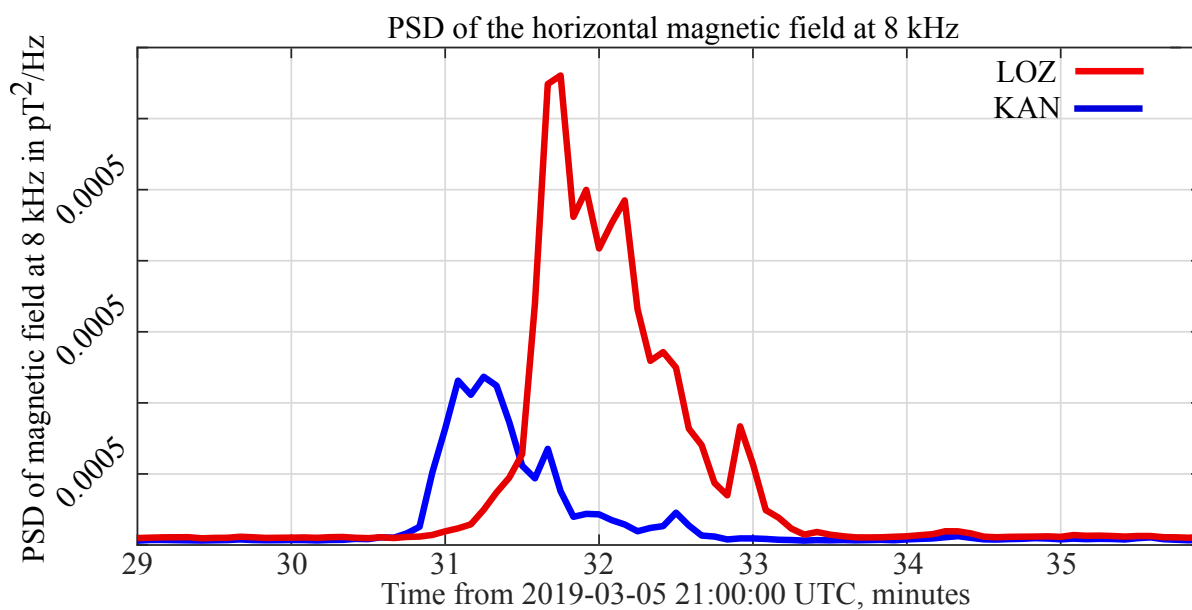


Рисунок 4.4: Огибающие спектральной плотности мощности горизонтальной компоненты напряженности магнитного поля H_t на частоте 8 кГц по данным наблюдений в Каннуслехто (синяя кривая) и obs. Ловозеро (красная кривая), а также снимки all-sky камеры, установленной в obs. Ловозеро.

мощности горизонтальной компоненты напряженности магнитного поля H_t на частоте 8 кГц по данным наблюдений в KAN и LOZ, а также снимки all-sky камеры, установленной в LOZ, сделанные в разные моменты времени. Из рисунка видно, что во время наблюдения максимума интенсивности хисса в KAN (около 21:31:00 - 21:31:30 UT) максимум яркости пятна находился к северо-западу от LOZ. В период с 21:31:30 - 21:32:30 UT, когда интенсивность хисса в LOZ была максимальна, пятно находилось севернее, но практически на одном

меридиане с LOZ. После 21:32:30 UT флуктуации яркости сияний наблюдались на северо-востоке от LOZ.

Связь динамики аврорального хисса с перемещением сияний также обсуждалась в статье [87]. Сопоставляя данные наблюдений аврорального хисса на спутнике POLAR и наземных наблюдений полярных сияний в obs. Ловозеро, авторы обнаружили связь между динамикой положения источника хисса и сопровождающих его полярных сияний. Во время изменения направления вектора Пойнтинга, указывающем на перемещение источника в направлении восток-запад, яркие дискретные полярные сияния также смещались к полюсу и на запад.

Стоит отметить, что в рассматриваемом событии сияния находились севернее оцененного положения области засветки аврорального хисса. Полученный результат согласуется с результатами моделирования (раздел 3.3.1) и выводами предыдущих работ [52; 70]. В результате сопоставления оценки направления прихода аврорального хисса в точки наземных наблюдений и положения полярных сияний авторы обнаружили, что луч распространяется не вдоль линий геомагнитного поля, а отклоняется на вертикальный градиент концентрации электронов в ионосфере (рис. 4.5). Из этого следует, что авроральный хисс у земной поверхности будет наблюдаться на меньших широтах, чем сопровождающие возникновение хисса полярные сияния. Данный эффект, по-видимому, обусловлен распространением хисса в отсутствие дактов электронной плотности.

4.1.4 Смешанный тип

Наиболее часто (8 случаев из 22) в KAN и LOZ регистрируются всплески аврорального хисса, для которых характерны скачкообразные вариации и которые не могут быть объяснены существованием упомянутых выше простых конфигураций области засветки. Ниже рассмотрено одно из таких событий.

На рисунке 4.3 б показаны вариации параметров H_t , P_c , E_z/H_t и $p(\phi)$ 20 декабря 2018 19:41-19:51 UT. Наблюдаемые в LOZ достаточно высокие значения индекса круговой поляризации (0.6 – 0.7) и небольшое уменьшение отношения E_z/H_t относительно начала всплеска свидетельствуют о расположении данной

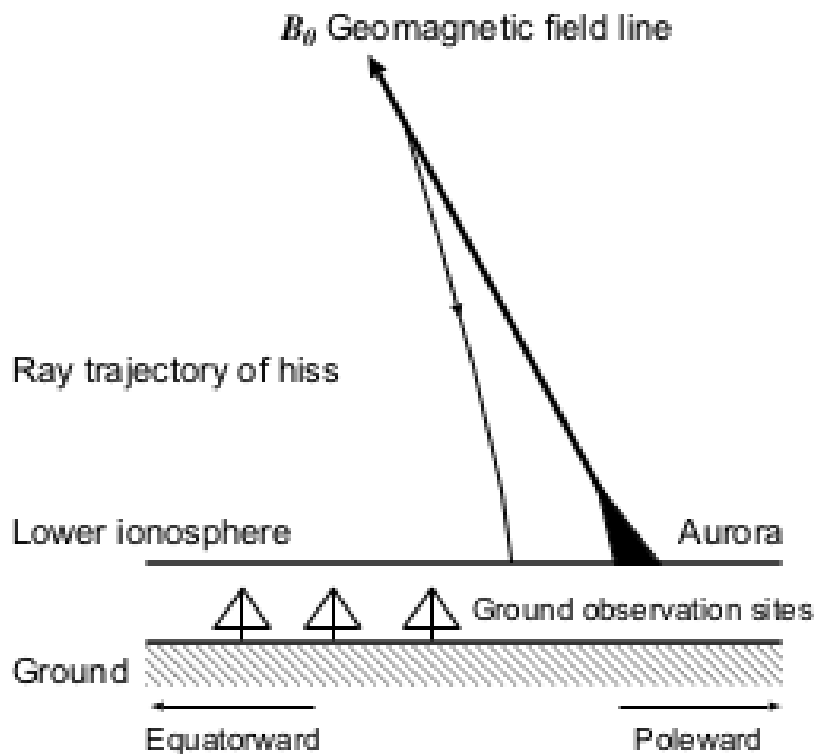


Рисунок 4.5: Схематическое изображение траектории луча аврорального хисса и соответствующей линии геомагнитного поля, вдоль которой происходит высыпание авроральных электронов (из работы [70])

точки на некотором удалении от центра области засветки. Эти параметры не испытывают существенных временных вариаций. При этом из формы распределения $p(\phi)$ следует, что в 19:44 UT происходит резкая смена направления прихода волн с восточного на западное. В 19:48 UT разброс в распределении увеличивается, означая приближение области засветки к точке наблюдений.

В КАН до 19:44 UT отсутствуют всплески аврорального хисса, а в 19:44 UT регистрируется мощный всплеск длительностью около минуты. Индекс круговой поляризации P_c практически не меняется и равен около 0.2, а отношение E_z/H_t от начала всплеска уменьшается на 0.1. Максимум распределения $p(\phi)$ находится примерно на 75° , означая приход волн с направления восток-северо-восток, а разброс в распределении составляет примерно 90 градусов. После окончания этого всплеска в КАН регистрируется другой менее мощный всплеск, который согласно распределению приходит в точку наблюдений с востока (рис. 4.3 б).

Рассмотренные вариации параметров H_t , P_c , E_z/H_t в KAN и LOZ совместно с резкими изменениями формы распределений $p(\phi)$ не могут быть объяснены простой конфигурацией области засветки. Форма распределения $p(\phi)$ на станции KAN согласуется с формой, полученной в ходе моделирования одновременного существования двух областей с мелкомасштабными неоднородностями, рассмотренного в разделе 3.3.2. На фоне продолжительного всплеска, центр области засветки которого находится в окрестности LOZ, возникает более мощный всплеск в направлении восток-северо-восток от KAN. Изменение распределения в LOZ в 19:44 UT, вероятно, обусловлено существованием именно этого всплеска. Суперпозиция волн двух источников могла вызвать наблюдаемые нетипично малые значения параметров P_c и E_z/H_t в KAN.

Полученные результаты опубликованы в работах [118; 123].

4.2 Условия для обеспечения локальности области засветки

Вариации параметров P_c , E_z/H_t и $p(\phi)$, соответствующие малым размерам области засветки (раздел 4.1.1), из-за геометрического расхождения не могут быть объяснены рассеянием на высоте 2-3 тыс. км и выше, предсказанной авторами [81]. При рассеянии на этой высоте невозможно обеспечить близкую к наблюдаемой локальность области засветки на земной поверхности за счет предполагаемого уменьшения области рассеяния с ростом высоты. При малых размерах области с неоднородностями рассеянные волны в пространстве волновых чисел будут иметь широкий спектр, что вызовет возникновение большой области на земной поверхности, засвеченной всплесками аврорального хисса.

Мы исследовали влияние высоты, на которой происходит рассеяние волн, на пространственную структуру поля у земной поверхности на частоте 8 кГц. Для расчетов использована модель ионосферной плазмы для 20 декабря 2018 в 19:00 UT (рис. 4.6), когда в KAN и LOZ регистрировался хисс при малых размерах области засветки (раздел 4.1.1). Рассмотрено рассеяние пучка

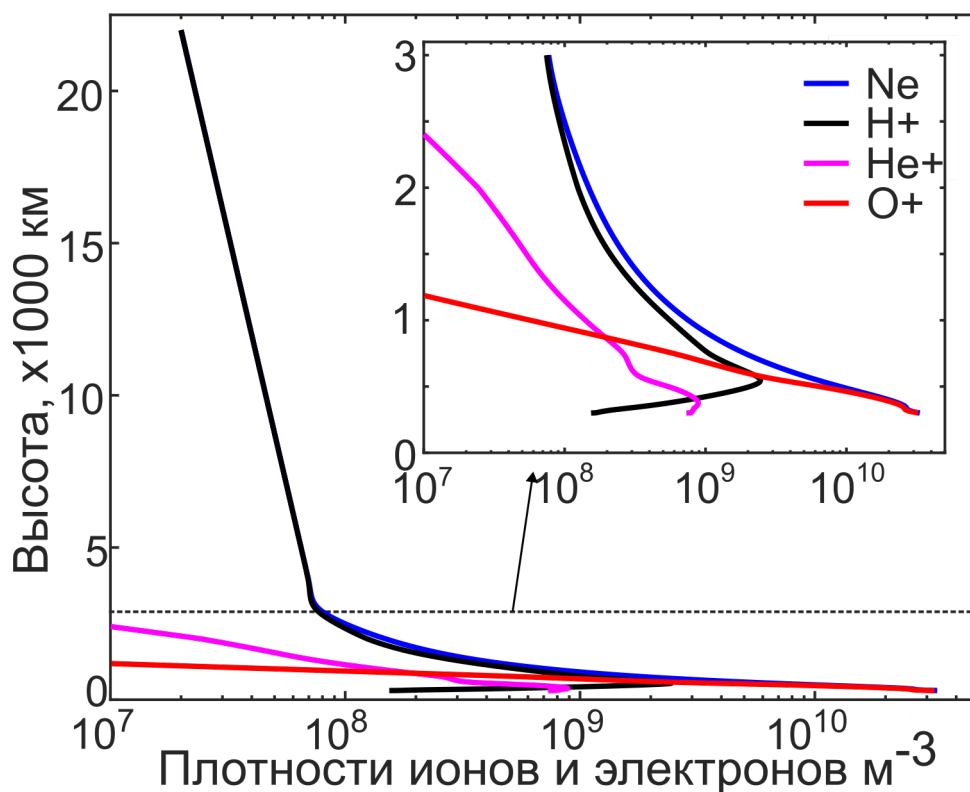


Рисунок 4.6: профили концентрации электронов и ионов для события регистрации аврорального хисса 20 декабря 2018 года 19:17 - 19:37 UT.

квазиэлектростатических волн на неоднородностях, занимающих область, размеры которой заданы функцией Гаусса $g(x,y)$ (выражение 3.5) при $\sigma_x = \sigma_y = 10, 50, 100, 150, 200$ и 250 км. Генерация пучка происходила из типового распределения энергии авроральных электронов $p(W_e)$ [71] на высоте 5000 км. Область с неоднородностями была помещена на высотах 2000, 1600, 1200 км, а также на высоте 800 км в окрестности высоты НГР отражения волн на частоте 8 кГц для данной ионосферы.

Мы рассчитали распределения у земной поверхности напряженности магнитного поля $H(x,y)$ при рассеянии волн на выбранных высотах. На рисунке 4.7 а приведены зависимости эффективной ширины области засветки от размеров области, занятой неоднородностями, рассчитанные для выбранных высот рассеяния. Мы определяли эффективную ширину как диаметр цилиндра, объем которого равен объему, ограниченному функцией $H(x,y)$, а высота равна 90 % от максимума $H(x,y)$. Значение 90 % выбрано таким образом, чтобы учесть влияние подстилающего шума волновода Земля-ионосфера на размеры области засветки. Как видно из рисунка, размеры этой области довольно слабо

меняются с ростом σ_x и σ_y . Гораздо большее влияние на размеры области, засвеченной всплесками хисса у земной поверхности, оказывает увеличение высоты рассеяния.

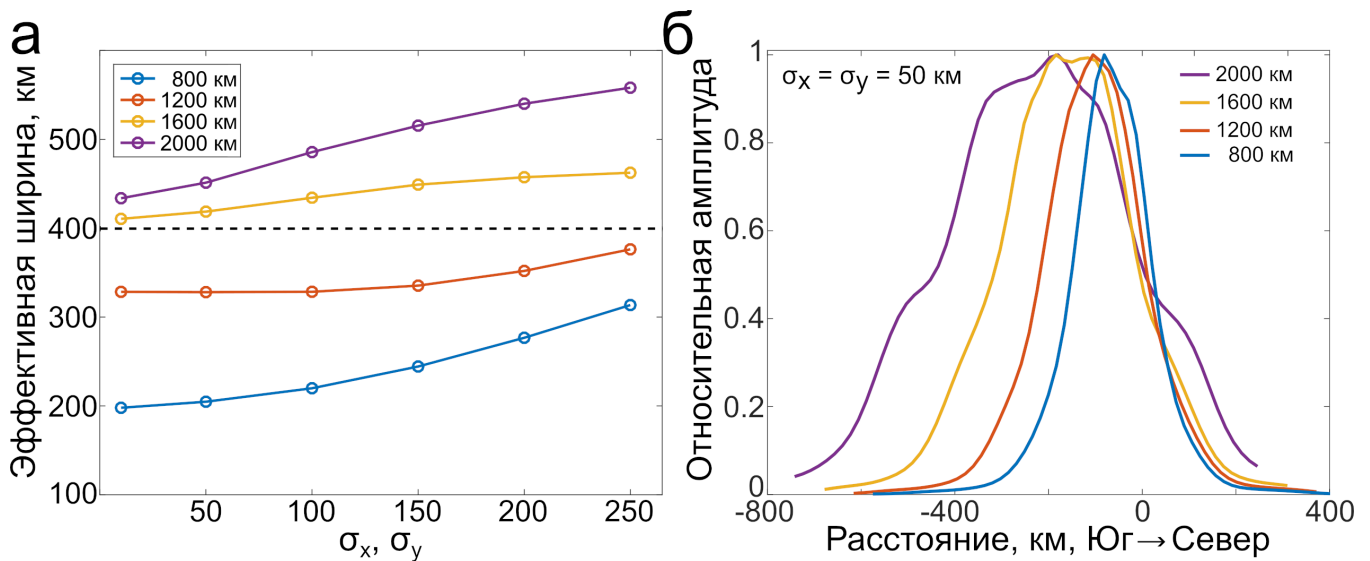


Рисунок 4.7: а) зависимости эффективной ширины области засветки от значений параметров σ_x и σ_y , полученные при рассеянии квазиэлектростатических волн на высотах 2000 (фиолетовый), 1600 (желтый), 1200 (красный) и 800 (синий) километров, пунктиром отмечено значение расстояния между станциями KAN и LOZ. б) модельные распределения напряженности магнитного поля у земной поверхности в меридиональной плоскости при рассеянии квазиэлектростатических волн на высоте 800 км (красный), 1200 км (зеленый), 1600 км (черный) и 2000 км при $\sigma_x = \sigma_y = 50$ км.

Как видно из рисунка 4.7 а, для обеспечения наблюдаемых экспериментально размеров области засветки меньше расстояния между станциями KAN и LOZ (400 км) (раздел 4.1.1) необходимо выполнение двух условий. Во-первых, размеры области в ионосфере, занятой неоднородностями, должны быть меньше 400 км. Во-вторых, рассеяние должно происходить не выше 800-1200 км. Даже при рассеянии на неоднородностях, занимающих область с размерами σ_x и $\sigma_y = 10$ км, и расположенных выше 1200 км, на земной поверхности будет засвечена область с размерами больше расстояния между станциями. Полученные результаты подтверждают выдвинутое выше предположение о том, что рассеяние квазиэлектростатических волн выше 2-3 тыс. км не способно обеспечить наблюдаемую экспериментально локальность области засветки аврорального хисса, предсказанной авторами [81].

Стоит отметить, что наименьшая регистрируемая частота в событии 20 декабря 2018 года 19:17 - 19:37 UT составляет около 4 кГц. На этой частоте НГР отражение при данных ионосферных условиях наступает на высоте 1300 км. На частоте 8 кГц НГР отражение наступает на высоте около 800 км. Как и ожидается, рассеяние квазиэлектростатических волн, обуславливающее наблюдаемую локальность области засветки, происходит выше высоты НГР отражения.

В качестве примера на рисунке 4.7 б представлены модельные распределения напряженности магнитного поля у земной поверхности в меридиональной плоскости при рассеянии квазиэлектростатических волн на области с неоднородностями шириной 50 км, расположенной на выбранных высотах. Из рисунка видно, что с ростом высоты рассеяния растет ширина области засветки и расстояние между подножием силовой линии, которая проходит через центр области с неоднородностями, и положением максимума функции $H(x,y)$. Смещение области засветки относительно силовой линии согласуется с выводами авторов [52; 70] относительно отклонения луча на вертикальный градиент электронной концентрации по мере его распространения к земной поверхности (рис. 4.5).

Обсуждаемые размеры области, занятой неоднородностями, согласуются с оцененными экспериментально размерами диффузных дуг полярных сияний, вызванными высыпаниями мягких электронов. Так, в работе [15], используя методы авроральной томографии, по данным сканирующих фотометров, установленных на Кольском полуострове, авторы определили поперечные размеры области светимости в нижней ионосфере. Согласно оценкам, эти размеры могут составлять значения 150-200 км. Высыпания мягких электронов являются одним из основных источников неоднородностей электронной концентрации в высокоширотной ионосфере [39]. Таким образом, согласно экспериментальным данным и результатам расчетов, в авроральной зоне могут существовать локальные пучки высыпающихся электронов, которые способны породить также локальные области, занятые неоднородностями. Наличие этих неоднородностей, в свою очередь, создает условие для выхода хисса к земной поверхности, причем область засветки этих излучений также локальна.

4.3 Локализация области в ионосфере, занятой мелкомасштабными неоднородностями, по данным наземных наблюдений аврорального хисса

Полученная экспериментально информация о возможных форме и размерах области с мелкомасштабными неоднородностями была использована для локализации этой области. Локализация проводилась на основе сопоставления результатов наземных наблюдений аврорального хисса на станциях ВАВ, LOZ и КАН и результатов моделирования распространения хисса. Рассмотрены всплески, зарегистрированные только в ВАВ и на трех станциях одновременно в интервал 03 февраля 2019 года 18:30 - 20:00 UT (рис. 4.8).

4.3.1 Результаты наземных наблюдений аврорального хисса

На рисунке 4.8 а представлены временные вариации горизонтальной компоненты напряженности магнитного поля H_t на трех станциях для выбранного события. В 18:55 UT в ВАВ возникает всплеск аврорального хисса, который длится до 19:17 UT и при этом отсутствует в КАН и LOZ. В 19:25 на всех трех станциях возникают всплески, которые оканчиваются в 19:40 UT в ВАВ и в 19:50 UT в КАН и LOZ.

На рисунках 4.8 б, в представлены карты с нанесенными на них распределениями плотности потока энергии по обратному азимуту $p(\phi)$. Распределения рассчитаны для двух интервалов длительностью 60 с. В интервал 1 (19:04 - 19:05 UT) в ВАВ наблюдается максимум H_t при отсутствии всплесков в КАН и LOZ. В интервал 2 (19:34 - 19:35 UT) авроральный хисс регистрируется на всех трех точках. На рисунках 4.8 б, в также приведены усредненные за эти интервалы значения индекса круговой поляризации P_c .

В ВАВ в интервал 1 максимум распределения $p(\phi)$ указывает на юго-западное направление прихода волн, а разброс по обратному азимуту составляет около 40 - 50 градусов. (рис. 4.8 б). Индекс круговой поляризации

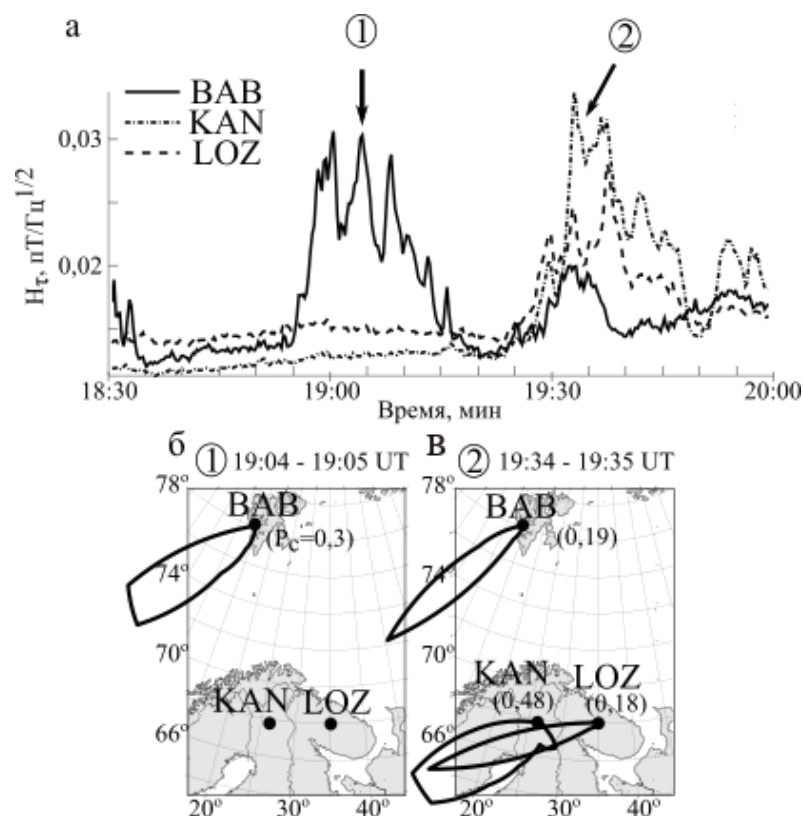


Рисунок 4.8: (а) Огибающие спектральной плотности мощности горизонтальной компоненты напряженности магнитного поля, полученные после фильтрации записей компонент H_x , H_y полосовым фильтром ($f_0 = 8500$ Гц, $f_{\Delta\omega} = 1000$ Гц) в ВАВ (сплошная линия), LOZ (пунктирная линия) и КАН (штрих-пунктирная линия). Распределения плотности потока энергии по обратному азимуту вектора Пойнтинга $p(\phi)$ вместе с усредненными индексами круговой поляризации P_c , рассчитанные для интервалов 19:04 - 19:05 UT (б) и 19:34 - 19:35 UT (в)

P_c принимает значение 0.3, что говорит о правой эллиптической, близкой к линейной, поляризации магнитного поля этих волн [125]. Наблюдаемый малый разброс в углах вызван положением центра области засветки достаточно далеко от ВАВ (см. раздел 3.3). Это также подтверждается эллиптической поляризацией регистрируемых волн [62; 64; 70; 96].

В интервал 2 максимум распределения $p(\phi)$ в ВАВ указывает на юго-западное направление прихода, а разброс по углам на 10 - 15 градусов меньше, чем в интервал 1 (рис. 4.8 в). Индекс P_c равен 0.19. Эти параметры поля слабо отличаются от наблюдаемых в интервал 1, что, по-видимому, говорит об отсутствии значительных изменений в положении области засветки и, соответственно, области в ионосфере, занятой мелкомасштабными неоднородностями.

В КАН распределение $p(\phi)$ указывает на приход волн в точку наблюдений преимущественно с направления запад-юго-запад, а разброс по углам составляет около 50 - 60 градусов. Индекс P_c равен 0.48, означая правую эллиптическую поляризацию магнитного поля. Распределение $p(\phi)$ в LOZ имеет значительно меньший разброс по углам (около 20 - 30 градусов), а его максимум указывает также на направление прихода запад-юго-запад. Поляризация магнитного поля при этом близка к линейной - индекс $P_c = 0.18$.

Из разницы в поляризации и в разбросе распределений $p(\phi)$ следует, что центр области засветки расположен ближе к КАН (раздел 3.3). В данном случае наблюдаемые во всех трех точках распределения $p(\phi)$, поляризация и интенсивность магнитного поля могут быть результатом существования в ионосфере как одной протяженной по широте области с неоднородностями, так и нескольких локальных таких областей.

4.3.2 Сравнение с модельными данными

Для объяснения результатов наблюдений и локализации области с неоднородностями проведено моделирование распространения аврорального хисса от источника к земной поверхности. При моделировании использованы параметры ионосферной плазмы для 03 февраля 2019 19:00 UT (раздел 3.1.2). Для формирования пучка квазиэлектростатических волн, мы использовали экспериментальное распределение энергии авроральных электронов $p(W_e)$ из работы [71]. Чтобы воспроизвести наблюдаемые на станциях распределение $p(\phi)$ и индекс круговой поляризации P_c , варьировались положение максимума и параметры σ_x, σ_y функции $g(x, y)$, описывающей область с неоднородностями, (раздел 3.1.3).

На рисунках 4.9 а и б представлены полученные в ходе моделирования мощность магнитного поля и индекс круговой поляризации у земной поверхности при той конфигурации области с неоднородностями, для которой модельные распределение $p(\phi)$ и усредненное значение индекса круговой поляризации P_c соответствуют экспериментальным, полученным в ВАВ в интервал 1. Наблюдаемые параметры удается воспроизвести в хорошем соответствии при расположении области с неоднородностями на высоте 3000

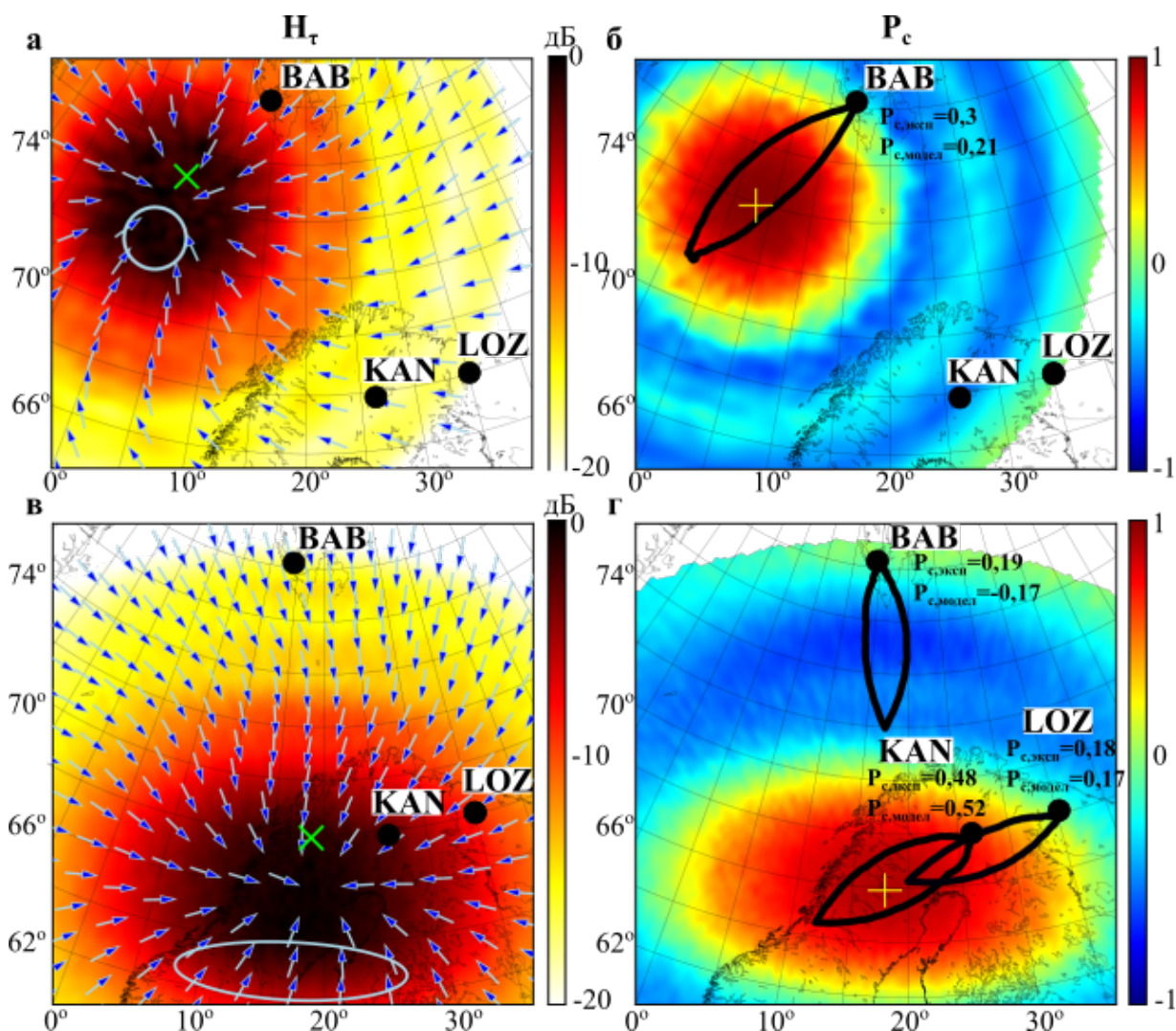


Рисунок 4.9: Модельные распределения на земной поверхности мощности горизонтальной компоненты напряженности магнитного поля (рисунки слева) и индекса круговой поляризации магнитного поля P_c вместе с распределениями $p(\phi)$ (рисунки справа), полученные для интервала 1 (а, б) и интервала 2 (в, г). Зеленым крестиком обозначено подножие силовой линии, которая проходит через максимум функции $g(x, y)$, желтый крестик показывает центр засвечиваемого на земной поверхности пятна, овал означает проекцию на земную поверхность уровня 0,1 гауссианы, описывающей форму области с неоднородностями; стрелками обозначено направление, обратное направлению вектора Пойнтинга в данной точке, полученное после усреднения компонент этого вектора

км и $\sigma_x = \sigma_y = 50$ км. В KAN и LOZ мощность магнитного поля на 15 - 17 децибел ниже (рис. 4.9 а), что, по-видимому, вызвано большим затуханием волн при распространении в волноводе Земля-ионосфера. В реальных условиях напряженность магнитного поля в этих точках будет меньше уровня шума волновода Земля-ионосфера.

Варьируя положение и параметры σ_x , σ_y функции $g(x,y)$, не удалось подобрать такую конфигурацию, при которой были бы воспроизведены наблюдаемые на всех трех станциях в интервал 2 распределение $p(\phi)$ и индекс круговой поляризации P_c . Далее рассматривался сценарий, когда в этот интервал в KAN и LOZ регистрируются поля, рассеянные на одной области с неоднородностями, а в ВАВ - рассеянные на другой области.

Распределение $p(\phi)$ и индекс P_c в ВАВ в интервал 2 схожи наблюдаемым в интервал 1, поэтому можно считать, что положение, размер и форма области с неоднородностями не претерпевали существенных изменений (рис. 4.9 а, б). Наблюдаемые в KAN и LOZ распределение $p(\phi)$ и индекс P_c в интервал 2 удалось воспроизвести при вытянутой по долготе области с неоднородностями ($\sigma_x = 50$ км, $\sigma_y = 400$) на высоте 3000 км и положении силовой линии, на которой произошла генерация, практически на одной геомагнитной широте с KAN и LOZ (рис. 4.9 в, г). Таким образом, в интервал 2 на точках ВАВ, KAN и LOZ регистрировались всплески аврорального хисса, которые достигли земной поверхности в результате рассеяния на двух разнесенных по широте областях, заполненных мелкомасштабными неоднородностями.

4.4 Условия распространения, обуславливающие одновременное наблюдение аврорального хисса в авроральных и приполярных широтах

Для объяснения одновременных наблюдений всплесков аврорального хисса в авроральных и приполярных широтах мы моделировали распространение квазиэлектростатических волн от источника до высоты НГР отражения в приближении геометрической оптики (раздел 1.4.4). Для задания источника использовано максвелловское распределение электронов по энергиям с E_0 , равной 1 кэВ и 5 кэВ (раздел 3.1.1). Генерация волн задавалась на силовой линии, пересекающей земную поверхность на геомагнитной широте $\Phi = 68^\circ$. Среднеквадратичное отклонение гауссовой функции, описывающей конечную ширину потока электронов, составляло 0.25 градуса. Рассматривались частоты

в окрестности нижней границы диапазона аврорального хисса (4 кГц) и в окрестности его максимума интенсивности (8 кГц).

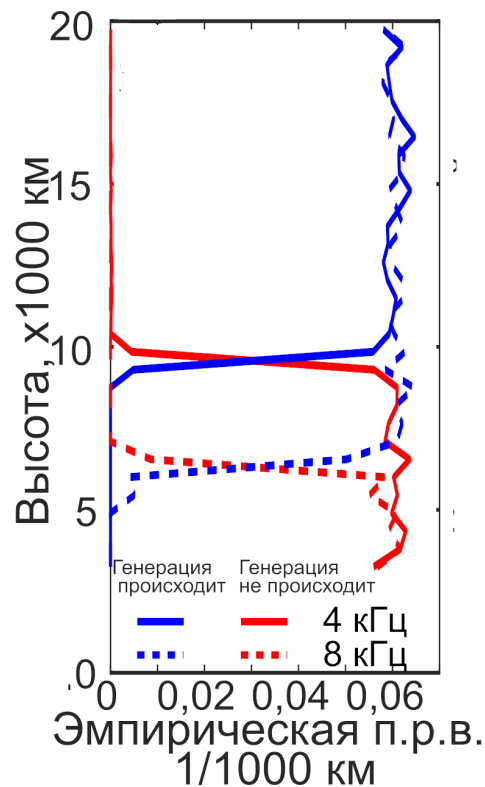


Рисунок 4.10: эмпирические плотности распределения высот, на которых возможна (синие кривые) и не возможна (красные) генерация аврорального хисса на частотах 4 кГц (сплошные линии) и 8 кГц (пунктирные линии).

В рассматриваемом событии около 60-ти и 80-ти процентов запущенных лучей на частотах 4 и 8 кГц соответственно достигают высоты НГР отражения. На рисунке 4.10 представлены эмпирические плотности распределения высоты генерации при $E_0 = 5$ кэВ. Наименьшая высота, на которой возможна генерация, для 4 кГц составляет 10 тыс. км, а для 8 кГц - 6 тыс. км. Ниже условие черенковского резонанса выполняется только для волновых нормалей вне резонансного конуса, либо генерируемые волны отражаются из-за равенства нулю показателя преломления.

В ходе моделирования было получено, что квазиэлектростатические волны, представляющие авроральный хисс, распространяясь к Земле, формируют в меридиональной плоскости два пучка волн. На рисунке 4.11 приведены траектории распространения генерируемых лучей в меридиональной плоскости. Траектории получены в случае генерации волн электронами из максвелловского распределения с $E_0 = 5$ кэВ. Для большей информативности

построены лучи только от 50-ти случайных актов генерации. Как видно из рисунка, один из пучков распространяется на более низких геомагнитных широтах относительно силовой линии, на которой происходила генерация, другой – на более высоких. При этом пучки формируются как на частоте 4 кГц, так и на 8 кГц. Стоит отметить, что формирование двух пучков происходит также и при генерации хисса электронами с энергиями 1 кЭВ (данные не приведены).

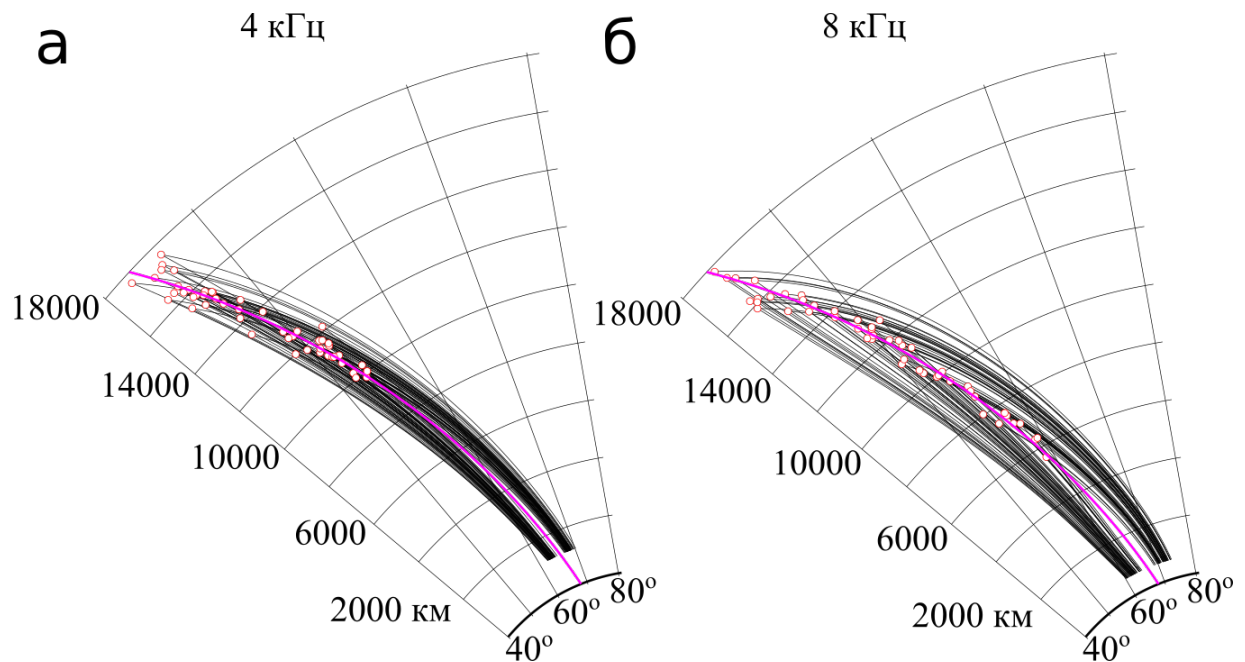


Рисунок 4.11: траектории распространения квазиэлектростатических волн, формирующих авроральный хисс, генерируемых на частотах 4 кГц (а) и 8 кГц (б) электронами из максвелловского распределения с $E_0 = 5$ кЭВ.

Мы проанализировали широтную структуру пучков на высоте НГР отражения. Для этого мы рассчитали эмпирические плотности распределения геомагнитных широт лучей на этой высоте для частот 4 кГц и 8 кГц при генерации квазиэлектростатических волн электронами с $E_0=1$ кЭВ (красные графики) и 5 кЭВ. Результаты расчета представлены на рисунке 4.12.

На частоте 4 кГц ширина пучков по широте и их отклонение от силовой линии геомагнитного поля, на которой происходила генерация, меньше по сравнению с частотой 8 кГц. Полученный эффект, вероятно, вызван более высокими значениями показателя преломления на частотах 4 кГц, чем на 8 кГц. Максимумы эмпирических плотностей распределения для энергии электронов 5 кЭВ находятся ближе к силовой линии генерации, чем для 1 кЭВ (рис. 4.12).

По-видимому, это вызвано из-за генерации квазиэлектростатических волн под малыми углами к резонансному конусу, который для 5 кэВ меньше, чем для 1 кэВ.

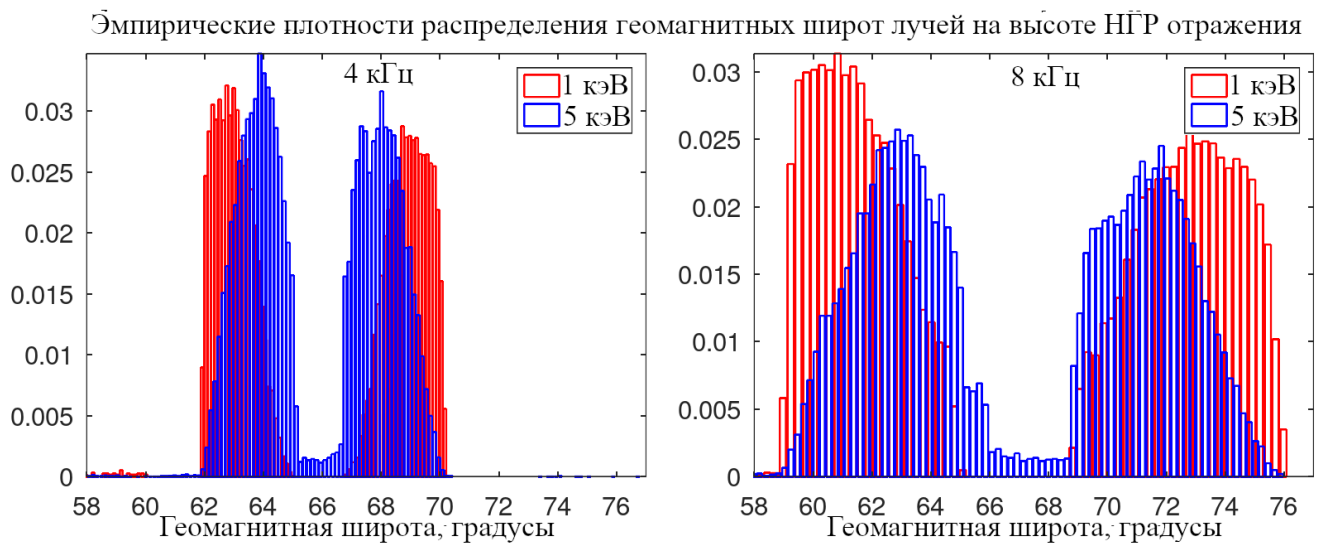


Рисунок 4.12: Эмпирические плотности распределения геомагнитных широт лучей на высоте НГР отражения на частотах 4 кГц (слева) и 8 кГц (справа) при генерации квазиэлектростатических волн электронами с $E_0=1$ кэВ (красные графики) и 5 кэВ (синие графики).

Возникновение двух пучков в меридиональной плоскости происходит только при учете случайного характера распределения азимутального угла перпендикулярной к геомагнитному полю компоненты волновой нормали n_{\perp} при генерации квазиэлектростатических волн. Так, например, при задании дельта-функций распределения электронов и высоты генерации распределение широт в меридиональной плоскости также приобретает вид двух дельта-функций, одна из которых соответствует направлению компоненты n_{\perp} на юг, другая – на север.

4.5 Обсуждение результатов

События наземной регистрации аврорального хисса, в которых поведение индекса круговой поляризации P_c , отношения E_z/H_t и распределений $p(\phi)$ соответствует возникновению вытянутой области засветки или нескольких областей (смешанный тип) разных размеров и положений могут быть вызваны существованием дуги полярных сияний или неоднородностью потока

высыпающихся частиц по пространству, обуславливающих пятна и другие структуры в сияниях.

Существование области засветки аврорального хисса с размерами, малыми относительно расстояния между станциями, по-видимому, свидетельствует о возникновении мелкомасштабных неоднородностей электронной концентрации на высотах ниже 1000-1500 км. Это свойство может быть использовано как индикатор наличия таких неоднородностей на данных высотах. В свою очередь, возникновение области засветки с размерами больше расстояния между KAN и LOZ способно обеспечить как рассеяние квазиэлектростатических волн на высотах выше 3 тыс. км [81], так и наличие на более низких высотах протяженной области, заполненной мелкомасштабными неоднородностями.

Одновременную регистрацию аврорального хисса в авроральной и приполярной зонах, обсуждаемую в разделе 4.3, сложно объяснить одновременным возникновением двух разнесенных по широте источников. Как было показано с помощью моделирования, такое явление могло явиться результатом распространения в верхней ионосфере пучка квазиэлектростатических волн со случайными направлениями азимутальных углов волновых нормалей, возникшего от единственного источника. Согласно результатам моделирования можно предположить, что в рассматриваемом событии в точках ВAB, KAN и LOZ регистрировались волны, возникшие при рассеянии квазиэлектростатических волн от источника, расположенного на геомагнитной широте $\Phi = 67^\circ - 69^\circ$ и западнее станций LOZ и KAN. При этом возникновение мелкомасштабных неоднородностей в ионосфере могло быть вызвано не связанными локальными процессами.

Представленные результаты опубликованы в работах [112–117].

4.6 Основные результаты Главы 4

1. Выполнены непрерывные одновременные наземные наблюдения аврорального хисса в авроральной и приполярной зонах, позволившие исследовать особенности пространственной структуры поля аврорального хисса у земной поверхности и ассоциировать с этой структурой особенности распространения хисса к земной поверхности.

2. В ходе анализа всплесков аврорального хисса, зарегистрированных за два сезона наблюдений в KAN и LOZ, выделено 4 типа пространственной структуры области на земной поверхности, засвеченной всплесками аврорального хисса: (1) область имеет размеры, малые относительно расстояния между станциями; (2) размеры области превышают это расстояние (вытянута по долготе); (3) область перемещается по долготе; (4) смешанный тип. Для каждого типа сформулированы особенности временных вариаций на частоте 8 кГц горизонтальной компоненты магнитного поля, индекса круговой поляризации P_c , отношения E_z/H_T и распределения плотности потока энергии по азимутальным углам прихода.

3. С применением разработанных методов анализа наземных данных и модели распространения аврорального хисса проведена локализация областей с мелкомасштабными неоднородностями по данным наблюдений всплесков аврорального хисса только в приполярной области (ВAB) и одновременно в приполярной и авроральной областях (ВAB, KAN и LOZ). Показано, что всплеск, наблюдаемый только в ВAB, обусловлен существованием области с неоднородностями относительно небольших размеров к юго-западу от точки наблюдений. Появление всплесков одновременно на всех точках не может быть объяснено существованием одной области с неоднородностями. Регистрируемые вариации параметров поля могут быть вызваны только существованием двух областей, расположенных на разных широтах и практически на одном геомагнитном меридиане.

4. С использованием разработанной модели распространения аврорального хисса мы исследовали ионосферные условия, способные обеспечить наблюдаемую на земной поверхности пространственную структуру области пространства, засвеченную всплесками аврорального хисса. Выявлено:
 - При распространении к Земле совокупности квазиэлектростатических волн со случайными направлениями волновых нормалей, представляющей авроральный хисс, в

меридиональной плоскости формируется два пучка лучей к экватору и к полюсу от силовой линии генерации. Данный эффект способен обеспечить одновременные наблюдения аврорального хисса в авроральной и приполярной областях.

- для обеспечения наблюдаемых экспериментально размеров области засветки меньше расстояния между станциями KAN и LOZ (400 км) необходимо, чтобы размеры области в ионосфере, занятой неоднородностями, были меньше 400 км и чтобы рассеяние происходило не выше 800-1200 км, которая гораздо ниже предсказанной в классических работах. При этом увеличивается расстояние между положением максимума распределения магнитного поля $p(\Phi)$ и подножием силовой линии.
- Малые размеры области засветки, выявленные по наблюдениям в KAN и LOZ 20 декабря 2018 года 19:17-19:37 UT, могли быть вызваны только рассеянием на высоте 800-1200 км, которая существенно ниже высоты 3000 км, предсказанной авторами [81].

Заключение

Согласно классическим работам, посвященным исследованию особенностей генерации аврорального хисса и его распространения к Земле, его наземная регистрация определяется наличием в ионосфере мелкомасштабных неоднородностей электронной концентрации. Это позволяет исследовать связь между пространственной структурой поля хисса у земной поверхности с положением и размерами области в ионосфере, занятой мелкомасштабными неоднородностями, которые ответственны за рассеяние наблюдаемого хисса, а также исследовать особенности распространения хисса в ионосфере, влияющие на результаты его наземных наблюдений.

Для проведения подобного рода исследований необходима уверенная регистрация вертикальной компоненты электрического поля и горизонтальных компонент магнитного поля в разнесенных точках с возможностью сравнения результатов наблюдений. Применение существующих методов анализа наземных данных для исследования излучений типа авроральный хисс, чьи параметры поля изменяются во времени случайным образом, приводит к потере информации. Это обусловлено рассмотрением в указанных методах усредненных значений параметров поля и использованием для описания поля сильно упрощенных приближений, не подходящих для анализа аврорального хисса. В связи с этим разработан комбинированный метод исследования свойств аврорального хисса, основанный на корректном анализе данных наблюдений, учитывающего случайную структуру поля аврорального хисса, и численной модели, учитывающей случайный характер генерации хисса и особенности его распространения к наземному наблюдателю. Показано, что такая модель может быть построена на базе существующих численных схем и подходов.

Основные результаты работы заключаются в следующем.

1. Разработаны и применены метод контроля корректности измерения направления прихода регистрируемых волн, необходимый для верификации правильности установки регистрирующих антенн и используемых методов анализа данных, и методы подавления естественных и индустриальных помех на частотах выше 2-4 кГц в записях компонент электромагнитного поля, позволяющие вести анализ аврорального хисса.
2. Разработан и применен метод анализа наземных данных, включающий оценку распределения плотности потока энергии по азимутальным углам прихода и моделирование распространения хисса от источника до наземного наблюдателя, обеспечивающий возможность сравнения экспериментальных и модельных статистических оценок параметров поля. Показано, что разработанная модель позволяет исследовать пространственную структуру области в ионосфере, заполненную мелкомасштабными неоднородностями, по результатам сравнения экспериментальных и модельных статистических оценок параметров поля.
3. На основе анализа данных одновременных наземных наблюдений аврорального хисса в разнесенных точках исследованы процессы распространения и рассеяния аврорального хисса на мелкомасштабных неоднородностях. Выявлено:
 - в результате анализа 22-ух событий регистрации аврорального хисса в точках KAN и LOZ, расположенных в авроральной зоне на близких геомагнитных широтах и разнесенных по долготе на 400 км, выделено четыре типа пространственной структуры области пространства у земной поверхности, засвеченной всплесками аврорального хисса: (1) размеры области меньше расстояния между станциями; (2) область засветки вытянута по долготе; (3) область засветки перемещается по долготе; (4) смешанный тип. Для каждого типа сформулированы особенности временных вариаций магнитного поля, индекса круговой поляризации, отношения вертикальной компоненты электрического поля к горизонтальной компоненте

магнитного и распределения плотности потока энергии по углам прихода.

- с привлечением модели распространения аврорального хисса исследованы условия, способствующие возникновению локальности области засветки. Показано, что для обеспечения наблюдаемых экспериментально размеров области засветки меньше расстояния между станциями KAN и LOZ (400 км) необходимо, чтобы размеры области в ионосфере, занятой неоднородностями, были меньше 400 км и чтобы рассеяние происходило не выше 800-1200 км, которая гораздо ниже предсказанной в классических работах. При этом увеличивается расстояние между положением максимума распределения магнитного поля $p(\Phi)$ и подножием силовой линии.
- проведена локализация области с мелкомасштабными неоднородностями по данным наблюдений всплесков аврорального хисса только в точке ВАВ, расположенной в приполярных широтах, и одновременно в точках ВАВ, KAN и LOZ. Получено, что всплеск, наблюдаемый только ВАВ обусловлен существованием области с неоднородностями к юго-западу от точки наблюдений. Регистрация всплесков аврорального хисса одновременно на трех точках может быть обусловлена существованием двух областей с неоднородностями, расположенных на разных широтах.
- с привлечением моделирования распространения аврорального хисса в верхней ионосфере показано, что распространяясь к земной поверхности совокупность квазиэлектростатических волн со случайными направлениями волновых нормалей, представляющая авроральный хисс, в меридиональной плоскости формирует два пучка лучей к экватору и к полюсу от силовой линии генерации. Полученный эффект позволяет объяснить одновременные наблюдения аврорального хисса в авроральных (KAN и LOZ) и приполярных широтах (ВАВ).

Изложенные в настоящей диссертационной работе результаты позволили исследовать некоторые особенности распространения аврорального хисса в

земной ионосфере и его рассеяния на мелкомасштабных неоднородностях электронной концентрации. Получены новые сведения о пространственно-временной структуре поля аврорального хисса у земной поверхности и особенностях распространения этих излучений в магнитосфере и ионосфере Земли, проведен анализ положения и динамики области в ионосфере, заполненной неоднородностями, для выделенных случаев регистрации хисса. Результаты диссертационной работы могут иметь практическое значение. Применение разработанных методов и подходов для анализа аврорального хисса, а также их развитие и адаптация для анализа других видов магнитосферных излучений позволит улучшить прогноз космической погоды и исследовать связанные геофизические процессы, такие как, например, магнитосферные суббури. Поскольку наличие неоднородностей электронной концентрации в ионосфере оказывает влияние на распространение радиосигналов, то предложенный способ получения информации о структуре неоднородностей по наземным данным может быть использован для изучения влияния гелиогеофизических возмущений на качество КВ и спутниковой радиосвязи в арктической зоне. Полученные результаты демонстрируют возможность создания средства диагностики состояния авроральной ионосферы по наземным данным.

Список литературы

1. *Banks P.* Collision frequencies and energy transfer electrons // *Planetary and Space Science*. — 1966. — т. 14, № 11. — с. 1085—1103. — DOI: [https://doi.org/10.1016/0032-0633\(66\)90024-9](https://doi.org/10.1016/0032-0633(66)90024-9).
2. *Beghin C., Rauch J. L., Bosqued J. M.* Electrostatic plasma waves and HF auroral hiss generated at low altitude // *Journal of Geophysical Research: Space Physics*. — 1989. — т. 94, A2. — с. 1359—1378. — DOI: <https://doi.org/10.1029/JA094iA02p01359>.
3. *Bell T. F., Ngo H. D.* Electrostatic lower hybrid waves excited by electromagnetic whistler mode waves scattering from planar magnetic-field-aligned plasma density irregularities // *Journal of Geophysical Research: Space Physics*. — 1990. — т. 95, A1. — с. 149—172. — DOI: <https://doi.org/10.1029/JA095iA01p00149>.
4. *Bell T. F., Ngo H. D.* Electrostatic waves stimulated by coherent VLF signals propagating in and near the inner radiation belt // *Journal of Geophysical Research: Space Physics*. — 1988. — т. 93, A4. — с. 2599—2618. — DOI: <https://doi.org/10.1029/JA093iA04p02599>.
5. *Bilitza D., Altadill D., Truhlik V., Shubin V., Galkin I., Reinisch B., Huang X.* International Reference Ionosphere 2016: From ionospheric climate to real-time weather predictions // *Space Weather*. — 2017. — т. 15, № 2. — с. 418—429. — DOI: <https://doi.org/10.1002/2016SW001593>.
6. *Bittencourt J.* *Fundamentals of Plasma Physics*. — Springer New York, 2004.
7. *Born M., Wolf E., Bhatia A. B., Clemmow P. C., Gabor D., Stokes A. R., Taylor A. M., Wayman P. A., Wilcock W. L.* *Principles of Optics: Electromagnetic Theory of Propagation, Interference and Diffraction of*

- Light. — 7-е изд. — Cambridge University Press, 1999. — DOI: 10.1017/CB09781139644181.
8. *Budden K.* The Propagation of Radio Waves: The Theory of Radio Waves of Low Power in the Ionosphere and Magnetosphere. — Cambridge University Press, 1985.
 9. *Bullough K., Sagredo J.* VLF goniometer observations at Halley Bay, Antarctica—I. The equipment and the measurement of signal bearing // Planetary and Space Science. — 1973. — т. 21, № 6. — с. 899—900. — ISSN 0032-0633. — DOI: [https://doi.org/10.1016/0032-0633\(73\)90138-4](https://doi.org/10.1016/0032-0633(73)90138-4).
 10. *Burke C. P., Jones D. L.* Global radiolocation in the lower ELF frequency band // Journal of Geophysical Research: Atmospheres. — 1995. — т. 100, № D12. — с. 26263—26271. — DOI: <https://doi.org/10.1029/95JD02735>.
 11. *Burtis W.* User's guide to the Stanford VLF raytracing program // Radioscience Laboratory, Stanford Electronics Laboratories, Stanford University, Stanford, Calif. — 1974.
 12. *Chen Y., Yang G., Ni B., Zhao Z., Gu X., Zhou C., Wang F.* Development of ground-based ELF/VLF receiver system in Wuhan and its first results // Advances in Space Research. — 2016. — т. 57, № 9. — с. 1871—1880. — ISSN 0273-1177. — DOI: <https://doi.org/10.1016/j.asr.2016.01.023>.
 13. *Clilverd M. A., Rodger C. J., Thomson N. R., Brundell J. B., Ulich T., Lichtenberger J., Cobbett N., Collier A. B., Menk F. W., Seppälä A., Verronen P. T., Turunen E.* Remote sensing space weather events: Antarctic-Arctic Radiation-belt (Dynamic) Deposition-VLF Atmospheric Research Konsortium network // Space Weather. — 2009. — т. 7, № 4. — DOI: <https://doi.org/10.1029/2008SW000412>.
 14. *Cohen M. B., Inan U. S., Paschal E. W.* Sensitive Broadband ELF/VLF Radio Reception With the AWESOME Instrument // IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing. — 2010. — т. 48, № 1. — с. 3—17. — DOI: 10.1109/TGRS.2009.2028334.

15. *Dashkevich Z. V., Ivanov V. E., Khudukon B. Z.* Features of stable diffuse arcs observed by means of auroral tomography // *Annales Geophysicae*. — 2007. — т. 25, № 5. — с. 1131—1139. — DOI: [10.5194/angeo-25-1131-2007](https://doi.org/10.5194/angeo-25-1131-2007).
16. *Demekhov A. G., Titova E. E., Manninen J., Pasmanik D. L., Lubchich A. A., Santolík O., Larchenko A. V., Nikitenko A. S., Turunen T.* Localization of the Source of Quasiperiodic VLF Emissions in the Magnetosphere by Using Simultaneous Ground and Space Observations: A Case Study // *Journal of Geophysical Research: Space Physics*. — 2020. — т. 125, № 5. — e2020JA027776. — DOI: <https://doi.org/10.1029/2020JA027776>.
17. *Demekhov A. G., Titova E. E., Manninen J., Nikitenko A. S., Pilgaev S. V.* Short Periodic VLF Emissions Observed Simultaneously by Van Allen Probes and on the Ground // *Geophysical Research Letters*. — 2021. — т. 48, № 20. — e2021GL095476. — DOI: <https://doi.org/10.1029/2021GL095476>.
18. *Dowden R. L., Brundell J. B., Rodger C. J.* VLF lightning location by time of group arrival (TOGA) at multiple sites // *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*. — 2002. — т. 64, № 7. — с. 817—830. — ISSN 1364-6826. — DOI: [https://doi.org/10.1016/S1364-6826\(02\)00085-8](https://doi.org/10.1016/S1364-6826(02)00085-8).
19. *Ellis G.* Low-frequency radio emission from aurorae // *Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics*. — 1957. — т. 10, № 5. — с. 302—306. — ISSN 0021-9169. — DOI: [https://doi.org/10.1016/0021-9169\(57\)90128-9](https://doi.org/10.1016/0021-9169(57)90128-9).
20. *Emmert J. T., Drob D. P., Picone J. M., Siskind D. E., Jones Jr. M., Mlynczak M. G., Bernath P. F., Chu X., Doornbos E., Funke B., Goncharenko L. P., Hervig M. E., Schwartz M. J., Sheese P. E., Vargas F., Williams B. P., Yuan T.* NRLMSIS 2.0: A Whole-Atmosphere Empirical Model of Temperature and Neutral Species Densities // *Earth and Space Science*. — 2021. — т. 8, № 3. — e2020EA001321. — DOI: <https://doi.org/10.1029/2020EA001321>.
21. *Farrell W. M., Gurnett D. A., Goertz C. K.* Coherent Cerenkov radiation from the Spacelab 2 electron beam // *Journal of Geophysical Research: Space Physics*. — 1989. — т. 94, A1. — с. 443—452. — DOI: <https://doi.org/10.1029/JA094iA01p00443>.

22. *Fedorenko Y., Tereshchenko E., Pilgaev S., Grigoryev V., Blagoveshchenskaya N.* Polarization of ELF waves generated during “beat-wave” heating experiment near cutoff frequency of the Earth-ionosphere waveguide // *Radio Science*. — 2014. — т. 49, № 12. — с. 1254—1264. — DOI: <https://doi.org/10.1002/2013RS005336>.
23. *Ferguson J. A.* Computer Programs for Assessment of Long-Wavelength Radio Communications, Version 2.0: User’s Guide and Source Files //. — 1998.
24. *Fowler R. A., Kotick B. J., Elliott R. D.* Polarization analysis of natural and artificially induced geomagnetic micropulsations // *Journal of Geophysical Research (1896-1977)*. — 1967. — т. 72, № 11. — с. 2871—2883. — DOI: <https://doi.org/10.1029/JZ072i011p02871>.
25. GNU Octave. — <https://octave.org/>.
26. *Gorney D. J., Church S. R., Mizera P. F.* On ion harmonic structure in auroral zone waves: The effect of ion conic damping of auroral hiss // *Journal of Geophysical Research: Space Physics*. — 1982. — т. 87, A12. — с. 10479—10486. — DOI: <https://doi.org/10.1029/JA087iA12p10479>.
27. *Gross N. C., Cohen M. B., Said R. K., Gołkowski M.* Polarization of Narrowband VLF Transmitter Signals as an Ionospheric Diagnostic // *Journal of Geophysical Research: Space Physics*. — 2018. — т. 123, № 1. — с. 901—917. — DOI: <https://doi.org/10.1002/2017JA024907>.
28. *Gurnett D. A.* A satellite study of VLF hiss // *Journal of Geophysical Research (1896-1977)*. — 1966. — т. 71, № 23. — с. 5599—5615. — DOI: <https://doi.org/10.1029/JZ071i023p05599>.
29. *Gurnett D. A., A. F. L.* VLF hiss and related plasma observations in the polar magnetosphere // *Journal of Geophysical Research (1896-1977)*. — 1972. — т. 77, № 1. — с. 172—190. — DOI: <https://doi.org/10.1029/JA077i001p00172>.
30. *Harang L., Larsen R.* Radio wave emissions in the v.l.f.-band observed near the auroral zone—I occurrence of emissions during disturbances // *Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics*. — 1965. — т. 27, № 4. — с. 481—497. —

ISSN 0021-9169. — DOI: [https://doi.org/10.1016/0021-9169\(65\)90013-9](https://doi.org/10.1016/0021-9169(65)90013-9).

31. *Hayosh M., Němec F., Santolík O., Parrot M.* Statistical investigation of VLF quasiperiodic emissions measured by the DEMETER spacecraft // *Journal of Geophysical Research: Space Physics*. — 2014. — т. 119, № 10. — с. 8063—8072. — DOI: <https://doi.org/10.1002/2013JA019731>.
32. *Hoffman R. A., Laaspere T.* Comparison of very-low-frequency auroral hiss with precipitating low-energy electrons by the use of simultaneous data from two Ogo 4 experiments // *Journal of Geophysical Research (1896-1977)*. — 1972. — т. 77, № 4. — с. 640—650. — DOI: <https://doi.org/10.1029/JA077i004p00640>.
33. *Hosseini P., Gotkowski M., Turner D. L.* Unique concurrent observations of whistler mode hiss, chorus, and triggered emissions // *Journal of Geophysical Research: Space Physics*. — 2017. — т. 122, № 6. — с. 6271—6282. — DOI: <https://doi.org/10.1002/2017JA024072>.
34. *Hughes A., Kaiser T., Bullough K.* The frequency of occurrence of VLF radio emissions at high latitudes // *Space Research IX, Akademie-Verlag, Berlin*. — 1971. — т. 11. — с. 1323—1330.
35. *Jacobsen T.* The russian VLF navaid system, alpha, RSDN-20. — <http://www.vlf.it/alphatrand/alpha.htm>.
36. *James H. G.* Whistler-mode hiss at low and medium frequencies in the dayside-cusp ionosphere // *Journal of Geophysical Research (1896-1977)*. — 1973. — т. 78, № 22. — с. 4578—4599. — DOI: <https://doi.org/10.1029/JA078i022p04578>.
37. *James H.* Refraction of whistler-mode waves by large-scale gradients in the middle-latitude ionosphere // *Annales de Geophysique*. т. 28. — 1972. — с. 331—339.
38. *Jørgensen T. S.* Interpretation of auroral hiss measured on OGO 2 and at Byrd Station in terms of incoherent Cerenkov Radiation // *Journal of Geophysical Research (1896-1977)*. — 1968. — т. 73, № 3. — с. 1055—1069. — DOI: <https://doi.org/10.1029/JA073i003p01055>.

39. *Kelley M. C., Vickrey J. F., Carlson C. W., Torbert R.* On the origin and spatial extent of high-latitude F region irregularities // *Journal of Geophysical Research: Space Physics*. — 1982. — т. 87, A6. — с. 4469—4475. — DOI: <https://doi.org/10.1029/JA087iA06p04469>.
40. *Kimura I.* Effects of Ions on Whistler-Mode Ray Tracing // *Radio Science*. — 1966. — т. 1, № 3. — с. 269—284. — DOI: <https://doi.org/10.1002/rds196613269>.
41. *Kopf A. J., Gurnett D. A., Menietti J. D., Schippers P., Arridge C. S., Hospodarsky G. B., Kurth W. S., Grimald S., André N., Coates A. J., Dougherty M. K.* Electron beams as the source of whistler-mode auroral hiss at Saturn // *Geophysical Research Letters*. — 2010. — т. 37, № 9. — с. L09102. — DOI: <https://doi.org/10.1029/2010GL042980>.
42. *Korja T., Engels M., Zhamaletdinov A., Kovtun A., Palshin N., Smirnov M., Tokarev A., Asming V., Vanyan L., Vardaniants I.* Crustal conductivity in Fennoscandia—A compilation of a database on crustal conductance in the Fennoscandian Shield // *Earth and Planetary Science Letters - EARTH PLANET SCI LETT*. — 2002. — май. — т. 54. — с. 535—558. — DOI: <https://doi.org/10.1186/BF03353044>.
43. *Kuzichev I. V.* On whistler mode wave scattering from density irregularities in the upper ionosphere // *Journal of Geophysical Research: Space Physics*. — 2012. — т. 117, A6. — DOI: <https://doi.org/10.1029/2011JA017130>.
44. *Laaspere T., Hoffman R. A.* New results on the correlation between low-energy electrons and auroral hiss // *Journal of Geophysical Research (1896-1977)*. — 1976. — т. 81, № 4. — с. 524—530. — DOI: <https://doi.org/10.1029/JA081i004p00524>.
45. *Laaspere T., Johnson W. C.* Additional results from an Ogo 6 Experiment concerning ionospheric electric and electromagnetic fields in the range 20 Hz to 540 kHz // *Journal of Geophysical Research (1896-1977)*. — 1973. — т. 78, № 16. — с. 2926—2944. — DOI: <https://doi.org/10.1029/JA078i016p02926>.

46. *Lay E. H., Holzworth R. H., Rodger C. J., Thomas J. N., Pinto Jr. O., Dowden R. L.* WWLL global lightning detection system: Regional validation study in Brazil // *Geophysical Research Letters*. — 2004. — т. 31, № 3. — DOI: <https://doi.org/10.1029/2003GL018882>.
47. *Leavitt M. K.* A frequency-tracking direction finder for whistlers and other very low frequency signals : *Тех. Отч.* / STANFORD UNIV CA STANFORD ELECTRONICS LABS. — 1975.
48. *Lehtinen N. G., Inan U. S.* Radiation of ELF/VLF waves by harmonically varying currents into a stratified ionosphere with application to radiation by a modulated electrojet // *Journal of Geophysical Research: Space Physics*. — 2008. — т. 113, A6. — DOI: <https://doi.org/10.1029/2007JA012911>.
49. *Lehtinen N. G., Marshall R. A., Inan U. S.* Full-wave modeling of “early” VLF perturbations caused by lightning electromagnetic pulses // *Journal of Geophysical Research: Space Physics*. — 2010. — т. 115, A7. — DOI: <https://doi.org/10.1029/2009JA014776>.
50. *Lim T. L., Laaspere T.* An evaluation of the intensity of cerenkov radiation from auroral electrons with energies down to 100 ev // *Journal of Geophysical Research (1896-1977)*. — 1972. — т. 77, № 22. — с. 4145—4157. — DOI: <https://doi.org/10.1029/JA077i022p04145>.
51. *Machida S., Tsuruda K.* Intensity and polarization characteristics of whistlers deduced from multi-station observations // *Journal of Geophysical Research: Space Physics*. — 1984. — т. 89, A3. — с. 1675—1682. — DOI: <https://doi.org/10.1029/JA089iA03p01675>.
52. *Makita K.* VLF-LF Hiss Emissions Associated with Aurora. — National Institute of Polar Research, 1979. — (Memoirs of National Institute of Polar Research: Aeronomy).
53. *Manninen J., Kleimenova N., Kozyreva O., Bespalov P., Kozlovsky A.* Non-typical ground-based quasi-periodic VLF emissions observed at L 5.3 under quiet geomagnetic conditions at night // *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*. — 2013. — т. 99. — с. 123—128. — ISSN 1364-6826. —

- DOI: <https://doi.org/10.1016/j.jastp.2012.05.007>. — Dynamics of the Complex Geospace System.
54. *Manninen J., Kleimenova N., Kozlovsky A., Fedorenko Y., Gromova L., Turunen T.* Ground-Based Auroral Hiss Recorded in Northern Finland with Reference to Magnetic Substorms // *Geophysical Research Letters*. — 2020. — т. 47, № 6. — e2019GL086285. — DOI: <https://doi.org/10.1029/2019GL086285>.
 55. *Manninen J., Kleimenova N., Turunen T., Nikitenko A., Gromova L., Fedorenko Y.* New Type of Short High-Frequency VLF Patches (“VLF Birds”) Above 4–5 kHz // *Journal of Geophysical Research: Space Physics*. — 2021. — т. 126, № 4. — e2020JA028601. — DOI: <https://doi.org/10.1029/2020JA028601>.
 56. *Martinez-Calderon C., Katoh Y., Manninen J., Kasahara Y., Matsuda S., Kumamoto A., Tsuchiya F., Matsuoka A., Shoji M., Teramoto M., Shinohara I., Shiokawa K., Miyoshi Y.* Conjugate Observations of Dayside and Nightside VLF Chorus and QP Emissions Between Arase (ERG) and Kannuslehto, Finland // *Journal of Geophysical Research: Space Physics*. — 2020. — т. 125, № 1. — e2019JA026663. — DOI: <https://doi.org/10.1029/2019JA026663>.
 57. *Martinez-Calderon C., Shiokawa K., Miyoshi Y., Keika K., Ozaki M., Schofield I., Connors M., Kletzing C., Hanzelka M., Santolik O., Kurth W. S.* ELF/VLF wave propagation at subauroral latitudes: Conjugate observation between the ground and Van Allen Probes A // *Journal of Geophysical Research: Space Physics*. — 2016. — т. 121, № 6. — с. 5384–5393. — DOI: <https://doi.org/10.1002/2015JA022264>.
 58. *Means J. D.* Use of the three-dimensional covariance matrix in analyzing the polarization properties of plane waves // *Journal of Geophysical Research (1896-1977)*. — 1972. — т. 77, № 28. — с. 5551–5559. — DOI: <https://doi.org/10.1029/JA077i028p05551>.
 59. *Meloy J.* What and Where is the Natural Noise Floor? — <http://www.vlf.it/naturalnoisefloor/naturalnoisefloor.htm>.

60. *Milikh G. M., Papadopoulos K., Mccarrick M., Preston J.* ELF emission generated by the HAARP HF-heater using varying frequency and polarization // Radiophys. Quantum Electron. — 1999. — т. 42, № 8. — с. 728—735.
61. *Mosier S. R., Gurnett D. A.* Observed correlations between auroral and VLF emissions // Journal of Geophysical Research (1896-1977). — 1972. — т. 77, № 7. — с. 1137—1145. — DOI: <https://doi.org/10.1029/JA077i007p01137>.
62. *Nagano I., Mambo M., Yoshizawa S., Kimura I., Yamagishi H.* Full wave calculation for a Gaussian VLF wave injection into the ionosphere // National Institute Polar Research Memoirs. — 1982. — сент. — т. 22. — с. 46—57.
63. *Nagano I., Mambo M., Hutatsuishi G.* Numerical calculation of electromagnetic waves in an anisotropic multilayered medium // Radio Science. — 1975. — т. 10, № 6. — с. 611—617. — DOI: [10.1029/RS010i006p00611](https://doi.org/10.1029/RS010i006p00611).
64. *Nagano I., Mambo M., Shimbo T., Kimura I.* Intensity and polarization characteristics along the earth's surface for the ELF-VLF waves emitted from a transmission cone in the high latitude // Memoirs of National Institute of Polar Research. Special issue. — 1986. — т. 42. — с. 34—44.
65. *Namekawa T., Mitani T., Asamura K., Miyoshi Y., Hosokawa K., Ogawa Y., Saito S., Hori T., Sugo S., Kawashima O., Kasahara S., Nomura R., Yagi N., Fukizawa M., Sakanoi T., Saito Y., Matsuoka A., Shinohara I., Fedorenko Y., Nikitenko A., Koehler C.* Rocket Observation of Sub-Relativistic Electrons in the Quiet Dayside Auroral Ionosphere // Journal of Geophysical Research: Space Physics. — 2021. — т. 126, № 7. — e2020JA028633. — DOI: <https://doi.org/10.1029/2020JA028633>.
66. *Nunn D.* On the numerical modelling of the VLF Trimpf effect // Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics. — 1997. — т. 59, № 5. — с. 537—560. — ISSN 1364-6826. — DOI: [https://doi.org/10.1016/S1364-6826\(96\)00048-X](https://doi.org/10.1016/S1364-6826(96)00048-X).

67. *Nygrén T.* A method of full wave analysis with improved stability // *Planetary and Space Science*. — 1982. — т. 30, № 4. — с. 427—430. — ISSN 0032-0633. — DOI: [https://doi.org/10.1016/0032-0633\(82\)90048-4](https://doi.org/10.1016/0032-0633(82)90048-4).
68. *Nygrén T.* A simple method for obtaining reflection and transmission coefficients and fields for an electromagnetic wave in a horizontally stratified ionosphere // *Planetary and Space Science*. — 1981. — т. 29, № 5. — с. 521—528. — ISSN 0032-0633. — DOI: [https://doi.org/10.1016/0032-0633\(81\)90066-0](https://doi.org/10.1016/0032-0633(81)90066-0).
69. *Ostapenko A. A., Titova E. E., Nickolaenko A. P., Turunen T., Manninen J., Raita T.* Characteristics of VLF atmospheric near the resonance frequency of the Earth-ionosphere waveguide 1.6-2.3 kHz by observations in the auroral region // *Annales Geophysicae*. — 2010. — т. 28, № 1. — с. 193—202. — DOI: <https://doi.org/10.5194/angeo-28-193-2010>.
70. *Ozaki M., Yagitani S., Nagano I., Hata Y., Yamagishi H., Sato N., Kadokura A.* Localization of VLF ionospheric exit point by comparison of multipoint ground-based observation with full-wave analysis // *Polar Science*. — 2008. — т. 2, № 4. — с. 237—249. — ISSN 1873-9652. — DOI: <https://doi.org/10.1016/j.polar.2008.09.001>.
71. *Pulliam D. M., Anderson H. R., Stamnes K., Rees M. H.* Auroral electron acceleration and atmospheric interactions: (1) Rocket-borne observations and (2) Scattering calculations // *Journal of Geophysical Research: Space Physics*. — 1981. — т. 86, A4. — с. 2397—2404. — DOI: <https://doi.org/10.1029/JA086iA04p02397>.
72. *Richards P. G., Bilitza D., Voglozin D.* Ion density calculator (IDC): A new efficient model of ionospheric ion densities // *Radio Science*. — 2010. — т. 45, № 5. — DOI: <https://doi.org/10.1029/2009RS004332>. — eprint: <https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/pdf/10.1029/2009RS004332>.
73. *Sazhin S. S.* Whistler-mode Waves in a Hot Plasma. — Cambridge University Press, 1993. — ISBN 9780511525094. — DOI: <https://doi.org/10.1017/CB09780511525094>.

74. *Sazhin S., Bullough K., Hayakawa M.* Auroral hiss: a review // *Planetary and Space Science*. — 1993. — т. 41, № 2. — с. 153—166. — DOI: [https://doi.org/10.1016/0032-0633\(93\)90045-4](https://doi.org/10.1016/0032-0633(93)90045-4).
75. *Schunk R., Nagy A.* *Ionospheres: Physics, Plasma Physics, and Chemistry*. — 2-е изд. — Cambridge University Press, 2009. — (Cambridge Atmospheric and Space Science Series). — DOI: [10.1017/CB09780511635342](https://doi.org/10.1017/CB09780511635342).
76. *Shklyar D. R., Chum J., Jiricek F.* Characteristic properties of Nu whistlers as inferred from observations and numerical modelling // *Annales Geophysicae*. — 2004. — т. 22, № 10. — с. 3589—3606. — DOI: [10.5194/angeo-22-3589-2004](https://doi.org/10.5194/angeo-22-3589-2004).
77. *Shklyar D. R., Nagano I.* On VLF wave scattering in plasma with density irregularities // *Journal of Geophysical Research: Space Physics*. — 1998. — т. 103, A12. — с. 29515—29526. — DOI: <https://doi.org/10.1029/98JA02311>.
78. *Shklyar D. R., Washimi H.* Lower hybrid resonance wave excitation by whistlers in the magnetospheric plasma // *Journal of Geophysical Research: Space Physics*. — 1994. — т. 99, A12. — с. 23695—23704. — DOI: <https://doi.org/10.1029/94JA01956>.
79. *Singh D., Singh B.* Propagation characteristics of ground observed VLF waves after emerging from the ducts in the ionosphere // *Annales de Geophysique*. т. 34. — 1978. — с. 113—118.
80. *Sonwalkar V. S., Bell T. F., Helliwell R. A., Inan U. S.* Direct multiple path magnetospheric propagation: A fundamental property of nonducted VLF waves // *Journal of Geophysical Research: Space Physics*. — 1984. — т. 89, A5. — с. 2823—2830. — DOI: <https://doi.org/10.1029/JA089iA05p02823>.
81. *Sonwalkar V. S., Harikumar J.* An explanation of ground observations of auroral hiss: Role of density depletions and meter-scale irregularities // *Journal of Geophysical Research: Space Physics*. — 2000. — т. 105, A8. — с. 18867—18883. — DOI: <https://doi.org/10.1029/1999JA000302>.

82. *Srivastava R. N.* VLF hiss, visual aurora and the geomagnetic activity // *Planetary and Space Science*. — 1976. — т. 24, № 4. — с. 375–379. — DOI: [https://doi.org/10.1016/0032-0633\(76\)90050-7](https://doi.org/10.1016/0032-0633(76)90050-7).
83. *Stix T.* *Waves in Plasmas*. — American Inst. of Physics, 1992. — ISBN 9780883188590.
84. *Storey L. R. O., Lefeuvre F.* The analysis of 6-component measurements of a random electromagnetic wave field in a magnetoplasma – I. The direct problem // *Geophysical Journal International*. — 1979. — февр. — т. 56, № 2. — с. 255–269. — DOI: 10.1111/j.1365-246X.1979.tb00163.x.
85. The OpenMP API specification for parallel programming. — <https://www.openmp.org/>.
86. *Titova E. E., Kozelov B. V., Demekhov A. G., Manninen J., Santolik O., Kletzing C. A., Reeves G.* Identification of the source of quasiperiodic VLF emissions using ground-based and Van Allen Probes satellite observations // *Geophysical Research Letters*. — 2015. — т. 42, № 15. — с. 6137–6145. — DOI: <https://doi.org/10.1002/2015GL064911>.
87. *Titova E. E., Yahnin A. G., Santolik O., Gurnett D. A., Jircek F., Rauch J.-L., Lefeuvre F., Frank L. A., Sigwarth J. B., Mogilevsky M. M.* The relationship between auroral hiss at high altitudes over the polar caps and the substorm dynamics of aurora // *Annales Geophysicae*. — 2005. — т. 23, № 6. — с. 2117–2128. — DOI: 10.5194/angeo-23-2117-2005.
88. *Tsuruda K., Ikeda M.* Comparison of three different types of VLF direction-finding techniques // *Journal of Geophysical Research: Space Physics*. — 1979. — т. 84, A9. — с. 5325–5332. — DOI: <https://doi.org/10.1029/JA084iA09p05325>.
89. *Tsuruda K., Machida S., Terasawa T., Nishida A., Maezawa K.* High spatial attenuation of the Siple transmitter signal and natural VLF chorus observed at ground-based chain stations near Roberval, Quebec // *Journal of Geophysical Research: Space Physics*. — 1982. — т. 87, A2. — с. 742–750. — DOI: <https://doi.org/10.1029/JA087iA02p00742>.

90. *Tsuruda K., Hayashi K.* Direction finding technique for elliptically polarized VLF electro-magnetic waves and its application to the low-latitude whistlers // *Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics*. — 1975. — т. 37, № 9. — с. 1193—1202. — ISSN 0021-9169. — DOI: [https://doi.org/10.1016/0021-9169\(75\)90190-7](https://doi.org/10.1016/0021-9169(75)90190-7).
91. *Wait J.* *Electromagnetic Waves in Stratified Media*. — IEEE, 1996. — (IEEE/OUP series on electromagnetic wave theory). — ISBN 9780780311244.
92. *Walker A. D. M., Budden K. G.* Excitation of the Earth's ionosphere waveguide by downgoing whistlers - II. Propagation in the magnetic meridian // *Proceedings of the Royal Society of London. A. Mathematical and Physical Sciences*. — 1974. — т. 340, № 1622. — с. 375—393. — DOI: [10.1098/rspa.1974.0158](https://doi.org/10.1098/rspa.1974.0158).
93. *Walter F.* *Nonducted VLF Propagation in the Magnetosphere*. — Stanford University, 1969. — URL: <https://books.google.ru/books?id=91YFAAAAIAAJ>.
94. *Xiang-Yang W., Nagano I., Zong-Ti B., Shimbo T.* Numerical simulation of the penetration and reflection of a whistler beam incident on the lower ionosphere at very low latitude // *Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics*. — 1996. — т. 58, № 10. — с. 1143—1159. — ISSN 0021-9169. — DOI: [https://doi.org/10.1016/0021-9169\(95\)00060-7](https://doi.org/10.1016/0021-9169(95)00060-7).
95. *Ye S., LaBelle J.* Ground based observations of low frequency auroral hiss fine structure // *Journal of Geophysical Research: Space Physics*. — 2008. — т. 113, A1. — DOI: <https://doi.org/10.1029/2007JA012473>.
96. *Yearby K., Smith A.* The polarisation of whistlers received on the ground near L = 4 // *Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics*. — 1994. — т. 56, № 11. — с. 1499—1512. — DOI: [https://doi.org/10.1016/0021-9169\(94\)90117-1](https://doi.org/10.1016/0021-9169(94)90117-1).
97. *Альперт Я.* *Распространение электромагнитных волн и ионосфера*. — Наука, Москва, 1972.
98. *Биттенкорт Ж., Зеленый Л., Садовский А.* *Основы физики плазмы*. — Физматлит, 2009. — ISBN 9785922111690.

99. *Вершинин Е., Горшков Ю., Пономарев Е.* Геофизические условия появления всплесков ОНЧ излучений аврорального класса // Исследования по геомагнетизму, аэрономии и физике Солнца. — 1974. — № 30. — с. 19—32.
100. *Виноградова М., Руденко О., Сухоруков А.* Теория волн. — Наука, Глав. ред. физико-математической лит-ры, 1979.
101. *Гершман Б.* Динамика ионосферной плазмы. — Наука, Москва, 1974.
102. *Клейменова Н. Г., Маннинен Ю., Громова Л. И., Турунен Т., Федоренко Ю. В., Никитенко А. С., Зелинский Н. Р., Громов С. В.* Условия в солнечном ветре и магнитосфере во время всплеска нетипичных ОНЧ-шипений (08 декабря 2013 г // Геомагнетизм и аэрономия. — 2015. — № 3. — т. 55. — с. 323—323.
103. *Клейменова Н., Маннинен Ю., Громова Л., Громов С., Турунен Т.* Всплески ОНЧ-излучений типа “авроральный хисс” на земной поверхности на $L = 5.5$ и геомагнитные возмущения // Геомагнетизм и аэрономия. — 2019. — янв. — т. 59. — с. 291—300. — DOI: 10.1134/S0016794019030088.
104. *Котик Д., Поляков С., Яшинов В.* Возбуждение волновода Земля–ионосфера низкочастотными источниками, расположенными в неоднородной ионосфере // Изв. вузов. Радиофизика. — 1978. — №7. — т. 21. — с. 938—944. — DOI: 10.1134/S0032816218060125.
105. *Лебедь О. М., Федоренко Ю. В., Маннинен Ю., Клейменова Н. Г., Никитенко А. С.* Моделирование прохождения аврорального хисса от области генерации к земной поверхности // Геомагнетизм и аэрономия. — 2019. — № 5. — т. 59. — с. 618—627. — DOI: <https://doi.org/10.1134/S0016794019050079>.
106. *Лебедь О., Федоренко Ю., Маннинен Ю., Клейменова Н., Никитенко А.* Моделирование прохождения аврорального хисса к земной поверхности // Гелиогеофизические исследования в Арктике. — 2018. — т. 2, № 5—4. — с. 59—62. — DOI: 10.25702/KSC.978-5-91137-381-8.59-62.

107. *Лебедь О., Федоренко Ю., Никитенко А.* Модель распространения авроральных шипений от области генерации до земной поверхности // Труды Кольского научного центра РАН. Гелиогеофизика. — 2018. — т. 9, № 5—4. — с. 97—107. — DOI: 10.25702/ksc.2307-5252.2018.9.5.97-107.
108. *Маннинен Ю., Клейменова Н., Громова Л., Федоренко Ю., Никитенко А., Лебедь О.* Дневные ОНЧ-излучения во время восстановительной фазы магнитной бури: событие 5 января 2015 г // Геомагнетизм и аэрномия. — 2020. — т. 60, № 3. — с. 318—328. — DOI: 10.31857/s0016794020030116.
109. *Маннинен Ю., Федоренко Ю. В., Клейменова Н. Г., Козырева О. В., Никитенко А. С.* Первые результаты одновременной регистрации ОНЧ излучений в двух близко расположенных пунктах в авроральных широтах // Геомагнетизм и аэрномия. — 2014. — № 1. — т. 54. — с. 36—42.
110. *Махоткин Л.* Статистика атмосферных радиопомех // Геомагнетизм и аэрномия. — 1963. — т. 3, № 2. — с. 284—292.
111. *Михайлова Г.* Функция распространения и средняя фазовая скорость электромагнитных волн на сверхнизких частотах // Геомагнетизм и аэрномия. — 1965. — т. 5, № 1.
112. *Никитенко А. С., Лебедь О. М., Федоренко Ю. В.* Первые результаты локализации области выхода естественных СНЧ/ОНЧ излучений в высоких широтах по данным наземных наблюдений // Physics of Auroral Phenomena. — 2018. — т. 41, № 1. — с. 61—65. — DOI: 10.25702/ksc.2588-0039.2018.41.61-65.
113. *Никитенко А. С., Лебедь О. М., Федоренко Ю. В., Маннинен Ю., Клейменова Н. Г., Громова Л. И.* Оценка положения и размера области рассеяния аврорального хисса по данным высокоширотных наблюдений в пространственно-разнесенных точках // Известия Российской академии наук. Серия физическая. — 2021. — № 3. — т. 85. — с. 398—403. — DOI: <https://doi.org/10.31857/s0367676521030200>.
114. *Никитенко А. С., Федоренко Ю. В., Лебедь О. М., Ларченко А. В.* Исследование условий распространения аврорального хисса

- в магнитосфере и ионосфере Земли // Динамические процессы в геосферах. — 2022. — № 2. — т. 14.
115. *Никитенко А. С., Федоренко Ю. В., Лебедь О. М. над Маннинен Ю., Клейменова Н., Пильгаев С., Ларченко А.* Наземные наблюдения аврорального ОНЧ хисса в высоких широтах и сравнение с результатами моделирования // *Physics of Auroral Phenomena*. — 2019. — т. 42, 1(43). — с. 85—88. — DOI: 10.25702/KSC.2588-0039.2019.42.85-88.
116. *Никитенко А. С., Федоренко Ю. В., Маннинен Ю., Лебедь О. М., Бекетова Е. Б.* Моделирование пространственной структуры волнового поля аврорального хисса и сравнение с результатами наземных наблюдений // *Известия Российской академии наук. Серия физическая*. — 2023. — № 1. — т. 87. — с. 134—140.
117. *Никитенко А., Лебедь О., Федоренко Ю., Клейменова Н., Маннинен Ю., Громова Л., Турунен Т.* Анализ аврорального ОНЧ хисса в обс Ловозеро и вблизи обс. Соданкюля // *Гелиогеофизические исследования в Арктике*. — 2018. — т. 2. — с. 71—74. — DOI: <https://doi.org/10.25702/KSC.978-5-91137-381-8.71-74>.
118. *Никитенко А., Маннинен Ю., Федоренко Ю., Клейменова Н., Кузнецова М., Ларченко А., Бекетова Е., Пильгаев С.* Пространственная структура области засветки ОНЧ аврорального хисса по данным наземных наблюдений в авроральных широтах // *Геомагнетизм и аэрономия*. — 2022. — № 3. — т. 62. — с. 336—344. — DOI: <https://doi.org/10.31857/S0016794022030129>.
119. *Никольский В., Никольская Т.* Электродинамика и распространение радиоволн. — Наука, Глав. ред. физико-математической лит-ры, 1989.
120. *Пильгаев С. В., Ларченко А. В., Лебедь О. М., Филатов М. В., Никитенко А. С., Федоренко Ю. В.* Устройство для калибровки регистраторов электромагнитного поля // *Труды Кольского научного центра РАН*. — 2017. — №3. — с. 75—80.
121. *Пильгаев С. В., Ларченко А. В., Федоренко Ю. В., Филатов М. В., Никитенко А. С.* Трехкомпонентный приемник сигналов очень низкого

- частотного диапазона с прецизионной привязкой данных к мировому времени // ПТЭ. — 2021. — №5. — с. 115—125. — DOI: 10.31857/s0032816221040248.
122. *Пильгаев С. В., Ларченко А. В., Филатов М. В., Федоренко Ю. В., Лебедь О. М.* Генератор сигналов специальной формы для калибровки регистраторов электромагнитного поля // ПТЭ. — 2018. — №6. — с. 49—55. — DOI: 10.1134/S0032816218060125.
123. *Пильгаев С. В., Федоренко Ю. В., Клейменова Н. Г., Маннинен Ю., Никитенко А. С., Ларченко А. В., Филатов М. В., Лебедь О. М., Фролов И. Е., Козелов Б. В.* Первые результаты ОНЧ-наблюдений во время полярной экспедиции "Трансарктика 2019" // Геомагнетизм и аэрономия. — 2020. — № 2. — т. 60. — с. 216—219. — DOI: <https://doi.org/10.31857/s0016794020020121>.
124. *Рид М., Саймон Б.* Теория Рассеяния (Т. 3 из Методы современной математической физики). — М.: Мир, 1982.
125. *Рытов С.* Введение в статистическую радиофизику. — Наука, Глав. ред. физико-математической лит-ры, 1966.
126. *Рытов С., Кравцов Ю., В.И. Т.* Введение в статистическую радиофизику, часть II. — Наука, Глав. ред. физико-математической лит-ры, 1978.
127. *Сергиенко А.* Цифровая обработка сигналов. — БХВ-Петербург, 2011. — (Учебная литература для вузов). — ISBN 9785977506069.
128. *Тихонов А., Арсенин В.* Методы решения некорректных задач. — Наука, 1974.
129. *Филатов М. В., Пильгаев С. В., Федоренко Ю. В.* Четырехканальный 24-разрядный синхронизированный с мировым временем аналого-цифровой преобразователь // ПТЭ. — 2011. — №3. — с. 73—75.