

Национальная академия наук Украины  
Институт радиопизики и электроники имени А. Я. Усикова

На правах рукописи

Горишняя Юлия Викторовна

УДК 537.87+550.388.2

**ДИАГНОСТИКА НИЖНЕЙ ИОНОСФЕРЫ  
НА ОСНОВЕ АНАЛИЗА ТВИК-АТМОСФЕРИКОВ**

Специальность: 01.04.03 – радиопизика

Диссертация на соискание ученой степени  
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель  
доктор физико-математических наук,  
старший научный сотрудник  
Швец Александр Вячеславович

**Харьков, 2016**

# Содержание

<b>Перечень условных обозначений .....</b>	<b>4</b>
<b>Введение .....</b>	<b>5</b>
<b>Раздел 1. СНЧ – ОНЧ радиоволны в волноводе Земля-ионосфера .....</b>	<b>15</b>
1.1. Область отражения СНЧ – ОНЧ радиоволн в нижнем слое ионосферы .....	15
1.2. Источники естественного СНЧ – ОНЧ излучения .....	19
1.3. Теоретические соотношения для расчета СНЧ-ОНЧ полей в волноводе Земля-ионосфера .....	25
1.4. Твики .....	27
1.5. Выводы по разделу 1 .....	33
<b>Раздел 2. Методы определения высоты естественного волновода и дальности до источника по сигналам твиков .....</b>	<b>36</b>
2.1. Интерференционный метод .....	36
2.2. Многомодовый метод .....	43
2.3. Анализ точности определения высоты волновода и дальности до источника на основе численного эксперимента .....	60
2.4. Выводы по разделу 2 .....	70
<b>Раздел 3. Поляризация поля твик-атмосфериков по наблюдениям в приэкваториальной области .....</b>	<b>72</b>
3.1. Аппаратура и условия проведения измерений .....	72
3.2. Общая характеристика массива экспериментальных данных .....	74

3.3. Сравнение результатов обработки ансамбля записей твиков двумя методами .....	75
3.4. Поляризационный анализ поля твиков.....	78
3.4.1. Исходные соотношения .....	78
3.4.2. Метод анализа.....	81
3.4.3. Результаты анализа экспериментальных данных .....	83
3.5. Выводы по разделу 3 .....	95
<b>Раздел 4. Диагностика нижней ионосферы на основе анализа экспериментальных записей многомодовых твиков.....</b>	<b>97</b>
4.1. Картирование нижней ионосферы по измерениям твиков однопозиционным методом.....	98
4.2. Вариации модового состава СНЧ-ОНЧ излучения и эффективной высоты ионосферы в ночное время, полученные в результате анализа твиков .....	101
4.3. Оценка концентрации электронов по измерениям критических частот в сигналах твиков.....	111
4.4. Выводы по разделу 4 .....	114
<b>Заключение.....</b>	<b>117</b>
<b>Список использованных источников .....</b>	<b>120</b>

## **Перечень условных обозначений**

CG – cloud-to-ground (молнии)

ELF – Extremely Low Frequency

ELVES – Emission of Light and Very Low Frequency perturbations due to  
Electromagnetic Pulse Sources

FIRI – Faraday International Reference Ionosphere

GPS – Global Positioning System

IC – intercloud (молнии)

NLDN – National Lightning Detection Network

OTD – Optical Transient Detector

QTE – quasi transverse electric

QTM – quasi transverse magnetic

rms – residual mean square (стандартное отклонение невязок)

TE – transverse electric

TM – transverse magnetic

TEM – transverse electric and magnetic

БПФ – быстрое преобразование Фурье

ГКЛ – галактические космические лучи

КВ – короткие волны

НИС – научно-исследовательское судно

ОНЧ – очень низкие частоты

СНЧ – сверхнизкие частоты

## **Введение**

### *Актуальность темы*

Полость между проводящими поверхностями Земли и нижней ионосферой образует природный резонатор для электромагнитных колебаний. Атмосфера является электрически активной средой, в которой за счет нагрева земной поверхности Солнцем и конвекции воздушных масс происходит разделение зарядов, продуцирующее разряды молний. Мировая грозовая активность представляет собой индикатор глобальных изменений в окружающей среде. Резонансные частоты этого глобального резонатора определяются продольным (длина экватора) и поперечным (высота промежутка Земля – ионосфера) масштабами полости и попадают в диапазоны СНЧ (3 – 3000 Гц) и ОНЧ (3 – 30 кГц) радиоволн. Добротности резонансных колебаний в диапазоне СНЧ составляют 4 – 8 для разных мод, а в диапазоне ОНЧ в ночных условиях достигают нескольких десятков. Такая природная система является объектом радиофизических исследований и позволяет использовать мониторинг резонансных параметров полости как средство обнаружения локальных и глобальных возмущений нижней ионосферы, вызванных явлениями космической погоды, влиянием процессов в земной коре и атмосфере, а также антропогенным воздействием на окружающую среду.

Традиционным методом для исследований нижней ионосферы является использование излучения ОНЧ радиостанций, которое распространяется в волноводе Земля-ионосфера. При этом излучаемые радиоволны в данном диапазоне хорошо отражаются от нижних слоев ионосферы с низкой концентрацией заряженных частиц ( $10^6 - 10^9 \text{ м}^{-3}$ ), прозрачных для коротких волн. Такие наблюдения применяются для изучения воздействия солнечных

вспышек на ионосферу, высыпаний заряженных частиц, индуцированных резонансным взаимодействием электронов и волн в магнитосфере. Вследствие развития глобальных спутниковых навигационных систем в настоящее время происходит сокращение количества навигационных ОНЧ станций. Поэтому большое значение приобретает развитие методов мониторинга нижней ионосферы с использованием импульсных СНЧ – ОНЧ электромагнитных полей – атмосфериков, которые возбуждаются естественными источниками излучения – разрядами молний. В связи с этим возникла необходимость разработки новых радиофизических методов СНЧ – ОНЧ радиозондирования нижней ионосферы, а также усовершенствования методов локации молний.

При распространении узкополосных ОНЧ сигналов радиостанций в волноводе Земля-ионосфера в ночное время вследствие уменьшения затухания поле излучения формируется несколькими типами нормальных волн, что существенно затрудняет решение обратной задачи определения параметров отражающего слоя в нижней ионосфере.

В случае сигналов атмосфериков при частотно-временном представлении в виде динамического спектра появляется возможность выделения и анализа отдельных волноводных мод, включая оценки дальности и соответствующих частот отсечки, что может служить существенным преимуществом при исследованиях нижней ионосферы. Такие сигналы, так называемые твик-атмосферики (твики), сформированные фундаментальной (первой) и модами высшего порядка, наблюдаются в ночное время. Однако известные методы решения обратной задачи до настоящего времени были основаны на исследованиях распространения основной волноводной моды, что ограничивало объем получаемой информации о параметрах нижней ионосферы.

Поэтому представленные в диссертации новые методы решения обратных задач радиофизики для оценки концентрации электронов в нижней ионосфере и локации грозových разрядов по результатам измерений

многомодовых атмосфериков, а также результаты анализа на основе предложенных методов вариаций эффективной высоты околосемного волновода и поляризационных свойств СНЧ – ОНЧ радиоволн представляются **актуальными**.

### *Связь работы с научными программами, планами, темами*

Работа выполнялась в рамках исследований, проведенных отделом дистанционного зондирования Земли ИРЭ НАН Украины им. А. Я. Усикова по темам:

1. «Исследование взаимодействия радиоволн с природными объектами и разработка методов дистанционной диагностики окружающей среды», шифр «Равелин», 2001 – 2003 гг. (номер гос. регистрации 0100U006443);
2. «Исследования электромагнитных полей в средах с поглощением и частотной дисперсией и неявно выраженными границами», шифр «Икар», 2002 – 2006 гг. (номер гос. регистрации 0102U003138);
3. «Исследования и разработка моделей влияния природного окружения на излучение, распространение и рассеяние электромагнитных волн с целью развития методов дистанционного зондирования», шифр «Радикал», 2004 – 2006 гг. (номер гос. регистрации 0103U002264);
4. «Радіофізичні методи та засоби в задачах моніторингу зовнішнього середовища і в біомедичних застосуваннях», шифр «Иридий», 2009 – 2011 гг. (номер гос. регистрации. 0106U011979).

### *Цель работы и методы исследования*

Целью диссертации является разработка и реализация новых методов радиозондирования нижней ионосферы и мониторинга грозовой активности, основанных на измерениях СНЧ – ОНЧ полей естественного происхождения в резонансной полости Земля – ионосфера.

Для достижения поставленной цели в работе решены следующие задачи.

- Создание новых методов решения обратных задач радиофизики для оценки параметров нижней ионосферы и локации грозовых разрядов по результатам измерений трех компонент поля широкополосных твиков.
- Исследование вариаций эффективной высоты околосемного волновода, модового состава и поляризационных свойств поля твиков на суточном и сезонном масштабах времени, связи этих свойств с географическим пролеганием трассы распространения и ориентацией относительно геомагнитного поля.
- Создание массивов данных поляризационных параметров СНЧ-ОНЧ радиоволн на основе анализа экспериментальных записей твиков.

*Объектами исследований* являются процессы в естественном электромагнитном резонаторе Земля – ионосфера, вызванные грозовой активностью, земным и космическим влиянием.

*Предметом исследований* являются электромагнитные поля СНЧ – ОНЧ диапазонов естественного происхождения в резонансной полости Земля – ионосфера.

*Методы исследований* базируются на измерениях электрической и магнитных компонент электромагнитного поля в СНЧ – ОНЧ диапазонах, теории распространения СНЧ – ОНЧ электромагнитных волн в полости Земля – ионосфера, плазме и в проводящих средах, теории оптимизации при решении обратных задач, теории цифровой фильтрации сигналов, теории математической статистики, структурном программировании, математических методах обработки результатов экспериментов.

### ***Научная новизна полученных результатов***

1. Предложен метод оценки эффективной высоты волновода Земля-ионосфера, основанный на компенсации частотной дисперсии, измеренной по отдельным гармоникам твика, что позволяет повысить эффективность



вычислений за счет сокращения количества параметров при решении обратной задачи определения параметров трассы распространения.

2. Предложена модификация «харьковского» метода, основанная на использовании свойств интерференции мод нулевого и первого порядков в спектре твика, которая позволяет исключить влияние точности определения момента прихода сигнала на точность оценки параметров трассы распространения твика.

3. Впервые проанализированы зависимости количества наблюдаемых гармоник в сигналах твиков от дальности до источника, эффективной высоты волновода и азимута прихода, в результате чего было показано, что при эффективной высоте отражения 87 – 89 км наблюдается рост частоты появления твиков с большим количеством гармоник (до 6 – 8) в диапазоне дальностей до 3000 км. Это доказывает, что в данном узком диапазоне высот реализуются физические условия для формирования повышенной крутизны нарастания в вертикальном профиле электронной концентрации, что обеспечивает минимальное затухание при распространении мод высших порядков.

4. Продемонстрирована возможность построения «мгновенных карт» распределения высоты волновода в области, перекрываемой трассами распространения ОНЧ излучения от молний до наблюдателя на основе анализа твиков с целью мониторинга изменений состояния нижней ионосферы и обнаружения неоднородностей.

5. Впервые на основе статистического анализа сигналов твиков с учетом гармоник, образованных нормальными волнами высших типов, показано, что в подавляющем количестве случаев (75%) эффективная высота волновода для 1-й моды выше эффективной высоты для 2-й моды (более чем на 0,7 км). Этот вывод позволил разработать и апробировать метод определения концентрации электронов на нижней границе ионосферы по результатам измерений критических частот.

6. Впервые экспериментально исследованы зависимости поляризационных параметров СНЧ – ОНЧ радиоволн от угла падения на ионосферу на основе анализа сигналов твиков в окрестности геомагнитного экватора.

### *Практическое значение полученных результатов*

Полученные решения обратных задач радиофизики для пассивной локации точечных источников в волноводе Земля-ионосфера, метод, разработанный для определения электронной концентрации в нижней ионосфере, а также разработанные алгоритмы и программное обеспечение могут быть использованы для создания однопозиционных и многопозиционных систем локации молний, автоматических систем мониторинга нижней ионосферы и грозовой активности. По результатам статистической обработки трехкомпонентных записей твик-атмосфериков, выполненных в субэкваториальных районах Атлантического и Индийского океанов, создан банк данных поляризационных характеристик поля твиков, который может служить основой для дальнейшего изучения свойств распространения СНЧ-ОНЧ радиоволн под анизотропной ионосферой и усовершенствования существующих теоретических моделей радиосвязи на таких частотах. Полученные новые сведения о твик-атмосферах с гармониками высшего порядка могут быть использованы для обеспечения помехозащищенности радиоприема в ОНЧ диапазоне.

### *Личный вклад соискателя*

В диссертационной работе изложены результаты исследований, выполненных автором самостоятельно [19, 73] и в соавторстве с коллегами. В опубликованных в соавторстве работах личный вклад диссертанта заключается в следующем. В работе [85] – разработка и апробация трехмерного картирования нижней ионосферы по результатам однопозиционной локации твиков, участие в формулировании выводов и

написании текста. В работах [53, 54, 55] – обработка и анализ полученных экспериментальных данных, участие в формулировании выводов и написании текстов. В работе [56] – создание программного алгоритма определения поляризационных характеристик твик-атмосферика, обработка и анализ экспериментальных данных по поляризации твик-атмосфериков, участие в формулировании выводов и написании текста. В работе [18] – постановка задачи исследований, обработка и анализ полученных экспериментальных данных, формулирование выводов и написание текста. В работе [86] – участие в разработке нового метода определения дистанции до молний и параметров нижней ионосферы, создание программного алгоритма для реализации метода, обработка и анализ экспериментальных данных, участие в формулировании выводов и написании текстов. В работах [57, 58, 87, 89] – участие в разработке методики определения дистанции до молний и параметров нижней ионосферы. В работе [72] – участие в постановке задачи исследований, разработка программного алгоритма создания модельных твиков, обработка и интерпретация данных, формулирование выводов и написание текста.

### *Апробация результатов диссертации*

Основные материалы исследований, приведенные в диссертационной работе, докладывались на следующих международных конференциях:

*International Conference on Mathematical Methods in Electromagnetic Theory, ММЕТ-2004* (Днепропетровск, Украина, 2004), *ММЕТ-2006*, (Харьков, Украина, 2006), *ММЕТ-2010*, (Киев, Украина, 2010); *2<sup>nd</sup> International Radio Electronic Forum*, (Харьков, Украина, 2005); *6<sup>th</sup> и 2013 Int. Kharkov Symposium on Physics and Engineering of Microwaves, Millimeter and Submillimeter Waves and Workshop on Terahertz Technologies*, (Харьков, Украина, 2007, 2013); V Международная научно-практическая конференция «Безопасность и электромагнитная совместимость на железнодорожном

транспорте», (Днепропетровск, Украина, 2012); *Electromagnetic Methods of Environmental Studies* (Харьков, Украина, 2012).

### **Публикации**

Основные результаты диссертации опубликованы в 14-ти печатных работах, в том числе в 5-ти статьях в зарубежных и отечественных научных изданиях, включенных в список ВАК по специальности 01.04.03 (из них 1 без соавторов) и в 9-ти докладах и тезисах в сборниках трудов международных конференций и симпозиумов (из них 1 без соавторов).

### **Объем и структура диссертации**

Диссертация состоит из введения, четырех разделов и заключения. Полный объем диссертации составляет 130 страниц, из них 11 страниц – список использованных источников (90 наименований), диссертация содержит 36 рисунков и 6 таблиц.

Во **введении** обоснована актуальность темы диссертации и целесообразность проведения исследований, показана связь с научными темами, сформулированы цель и задачи исследований, определены научная новизна и практическое значение полученных результатов, отмечен личный вклад автора в совместных публикациях, приведены сведения об апробации научных результатов, публикациях и структуре диссертационной работы, изложена общая характеристика работы.

В **первом разделе** приведен обзор литературы, сформулировано современное состояние основных проблем, которые стоят перед дистанционной диагностикой нижней ионосферы на основе СНЧ – ОНЧ радиозондирования полости Земля-ионосфера, и направления их решения с использованием естественных источников излучения на поверхности Земли – разрядов молний.

Во **втором разделе** приведены описания методов определения дальности до молнии и эффективной высоты отражения СНЧ-ОНЧ

радиоволн от ионосферы на основе измерений трех компонент поля твиков, результаты численных экспериментов по оценке точности предложенных автором методов. Работа методов продемонстрирована на экспериментальных записях твиков.

В **третьем разделе** приведены данные об условиях измерений, измерительной аппаратуре и массиве данных трехкомпонентных записей твиков, накопленном во время плавания исследовательского судна «Академик Вернадский» в 1991 году в экваториальных и средних широтах Атлантического и Индийского океанов. Приведены результаты сравнительного анализа предложенных методов анализа и их применения для обработки и анализа ансамбля данных, полученных в эксперименте. Исследованы поляризационные характеристики СНЧ – ОНЧ радиоволн при разных углах падения на ионосферу на материале экспериментальных записей твиков на протяжении их временной реализации. Экспериментально исследован эффект не взаимности распространения СНЧ – ОНЧ радиоволн в ночных условиях.

В **четвертом разделе** описаны методы диагностики нижней ионосферы на основе предложенных методов анализа твиков. Продemonстрирована возможность трехмерного картографирования нижней ионосферы при помощи однопозиционной локации по результатам анализа потока твиков. Обсуждается возможность выявления неоднородностей в ионосфере с учетом достигнутой точности методик обработки. Приведены результаты анализа количества наблюдаемых гармоник в твиках в зависимости от дальности до источника. Выполнен анализ регулярных изменений эффективной высоты нижней ионосферы на суточном и сезонном масштабах времени. Исследованы статистические различия эффективных высот отражения для первой моды, второй моды, и последующих высокочастотных мод волновода, на основании которых предлагается метод оценки концентрации электронов в области отражения.

В **Заключении** изложены общие выводы по результатам диссертационной работы.

## Раздел 1. СНЧ – ОНЧ радиоволны в волноводе Земля-ионосфера

В настоящем разделе приведен обзор литературы и сформулировано современное состояние теоретических и экспериментальных исследований распространения СНЧ – ОНЧ радиоволн в волноводе Земля-ионосфера и методов исследований нижней ионосферы с использованием естественных источников излучения – разрядов молний.

### 1.1. Область отражения СНЧ – ОНЧ радиоволн в нижнем слое ионосферы

Нижняя ионосфера до сих пор является наименее исследованной областью ионосферы. Исторически сложилось наименование самого нижнего слоя ионосферы как *D*-области, или слоя *D*. В предрассветное время в ряде случаев также на высотах порядка 60 км над земной поверхностью появляется спорадический так называемый *C*-слой. Выше *D*-области находится *E*-область, а также, кроме регулярных слоев ионосферы, часто наблюдается спорадический *E* – слой ( $E_s$ ) на высотах примерно 90...120 км.

Построение теоретических моделей нижней ионосферы является чрезвычайно сложной проблемой, и требует учета значительного количества параметров модели, часть из которых может быть проконтролирована только ракетным зондированием. Главным источником ионизации на высотах 80...95 км в ночное время обычно считается рассеянное на протонах геокороны солнечное излучение линии Лайман- $\alpha$  (121,6 нм), которое приводит к расщеплению нейтральных молекул *NO* на ионы  $NO^+$  и свободные электроны  $e^-$ . При интенсивности около  $2,5 \cdot 10^8$  фотонов/см<sup>2</sup>/сек на высотах 85 км, для ночного солнечного зенитного угла 120°, концентрация *NO* на этой высоте равняется приблизительно  $1,5 \cdot 10^6$  см<sup>-3</sup>, и, при сечении рассеяния  $2 \cdot 10^{-18}$  см<sup>2</sup>, скорость ионизации равняется  $7,5 \cdot 10^{-4}$  см<sup>3</sup>/сек.

Скорость рекомбинации при температуре примерно 200 К для  $\text{NO}^+ + e^-$  составляет  $4,5 \cdot 10^{-7}$  см<sup>3</sup>/сек. В условиях равновесия, это дает значения электронной концентрации приблизительно 40 частиц/см<sup>3</sup> на высоте 85 км. Но следует отметить, что механизмы рекомбинации являются несколько более сложными. На высотах выше 85 км поток Лайман- $\alpha$  фотонов возрастает (благодаря снижению их абсорбции молекулами кислорода), и увеличивается доля NO, который диффундирует вниз из термосферы. Но этого недостаточно, чтобы пояснить рост концентрации электронов. В существенной мере такой рост выглядит результатом присутствия металлических ионов ( $\text{Fe}^+$ ,  $\text{Mg}^+$ ), вероятно метеорного происхождения, которые сохранились от дневной ионизации. Скорость рекомбинации таких ионов очень мала, отчего металлические ионы и их электроны могут пережить ночь при концентрации до  $10^3$  электронов/см<sup>3</sup> на высотах около 90 км.

С другой стороны, ниже 85 км быстро становятся значимыми несколько дополнительных процессов, которые ведут к утратам электронов. Этими механизмами выступают создание кластерных гидрат-ионов  $\text{H}_3\text{O}^+ \cdot (\text{H}_2\text{O})_n$ , с которыми свободные электроны рекомбинируют значительно быстрее, чем с NO, и прилипание электронов к молекулам кислорода с созданием тяжелых отрицательных ионов (первоначально  $\text{O}_2^-$ , с последующим химическим преобразованием в различные оксиды N и C, и в их гидраты, а также ассоциации). Начальная реакция выглядит как  $e^- + 2\text{O}_2 = \text{O}_2^- + \text{O}_2$ , таким образом скорость ее протекания пропорциональна концентрации  $2\text{O}_2$  и значительна даже на высотах 85 км. Но на этих высотах электроны даже быстрее вновь отлипают от молекул из-за реагирования с атомарным кислородом. Присутствие атомарного кислорода O ограничивает создание молекулярных отрицательных ионов на высотах выше 75 км на протяжении всех суток.

Из дополнительных механизмов ионизации необходимо обратить внимание на галактические космические лучи. На низких широтах



порожденная ГКЛ скорость ионизации в  $D$ -области составляет около  $3 \cdot 10^{-4}$  см<sup>3</sup>/сек, что составляет почти половину от вышеуказанного значения скорости с учетом Лайман- $\alpha$ , а на средних широтах эта скорость увеличивается с множителем  $\approx 5$  в условиях солнечного минимума ( $\approx 4$  – при солнечном максимуме), то есть два основных источника ионизации сравнимы по величине. Таким образом, оба источника в некоторой мере сглаживают вариации друг друга: суточная зависимость солнечного Лайман- $\alpha$  от зенитного угла Солнца маскируется независимостью галактических лучей от времени, а зависимость от широты галактических космических лучей сглаживается относительной широтной независимостью геокорональных Лайман- $\alpha$  фотонов.

Нижняя ионосфера подвергается влиянию процессов как космического, атмосферного, сейсмического, так и искусственного происхождения, приводящих к локальным изменениям таких ее параметров, как концентрация свободных заряженных частиц, частота столкновений с нейтральными частицами. Эти явления включают суточные и сезонные изменения ультрафиолетового излучения от Солнца, высыпания заряженных частиц, индуцированных резонансным взаимодействием электронов и волн в магнитосфере, солнечное рентгеновское излучение, ионизацию от мощных разрядов молний (*"red sprites"*, *"elves"*), внутренние гравитационные и планетарные волны, радиоактивное загрязнение.

Мониторинг состояния нижней ионосферы осуществляется различными методами, среди которых ракетные измерения *in situ*, радары некогерентного рассеяния. Хотя ракетные измерения могут дать уникальную информацию о химии ионосферы, а радары обладают преимуществом непрерывного действия, такие методы измерений имеют общий недостаток, связанный с ограничением области исследуемой нижней ионосферы. Также необходимо отметить, что для радаров некогерентного рассеяния измерения параметров нижней ионосферы относятся к границе диапазона их чувствительности.

Вместе с развитием глобальной спутниковой связи получил развитие радиозатменный метод зондирования ионосферы на трассах спутник-спутник [90]. Он использует высокостабильные сигналы системы GPS на частотах 1575,42 МГц и 1207,60 МГц и позволяет осуществлять в глобальном масштабе около 2000 зондирований в сутки .

В недавнее время появился инновационный подход [80], позволивший использовать данные о естественных радиоволнах нижней части СНЧ диапазона на частотах глобального Шумановского резонанса, для того чтобы восстановить усредненный профиль проводимости в ионосфере вплоть до высот 100 км. Ценным преимуществом полученных результатов представляется высокая детальность найденного профиля, наличие суточных вариаций для него. Вследствие глобальности инструмента – Шумановского резонанса – такой вертикальный профиль проводимости является максимально обобщенным, но может служить выгодным стандартным исходным пунктом для сравнения.

Традиционный подход к исследованию нижних слоев ионосферы состоит в измерении сигналов радиостанций, излучающих электромагнитные волны в диапазоне ОНЧ, которые отражаются от нижних слоев ионосферы с низкой концентрацией заряженных частиц ( $10^6 - 10^8 \text{ м}^{-3}$ ), прозрачных для коротких волн, используемых для измерений высотных профилей ионосферы. Преимущество данного подхода, известного как метод ОНЧ радиозондирования волновода Земля – ионосфера, состоит в возможности дистанционного обнаружения и мониторинга возмущений в нижней ионосфере, возникающих на трассе распространения ОНЧ радиоволн от передатчика к приемнику.

Так, радиозондирование волновода Земля – ионосфера волнами ОНЧ рассматривается как перспективный способ дистанционного обнаружения возможных возмущений в ионосфере над эпицентром будущего землетрясения, что открывает возможность прогнозирования землетрясений с помощью радиофизических методов [82].

## **1.2. Источники естественного СНЧ – ОНЧ излучения**

Полость, образованная проводящими поверхностями – Землей и нижней границей ионосферы, играет роль своеобразного резонатора для электромагнитных колебаний. При этом атмосфера является электрически активной средой, в которой за счет нагрева земной поверхности Солнцем и конвекции воздушных масс происходит разделение зарядов, продуцирующее разряды молний. Интенсивность генерации молний, очевидно, определяется параметрами такой системы и, следовательно, изучение грозовой активности может обеспечить информацию о глобальных изменениях окружающей среды.

Исследования показали, что интенсивность глобальных гроз существенно меняется даже при малых изменениях средней температуры в тропиках, что позволяет рассматривать грозовую активность как индикатор потепления климата Земли. Эффекты могут носить нелинейный или даже триггерный характер, приводя к перемещению или изменению климатических зон. Таким образом, как вариации общего уровня, так и пространственное распределение грозовой активности представляет интерес для мониторинга глобальных изменений.

Наиболее точные результаты локации молний получаются с помощью оптических средств, установленных на борту специализированных спутников [4, 5, 7, 8, 39, 40, 61].

Однако ограничения по времени и площади обзора космического аппарата приводят к недостаточной статистике наблюдений (например, 32 тыс. событий в год [40]) и для получения достоверных данных по космическим наблюдениям требуется интервал времени в несколько лет.

Основные особенности пространственного распределения молний и динамики их перераспределения по поверхности Земли наглядно представлены на картах, построенных по спутниковым данным. Эти особенности вкратце сводятся к преимущественной концентрации разрядов

над сушей и следованию максимума грозовой активности вслед за солнцем, как на суточном, так и на сезонном масштабах – рис. 1.1, 1.2.

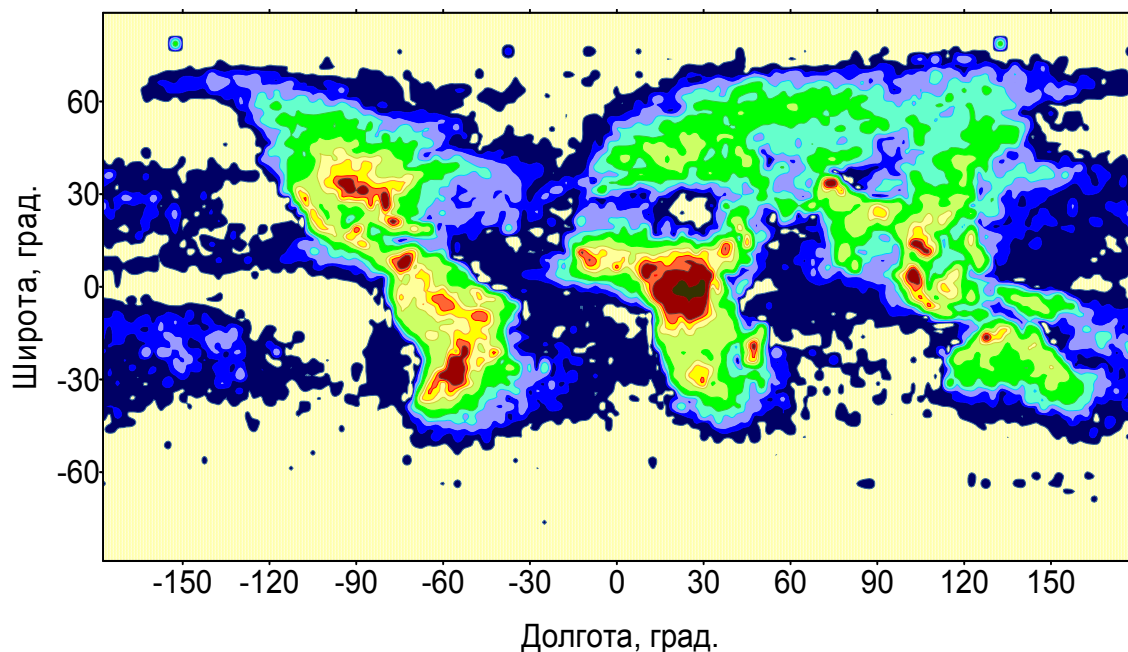


Рис. 1.1. Распределение разрядов молний, полученное по результатам космических наблюдений *OTD* – *Optical Transient Detector* [8]

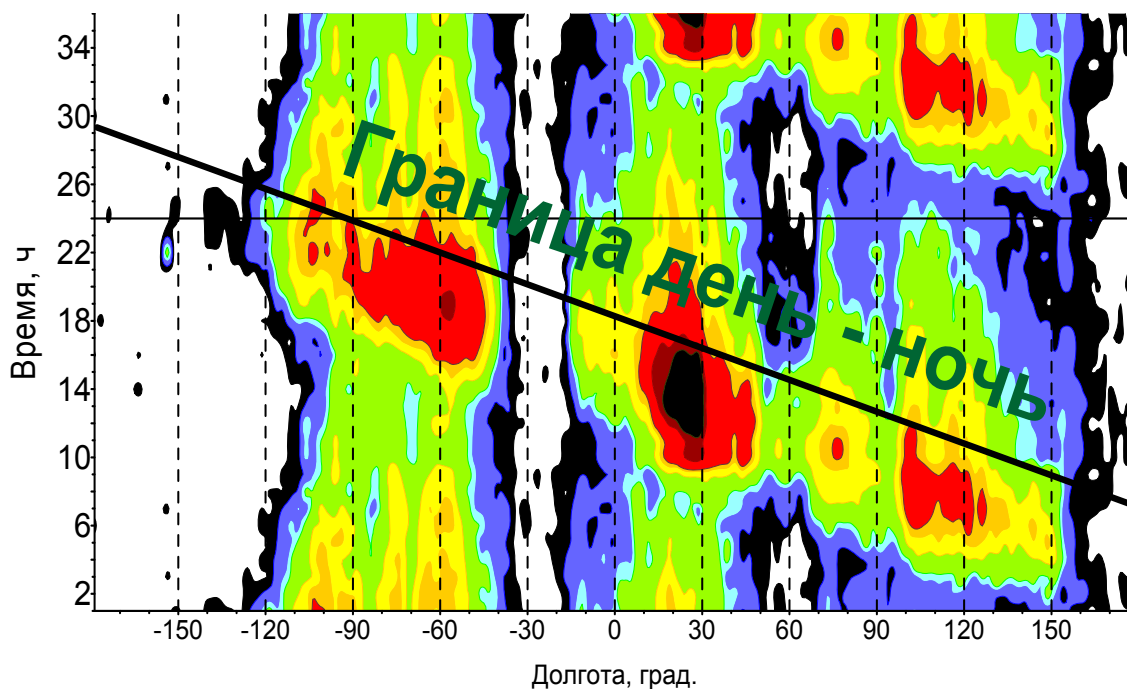


Рис. 1.2. Динамика перераспределения мировых гроз на суточном масштабе времени, по результатам наблюдений *OTD* [36]

На Земле происходит приблизительно 100 разрядов в секунду [42, 75], что несоизмеримо больше скорости регистрации со спутника.

В то же время электромагнитный СНЧ фон содержит информацию о полной активности гроз в каждый момент времени и при измерении в произвольной точке планеты, что составляет основания для использования радиофизических методов локации молний при исследовании мировой грозовой активности.

Наблюдаемый естественный СНЧ – ОНЧ сигнал морфологически состоит из двух компонент. Это фоновый сигнал, формируемый перекрывающимися друг друга СНЧ – ОНЧ атмосфериками, излучаемыми совокупностью разрядов молний, распределенных по поверхности Земли, и СНЧ всплески, источниками которых служат сверхмощные разряды [37]. Среди них радиоатмосферика (сферика) крайне низкой частоты (*extremely low frequency, ELF*), скоротечные широкополосные электромагнитные поля, которые распространяются в виде нулевой, или *qTEM* моды волновода Земля-ионосфера. Их источники могут быть связаны со спрайтами, интересными природными явлениями, открытыми на протяжении двух последних десятилетий [13]. Эти мощные мезосферные оптические эмиссии, которые наблюдаются спутниковыми системами и появляются как отклик некоторых сильных грозовых разрядов, могут порождать относительно медленные электрические разряды от грозового облака вверх. Собственно говоря, связь таких медленных разрядов со спрайтами является широкораспространенной и весьма высоковероятной гипотезой.

Амплитуды СНЧ – всплесков превышают уровень фона в несколько (до ~10) раз, а интервалы между ними лежат в диапазоне от десятков секунд до нескольких минут. СНЧ всплески являются изолированными во времени событиями, и координаты их источников, а также параметры распространения СНЧ радиоволн, могут быть определены с помощью методов, основанных на анализе спектров горизонтального магнитного и вертикального электрического полей [1, 2, 12, 26-28, 33]. Кроме спектров

поля, для целей сверхдальней локации молний используется волновой импеданс, подчеркивающий дистанционную зависимость и устраняющий влияние спектра токового момента молнии на результаты анализа [6, 25, 28, 34, 52].

Каждый удар молнии возбуждает электромагнитный импульс, известный как радиоатмосферик, или сферик, который распространяется в волноводе между Землей и ионосферой. Основная часть энергии их лежит в полосе частот от 3 Гц до 30 кГц, в диапазонах СНЧ – ОНЧ, и вследствие этого большинство методов локации молний основаны на использовании данных диапазонов. Сферики порождаются собственно обратными разрядами от вспышек молний, то есть смещены во времени относительно вспышек, которые регистрируются оптическими системами локации молний, но для практических целей за источник сферика достаточно принимать первый обратный разряд (который превышает последующие в 2...5 раз).

Практически все методы локации молний основаны на приеме и анализе атмосфериков как отдельных событий. Значительные усилия были направлены на создание однопозиционных методов локации молний действующих на дальностях от сотен до нескольких тысяч километров [3, 35, 44, 70, 76]. Однако по точности они существенно уступают многопозиционным системам локации молний, действующим в настоящее время для коммерческих и научных приложений.

С конца 80-х в США, некоторых западноевропейских странах, Японии, Китае, Южной Корее действуют национальные сети обнаружения молний, обеспечивающие максимальную точность локации от нескольких километров до нескольких сотен метров [14, 15, 29, 30, 32]. Предоставление информации о координатах разрядов молний в реальном времени важно для обеспечения авиационного транспорта, работы систем грозозащиты линий электропередачи и связи, защиты лесных массивов, открытых горных разработок, промышленных и портовых сооружений. Накопленные в течение длительного времени данные о частоте возникновения разрядов молний в

пределах охваченной сетью территории могут служить как для геофизических и метеорологических исследований, так и для целей безопасного проектирования промышленных объектов и транспортных коммуникаций.

В настоящее время системы локации молний варьируют в эффективности и плотности покрытия. Так, Национальная сеть обнаружения молний (*National Lightning Detection Network (NLDN)*) в Северной Америке имеет высокую точность в пространстве и времени для молний, которые бьют из облаков в землю и разряжаются на поверхности земли хотя бы частично (так называемых *cloud-to-ground*, то есть *CG*-молний), для которых эффективность обнаружения достигает 85 %, но не выявляет внутриоблачные молнии (*intracloud (IC)*). Спутниковые системы, как-то *OTD* (Оптический детектор быстротечных процессов), на низкоорбитальных спутниках имеют почти глобальное покрытие и реагируют на *CG*- и *IC*-молнии с 50 % эффективностью, но не различают их.

Было показано, что сферрики порождаются обоими этими типами молний. Так, сравнивая данные *NLDN* и проводимые ими измерения магнитного поля от сферриков ОНЧ-диапазона на станции Палмер, Антарктида, авторы [63] находили азимуты прихода сферриков, поступавших из Северной Америки (дистанции около 10 Мм) с точностью выше чем 1 градус, причем 86 % источников сферриков, отождествленных с записями *NLDN*, имели пеленг в пределах 2° с предсказанным. Анализ азимутов прихода на станции Палмер позволил разрознять отдельные грозовые очаги, обнаруживать ареалы, свободные от грозовой активности, и получать оценку частотности молний в грозах, идущих в разных регионах земного шара. Например, от одного из грозовых очагов, идентифицированного с грозой в Луизиане, молнии которого были зарегистрированы сетью *NLDN*, на станции Палмер наблюдалось в  $\approx 3$  раза больше сферриков. Причем задержки между последовательными сферриками (которые укладывались в промежуток 300 мсек) равнялись в среднем 80 мсек, что намного превышает ожидаемые

значения для обратных разрядов, а также мощность этих принятых сфериков была сравнимой с мощностью от обычных, отождествленных с *NLDN*-вспышками (то есть возбужденных первым обратным разрядом). Сравнивая диаграммы направленности диполей разного местоположения и ориентации, авторы пришли к выводу, что дополнительные сферы с их записей должны происходить от внутриоблачных молний с значительной долей вертикального канала разряда.

Также интересными являются свидетельства в пользу того, что сферы (в том числе и ночные СНЧ – ОНЧ атмосферерики, т.е. твик-атмосферерики), порождаемые разными типами молний, различаются спектральным составом, то есть обладают большим или меньшим присутствием высокочастотных гармоник в составе сигнала. Так, согласно [63] отношение пиковых интенсивностей в полосе ОНЧ- (5.5...9.5 кГц) и СНЧ- (ниже 1.5 кГц) радиоволн, было на 14 % выше, чем для остальных, в случае сфериков, отождествленных с записями *NLDN*, то есть порождаемых CG-молниями.

Для прикладных и коммерческих задач (например, поиска мест повреждений линий электропередач) существенным является снижение затрат. С этой точки зрения сеть *NLDN* и ей подобные, которые используют лишь приземную волну в диапазоне средних волн, и ввиду ее значительного ослабления требуют плотности станций 1 / 10 кв.Мм, являются невыгодными для малонаселенных территорий.

Как правило, функционирующие в настоящее время сети локации молний, удалены от главных (в глобальном масштабе) тропических мировых грозных центров (за некоторыми исключениями – [23]) и используют достаточно сложную синхронно действующую аппаратуру.



### 1.3. Теоретические соотношения для расчета СНЧ-ОНЧ полей в волноводе Земля-ионосфера.

Молниевый разряд для задач возбуждения широкополосных СНЧ – ОНЧ сигналов в околосемном волноводе может быть представлен как короткоживущий вертикальный диполь. Вертикальная электрическая компонента поля, возбуждаемая точечным вертикальным электрическим диполем с токовым моментом  $I ds(\omega)$  может быть выражена в рамках бесконечной плоской модели полости Земля – ионосфера следующим образом [41]:

$$E_z = (1/4h) \mu_0 \omega I ds \sum \{ \delta_n S_n^2 H_0^{(2)}(kS_n \rho) \cos(kC_n z_0) \cos(kC_n z) \}, \quad (1.1)$$

где  $I$  – ток источника;

$ds$  – длина источника;

$\omega = 2\pi f$  – угловая частота;

$\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$  – магнитная проницаемость вакуума

$h$  – эффективная высота ионосферы;

$\delta_0 = 1, \delta_n = 2$  для  $n > 0$ ;

$\rho$  – дальность до источника;

$z_0$  и  $z$  – высота источника и приемника соответственно;

$C_n$  и  $S_n$  – комплексные косинус и синус комплексного угла падения излучения, связанные соотношением  $S_n^2 = 1 - C_n^2$ .

В случае, когда  $\rho$  велико и  $|kS_n \rho| > 2$ , функция Ханкеля  $H_0^{(2)}$  сводится к экспоненте. В случае, когда источник и приемник расположены на поверхности Земли, справедливы следующие приближенные выражения для вертикальной электрической и горизонтальной магнитной компонент поля:

$$E_z = \frac{1}{2} E_0 (\lambda/h) (\rho/\lambda)^{1/2} \exp(i(k\rho - \pi/4)) \sum \{ \delta_n S_n^{3/2} \exp(-i kS_n \rho) \}; \quad (1.2)$$

$$H_\varphi = (-1/2\eta) E_0 (\lambda/h) (\rho/\lambda)^{1/2} \exp(i(k\rho - \pi/4)) \sum \{\delta_n S_n^{1/2} \exp(-i k S_n \rho)\}; \quad (1.3)$$

где  $E_0 = i (\eta / \lambda) I ds \exp(-ik\rho) / \rho$ ;

$\varepsilon_0 = 8,854 \cdot 10^{-12}$  – диэлектрическая проницаемость вакуума, [Ф/м];

$\eta = \sqrt{\mu_0 / \varepsilon_0} \approx 120 \pi$  [Ом] – импеданс свободного пространства;

$\lambda$  – длина волны;

$k$  – волновое число в свободном пространстве;

$i = \sqrt{-1}$  – мнимая единица.

Приближение дальнего поля можно считать применимым при условиях  $\rho > 3h$  и  $\rho > 2\lambda$ .

Мощным инструментом, который позволил намного продвинуться в решении задач о распространении СНЧ – радиосигналов в полости Земля-ионосфера с неоднородной ионосферой, явился подход, предложенный в работе [20]. Существенные особенности его заключаются в следующем:

1) вертикальный профиль проводимости  $\sigma$  представляют в виде

$$\sigma(z) = \text{Const} \cdot \exp \{(z - H)/\zeta(z)\} = \text{Const} \cdot \exp \{(z - H) \beta(z)\},$$

где  $H$  – высота привязки, вертикальный масштаб  $\zeta(z)$  и параметр  $\beta(z) = 1/\zeta(z)$  являются аппроксимациями, действительными в некоторой окрестности каждой отдельной точки на вертикальном профиле проводимости;

2) вводят в рассмотрение две характерные высоты, различные для каждой отдельной частоты радиоволн. Для определения затухания и других параметров околосферного волновода для таких частот достаточно знать локальный вертикальный масштаб  $\zeta(z)$  в окрестности, сравнимой с длиной волны в среде, на этих характерных двух высотах, не задаваясь никакой другой предварительной информацией о ходе вертикального профиля проводимости между ними и в других частях профиля.

Такие два характерных параметра называются электрической  $h_E$  и магнитной  $h_M$  высотами. На первой, меньшей, высоте выполняется условие равенства токов проводимости и токов смещения, то есть  $\sigma(h_E) = \omega \varepsilon_0$ . Выше нее начинается резкий спад амплитуды электрического поля. Для формул (1.2), (1.3) высота отражения первого члена в сумме с индексом  $n=0$ , представляющего ТЕМ-волну равна электрической высоте  $h_E$ .

Условие нахождения второй характерной высоты состоит в том, что длина волны в плазме равна локальному вертикальному масштабу профиля проводимости, то есть когда

$$4 \omega \mu_0 \sigma(h_M) \zeta^2(h_M) = 1.$$

Как было продемонстрировано в [20], магнитное поле СНЧ-радиоволны проникает до этой высоты, а потом его амплитуда начинает резко убывать. Согласно [20], фазовая скорость радиоволны определяется отношением  $h_M/h_E$ , а ее параметр затухания  $\alpha$  прямо пропорционален сумме  $(\zeta_E/h_E + \zeta_M/h_M)$ .

#### **1.4. Твики**

Явление поперечного резонанса полости Земля-ионосфера теоретически было предсказано как отдельная ветвь собственных колебаний сферической полости [71]. Вследствие малого поперечного размера полости по сравнению с радиусом Земли эти собственные частоты практически совпадают с частотами бесконечного плоского волновода. Экспериментально глобальные поперечные резонансы сферической полости не обнаружены, что связано с более высоким затуханием волн и отсутствием кругосветных волн, возбуждаемых точечными источниками в ОНЧ диапазоне. Тем не менее, поперечный резонанс можно наблюдать при относительно небольших

дистанциях до источника. В дневных условиях эти резонансы наблюдались в экспериментах с нагревным стендом в Тромсё [59], возбуждающим ионосферу модулированным КВ излучением, и при регистрации ближних разрядов молний [48, 50]. Расстояние до источника составляло при этом несколько десятков километров. В ночных условиях в связи с уменьшением затухания дальность увеличивается до нескольких тысяч километров. При увеличении дистанции до точечного источника увеличивается диапазон углов, под которыми приходят волны, формирующие поле в точке наблюдения, и соответственно, в сигнале наблюдается частотная дисперсия. Для учета угловой зависимости необходимо знание координат источника, таким образом, проблема использования поперечного резонанса для мониторинга тесно связана с проблемой локации молний.

Разряды молний играют роль естественных источников электромагнитного излучения – атмосфериков, максимум спектральной плотности охватывает частотный диапазон от СНЧ до ОНЧ. Наиболее информативными являются атмосферерики, распространяющиеся по трассе, проходящей под ночной ионосферой. Затухание, обусловленное потерями в ионосфере, падает при повышении ее нижней границы в ночных условиях, и наблюдаются так называемые отражательные атмосферерики или «твики». Такие атмосферерики формируются в результате многократных переотражений импульса, излученного разрядом молнии, от земной поверхности и нижней границы ионосферы. Твики наблюдаются, как правило, в ночных условиях и отличаются от обычных атмосфериков большей (10...150 мс) длительностью. Если подключить громкоговоритель к выходу широкополосного усилителя магнитной или электрической антенны, твики будут слышны как короткие мелодичные звуки спадающего тона. В координатах время – частота (на сонограмме) твик выглядит в виде короткой широкополосной головной части, которая со временем «распадается» на несколько узкополосных дисперсионных ветвей, плавно убывающих по частоте со временем,

приближаясь асимптотически к критическим частотам волновода Земля – ионосфера.

Интерес к изучению твиков был связан с возможностью определения дистанции до молнии и высоты ионосферы по частотной дисперсии этих сигналов. Данному вопросу посвящена обширная литература [38, 64, 65, 67-69, 74, 81, 83]. Использование модели волновода с изотропными проводящими стенками позволило удовлетворительно объяснить дисперсионные свойства твиков. В работе [79] сигналы твиков интерпретировались как резонансные колебания в поперечном сечении плоского бесконечного резонатора Земля – ионосфера. На этой основе были получены оценки проводимости нижней ионосферы путем измерения параметров пика на резонансной частоте в спектре твика. Тем не менее, необычно слабое затухание при распространении твиков вблизи критических частот волновода, приводящее к появлению «хвостов» в твиках, удалось объяснить только, принимая во внимание магнитоактивные свойства ионосферной плазмы, вызванные влиянием магнитного поля Земли [66]. Модель волновода Земля – ионосфера с наклонным геомагнитным полем и реалистичным профилем электронной концентрации и частоты столкновений электронов с нейтральными частицами была использована в [77] для численных расчетов параметров распространения ОНЧ радиоволн в ночных условиях. В частности, было показано существенное различие форм ночных атмосфериков, приходящих с запада и с востока, вызванное разным затуханием  $TE$ - и  $TM$ - мод для случаев распространения с востока на запад и в противоположном направлении. В работах [21, 49, 51, 69, 84] получена детальная информация о поляризации твиков из трехкомпонентных измерений. Характерная черта, обнаруженная в этих исследованиях, – левая, близкая к круговой, поляризация хвостовой части твиков.

За счет снижения затухания в волноводе, в отличие от дневных условий, в формировании атмосферика в точке приема существенный вклад вносят волны, распространяющиеся не только под скользящими, но также и

под крутыми углами падения к границам. Проходя диапазон от скользящих углов до углов близких к нормальным, волны формируют дисперсионные ветви, мгновенная частота которых меняется со временем в соответствии со следующей зависимостью в приближении плоского бесконечного волновода с идеально проводящими границами [67, 83]:

$$f_p(\tau) = \frac{f_{cp}}{\sqrt{1 - \left(1 + \frac{c\tau}{r}\right)^{-2}}}, \quad (1.4)$$

где время  $\tau$  отсчитывается от момента прихода атмосферика в точку наблюдения;

$f_{cp} = cp/2h$  – критическая частота плоского волновода для  $p$ -й моды ( $p = 1, 2, 3 \dots$ );

$c$  – скорость света в вакууме;  $r$  – дистанция до источника;  $h$  – высота нижней границы ионосферы.

Пример записи твика приведен на рис. 1.4. Кроме вертикальной электрической и горизонтальной магнитной, поперечной к направлению распространения твика, в поле присутствует продольная магнитная компонента, появление которой обусловлено анизотропией верхней стенки волновода. Можно видеть, что начальный участок (головная часть твика,  $\tau < 0,5$  мс) линейно поляризован, поскольку он практически отсутствует в продольной компоненте поля (рис. 1.4а). За счет вклада волн, распространяющихся под крутыми углами к границам, в спектрах ночных атмосфериков наблюдаются составляющие в областях, близких к частотам отсечки волновода [78], которые отмечены на рис 1.4б вертикальными линиями, помеченные соответствующими номеру моды числами. Спектр хвостовой части атмосферика распадается на несколько ветвей на сонограмме (рис. 1.4в), мгновенные частоты которых асимптотически приближаются к частотам отсечки волновода при увеличении  $\tau$ . Таким

образом, возникает возможность прямой оценки эффективной высоты ионосферы по хвостовой части твика для ряда частот, диапазон которых зависит от количества наблюдаемых мод в сигнале [83].

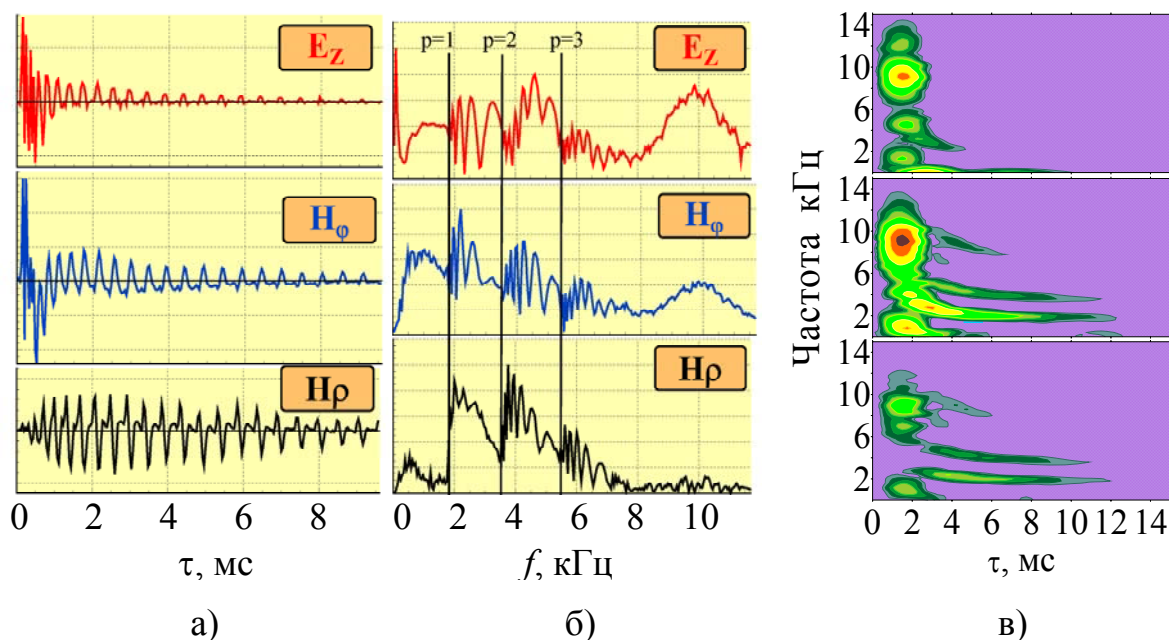


Рис. 1.4. Волновые формы (а), спектры (б), и сонограммы (в) вертикальной электрической  $E_z$ , поперечной  $H_\phi$  и продольной  $H_\rho$  магнитных компонент поля ночного атмосферика – твика

Благодаря описанному выше механизму формирования, ночной атмосферик несет информацию о средней высоте ионосферы вдоль трассы распространения и о дистанции до источника. Анализ на основе модели распространения с учетом геомагнитного поля и высотного профиля концентрации электронов позволяет получать детальную информацию о свойствах нижней ионосферы [9-11, 21, 22, 41, 43-45, 51, 69].

Однако до сих пор ночные атмосферика в качестве ионосферного зонда использовались довольно эпизодически. Известны только несколько работ, связанных с мониторингом ионосферы с использованием атмосфериков. В качестве примеров можно упомянуть о наблюдениях твиков, показывающие изменения высоты ионосферы, связанные с

солнечным затмением [46], и изучение вариаций пиковых частот твиков, связанных с геомагнитными возмущениями [69].

Существенное преимущество использования атмосфериков состоит в широкой полосе частот излучения и возможности выделения отдельных мод колебаний в волноводе путем частотно-временной фильтрации (рис. 1.4в), что является невозможным для узкополосных сигналов ОНЧ передатчиков. Узкополосный сигнал, регистрируемый на частотах ОНЧ передатчиков, в ходе распространения в волноводе при ночных условиях в ионосфере формируется несколькими модами колебаний, которые сложно разделить, что осложняет решение обратной задачи. Анализ широкополосных многомодовых твиков может использоваться для оценки профиля плотности электронов в окрестности высоты отражения ОНЧ волн, как было продемонстрировано в работе [51]. Другое преимущество использования атмосфериков связано с обширным распределением грозовой активности, которая обеспечивает возможность контроля ионосферы с различных направлений и может применяться для оценки пространственных размеров ионосферных возмущений с отдельной станции в зависимости от конкретной метеорологической ситуации.

Проблемы, связанные с неизвестным положением молний, могут быть решены на основе новых однопозиционных методов локации твик-атмосфериков [3, 22, 44], которые обеспечивают достаточную точность. Использование национальных сетей локации молний (*NLDN*) также может быть полезно для анализа атмосфериков [10]. Кроме того, привлечение результатов локации источников с помощью *NLDN* может быть использовано для контроля высоты ионосферы в дневных условиях.

Однако для более полного использования информации, содержащейся в широкополосных СНЧ – ОНЧ атмосфериках, представляется полезным развитие также дополнительных методов локации молний с помощью анализа таких сигналов, поставив целью добиться как максимально достижимой точности, так и возможности локации молний с предельно



коротких дистанций, в пределах которых высшие гармоники в составе сигнала атмосфериков еще не испытывают значительного затухания.

Реализация мониторинга нижних слоев ионосферы с помощью твик-атмосфериков представляет собой двоякую проблему. Первая включает разработку системы сбора данных, алгоритмов и программного обеспечения для автоматического распознавания и отбора твик-атмосфериков, локации источников на основе известных особенностей их спектрального состава и поляризации электромагнитных волн. Вторая проблема зависит только частично от разработанного оборудования и алгоритмов. Это связано со стохастическим характером пространственной и временной динамики грозовой активности вокруг области, представляющей интерес. Максимальная дальность распространения для твиков достигает нескольких тысяч километров, и высока вероятность наличия значительного количества источников в пределах такой обширной области. Другая особенность – в широких пределах азимутального распределения источников относительно точки наблюдения, что обеспечит обширную область для контроля ионосферы с отдельной станции. Для сравнения можно заметить, что в случае ограниченного числа навигационных ОНЧ станций для оценки пространственных параметров ионосферных возмущений требуются многопозиционные методы измерений [16, 24].

### ***1.5. Выводы по разделу 1***

Проведенный обзор подтверждает актуальность использования ночных СНЧ – ОНЧ атмосфериков для изучения распространения СНЧ – ОНЧ радиосигналов в полости Земля – ионосфера. Продолжающиеся исследования и публикации охватывают широкий круг задач, связанный с использованием традиционных, таких как радиозондирование сигналами ОНЧ радиостанций, и новых методов для изучения параметров глобального

сферического волновода Земля – ионосфера, свойств нижней ионосферы, и распределения источников естественного СНЧ – ОНЧ излучения, непрерывно генерирующегося в околоземном волноводе в результате глобальной грозовой активности. Несмотря на это, существует ряд проблем, связанных с детальным исследованием модовой структуры СНЧ – ОНЧ полей, распространяющихся в полости Земля – ионосфера, а также с изучением нижней ионосферы на среднем пространственном масштабе.

Существующие модели нижней ионосферы, как и ее измерения, демонстрируют, что она является сложным объектом, непрерывно изменяющимся в пространстве и времени, значительно варьирующимся на суточном масштабе от дня к ночи. Большинство работ посвящены теоретическому либо экспериментальному исследованию состояния нижней ионосферы либо усредненно на глобальном масштабе, либо узлокально в местах запуска ракетных зондов, расположения радаров некогерентного рассеяния, или вдоль выделенных трасс радиопросвечивания от единичных ОНЧ радиостанций, или от спутника к спутнику. Существует определенный недостаток систем и методов, которые могли бы позволить мониторинг состояния глобального околоземного волновода в окрестности нескольких мегаметров от любой точки наблюдения.

Должны быть развиты новые методы пассивного радиопросвечивания нижней ионосферы при помощи естественных сигналов СНЧ – ОНЧ атмосфериков, которые являются обильным и повсеместным зондирующим инструментом. Вопросы достижения достаточно высокой точности восстановления параметров волновода Земля – ионосфера вдоль трасс твик-атмосфериков должны быть решены за счет оптимизации в решении обратных задач радиофизики, и разработки эффективных вычислительных процедур.

Достаточно полно развита теория, описывающая многомодовое распространение широкополосных ночных СНЧ – ОНЧ атмосфериков (твик-атмосфериков) в полости Земля – ионосфера (ее основные черты можно

видеть в работах Рябова и Сухорукова [47, 60]). Однако для большинства работ, изучающих твики экспериментально, задача сводится к рассмотрению излучения на первой (фундаментальной) моде. Вопросы присутствия в сигнале мод высших порядков, извлечения дополнительной информации о состоянии околосемного волновода, которая в них содержится, изучены пока недостаточно.

Широкополосные естественные сигналы СНЧ – ОНЧ ночных атмосфериков, в которых благодаря частотной дисперсии возможно вычлениить и раздельно исследовать отдельные волноводные моды, требуют дополнительного изучения на материале экспериментальных данных, накопленных в статистически значимом объеме.

## **Раздел 2. Методы определения высоты естественного волновода и дальности до источника по сигналам твиков**

Целью описанных в настоящем разделе исследований являлось развитие существующих, разработка новых методов однопозиционной локации молний и нахождения параметров нижней ионосферы. Для оценки дистанции до источника (молнии), средней эффективной высоты волновода и эффективных высот отражения отдельных мод в составе сигнала твик-атмосферика предложен новый способ, являющийся развитием сонограммного метода [86]. На основе численного эксперимента получены оценки точности определения параметров трассы распространения по отдельным модам в сигнале твика. Акцент делался на эффективности разрабатываемых алгоритмов решения обратной задачи, устойчивости получаемых оценок параметров модели, достижении максимально возможной точности оценок [19, 55, 57, 58, 72, 86, 87, 89]. Работа методов продемонстрирована на экспериментальных записях твиков.

### **2.1. Интерференционный метод**

Для оценки высоты нижней границы ионосферы и дальности до источника была ранее предложена модификация метода [44], основанного на выделении фазового спектра первой волноводной моды по трехкомпонентным записям твиков. Наиболее существенной проблемой в упомянутом методе является точное определение начала атмосферика, т.е. момента его прихода в пункт наблюдения, определяющего вид фазового спектра.

Поэтому, вместо фазового спектра в описываемой методике рассматриваются положения минимумов и максимумов в амплитудном спектре твика, возникающих за счет интерференции нулевой и первой мод в

диапазоне частот между частотами отсечки первой и второй мод и не зависящие от точности определения момента прихода атмосферика. Вертикальное электрическую или горизонтальную поперечную магнитную компоненту можно формально представить в виде суммы двух мод:

$$\begin{aligned} A(\omega) &= a_0 \exp(ikrS_0) + a_1 \exp(ikrS_1) = \\ &= a_0 \exp(ikrS_0) \left[ 1 + \frac{a_1}{a_0} \exp(ikr(S_1 - S_0)) \right], \end{aligned} \quad (2.1)$$

где  $i = \sqrt{-1}$ ,  $k = \frac{\omega}{c}$  – волновое число свободного пространства;

$\omega$  – угловая частота;

$r$  – расстояние до источника;

$c$  – скорость света в вакууме;

$S_0, S_1$  и  $a_0, a_1$  – соответственно синусы собственных углов и амплитуды нулевой и первой мод.

Предполагая, что частотные зависимости амплитуд  $a_0(\omega)$  и  $a_1(\omega)$  являются достаточно гладкими в рассматриваемом частотном диапазоне, можно получить из (2.1) частоты минимумов и максимумов в амплитудном спектре, которые возникают, когда разность фаз между нулевой и первой модами [44]

$$\Delta\phi = kr \operatorname{Re}(S_1 - S_0) \quad (2.2)$$

становится равной  $-(2n-1)\pi$ ,  $n=1,2,..$  или  $-2n\pi$ ,  $n=0,1,..$  для условия минимума или максимума в спектре соответственно.

Интерференция между нулевой и первой модами в спектре твика рассматривается в модели плоского волновода Земля – ионосфера, что является достаточно точным приближением для дистанций до нескольких

мегаметров. Для простоты рассмотрим случай плоского волновода с идеально проводящими границами. Синус угла нулевой моды принят равным  $S_0 = 1$  как для плоской *TEM* волны, распространяющейся параллельно границам волновода. В данном случае

$$S_0 = 1, \quad S_1 = \sqrt{1 - \left(\frac{f_{c1}}{f}\right)^2}, \quad (2.3)$$

где  $f_{c1} = c/2h$  первая частота отсечки;

$h$  – высота ионосферы;

$f$  – частота волны.

Тогда, разность фаз между этими модами (2.2) сводится к следующему виду:

$$\Delta\phi = \frac{\omega}{c} r (S_1 - 1), \quad (2.4)$$

Используя выражения (2.3) и (2.4) можно найти частоту  $n$ -го минимума в спектре:

$$f_n = \frac{f_{c1}^2 r}{(2n-1)c} + \frac{(2n-1)c}{4r}. \quad (2.5)$$

Подстановка выражения для частоты отсечки в (2.5) дает следующее соотношение, связывающее частоту  $n$ -го минимума с высотой волновода и дальностью до источника:

$$f_n = \frac{cr}{4(2n-1)h^2} + \frac{(2n-1)c}{4r}, \quad (2.6)$$

Полученная зависимость имеет минимум при следующем значении  $n$ :

$$n_{\min} = \frac{1}{2} + \frac{r}{2h}. \quad (2.7)$$

Таким образом, можно сделать заключение, что полное количество интерференционных минимумов в спектре твика, образующихся за счет взаимодействия нулевой и первой мод, зависит только от одной переменной – отношения дистанции до источника к высоте волновода. Частота, соответствующая  $n_{\min}$ , равна первой частоте отсечки:

$$f_n(n_{\min}) = f_{c1} \quad (2.8)$$

Необходимо отметить, что выражение (2.7) дает формальное основание для способа оценки дистанции путем подсчета полного количества вариаций в спектре твика, предложенного в работе [35].

Метод определения дистанции путем подсчета полного количества вариаций в спектре ночных атмосфериков за счет интерференции между двумя соседними модами имеет простой физический смысл и отличается простотой, однако существует ряд особенностей, ограничивающих его точность. Принимая для анализа интерференцию между нулевой и первой модами, можно указать на два таких фактора. Первый связан с трудностью определения количества вариаций в области частот выше частоты отсечки второй моды, где взаимодействуют уже более двух мод, частоты первых минимумов могут лежать в достаточно высокочастотной области. Так, например, при  $h = 90$  км и  $r = 3000$  км частота первого минимума  $f_1$  в соответствии с формулой (2.6) близка к 30 кГц. Вторая причина связана с трудностью определения количества вариаций вблизи частоты отсечки первой моды, где ширина таких вариаций сужается, в особенности для значительно удаленных источников, и, вследствие ограниченного частотного

разрешения некоторые вариации могут быть не учтены. Так, при параметрах, использованных в предыдущей оценке, согласно формулам (2.6, 2.7) расстояние между ближайшими к частоте отсечки минимумами составляет около 50 Гц. Такой разнос по частоте близок к частотному разрешению в спектре атмосфера, длительность которого составляет несколько десятков миллисекунд.

Для преодоления указанных ограничений была предложена в [85] следующая модификация метода, в которой используется диапазон между частотами отсечки первой и второй мод.

Пусть  $f_1 = \alpha f_{c1}$ ;  $f_2 = \beta f_{c1}$ ;  $\beta > \alpha \geq 1$ , где  $f_1$  и  $f_2$  – значения частот первого и последнего уверенно определяемых минимумов в спектре. Тогда разность фаз между данными частотами, определяемая взаимодействием нулевой и первой мод, из формулы (2.4) равна:

$$\Delta\phi_{12} = \Delta\phi_2 - \Delta\phi_1 = \frac{2\pi}{c} r [f_2 (S_1(f_2) - 1) - f_1 (S_1(f_1) - 1)] \quad (2.9)$$

Учитывая формулу для критической частоты первой моды, полагая косинус модального угла  $C_1 = \frac{f_{c1}}{f}$ , получим количество вариаций в заданном частотном диапазоне:

$$n_{12} = \frac{\Delta\phi_{12}}{2\pi} = \frac{r}{2h} (\sqrt{\beta^2 - 1} - \sqrt{\alpha^2 - 1} - \beta + \alpha) \quad (2.10)$$

Таким образом, модифицированная методика определения дистанции сводится к следующему:

1) По спектру хвостовой части атмосфера определяется частота отсечки первой моды и, соответственно, высота отражения от ионосферы [83].



2) В диапазоне частот  $f \geq f_{c1}$  выбираются и подсчитываются уверенно определяемое количество вариаций в спектре атмосфера  $n_{12}$ .

3) Определяются частоты первого и последнего минимумов  $f_1, f_2$  и коэффициенты  $\alpha$  и  $\beta$ .

4) Полученные величины подставляются в (2.10), откуда находится дистанция  $r$ .

Выше мы привели описание методики оценки дистанции до источника с привлечением стороннего метода оценки высоты волновода. Однако рассмотренная модель позволяет оценить оба параметра: как высоту волновода, так и дистанцию.

Определение номера минимума в спектре  $n$  в (2.2) может быть затруднено, как упоминалось выше, за счет ограниченной полосы и частотного разрешения спектров, а также влияния высших мод. Для исключения  $n$  мы будем рассматривать условия (2.2) для минимумов и максимумов, наблюдающихся в диапазоне между первой и второй частотами отсечки. Для любой пары экстремумов будет выполняться следующее соотношение:

$$\Delta\phi_1 - \Delta\phi_2 = 2\pi m, \quad (2.11)$$

где  $m$  – количество вариаций в амплитудном спектре между выбранными максимумами или минимумами.

Для определения искомым параметров  $r$  и  $h$  решается обратная задача на основе метода наименьших квадратов путем минимизации следующего функционала:

$$F(r, h) = \sum_{i=1}^{l-1} \sum_{j=i+1}^l \left( \Delta\phi(f_j) - \Delta\phi(f_i) - 2\pi(j-i) \right)^2, \quad (2.12)$$

где  $l$  – количество минимумов или максимумов в рассматриваемом частотном диапазоне;

$f_i$  и  $f_j$  частоты экстремумов, определяемые из измеренных спектров.

Примеры волновой формы и спектра мощности электрической компоненты твика представлены на рис. 2.1. Вертикальными линиями отмечены положения максимумов и минимумов, полученные при решении обратной задачи, расположение которых на оси частот отвечает следующим параметрам:  $h = 90$  км ( $f_{c1} = 1,667$  кГц);  $r = 2070$  км.

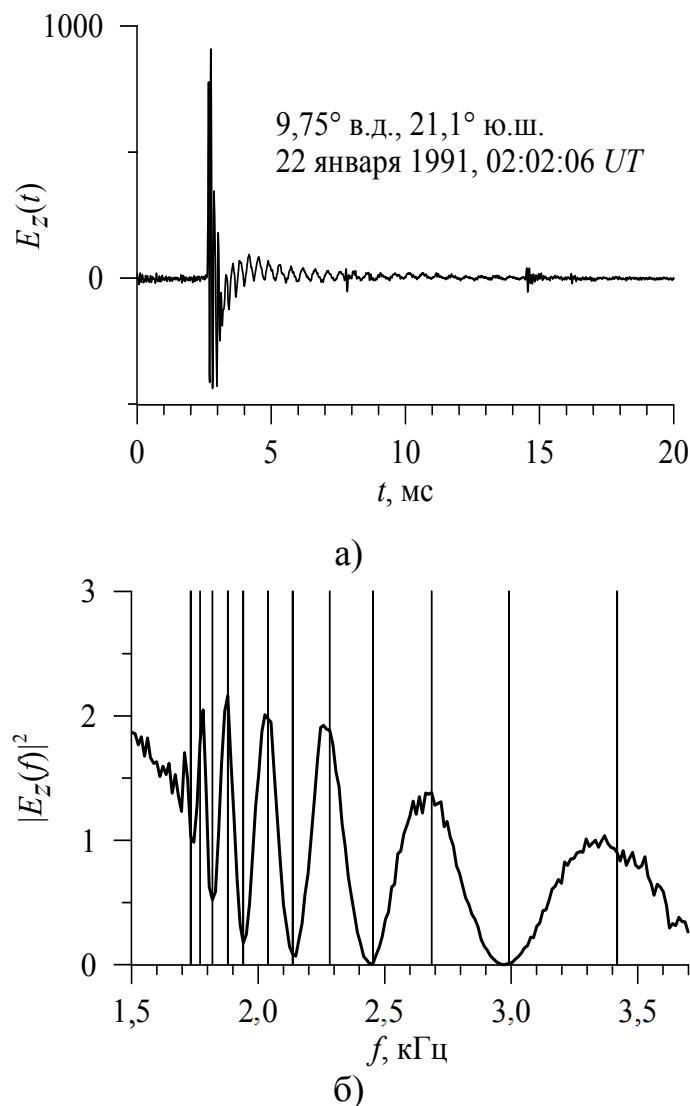


Рис. 2.1: Волновая форма вертикальной электрической компоненты твика (а) и ее спектр мощности (б)

## 2.2. Многомодовый метод

Абсолютное большинство твиков, приходящих с дистанций менее 4 Мм, имеет в спектральном составе более одной гармоники. Твики, приходящие с дистанций более 4 Мм, являются, с одной стороны, экстремально мощными (поскольку не были полностью сглажены затуханием в волноводе Земля-ионосфера), и с другой стороны редкими. Оба этих обстоятельства уменьшают их полезность для статистической обработки. Собственно схожесть характеристик «редких-и-сильных» твиков, порожденных экстремально сильными разрядами молний, с характеристиками «рядовых» твиков сама по себе является предметом обсуждения. Так, не исключена возможность, что соотношение CG+ молний (cloud-to-ground) (молний, направленных из туч в землю), CG- молний, IC молний (intercloud, т.е. внутриоблачных, имеющих в своем составе больше, чем другие разновидности, горизонтальных каналов), и сверхмощных разрядов, направленных из туч вверх (источников ELVES), в качестве источников сигнала различно для разных по мощности твиков.

Многомодовый спектральный состав массовых, «рядовых» твиков являлся обстоятельством, породившим идею использовать как можно больше гармоник твика в процессе определения параметров его трассы.

Определение  $D$  и  $h$  обычно выполняется путем подгонки этих двух параметров для получения минимального среднеквадратического отклонения экспериментальных точек, соответствующих дисперсионной ветви на динамическом спектре твика, от теоретической зависимости (1.4) [68]. Для упрощения процесса подгонки представим (1.4) в следующих двух вариантах:

$$D = \frac{c\tau}{\frac{1}{\sqrt{1 - f_{cp}^2/f_p^2(\tau)}} - 1}, \quad (2.13)$$

$$f_{cp} = f_p(\tau) \sqrt{1 - \left(1 + \frac{c\tau}{D}\right)^{-2}}. \quad (2.14)$$

Выражения (2.13) и (2.14) позволяют свести определение двух искомым параметров  $D$  и  $f_{cp}$  ( $h = cp/2f_{cp}$ ) к проблеме одномерной оптимизации.

Построим линейную регрессию для  $D$  из (2.13) по точкам экспериментальной дисперсионной зависимости  $f_p(\tau_k)$  и начальному значению  $f_{cp}$ :

$$D'(h, \tau) = A + B\tau. \quad (2.15)$$

Коэффициенты регрессии, определенные по методу наименьших квадратов, равны:

$$B = \frac{\sum_{k=1}^N [D(h, \tau_k) - \overline{D}(h)](\tau_k - \bar{\tau})}{\sum_{k=1}^N (\tau_k - \bar{\tau})^2}, \quad (2.16)$$

$$A = \overline{D}(h) - B\bar{\tau}$$

где верхняя черта обозначает среднее значение. Минимизируя абсолютное значение коэффициента наклона линии регрессии  $|B|$  вариацией  $f_{cp}$ , получим оценки обоих параметров. Аналогичную процедуру можно выполнить на основе (2.14) минимизацией наклона линейной регрессии  $f'_{cp}(D, \tau)$ .

Сколько бы ни было дисперсионных ветвей в динамическом спектре твика, соответствующих гармоникам сигнала, произвести по каждой из них

такую оценку возможно до тех пор, пока данная конкретная ветвь не зашумлена чрезмерно для того, чтобы быть различимой.

Очевидно, что параметр  $D$ , для каждой гармоники, совпадает в рамках модели плоской Земли. Далее, необходимо рассмотреть следующие вопросы:

1) является ли «эффективная высота отражения»  $h$  для каждой гармоники одной и той же величиной или разными величинами?

2) какова точность определения высоты при помощи используемых цифровых методов, и достаточна ли она, чтобы отличить «эффективные высоты» для разных по номеру гармоник, если те неодинаковы?

3) одинаково ли работает созданный алгоритм для разных по номеру гармоник твика?

4) существует ли систематическое смещение оценок в алгоритме, и в какой области параметров оно наиболее сильно?

Из предварительных экспериментальных данных известно, что в области высот, где в ночное время происходит отражение твиков (85...90 км), существенные изменения концентрации заряженных частиц наблюдаются на вертикальном масштабе в несколько километров [80].

В процедуру обработки экспериментальных записей был введен ряд деталей с целью повысить точность оценок. Вначале определяется азимут прихода твика с помощью вычисления вектора Умова-Пойнтинга в широкой полосе частот [35]. Временные формы магнитных компонент преобразуются к системе координат, связанной с направлением на источник. Рассматривая в дальнейшем продольную компоненту поля, мы избавляемся от влияния мощной головной части и низкочастотной составляющей (нулевой моды), которые линейно поляризованы. Первая и высшие моды эллиптически поляризованы и вносят вклад как в поперечную, так и в продольную компоненты поля твика.

Для получения дисперсионных зависимостей в сигнале твика строились динамические спектры (сонограммы) компонент поля с помощью алгоритма быстрого преобразования Фурье (БПФ). При этом для каждой

отдельной записи вычислялся набор амплитудных спектров в диапазоне 1,5 – 20 кГц на интервалах времени длительностью 2,56...5,12 мс вдоль всего сигнала со сдвижкой 0,3 мс. Текущие спектры рассчитывались по реализациям переменной длины, чтобы улучшить разрешение по времени в начальной части твика, где наблюдается большая частотная дисперсия. Длина реализации определялась таким образом, чтобы в нее попадало приблизительно одинаковое количество периодов текущей частоты (8 периодов в нашем случае). Для этого использовалась зависимость (1.4), полученная по начальным оценкам высоты волновода и дальности до источника. Все полученные оценки в дальнейшем сопоставляются с текущим временем задержки  $\tau_k$ , которое отнесено к середине интервала.

Использование не середины интервала, а центра тяжести кривой могло бы несколько увеличить точность оценки, но исследуемые зависимости описываются аналитическими функциями, которые приводят к неберущимся интегралам. Численное взятие интегралов привело бы к значительному и непродуктивному увеличению вычислительного времени.

Для уменьшения влияния краевых эффектов на спектральные оценки перед выполнением БПФ текущая реализация умножалась на временное окно Хэмминга. Частоты максимумов уточнялись с помощью вычисления центра тяжести соответствующего пика по точке максимума и двум соседним отсчетам в амплитудном спектре

$$f_{MAX} = \Delta f \frac{(k-1)W_{k-1} + kW_k + (k+1)W_{k+1}}{W_{k-1} + W_k + W_{k+1}}, \quad (2.17)$$

где  $k$  – номер отсчета, соответствующий максимуму в спектре сигнала,  $k = 0 \dots N-1$ ;  $N$  – длина БПФ;  $\Delta f$  – шаг по частоте в дискретном спектре,

$$W_k = |H_k|^2.$$

Начальную оценку высоты, как упоминалось выше, можно получить по хвостовой части твика. Для этого рассчитывался спектр сигнала с обнуленной головной частью длительностью 2,56 мс. По первому пику, соответствующему первой моде, определялся отсчет в спектре, в котором амплитуда падает в два раза в сторону низких частот от максимума. Полученная частота принимается в качестве начальной оценки частоты отсечки первой моды. Оценки частот отсечки для высших мод принимались кратными частоте отсечки первой моды.

По начальной оценке критической частоты с помощью (2.13) рассчитывались значения дистанции для нескольких задержек в начале импульса (1, 2, 3, 4 мс). Среднее по полученным значениям бралось в качестве первоначальной оценки дистанции.

В случае, когда для данной записи твика существовала оценка пары параметров (высота и дистанция), произведенная интерференционным методом, она использовалась как первоначальные оценки высоты и дистанции независимо. Поскольку изучаемая в методике интерференция происходит между нулевой и первой гармониками твик-атмосферика, эти оценки тоже относятся к первой моде. В рамках условий распространения, принятых для интерференционного метода, различия между эффективными высотами отражения разных гармоник не принимаются во внимание. Однако, обращаясь к ним при подходе, необходимом для многомодового метода, следует провести такое разграничение. Аналогично, оценки частот отсечки для высших мод принимались кратными частоте отсечки первой моды.

Для каждой гармоники твика строится «коридор» шириной  $\pm 0,4$  кГц вокруг зависимости (1.4), полученной по начальным оценкам  $D$  и  $f_{cp}$ , и строится зависимость мгновенной частоты от времени  $f_p(\tau_k)$ , где  $k$  – номер отсчета в динамическом спектре, отсчеты которой попадают внутрь «коридора».

На этой зависимости оператором выбираются интервалы времени для анализа методом линейной регрессии, используя такие критерии:

- 2.1) амплитуда спектральной составляющей выше порогового значения (подобранного эмпирически по анализу ансамбля данных);
- 2.2) после того, как на интервале проведена прямая средней квадратической регрессии по оценкам дальности, стандартное отклонение невязок не превышает заданный порог (15 % от начальной оценки дальности);
- 2.3) в интервале содержалось 20 и более отсчетов, что соответствует минимальной длительности анализируемой реализации 6 мс.

Предметом для дискуссии является вопрос, насколько статистически независимы между собой оценки дальности, полученные для разных отсчетов. В самом деле, участки реализации, по которым получены спектры, частично перекрываются. В связи с этим оценки должны были бы быть в некоторой мере коррелированы. С другой стороны, можно наблюдать, что в хвостовой части твика, где сигнал слаб по отношению к фоновым помехам, а чувствительность алгоритма к малым отличиям частоты резко растет, оценки дальности и высот разбросаны случайным образом и для соседних отсчетов разность может превышать 500 % от начальной оценки дальности.

В случае, если мы постулируем, что полученные для каждого отсчета времени оценки статистически независимы, естественным является предположить, что они обладают гауссовским (нормальным) статистическим распределением. Тогда, для надежного определения математического ожидания по выборке из  $N$  объектов достаточно  $N \geq 20$ , если объекты нормально распределены.

Рассмотрим на ряде примеров данную методику применительно к экспериментальным записям, сделанным на борту научно-исследовательского судна «Академик Вернадский» [83], для различных диапазонов дальностей до источника твика. Из предварительных соображений (в самом общем смысле) возможно выделить четыре диапазона дальностей сравнительно с длиной волны первой гармоники твика, которая равняется примерно 180 км:



1) «сверхближняя зона» – 1...2 длины волны, менее 400 км (методика не работает);

2) «ближняя зона» – 2...5 длин волн, примерно 400...1000 км (нижняя граница применимости, первую гармонику твика имеет смысл не учитывать при усреднении);

3) «дальняя зона» – более 10 длин волн, 1800 км и более (все гармоники твика равнозначимы при усреднении);

4) «промежуточная зона» – 5...10 длин волн, 1000...1800 км.

Для демонстрации применения методики далее приведены примеры определения дальности и эффективной высоты ионосферы вдоль трассы распространения для трех дистанций в диапазоне от 500 км до 2,5 Мм по экспериментальным записям твиков.

Можно выделить несколько основных факторов, влияющих на точность оценок. Первый – случайные шумы, связанные как с собственными шумами приемной аппаратуры, так и с атмосферными импульсными помехами от дальних молний, которые могут наложиться на анализируемую реализацию. Вторым фактором – методические погрешности, которые связаны со смещением спектральных оценок мгновенной частоты сигнала, характеризующегося сильной частотной дисперсией в комбинации со значительными вариациями амплитуды в пределах анализируемых временных реализаций.

Очевидно, что первый фактор в основном влияет на точность оценки критической частоты волновода, поскольку становится доминирующим в хвостовой части сигнала твика, где частота приближается к частоте отсечки, а амплитуда падает. Вторым фактором может играть существенную роль в оценке как высоты, так и дальности, в начальной части импульса, где велика частотная дисперсия сигнала, а ее зависимость от времени определяется обоими этими параметрами.

Еще один фактор связан с тем, что, как отмечалось выше, для определения значений текущих частот выбирается интервал, вмещающий

фиксированное число периодов на первой моде. Число периодов в сигнале для высших мод будет в кратное количество раз больше при той же относительной перестройке частоты, что и для первой моды. В подразделе 2.3 описаны эффекты, к которым приводит наличие максимумов и минимумов внутри интервала, для обработки модельных (искусственных) сигналов твиков. Примерно те же зависимости, но более замаскированные присутствием помех, наблюдаются на результатах обработки экспериментальных записей. На графиках наблюдаются осцилляции, возникающие из-за краевых эффектов в алгоритме, с периодом, примерно равным интервалу времени, по которому определялся спектр. Так, при исследовании алгоритма обнаружено, что при двукратном увеличении интервала период осцилляций также возрастет в два раза. Их амплитуда растет при уменьшении дальности и номера моды твика, также она возрастает в хвостовой части сигнала (т.е. при больших значениях времен задержки), что связано с увеличением чувствительности формулы (2.13) к малым отклонениям мгновенной частоты при приближении к критической частоте волновода.

Пример определения дальности до источника и эффективной высоты ионосферы по восьми ветвям твика продемонстрирован на рис. 2.2. Запись сделана в точке с координатами  $5,5^\circ$  в.д.,  $16,7^\circ$  ю.ш., 21 января 1991 г., в 19:46:34 универсального времени. Крестиками обозначены оценки дальности, полученные по формуле (2.13) для каждого отсчета соответствующей дисперсионной кривой.

Сплошные горизонтальные линии прямых средней квадратической линейной регрессии соответствуют найденным значениям дальности после минимизации модуля угла наклона, путем подбора значения высоты.

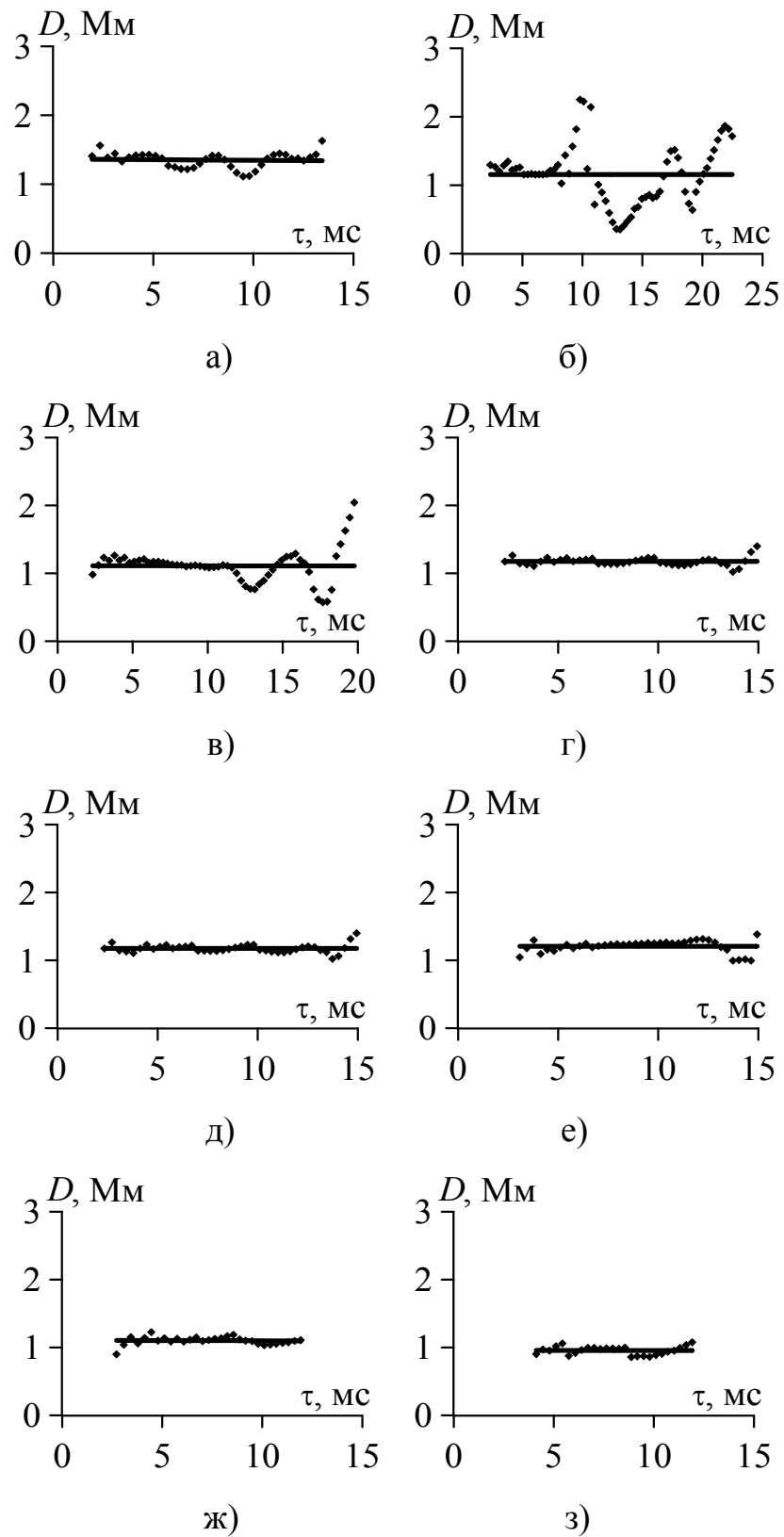


Рис. 2.2. Оценки высоты ионосферы и дистанции до источника по 1-й – 8-й дисперсионным ветвям твика (а-з соответственно)

Указанные выше осцилляции хорошо видны на гармониках твика 1-ой...4-ой (включая 2-ую гармонику, несущую также много помех). В хвостовой части 3-ей гармоники после 15 мс хорошо видны осцилляции, резко возрастающие со временем (на других рисунках не показаны аналогичные отрезки для временных задержек больших, чем 15 мс). В полной записи твика присутствует мощная импульсная помеха, начало которой соответствует временной задержке 12 мс.

В табл. 2.1 приведены средние значения эффективной высоты и дальности с соответствующими стандартными отклонениями, полученные по дисперсионным зависимостям для каждой ветви.

Таблица 2.1

№ ветви	$h$ , км	$D$ , Мм
1	$89,85 \pm 1,09$	$1,35 \pm 0,11$
2	$87,79 \pm 1,86$	$1,16 \pm 0,43$
3	$87,93 \pm 0,79$	$1,11 \pm 0,25$
4	$87,84 \pm 0,38$	$1,17 \pm 0,06$
5	$87,92 \pm 0,46$	$1,19 \pm 0,10$
6	$88,17 \pm 0,58$	$1,20 \pm 0,09$
7	$87,6 \pm 0,78$	$1,10 \pm 0,06$
8	$86,83 \pm 0,38$	$0,96 \pm 0,06$

Графическое представление данных из табл. 2.1 показано на рис. 2.3. Необходимо отметить, что наблюдается корреляция между оценками дальности и высоты: большим значениям оценки дальности соответствуют большие значения оценок высоты, что следует из зависимостей (2.13), (2.14). Средние значения высоты и дальности и соответствующие среднеквадратические отклонения, вычисленные по всем восьми модам ( $h = (87,99 \pm 0,81)$  км;  $D = (1,16 \pm 0,15)$  Мм), показаны горизонтальными линиями.

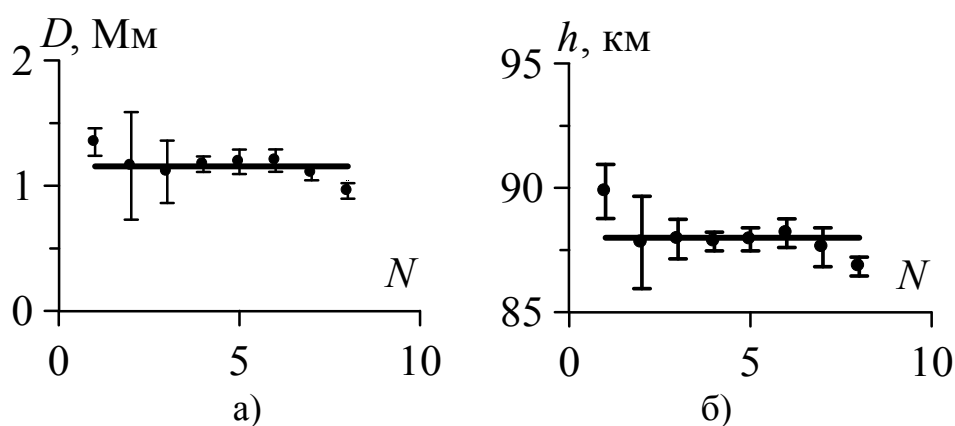


Рис. 2.3. Оценки значений дальности до источника (а) и эффективной высоты ионосферы (б). Показаны доверительные интервалы по уровню значимости 70 % ( $\pm\sigma$ ) и средние значения параметров по всем модам.

Можно видеть, что значения средних находятся внутри интервалов среднеквадратичных отклонений для 2-й – 7-й ветвей. Для 1-й и 8-й ветви наблюдаются существенные отклонения от средних в сторону больших и меньших значений соответственно.

Через полученные для каждой отдельной гармоники оценки дистанции и текущие значения частот максимумов динамического спектра мы получаем текущие значения эффективной высоты отражения для каждой гармоники твика. На рисунке 2.4 приведены две такие зависимости для 1-ой и 6-ой гармоник твик-атмосферика, результаты обработки которого показаны на рис. 2.2, 2.3. Средние значения эффективных высот по соответствующему интервалу времени несколько различаются от результатов подгонки частот и эффективных высот, участвующих в алгоритме. Как правило, эти значения находятся внутри доверительного интервала  $\pm\sigma$  для эффективных высот. Полный набор восстановленных оценок эффективных высот отражения по отрезку времени для каждой моды используется для получения значений стандартного отклонения эффективной высоты отражения.

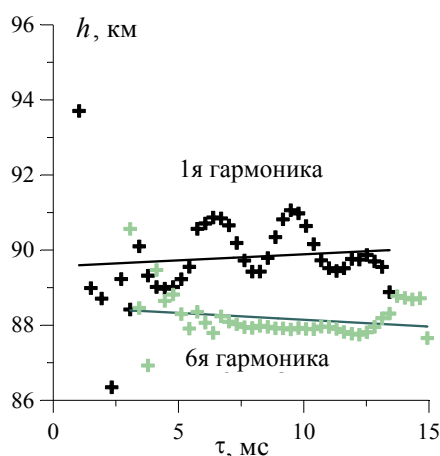


Рис.2.4. Примеры эффективных высот отражения, восстановленных по оценке дальности до источника и по мгновенным значениям частот максимумов в динамическом спектре твика. Приведены прямые средней квадратической регрессии для данных гармоник твика (1-я , 6-я).

Твики от источников с дистанций более 1,5 Мм имеют, как правило, не более двух-четырех ветвей в составе сигнала. На рис. 2.5, а-е приведен пример оценки для твика с дальности около 2,5 Мм, для которого удалось выделить 6 мод. Запись произведена в точке с координатами  $5,5^\circ$  в. д.,  $16,7^\circ$  ю. ш. 21 января 1991 г. в 20:30:47 универсального времени. Результаты оценок сведены в табл. 2.2.

Таблица 2.2

№ ветви	$h$ , км	$D$ , Мм
1	$87,49 \pm 0,56$	$2,48 \pm 0,15$
2	$87,17 \pm 0,75$	$2,44 \pm 0,23$
3	$86,96 \pm 0,69$	$2,47 \pm 0,17$
4	$87,03 \pm 1,36$	$2,55 \pm 0,25$
5	$87,10 \pm 1,26$	$2,56 \pm 0,18$
6	$86,65 \pm 0,99$	$2,46 \pm 0,13$

Дистанция до источника, определенная таким способом по всем ветвям, равна  $D = (2,49 \pm 0,20)$  Мм. Среднее значение высоты по шести ветвям составляет  $h = (87,21 \pm 0,94)$  км.

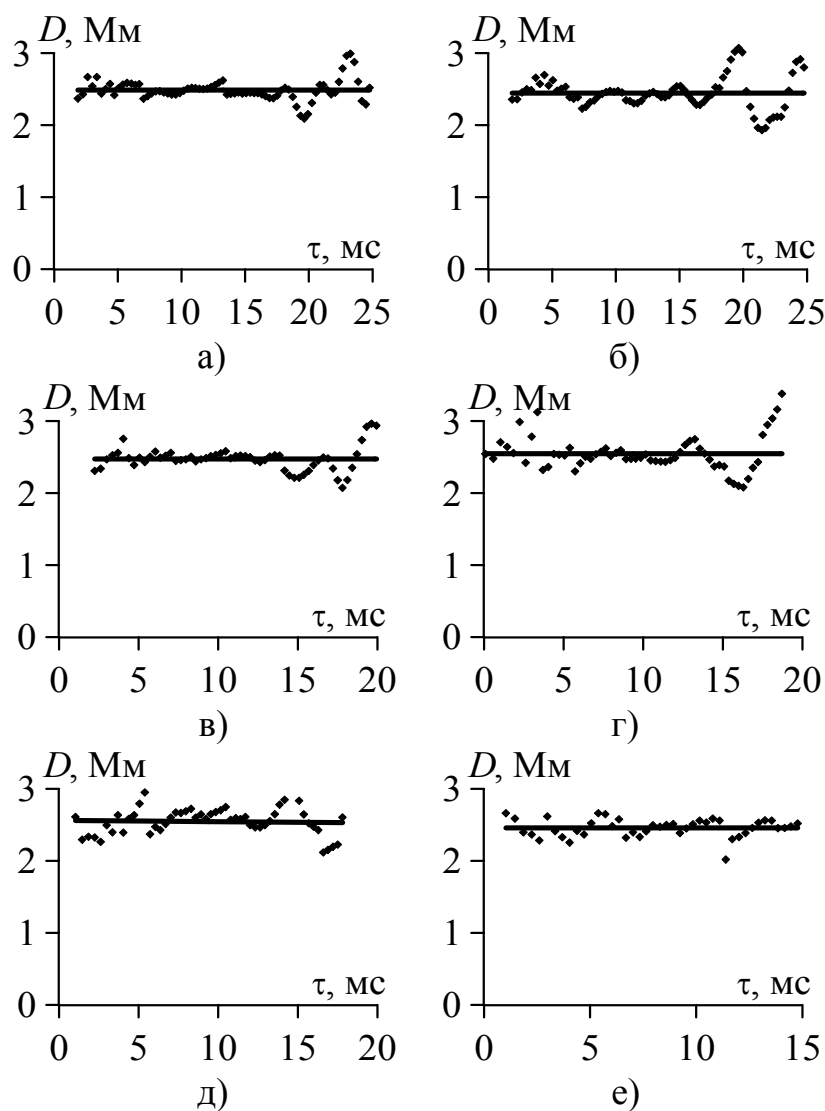


Рис. 2.5. Оценки дистанции до источника по 1-й – 6-й дисперсионным ветвям твика (а-е соответственно).

Рис. 2.6 демонстрирует средние и табличные значения параметров, определенные по 1-й – 6-й модам. Видно, что средние значения оценок  $h$  и  $D$  находятся в пределах доверительного интервала по уровню  $\pm\sigma$  для всех мод.

Приведем еще один пример. Запись твика, динамические спектры которого на рис. 2.7,а,б представлены полностью, сделана 11 апреля 1991 г. в

точке с координатами  $7^{\circ}24'$  з.д.,  $5^{\circ}42'$  ю.ш. В данном сигнале представлены только две гармоники. На графике первой гармоники хорошо различимо, что сигнал присутствует вплоть до времени 40 мс (полная длина записи), но значительно искажен вышеописанными «осцилляциями» в хвостовой части. О второй гармонике твика этого уже нельзя сказать: после момента времени 25 мс сигнал полностью неразличим под фоновыми помехами.

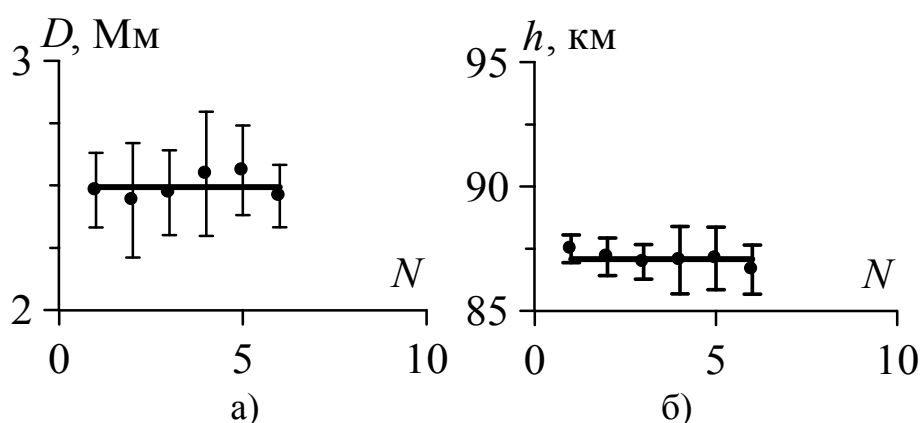


Рис. 2.6. Оценки значений дальности до источника (а) и эффективной высоты ионосферы (б). Показаны доверительные интервалы по уровню значимости 70 % ( $\pm\sigma$ ) и средние значения параметров по всем модам.

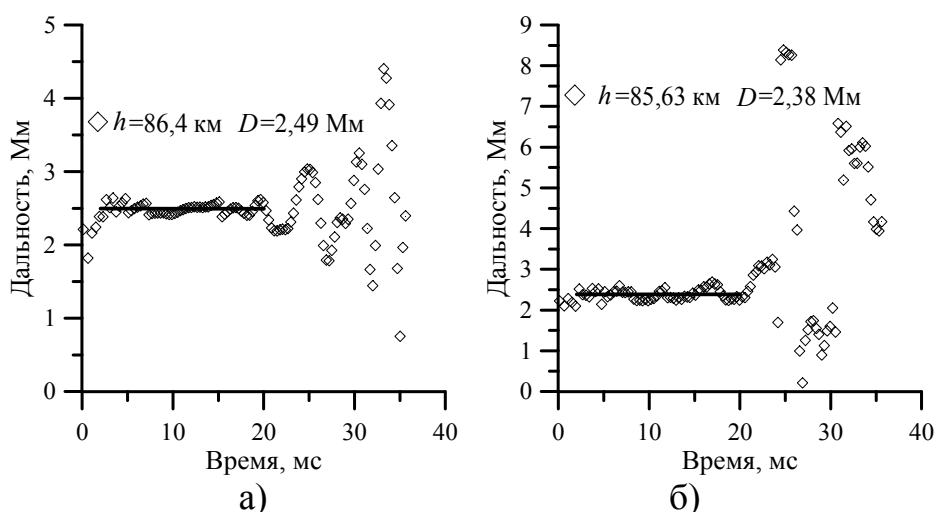


Рис. 2.7. Пример определения дальности до источника и эффективной высоты отражения по двум первым гармоникам твика: а) 1-я гармоника, б) 2-я гармоника.



В результате получены оценки высоты и дальности 86,4 км и 2,49 Мм по 1-й гармонике и 85,63 км и 2,38 Мм по 2-й гармонике. Стандартные отклонения оценок дальности составили 0,066 Мм и 0,128 Мм для 1-й и 2-й гармоник соответственно.

В твиках с близких дистанций (менее 1,5 Мм) может наблюдаться различное число ветвей, вплоть до 8-9. Пример оценки для записи твика, пришедшего с близкой дистанции, показан на рис. 2.8,а-з. Данная запись сделана в точке с координатами 47° в. д., 25° ю. ш. 2 февраля 1991 г. в 20:02:30.3 универсального времени.

В табл. 2.3 приведены параметры, определенные отдельно по восьми ветвям. Видно, что среднеквадратические отклонения составляют 10-30 % по дальности и 1-2 % по высоте. Усредненные по всем ветвям величины дальности и эффективной высоты равны  $(0,64 \pm 0,15)$  Мм и  $(89,7 \pm 1,7)$  км соответственно. Для всех ветвей данного твика они лежат в пределах 70 %-го доверительного интервала ( $\pm \sigma$ ).

Таблица 2.3

№ ветви	$h$ , км	$D$ , Мм
1	$90,87 \pm 1,05$	$0,59 \pm 0,16$
2	$90,56 \pm 1,47$	$0,69 \pm 0,06$
3	$89,49 \pm 2,06$	$0,60 \pm 0,13$
4	$89,58 \pm 1,70$	$0,65 \pm 0,06$
5	$88,70 \pm 1,79$	$0,57 \pm 0,11$
6	$89,07 \pm 1,01$	$0,69 \pm 0,11$
7	$89,79 \pm 1,48$	$0,70 \pm 0,19$
8	$89,68 \pm 1,76$	$0,68 \pm 0,17$

Рис. 2.9 демонстрирует средние и табличные значения параметров, определенные по 1-й – 8-й модам. Видно, что средние значения оценок  $h$  и  $D$  находятся в пределах доверительного интервала по уровню  $\pm\sigma$  для всех мод.

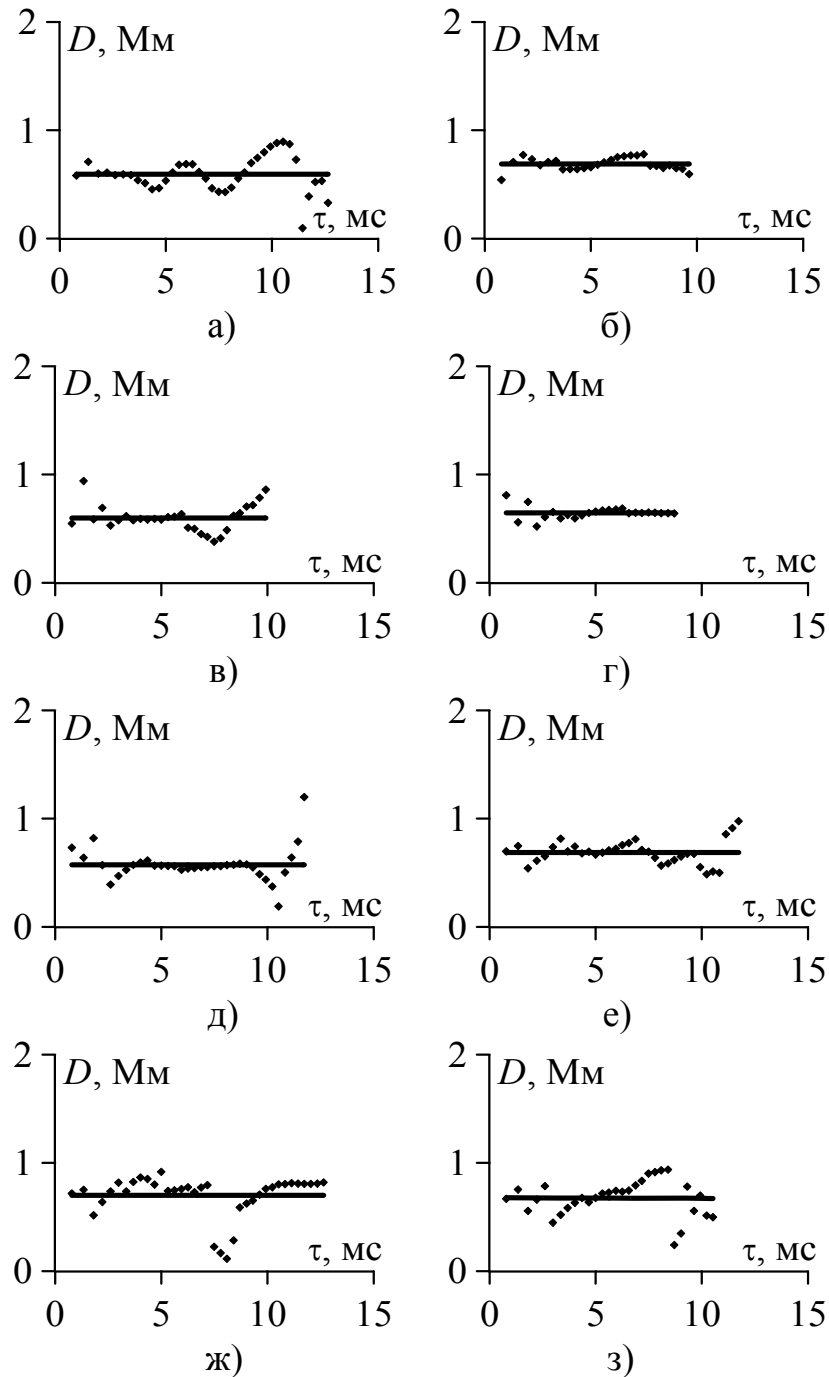


Рис. 2.8. Оценки высоты ионосферы и дистанции до источника по 1-й – 8-й дисперсионным ветвям твика (а-з соответственно).

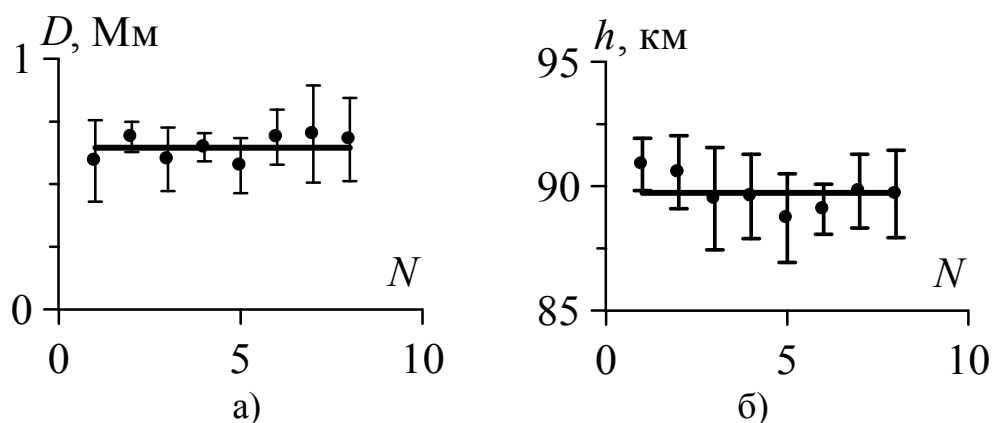


Рис. 2.9. Оценки значений дальности до источника (а) и эффективной высоты ионосферы (б). Показаны доверительные интервалы по уровню значимости 70 % ( $\pm\sigma$ ) и средние значения параметров по всем модам.

Такое обстоятельство не является общим правилом в этой области дальностей. Рассмотрение особенностей работы алгоритма в присутствии помех (см. подраздел 2.3) показало, что для диапазона дальностей, условно обозначенного как «ближняя зона» ранее, разность эффективных высот, вычисленных по первой и остальным (в частности, по 1-й и 2-й) гармоникам, может быть различной, как положительной, так и отрицательной, и в принципе статистически случайна. Образцы записей твиков, имеющиеся в анализируемом ансамбле данных, показывают после обработки близкие особенности. Так, для дальностей 0.39...0.7 Мм указанная разность равняется в среднем  $-0.29$  км с стандартным отклонением 0.59 км.

В рамках настоящего этапа работы, с учетом соображений о точности работы метода, как описанных здесь, так и вытекающих из исследования модельных твиков (см. подраздел 2.3), был использован полуэмпирический алгоритм определения эффективной высоты волновода и дистанции усреднением. Для модельных твиков наблюдалось, что оценки высот и дистанций по 1-ой гармонике являются спорными при дистанциях менее примерно 10 длин волн ( $\approx 1.7$  Мм), как и оценки по 2-ой гармонике (менее

≈0.9 Мм). Однако, для обработки натуральных данных был принят несколько более либеральный подход. После определения оценок высот и дистанций по всем гармоникам, для которых выполнялись критерии 2.1), 2.2), 2.3), оценки дистанции и «средней» эффективной высоты волновода для каждого твика вычислялись по всем гармоникам с учетом 1-ой гармоники – если средняя дистанция превышала 1.5 Мм, и без учета оценок по 1-ой гармонике, если дистанция не превосходила 1.5 Мм.

### ***2.3. Анализ точности определения высоты волновода и дальности до источника на основе численного эксперимента***

В подразделе 2.2 описан метод определения на основе анализа широкополосных ночных СНЧ – ОНЧ атмосфериков (твик-атмосфериков) пары параметров – дальности до источника твика (молниевое разряда) и эффективной высоты его отражения, являющийся развитием сонограммных методов. С целью протестировать точность оценок, достигаемых на основе данного метода программным алгоритмом, разработанным для целей создания банка данных, он применен к модельному сигналу. «Приготовление» и обработка модельного сигнала повторяли максимально близко операции, произведенные с записями натуральных твиков, составивших массив экспериментальных данных.

Основные соотношения, описывающие распространение радиоволн твика в волноводе Земля-ионосфера, приведены в параграфе 1.2. С целью более подробного ознакомления с деталями использованной модели, параметрами возбуждения и затухания мод волновода, можно обратиться к работе [41]. Для «приготовления» сигнала вычислялся спектр «твика» с частотой дискретизации 100 кГц. Модель включала «нулевую», линейно-поляризованную низкочастотную ТЕМ-моду и девять QTE-мод (которым соответствовали гармоники атмосферика), распространяющихся в волноводе

Земля-ионосфера. Верхняя граница его моделировалась как зависимость проводимости  $\sigma$  от высоты над поверхностью  $z$ :

$$\sigma(z) = 2.5 \cdot 10^5 \varepsilon_0 \exp(\beta(z - H)), \quad (2.18)$$

где  $H$  – характерная высота привязки,  $\varepsilon_0 = 8.85 \cdot 10^{-12}$  Ф/м – диэлектрическая проницаемость вакуума. Характерный параметр  $\beta$  в ночных условиях на интересующих нас высотах  $D$ -области ионосферы равняется  $0.3 \dots 0.7 \text{ км}^{-1}$ . При этом модельные коэффициенты затухания по величине соответствуют экспериментальным данным о затухании ночью на таких частотах. Так, для частоты 2 кГц коэффициент затухания составляет 5...10 дБ/Мм, тогда как в дневное время он равен 30 дБ/Мм.

Различие между электрической  $h_E$  и магнитной  $h_M$  высотами (см. определение этих характерных параметров модели в параграфе 1.2) для частот первых нескольких мод твика составляет порядка 10 км, и убывает с ростом номера моды. Поэтому была использована экспоненциальная модель вертикального профиля проводимости, упрощенная в том смысле, что вертикальный масштаб полагался константой, одинаковой в окрестности обеих характерных высот. Для нулевой моды принималось, что она не проникает выше электрической высоты. Ввиду представлений о механизме формирования твиков в реальных условиях анизотропной ионосферы с присутствием геомагнитного поля, как эффективные высоты отражения для 9 основных мод принимались магнитные высоты  $h_M(\omega)$ , вычисленные для частот каждой моды. Т.о. эффективные высоты отражения оказывались различны для разных мод твика и убывали с ростом частоты. Мы использовали это обстоятельство, для того чтобы определить возможности алгоритма по отдельной оценке высот отражения у разных гармоник твика и точность, достижимую при этом.

Источником импульсного излучения в модели служит молниевый разряд длиной 5 км с током в 20 кА, как вертикальный диполь. Дальность по

горизонталь от него до приемника варьировалась в широких пределах от минимальной, на которой нам удавалось использовать вычислительный алгоритм при работе с экспериментальными записями твиков – 500 км, до наибольших – 8...10 Мм.

Результирующий спектр показывает картину интерференции нулевой и первой, первой и второй и т.д. мод, близкую к наблюдаемой в природных сигналах твик-атмосфериков. Спектр умножается на передаточную функцию фильтров низких и высоких частот. Они представляют собой фильтры Баттерворта 6-го порядка с граничными частотами 300 Гц и 13 кГц соответственно. Это преследует две цели – подавить сигнал на частотах близ  $\frac{1}{2}$  частоты дискретизации, и уменьшить краевые эффекты для подготовки сигнала к обратному преобразованию Фурье, а также имитировать процедуру обработки твиков, которые после приема проходили через такие фильтры.

После применения обратного преобразования Фурье мы получаем модельную форму твика длиной примерно 80 мс. Она соответствует однокомпонентной записи. Отметим, что применение алгоритма к трехкомпонентной записи твиков не только позволяет кроме дальности и высоты отражения от ионосферы установить азимут прихода твика и локализовать его источник, но и устранить влияние нулевой моды атмосферика и т.о. еще более повысить точность работы алгоритма.

Рисунки 2.10 и 2.11 иллюстрируют этапы «приготовления» модельного сигнала.

Сплошной черной и красной линиями на рис. 2.10 показаны спектральная зависимость сигнала до и после применения фильтра соответственно. Вид (однокомпонентной) временной реализации сигнала представлен на рис. 2.11.

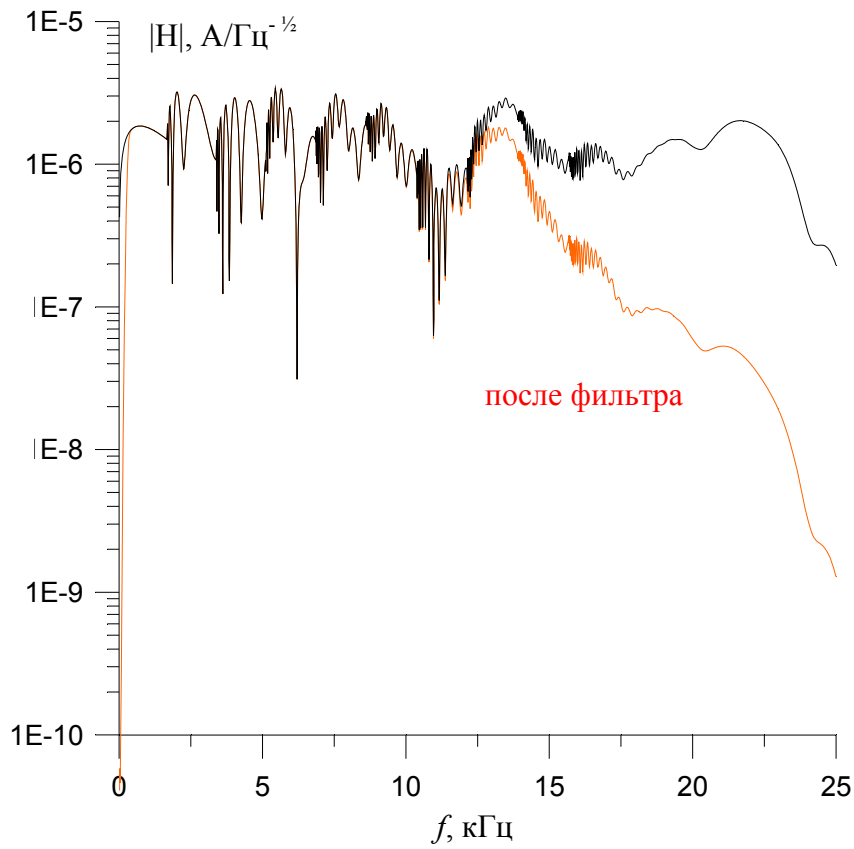


Рис.2.10. Спектр модельного сигнала до (черная линия) и после (красная) линия применения фильтров НЧ и ВЧ.

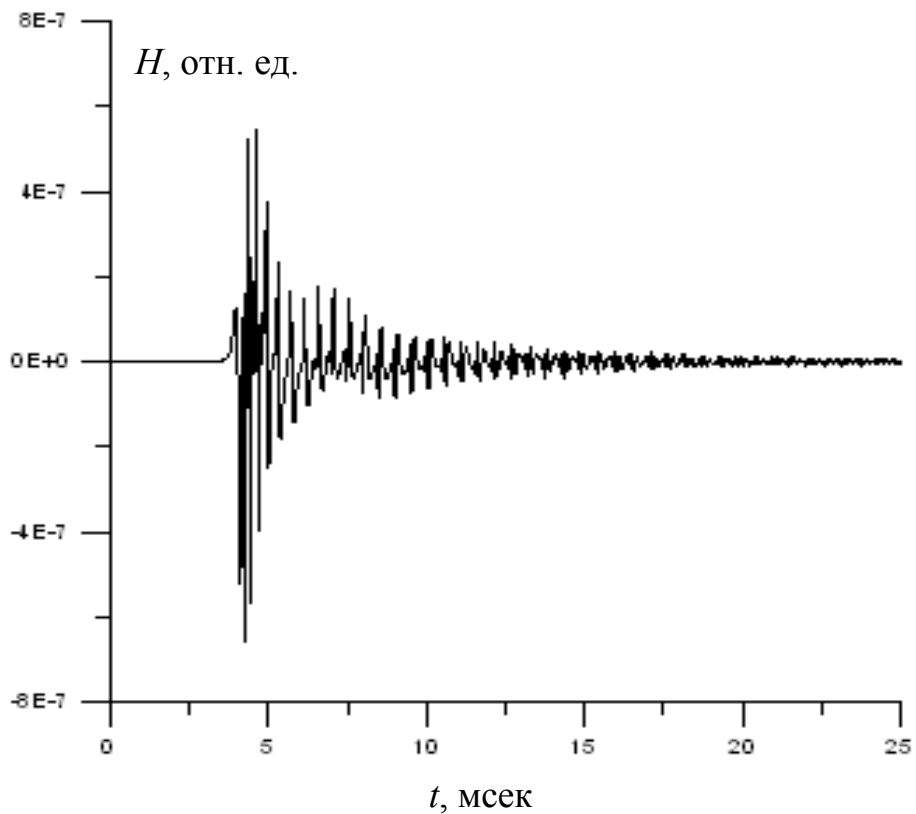


Рис. 2.11. Временная реализация модельного сигнала твика.

Волновые формы, построенные на основе упрощенной модели распространения [41], имеют ряд характерных признаков, наблюдаемых в экспериментальных записях твиков, за исключением поляризационных особенностей, связанных с гиротропией ионосферы и обусловленных сферичностью волновода. К таким признакам можно отнести модуляцию по амплитуде, частотную дисперсию, многомодовый состав, изменения амплитуды сигнала с ростом номера моды.

Затем с временной реализацией твика складывается «белый шум» с амплитудой, составляющей определенные доли от средней амплитуды напряженности твика на протяжении 40 мс от начала. Таким образом имитируется определение сигнала на фоне помех (как собственных шумов аппаратуры, так и наложения побочных сигналов от грозových разрядов, ввиду многочисленности близких к равномерным).

По временной реализации твика мы получаем динамический спектр (сонограмму) по отрезкам реализации переменной длины. Они равняются примерно 4-м периодам первой моды твика. Эти отрезки проходят процедуру быстрого преобразования Фурье (БПФ) с предварительной обработкой окном Хэмминга для уменьшения краевых эффектов. На спектрах выявляются все наличные максимумы амплитуды. Детально процедура нахождения их дана в параграфе 2.2. В итоговой сонограмме спектр хвостовой части атмосферика распадается на несколько «ветвей», мгновенные частоты  $f_p(\tau)$  которых асимптотически приближаются к частотам отсечки волновода при увеличении времени задержки  $\tau$ . Эти дисперсионные ветви достаточно близки к теоретическим, мгновенная частота которых в приближении плоского бесконечного волновода с идеально проводящими границами следует зависимости:

$$f_p(\tau) = f_{cp} / \sqrt{1 - (1 + c\tau/D)^{-2}}, \quad (2.19)$$



где время  $\tau$  отсчитывается от момента прихода атмосферика в точку наблюдения;  $f_{cp} = cp/2h$  – критическая частота  $p$ -й моды ( $p = 1, 2, 3\dots$ );  $c$  – скорость света в вакууме;  $D$  – дистанция до источника;  $h$  – высота нижней границы ионосферы над поверхностью Земли.

Важным моментом при обработке каждого конкретного твика является выделение тех гармоник, по которым возможно производить процедуру оценки, и выделение на них границ отрезка, участвующего в ней. Он должен охватить не менее 20 отсчетов (единичных оценок). Среди главных критериев – ограничение сверху на второй момент оценок дистанций. Мы соблюдали пределы 5...10%, дисперсия свыше 20 % от величины скорее означает, что необходимо сократить участок со стороны хвоста твика. Наличие «осцилляций» в обрабатываемом отрезке требует учета, таким образом, чтобы его граница совпадала с экстремумом периода «осцилляции».

Рисунки 2.12,а-з иллюстрируют один из примеров определения параметров трассы распространения по модельному твику. Выделено 8 хорошо различимых гармоник, шум составлял 50% сигнала по амплитуде.

На рисунке 2.13 показана спектральная плотность амплитуд мгновенных максимумов на различных модах твиков. Номера мод проставлены на кривых. Характерные параметры  $\beta = 0.6 \text{ км}^{-1}$ ,  $H = 88 \text{ км}$ . Для приближения идеально плоской верхней границы волновода (в модели его представляет расчет с весьма большим параметром  $\beta \gg 100 \text{ км}^{-1}$ ) на дальностях вплоть до очень больших, а также при реалистичных значениях  $\beta$  в случае близких источников, у которых дистанция составляет 0.5...0.7 Мм (рис.2.13.а), наблюдаются следующие особенности: у всех мод амплитуда убывает со временем; соотношение коэффициентов возбуждения и затухания приводит к тому, что самая большая амплитуда у 3...6 гармоник, тогда как гармоники первая-вторая и наивысшие примерно на порядок слабее по величине.

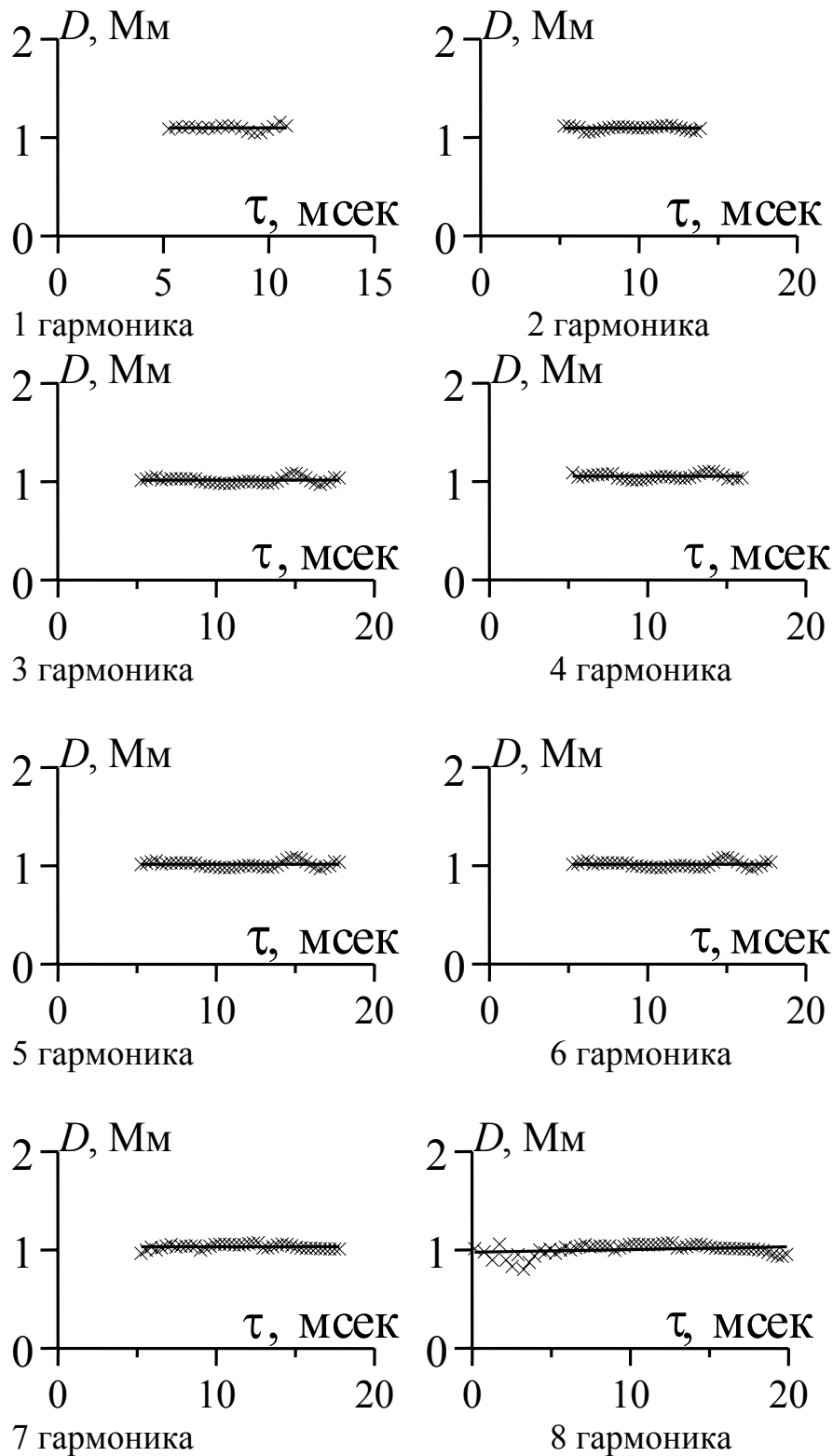


Рис. 2.12. Пример применения алгоритма к модельному твику.

По мере увеличения дальности до источника 1) убывают амплитуды всех мод твика, 2) постепенно наибольшие амплитуды оказываются у самых низкочастотных мод, 3) растет различие между самыми сильными и самыми слабыми модами, достигая нескольких порядков по величине, 4) в начальном

участке, примерно в нескольких мс от начала твика на модах возникают все более глубокие минимумы, первоначально на самых высокочастотных, и на все более низких по мере увеличения дальности до источника (рис.2.13.б, дистанция 2 Мм).

Проведя на рисунке линию, соответствующую уровню шума, легко видеть, что не все моды могут превосходить ее, и не на всем своем протяжении.

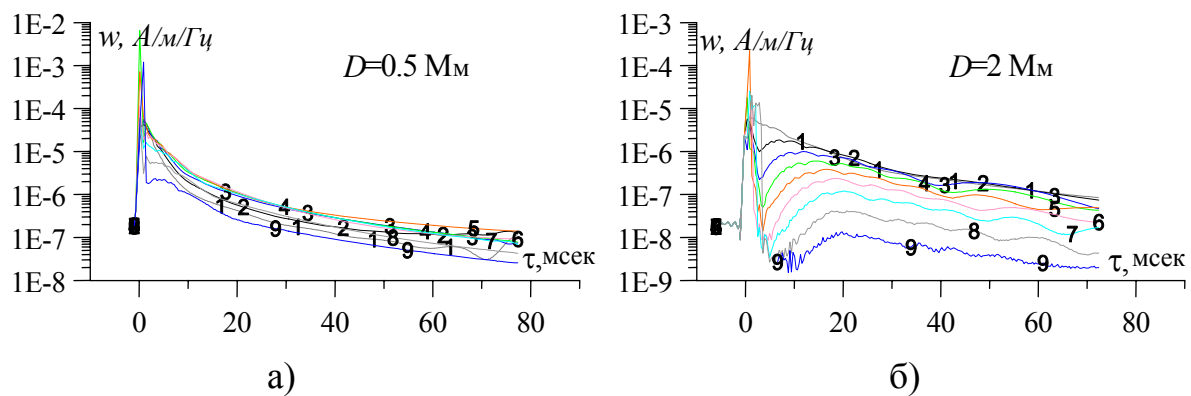


Рисунок 2.13. Спектральная плотность модельного сигнала на различных модах (номера мод показаны на кривых) в зависимости от времени

Подобные особенности можно обнаружить и на натуральных твиках, а именно максимум мощности в гармонике, проявляющийся не от начала твика, и на различных временных задержках для разных гармоник. Пример такого твика представлен на рис 2.14. Он записан 21 янв., в 4:10:12 локального времени. На сонограмме различия мощности для отдельных отсчетов сигнала представлены в колористической шкале. Хорошо видно наложение второго и третьего последующих твиков на примерно 18 и 35 мс от начала записи. «Ярким» сигналом вблизи нуля представлена нулевая мода. На рис.2.14 для 1-й и 2-й гармоник хорошо различимы максимумы мощности, возникающие на несколько мс позже начала широкополосного сигнала.

Существенно также, что изучение формулы (2.13) показало: малое отличие  $df$  мгновенной частоты от истинной ведет к многократно большим

ошибкам в оценке дистанции в хвостовой части твика, чем вблизи начала. Совместно эти и другие факторы отбирают область применимости алгоритма.

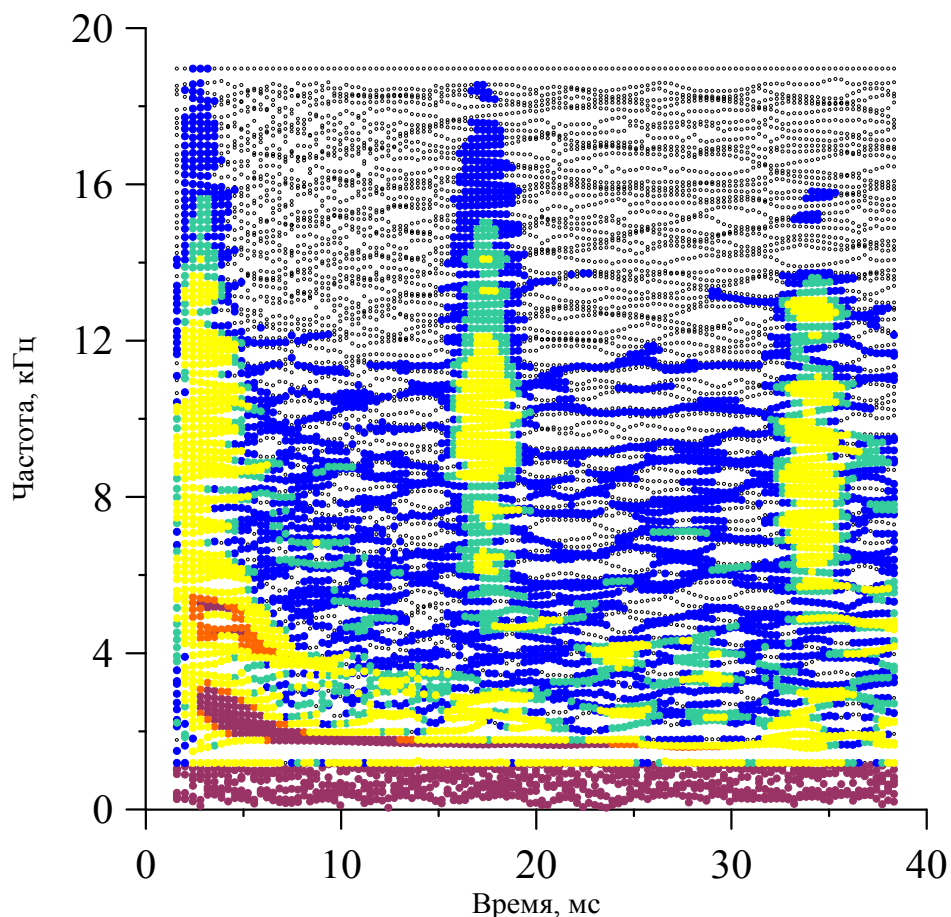


Рис. 2.14. Мощность сигнала твика для отсчетов сонограммы (в зависимости от времени задержки от начала сигнала и частоты).

Оценки данным алгоритмом были доступны в диапазоне дальностей 0,5...6 Мм, и в редких случаях до 8 Мм. Количество «ветвей», хорошо наблюдаемых в твике, слабо зависит от параметров верхней границы – оно несколько выше при более высоком градиенте концентрации электронов, и сильно меняется с дистанцией – 7...9 ветвей при  $D < 1,5$  Мм, примерно 2-4 ветви при более удаленных источниках, 1 ветвь для источников далее 6 Мм. В отсутствие шума точность восстановления модельных параметров волновода по твику составляет для  $h$  сотые или десятые доли процента на

всех модах. Алгоритм показывает тенденцию к завышению дальностей для первых мод при коротких дистанциях – по 1-ой и 2-ой модам при 0,5...1,5 Мм, 1-ой моде при 1,5...2 Мм. Это компенсируется тем фактом, что на таких дистанциях наблюдаются высокочастотные гармоники. Отбросив эти завышенные значения, и усреднив по остальным модам, оценки дальности получаем с ошибкой, не превосходящей нескольких процентов величины.

Влияние шума на выделение сигнала иллюстрирует рисунок 2.15 для случаев коротких, средних и больших дистанций. Уровень шума приведен в относительных единицах. Видно, что вплоть до  $\frac{3}{4}$  уровня сигнала при корректном выделении границ обрабатываемых участков точность восстановления параметров по твику убывает мало, до тех пор пока применение алгоритма вообще возможно. Она остается в пределах 0,02...0,7 % для высот (дисперсии оценок высот лежат в тех же пределах, исключая случай первой моды) и 0.3...5 % для дальностей источников твика (до 10 % на сверхблизких дальностях 0,5 Мм). Влияние помех приводит к уменьшению числа доступных для обработки гармоник, укорочению отрезков гармоник, пригодных для алгоритма, а также к росту среднеквадратичных дисперсий оценок дальностей.

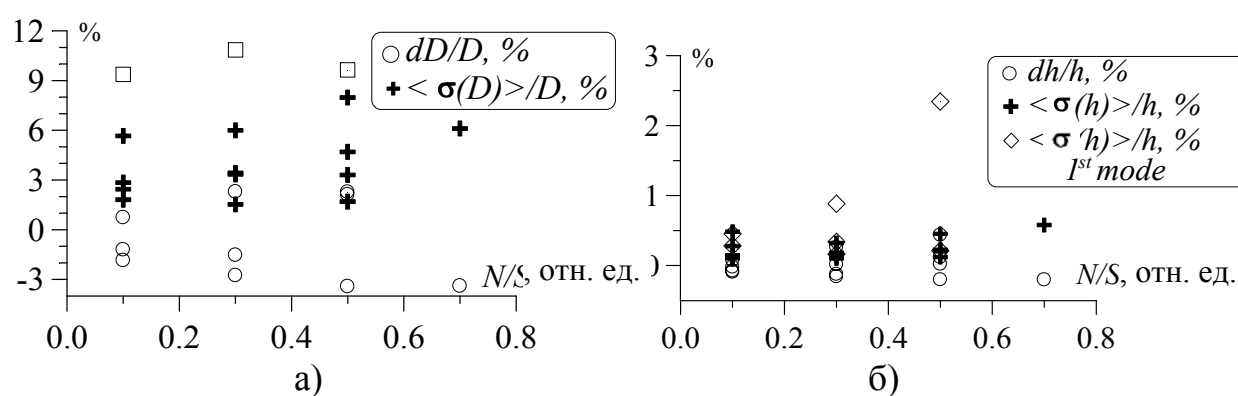


Рисунок 2.15. Влияние шума на точность определения дальности источника твика (а) и эффективной высоты отражения (б) и на дисперсию оценок тех же параметров

Дополнительного рассмотрения заслуживал вопрос о статистическом распределении оценок дальностей и/или эффективных высот отражения, получаемых в алгоритме. Для проверки гипотезы о характере статистического распределения оценок было выполнено моделирование в рамках алгоритма нахождения мгновенных оценок высот отражения по модельным твикам в присутствии шума [88, 89]. Выполнялось по 100 циклов решения обратной задачи с различными независимыми реализациями шума с заданной дисперсией.

При дальностях, превышавших 1000 км, было показано, что статистическое распределение оценок эффективных высот для различных мод, включая первую, и оценок дальностей, является одnogорбым. Этот факт означает, что в отношении оценок дальностей и эффективных высот волновода возможно применение ряда теорем теории математической статистики, для корректности которых достаточным условием является одnogорбая функция распределения вероятности данной величины.

#### **2.4. Выводы по разделу 2**

В заключение приведем основные результаты, достигнутые в этом разделе.

1. Предложен метод оценки эффективной высоты волновода Земля-ионосфера, основанный на компенсации частотной дисперсии, измеренной по динамическому спектру твика, что позволяет повысить эффективность вычислений за счет сокращения количества параметров в процедуре оптимизации при решении обратной задачи определения параметров трассы распространения по отдельным гармоникам твика.

2. Предложена модификация «харьковского» метода, основанная на использовании свойств интерференции нулевой и первой мод в спектре твика, что позволяет исключить влияние точности определения момента

прихода сигнала на точность определения параметров трассы распространения.

3. На основе численного моделирования показано, что прогнозируемая точность определения эффективных высот волновода на разных модах предоставляет возможность оценки параметров вертикального профиля проводимости ионосферы по измерениям твигов.

## **Раздел 3. Поляризация поля твик-атмосфериков по наблюдениям в приэкваториальной области**

В настоящем разделе подробно исследованы поляризационные характеристики первой моды волновода Земля-ионосфера в зависимости от угла падения излучения на материале накопленного ансамбля записей твиков. Особое внимание было уделено влиянию ориентации направления радиоволн относительно геомагнитного поля на их поляризацию [56], проведено сравнение с ожидаемыми на основе теории результатами.

### **3.1. Аппаратура и условия проведения измерений**

Записи вертикальной электрической и двух взаимно ортогональных горизонтальных магнитных компонент электромагнитного излучения производились в акваториях Индийского и Атлантического океанов на борту научно-исследовательского судна «Академик Вернадский» в течение 42-го рейса с февраля по апрель 1991 г. Три серии синхронных измерений в атмосфере и под водой были выполнены в ночное время в Гвинейском заливе (5°43' ю.ш., 6°18' в.д.) 11 апреля 1991 года.

Общая схема морских измерений изображена на рис. 3.1. Пункты маршрута, в которых проводились записи волновых форм атмосфериков, приведены на рис. 3.2.

Вертикальная электрическая компонента поля принималась с помощью «шаровой» антенны [37]. Для приема горизонтальных магнитных компонент использовались воздушные экранированные рамочные антенны, ориентированные таким образом, что компонента  $H_y$  была направлена в сторону носа, а  $H_x$  в сторону правого борта судна. Антенные усилители обеспечивали плоские амплитудно-частотные и линейные фазо-частотные



передаточные характеристики по полю как для электрического, так и для магнитных каналов.

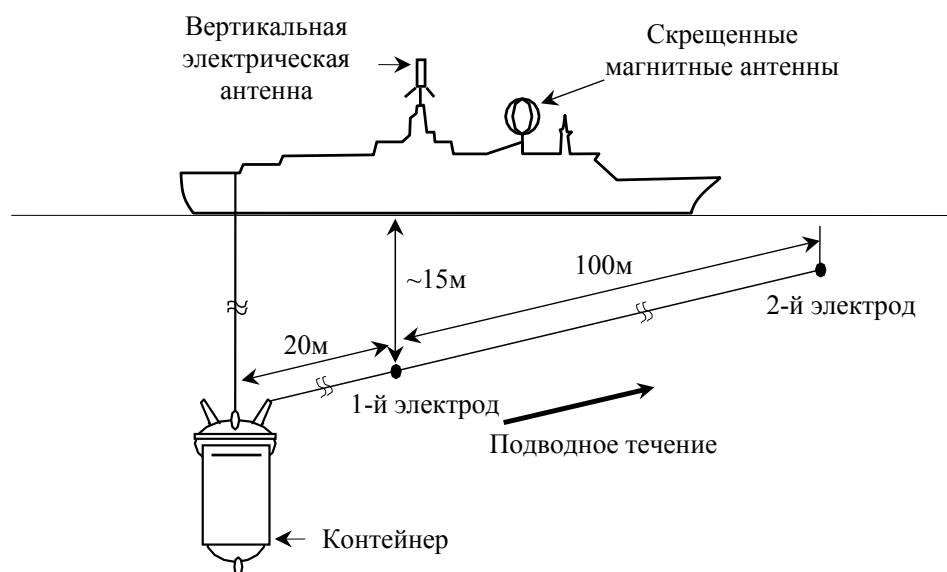


Рис. 3.1. Схема синхронных измерений электромагнитного поля на поверхности моря и под водой

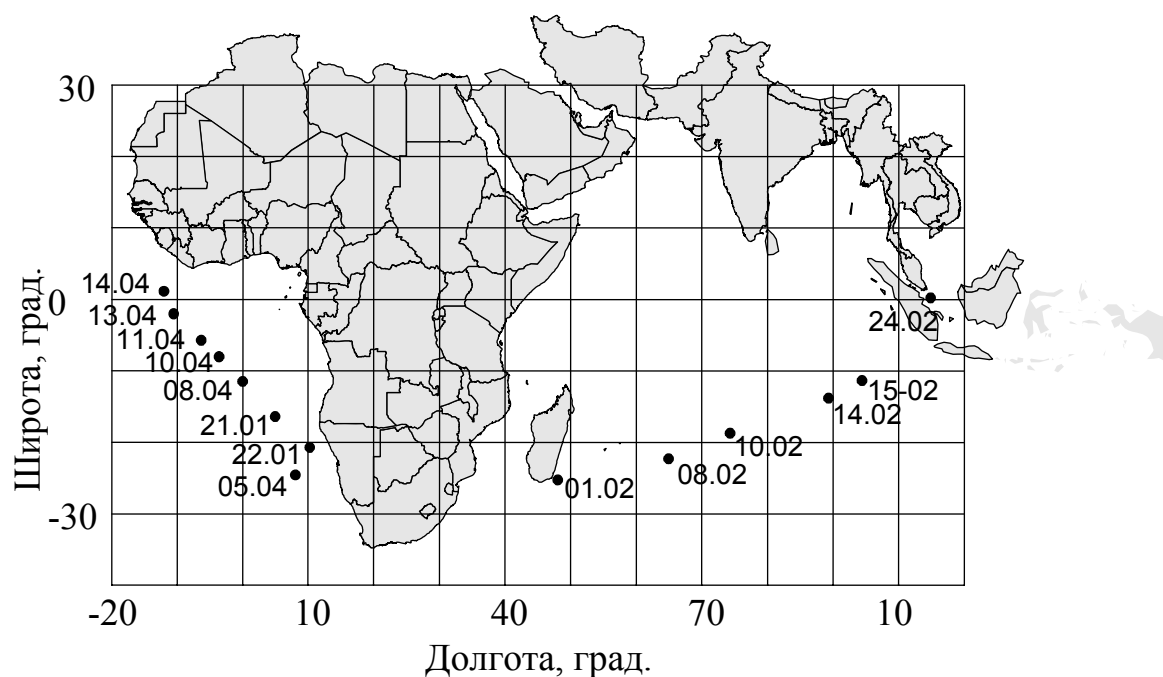


Рис. 3.2. Пункты маршрута НИС "Академик Вернадский", в которых проводились записи волновых форм атмосфериков в январе, феврале и апреле 1991г.

С этой целью для усиления сигнала с магнитной антенны использовался усилитель тока [83], что позволило получить на его выходе напряжение прямо пропорциональное падающему полю. Сигналы трех компонент с выхода антенных усилителей фильтровались в полосе 0,3 – 13 кГц и затем синхронно оцифровывались 12-ти разрядными аналого-цифровыми преобразователями с частотой дискретизации 100 кГц. Волновые формы длительностью 40,96 мс, записанные в цифровое буферное устройство, после визуальной оценки оператором передавались через параллельный порт в память компьютера “Электроника-85” и сохранялись в виде файлов данных на жестком диске [83]. Банк данных состоит из цифровых записей волновых форм твиков, выполненных в основном в ночное время в различных точках маршрута судна. Каждая серия наблюдений включала 16 волновых форм, записанных в течение 5 – 10 минутного интервала.

### **3.2. Общая характеристика массива экспериментальных данных**

Массив экспериментальных записей твик-атмосфериков относится в абсолютном большинстве к суточным периодам спокойной солнечно-магнитной обстановки. Общее число твиков, привлекающихся к рассмотрению после извлечения из них информации о трассе твиков и характеристиках поля, равняется примерно  $\approx 300$  экземпляров. Благодаря этому обстоятельству мы получили возможность для уверенной обработки массива статистическими процедурами.

Географическое взаиморасположение источников (разрядов молний) и местонахождения судна привело к тому, что трассы твиков лежат в областях экваториальной магнито- и ионосферы и среднеширотной магнито- и ионосферы. Область высокоширотной (околополярной) ионосферы не была охвачена. С другой стороны, близость к главенствующим экваториальным областям грозовой активности и прохождение весьма большого числа трасс

твиков над морем (что снижало величину помех, вызываемых неровностью нижней поверхности земно-ионосферного волновода) позволило наблюдать ряд четких и яркохарактерных сигналов атмосфериков. Это предоставило возможность на их материале отработать методику анализа атмосфериков, не прибегая к обширным и трудоемким процедурам очистки сигнала от помех.

Наконец, следует обратить внимание на очень высокую степень «группировки» сигналов твик-атмосфериков. Порядка 75 % всех твиков данного массива появляется не в качестве одиночных сигналов, но в составе групп из 2 и более (вплоть до 15 экземпляров) твиков с весьма близко расположенными источниками, приходящими из общего грозового очага. Разница во времени их возбуждения (между отдельными молниями) составляет порядка единиц минут.

### ***3.3. Сравнение результатов обработки ансамбля записей твиков двумя методами***

На всем ансамбле данных было проведено сравнение оценок дальностей до источников твиков и эффективных высот волновода Земля-ионосфера, полученных двумя вышеописанными методиками. Полное число твиков, для которых существовали оценки обоими способами, составило 210 записей.

Оценки дистанции показывают весьма высокую близость между собой. Корреляция их [Coef of determination, R-squared] составила 0.921, с прямой линейной квадратической регрессии, коэффициент наклона которой 0.967, и стандартное отклонение невязок (residual mean square) равняется 0.0448 Мм. На рис.3.3 приведена зависимость друг от друга оценок дальности, полученных для каждой записи твика разными методами, сплошной прямой показана прямая линейной квадратической регрессии.

Иначе обстоит дело, если обратиться к оценкам эффективной высоты. Необходимо заметить, что сравнивать напрямую оценки высоты разными

методами некорректно, так как они формально относятся к разным величинам. Если оценки интерференционным методом по их физическом смысле учитывают параметры распространения ОНЧ-радиоволн в волноводе Земля-ионосфера для 1-й гармоники твика (примерно 1.7 кГц) и прямой волны (т.н. нулевой моды), то в многомодовом методе эффективная высота вычисляется усреднением, и в зависимости от количества учтенных гармоник твик-атмосферика захватывает параметры распространения радиоволн для разных диапазонов частот, от 1.7 кГц вплоть до 15 Гц.

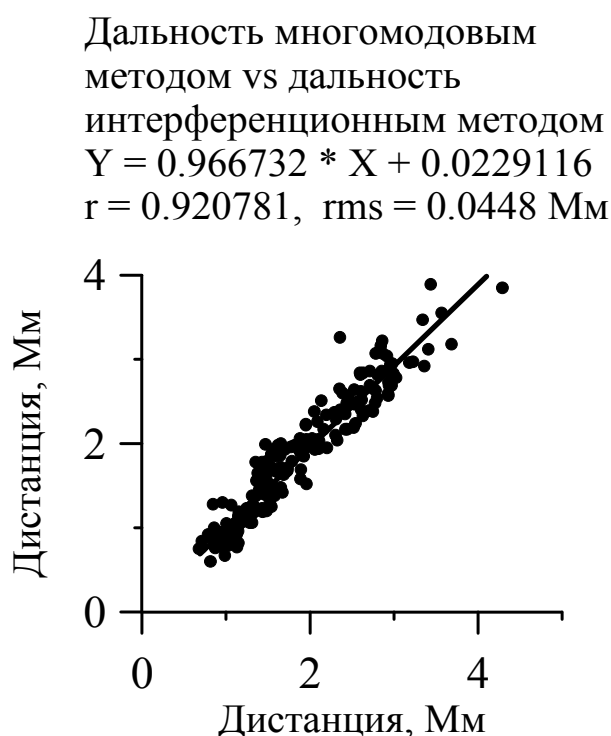


Рис.3.3. Сравнение оценок дальностей, полученных двумя методами.

В рамках модели ионосферного волновода в присутствии геомагнитного поля эффективные высоты отражения для разных дискретных гармоник твика связаны между собой нелинейными соотношениями, которые (среди других параметров) учитывают концентрацию электронов в отражающем слое ионосферы. Ниже (см. раздел 4) приводятся указания, что различия для эффективных высот отражения разных мод в составе твика достигают единиц километров. Непосредственное сравнение возможно

между оценками эффективных высот отражения для отдельных гармоник, полученными в рамках многомодового метода, и оценкой методом интерференции (Н).

Разность между оценками по первой гармонике и оценкой интерференционным методом показана на рис.3.4 в зависимости от дальности до источника твика. Эти оценки относятся по сути к одной и той же физической величине, а именно к эффективной высоте отражения в замагниченной ионосфере с учетом глубины проникновения в среду излучения на первой гармонике твика. Мы наблюдаем отсутствие зависимости от дальности источника, то есть либо оба алгоритма не вносят систематической ошибки, связанной с величиной дальности, либо оба алгоритма вычисляют пару значений «высота-дальность», которые приводят к одинаковому систематическому смещению. Средняя разность значений равна 0.508 км, при этом стандартное отклонение по 209 записям составляло 1.64 км.

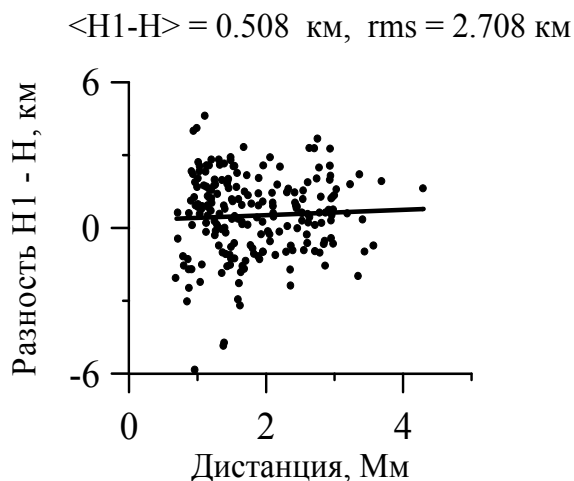


Рис.3.4. Разность оценок высот волновода двумя методами, показанная в зависимости от дистанции .

Далее, на рис. 3.5, а,б показаны зависимости  $N$  от эффективных высот отражения первой ( $N1$ ) и второй ( $N2$ ) гармоник. Эти оценки показывают положительную корреляцию между указанными величинами, для  $N1$  и  $N$  она составляет  $r = 0.456$ . Для оценок по второй гармонике и оценок

интерференционным методом корреляция меньше, с коэффициентом  $r = 0.389$ .

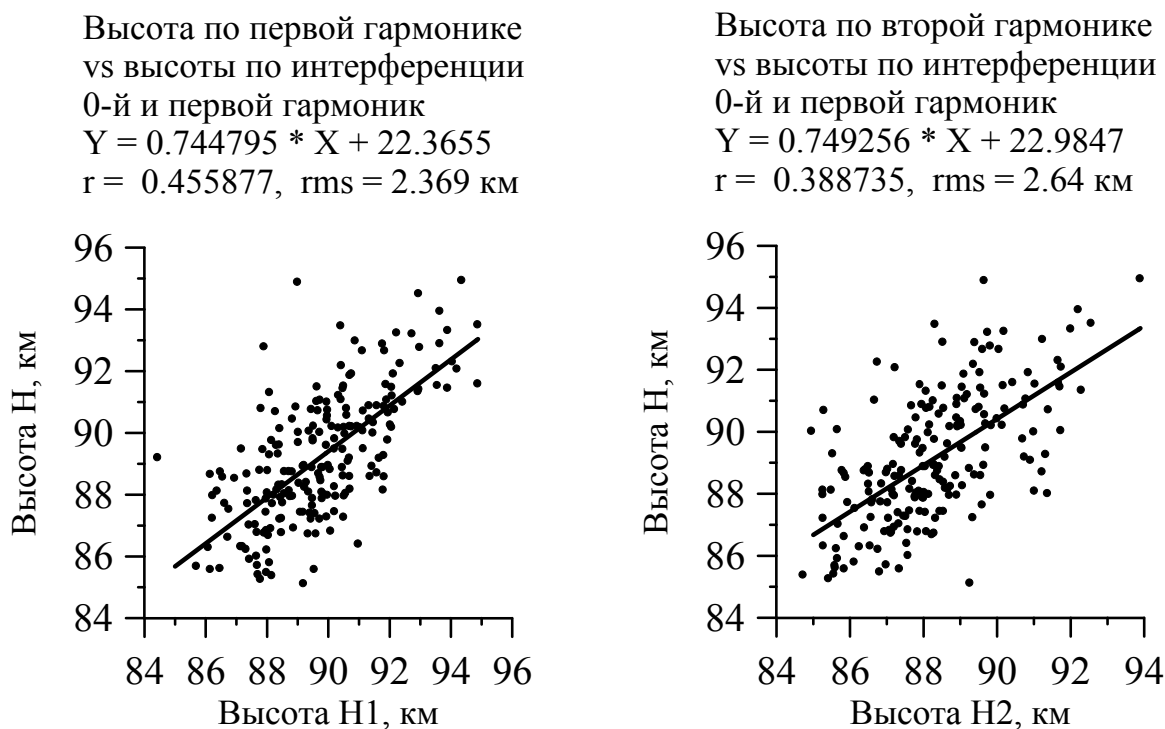


Рис.3.5. Сравнение оценок высот дальностей, полученных двумя методами, для первой (а) и второй (б) гармоник твика.

### 3.4. Поляризационный анализ поля твиков

#### 3.4.1. Исходные соотношения

Выше было показано, что экспериментальные исследования выявили близкую к левой круговой поляризацию хвостовых участков временной формы сигнала твик-атмосфериков. В работе [74] наиболее подробно приведены теоретические выкладки, демонстрирующие возникновение этого эффекта при распространении твика в ночных условиях в волноводе Земля-ионосфера, причиной чего являются специфические условия отражения на верхней границе – в замагниченной ионосфере.

Существенным представляется подчеркнуть область применимости и условия физической реализации этого аналитического решения. Оно

получено в приближении квазипродольного распространения радиоволн относительно геомагнитного поля. При этом сам вопрос о направлении распространения радиоволны внутри твика решается неоднозначно. Для целей настоящего исследования будем использовать квазилучевую трактовку формирования твика за счет многократного отражения от границ волновода.

Это означает, что начальная часть твика формируется т.н. «прямой волной», идущей вдоль земной поверхности (по дуге большого круга в приближении сферической Земли либо по прямой в приближении плоского волновода). Следующие моменты времени в волновой форме твика представлены излучением, испытавшим  $1, 2, 3 \dots n$  отражений от верхней границы волновода. Это приводит к изменению угла, под которым излучение падает на расположенный на земной поверхности приемник – от почти касательного к земной поверхности до почти вертикального падения. В грубом приближении тогда в хвостовой части твика направление распространения электромагнитной волны можно видеть как нормальное к земной поверхности. Т.о. условие квазипродольного распространения волны вдоль геомагнитного поля будет реалистичным, если принимать геомагнитное поле как вертикальное относительно земли.

В практическом смысле, как представляется в рамках этого исследования, достаточно потребовать выполнения условия для углов и параметров нижней ионосферы в области отражения твика:

$$\sin^2(\zeta)/2\cos(\zeta) \ll \left| (\omega^2 - \omega_0^2 - i\nu\omega)/(\omega \omega_H) \right|. \quad (3.1)$$

Здесь  $\zeta$  – угол между геомагнитным полем и вертикалью на высоте отражения (для твиков это высота порядка 90 км),  $\omega$  – текущая угловая частота твика,  $\omega_H$  – гирочастота электронов, также взятая на высоте области отражения,  $\omega_0$  – плазменная частота, зависящая от концентрации свободных электронов на этой высоте,  $\nu$  – частота столкновений свободных электронов с

нейтральным молекулами, в свою очередь являющаяся функцией концентрации электронов,  $i$  – мнимая единица.

Для ночных условий выполняются соотношения  $\omega \ll \nu \ll \omega_H$  – поскольку гирочастота электронов порядка 1 МГц, отношение  $\omega_H/\nu$  ночью на таких высотах равно 20...70, а основная частотная область твика находится на 1,5 кГц...20 кГц. В реальных ночных условиях соотношения плазменной частоты, гирочастоты и частоты поля твика приводят к величине показателя преломления 3...7, отчего вышеуказанное условие преобразуется к

$$\sin^2(\zeta)/2\cos(\zeta) \ll 9...49. \quad (3.2)$$

Это важное соотношение, которое (см. подраздел 4.3) предстоит учитывать в дальнейшем.

Более подробно рассмотрим поляризацию твиков. От начала к концу развития атмосферика она меняется. Чтобы иметь возможность сопоставить твики разной длительности, мы соотнесли разные во времени участки записей с углом падения излучения  $\theta$  в точке приема. Это связывает примененный подход с используемым в методе модов [62] для волноводного распространения СНЧ-ОНЧ волн, а так трактованный угол  $\theta$  есть действительная часть комплексного угла падения, специфической величины, характеризующей порядковый номер мода. Геометрия задачи в такой трактовке см. рис. 3.6. Тогда связь дальности до источника твика  $D$ , времени  $T$  задержки от начала твика и угла  $\theta$  выражают как:

$$\sin\theta = 1 / (1 + cT/D), \quad (3.3)$$

где  $c$  – скорость света в вакууме. Индекс  $n$  опущен.



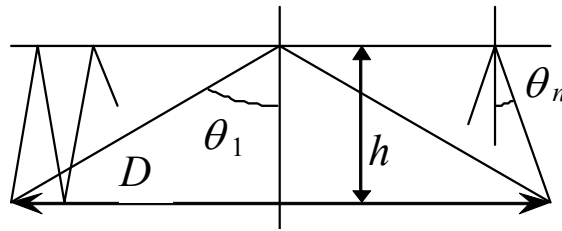


Рис.3.6. Лучевая трактовка распространения поля в плоском волноводе Земля-ионосфера

Рассмотрев то же для сферического случая, мы можем получить аналогичную связь.

Расчеты показали, для данного набора твиков различия формул связи  $\theta(T)$  и частотной дисперсии заметны в начальной части твиков – на временах менее 0,5...1,5 мс.

Учитывая, что последовательные лучи приходят в достаточно узком диапазоне углов, мы рассматриваем выделенный интервал сигнала от удаленного импульсного источника (молнии) как волну Бриллюэна с углом падения, соответствующим центральной части выбранного отрезка.

### 3.4.2. Метод анализа

Сопоставим  $\theta$  с определенным моментом анализируемого отрезка твика. Его длина для целей спектрального анализа требуется большой и охватывающей хотя бы несколько «лучей», и желательно узкой для разрешения по углу. Как компромисс мы выбрали длину отрезка в 5 «лучей». Длительность данного отрезка  $\Delta T_5(\theta)$  составит:

$$\Delta T_5(\theta) = \frac{D}{c} \left\{ \sqrt{\left( \frac{1}{\tan \theta} + \frac{6h}{D} \right)^2 + 1} - \sqrt{\left( \frac{1}{\tan \theta} - \frac{4h}{D} \right)^2 + 1} \right\}. \quad (3.4)$$

Очевидно, что в зависимости от величины угла падения разность углов для соседних лучей  $q$  и  $q+1$  меняется и тем меньше, чем далее от начала

твика и ближе к отвесным углам падения приходится анализируемый участок.

Таким образом, может быть получена зависимость параметров поляризации поля твика от угла падения. Мы рассчитали ее с шагом в  $5^\circ$ . Предел снизу задает длина записей твика, в нашем случае 40 мс, и дальности до источников. Мы получали минимальные углы падения  $10\div 15^\circ$ . Верхний предел вытекает из (3.4) и равен  $\theta_{\max} = \arctg(D/4h)$ . Это значение не превосходит  $75^\circ$ . К отрезкам записи, сопоставленным искомому углу, применялись процедура умножения на окно Хэмминга, и затем БПФ (быстрое преобразование Фурье). На частоте, связанной с искомым углом как  $f(\theta) = c/2h\cos\theta$ , мы вычисляли поляризационные характеристики –  $R$  и разность фаз  $\Psi$ . Отметим, что первая из них – поляризационное отношение (или отношение амплитуд)  $R$  может быть меньше единицы, когда поперечная амплитуда меньше продольной и становится длиной малой полуоси эллипса поляризации излучения. Когда же эллипс поляризации ориентирован поперек направления передачи энергии волной, заданного вектором Пойнтинга, мы видим  $R > 1$ . Как левополяризованную мы принимали моду, горизонтальные составляющие электрического и магнитного вектора которой вращаются вокруг геомагнитных силовых линий так же, как положительно заряженные ионы. В системе координат, связанной с наблюдателем, это соответствует в южном полушарии правой, а в северном магнитном полушарии левой круговой поляризациям. Вычисленные значения отбраковывались, если для данного участка твика первая волновая мода на частоте отсечки волновода не превышала вдвое шум.

### 3.4.3. Результаты анализа экспериментальных данных

Определяющим признаком твиков является левая круговая и близкая к ней поляризация поля в хвостовой части. Эта часть соответствует углам падения  $\theta = 10^\circ \dots 35^\circ$ . В начальной части твика вплоть до угла  $63,5^\circ$  [47] поляризация поля линейна, и излучение распространяется в виде квази-*ТМ* и квази-*ТЕ* мод волновода.

Поляризация сигнала твика меняется на всей его протяженности [56, 84]. Поляризация моды 2-го порядка и более высокочастотных мод остается эллиптической с преобладанием левой круговой. Более подробное рассмотрение поляризации моды 1-го порядка приведено ниже.

Зависимость поляризации от географического азимута, или точнее, пролегания трассы распространения твика требует особого рассмотрения. Существуют указания, которые можно увидеть на примере нашего массива данных, что в случае, когда трасса твика полностью оказывается в пределах приэкваториальной геомагнитной зоны (независимо от конкретного азимута), соотношение лево- и право-поляризованных волн в твике отличается от обычного. Далее, поляризации твиков, пришедших с малых и больших дистанций, различаются. Существенные особенности наблюдаются у твиков, прошедших более 1,5 Мм от источника. Это может быть связано с отличиями пространственного затухания лево- и право-поляризованных волн в составе твика.

Т.к. параметры твик-атмосфериков определяются геомагнетизмом, графики и зависимости их поляризационных характеристик будут стандартно приведены на рисунках в зависимости от геомагнитного азимута, который для каждого отдельного твика вычислялся через азимут трассы распространения его и направление геомагнитного поля в точке приема (местонахождения судна) на дату приема.



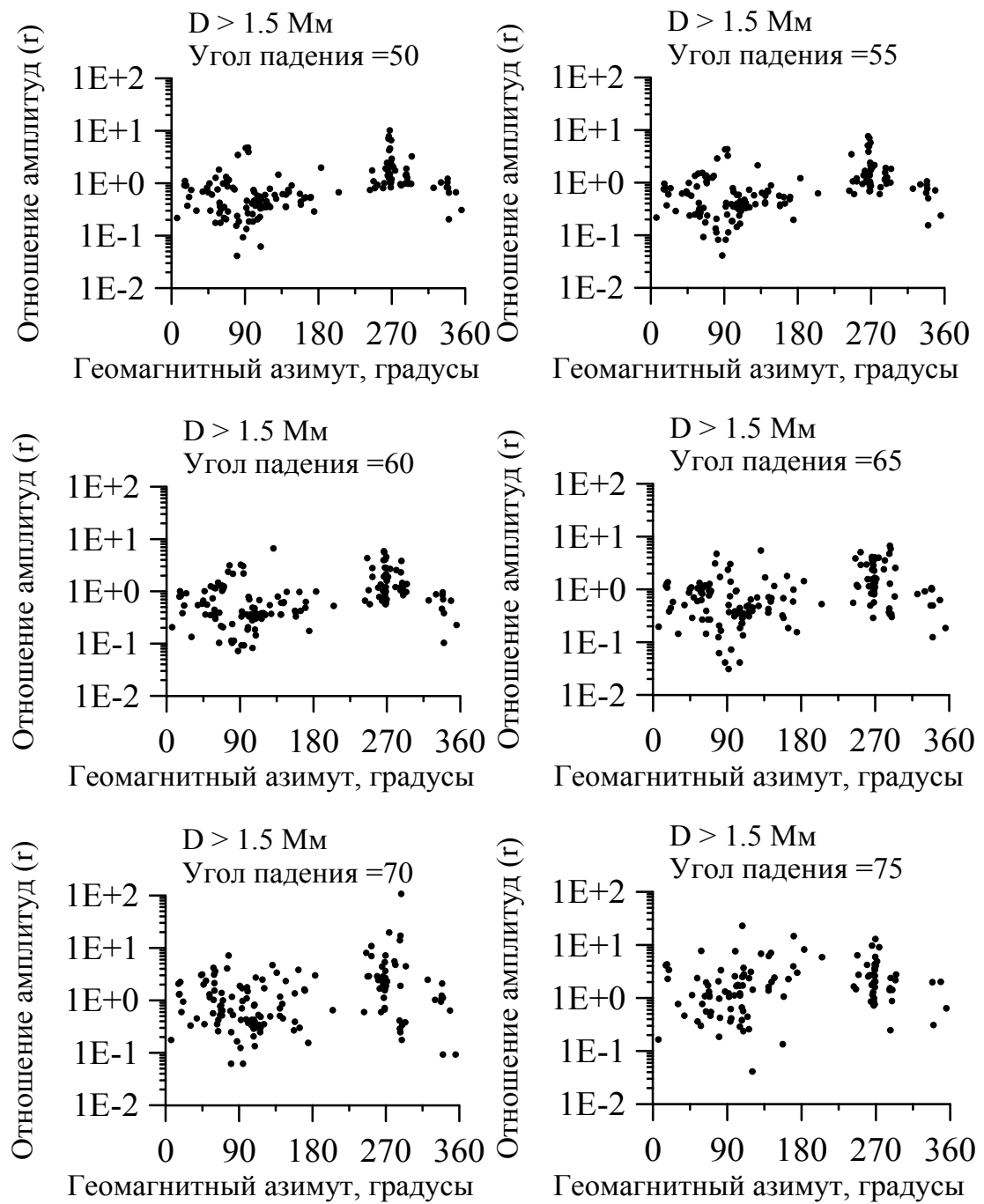
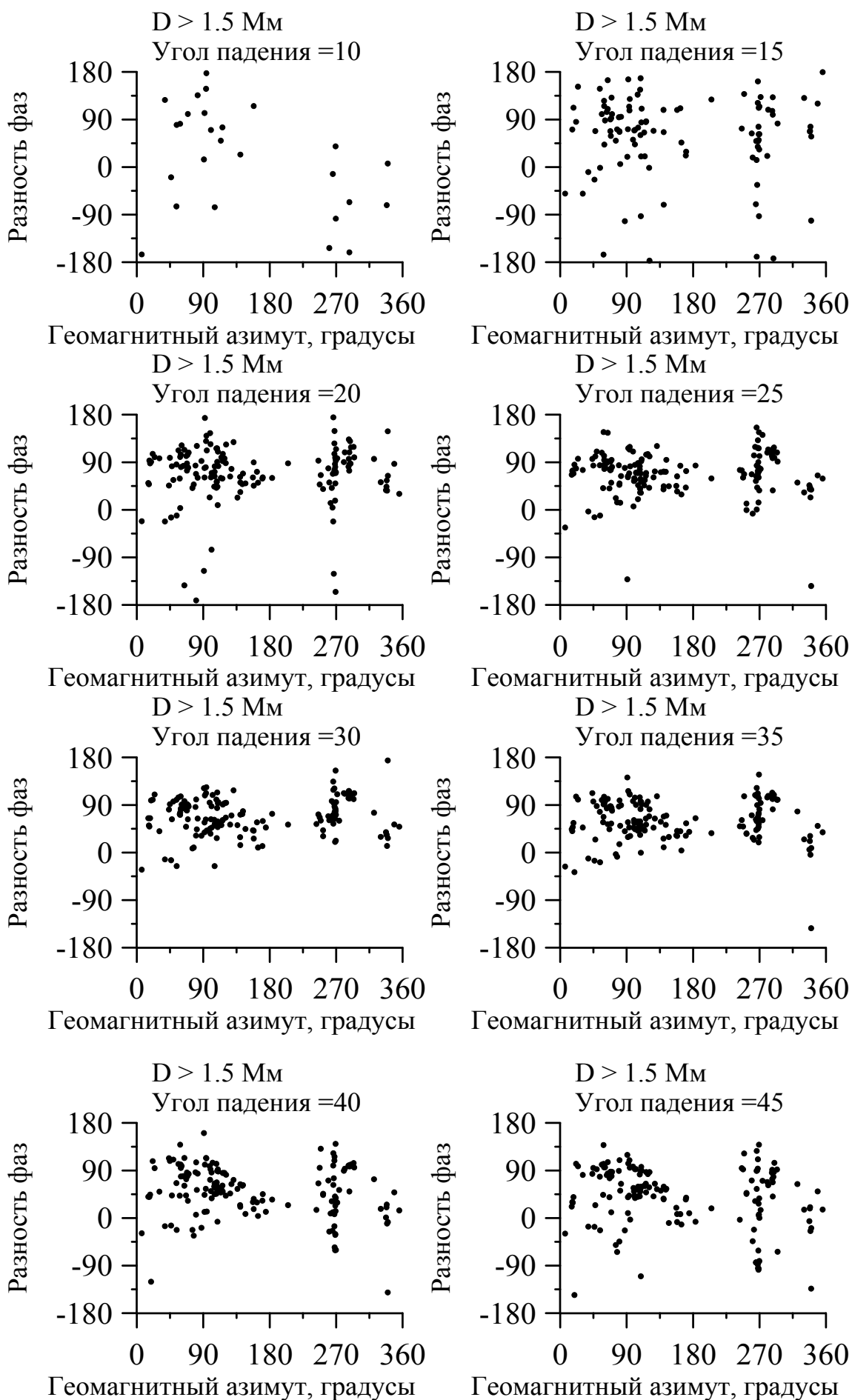


Рис. 3.7. Отношение амплитуд для твик-атмосфериков с дистанцией распространения более 1.5 Мм.



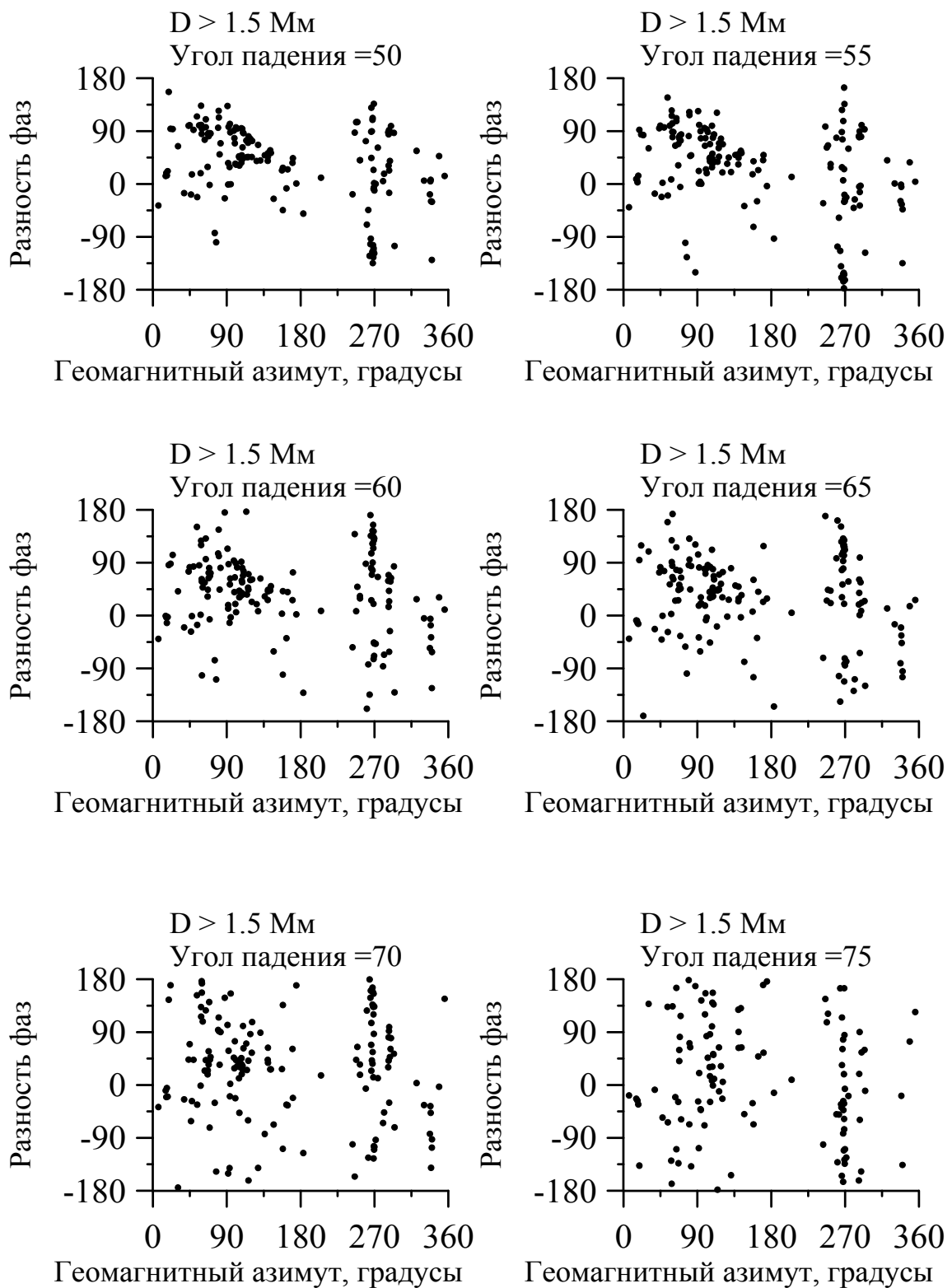


Рис. 3.8. Разность фаз для твиков с дальностью источника  $>1.5$  Мм.

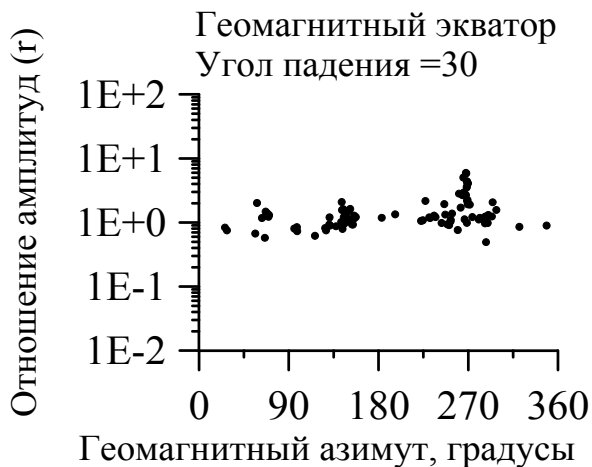
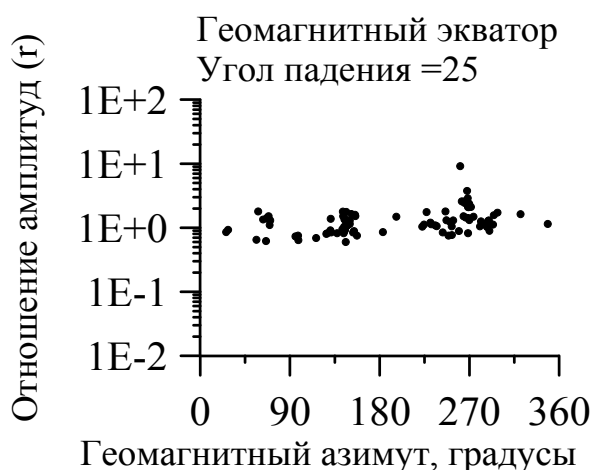
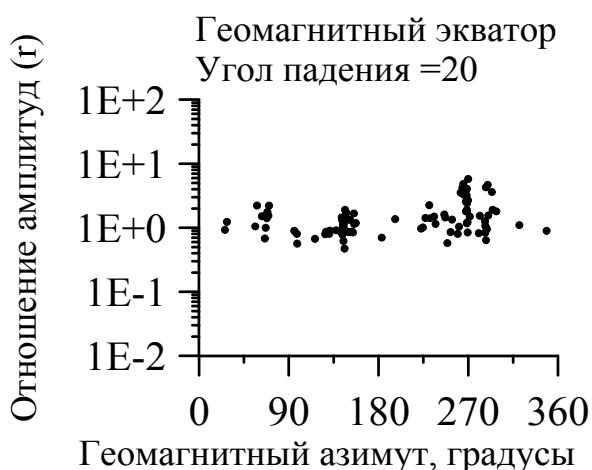
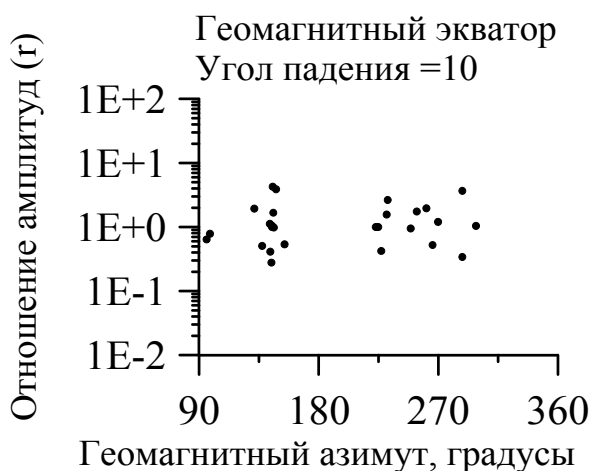
Поляризационные отношения близки к 1 (случай левой круговой поляризации) для малых углов  $15^\circ \dots 35^\circ$ , что соответствует хвостовым частям твиков. Так же для разности фаз на углах падения  $15^\circ \dots 35^\circ$  значения примечательно близки между собой и находятся вблизи  $90^\circ$ . Отклонения от прямого угла достаточно заметны, что вместе с данными по отношениям амплитуд описывает случай левой эллиптической поляризации в хвостовой части твика.

На всех графиках обращают на себя внимание секторы азимутов вблизи направлений восток-запад и запад-восток, особенно для углов падения  $40^\circ \dots 60^\circ$ . Здесь сосредоточены твики с заметно отличающимися параметрами поляризации. Право- и левополяризованные круговые волны присутствуют в 1-й моде твика в различных соотношениях. У части твиков с дальностями до источников более 1,5 Мм на начальном участке достигается почти линейная поляризация 1-й моды сигнала (т.е. доля право- и левополяризованных волн примерно равна). В ряде случаев наблюдается полное преобладание правой круговой поляризации (96 % по энергии). Разность фаз тогда близка к  $-90^\circ$ .

В случае, если привести на аналогичных графиках полный ансамбль твиков, картина будет сходной, однако участков с резко выраженной линейной поляризацией у «близких» твиков практически нет.

Для прояснения картины мы сочли нужным обратиться к соотношению (3.2). Весь массив данных был разделен на твики приэкваториальной зоны и твики средних геомагнитных широт. Для среднеширотного распространения справедлива теория [47], которая предсказывает левую круговую поляризацию хвостовой части твика и преобладание левой круговой поляризации на всем протяжении твика. В случае приэкваториальной зоны, когда угол между геомагнитными линиями напряженности поля и вертикалью  $>75^\circ$ , приближение квазипродольного распространения не выполняется.





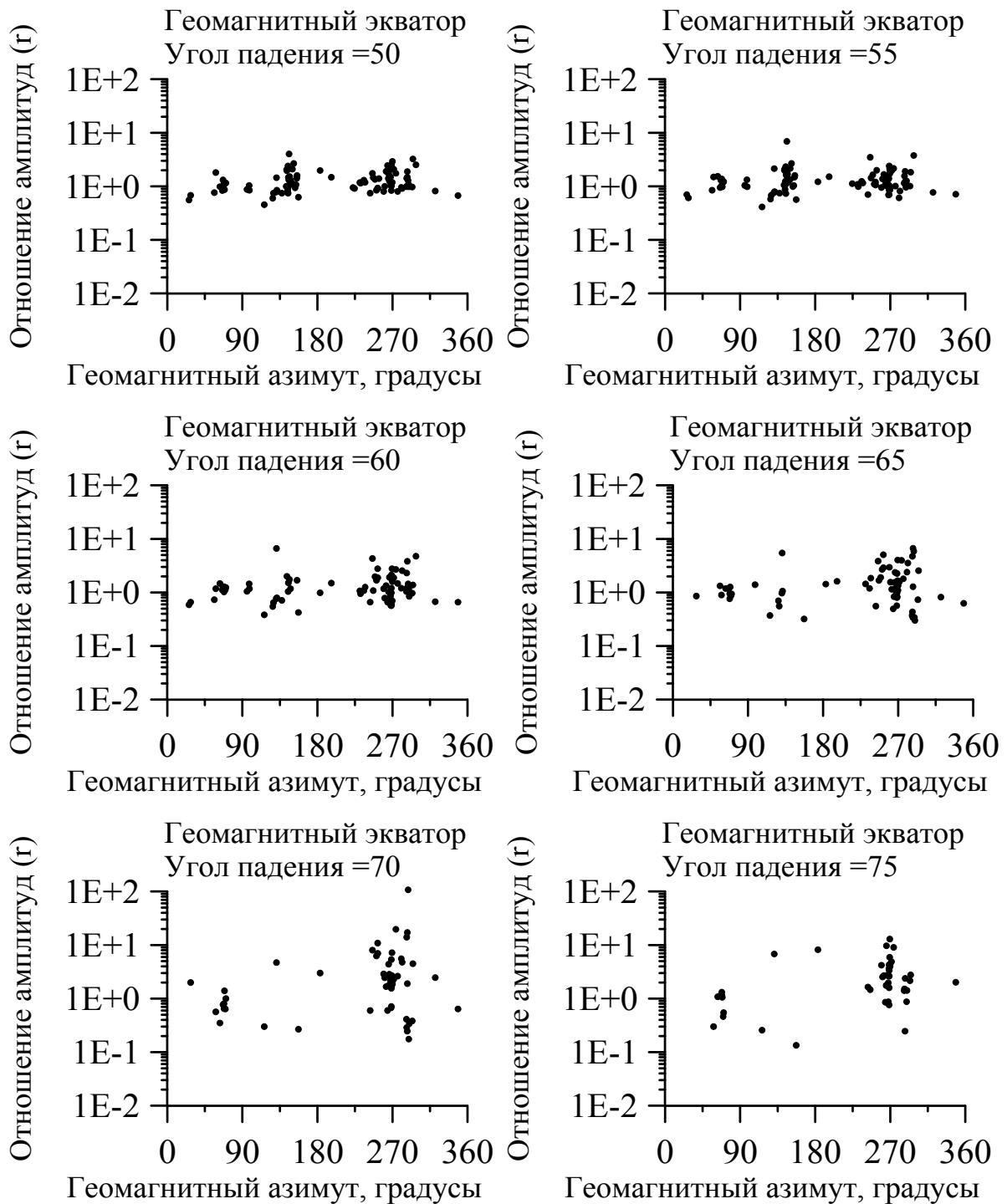


Рис. 3.9. Отношения амплитуд для твигов, распространяющихся в приэкваториальной геомагнитной области.



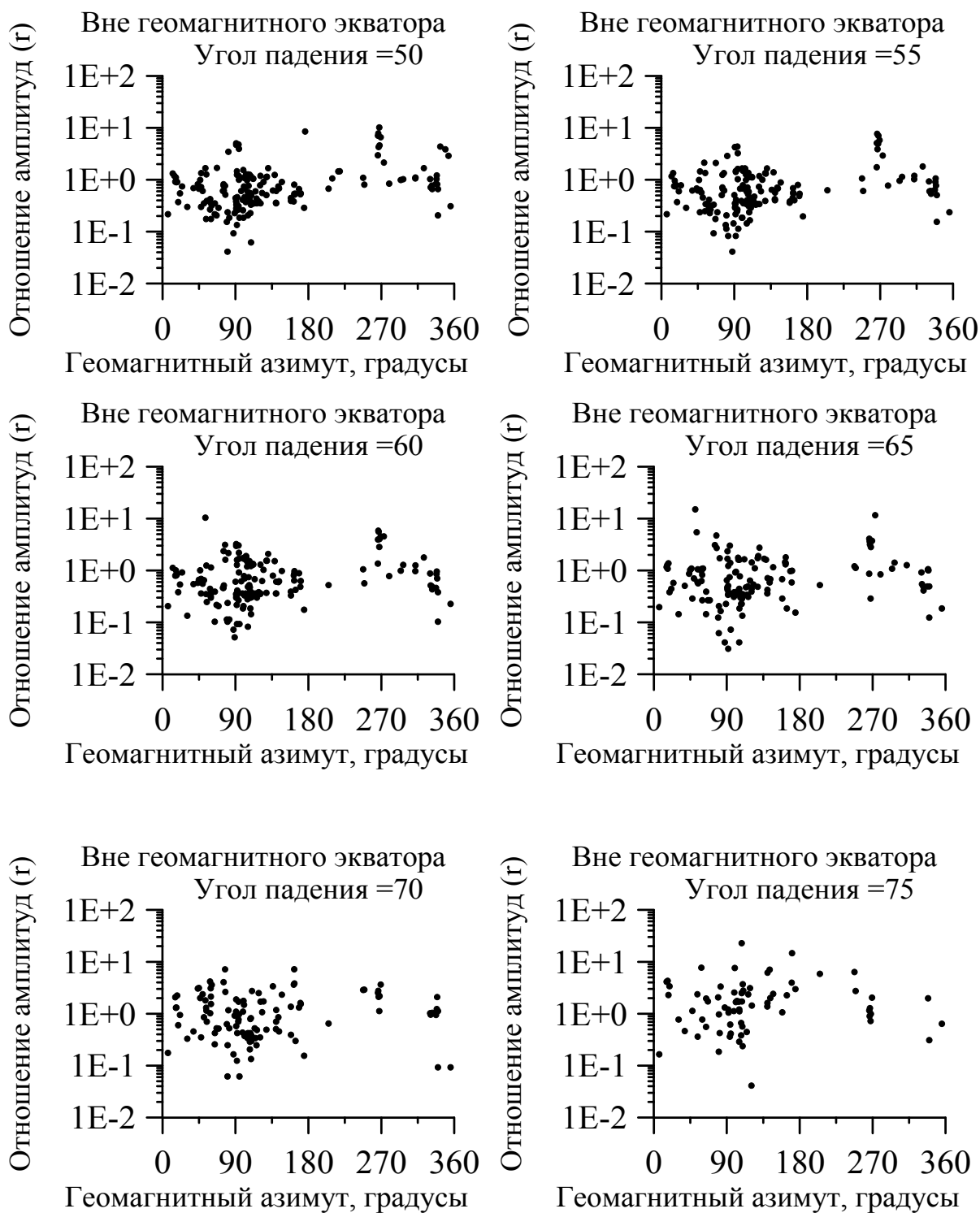


Рис. 3.10. Отношения амплитуд для твиков в средних геомагнитных широтах.

Были рассмотрены те же характеристики – отношение амплитуд (поляризационное отношение) и разность фаз, однако графики для разности фаз опущены, т.к. они не вносят дополнительных деталей.

Для твиков приэкваториальной области величины отношения амплитуд чрезвычайно близки к 1. Однако исключение составляют два узких сектора близ  $90^\circ$  и  $270^\circ$ , каждый из которых не превышает  $\pm 10^\circ$ . В них присутствуют ряд твиков с резко выраженным наличием правой круговой поляризации в составе сигнала, с поляризацией нередко доходящей до почти линейной в характерной области углов падения  $40^\circ \dots 45^\circ$ . Этот угол можно сопоставить с случаем полного внутреннего отражения.

Для отношений амплитуд твиков средних геомагнитных широт наблюдаются те же две особенности. 1) Величины отношения амплитуд в среднем всюду близки к 1. 2) Наблюдаются два очень узких сектора азимутов вблизи направлений восток-запад и запад-восток, в которых можно видеть ряд твиков с ярко выраженным присутствием право-поляризованной круговой волны, приводящим к соотношению амплитуд более 1. К ним добавляется третья характерная особенность: широкий ( $\pm 30^\circ$ ) сектор вокруг азимута  $90^\circ$ , где, напротив, наблюдаются твики с отношением амплитуд менее 1, причем этот эффект проявляется тем сильнее, чем ближе азимут к  $90^\circ$ . В области углов падения  $55^\circ \dots 65^\circ$  отношение амплитуд в среднем достигает  $0,4 \dots 0,5$ . При этом разность фаз остается положительной. Можно предположить, что, в отличие от эффекта 2), общего для экваториальной и среднеширотной областей, эффект 3), приводящий к иному отличию от «стандартной» картины распространения и поляризации твиков, вызывается иным механизмом, специфическим для среднеширотной области, либо общим для всех областей, в которых твик можно считать распространяющимся квазипродольно вдоль геомагнитного поля.

Некоторые соображения по поводу этого механизма можно высказать на основе анализа числа мод (гармоник) в составе этих характеристических твиков. Обратимся к Рис. 3.11. Для твиков с эллипсом поляризации,

вытянутым вдоль направления вектора Умова-Пойнтинга, как восточного, так и западного направления прихода характерно малое число гармоник (2...4) независимо от дистанции распространения. В то же время твики с «эффектом 3») (отношение амплитуд  $<0.7$ ) обладают числом хорошо наблюдаемых гармоник вплоть до 6...7. Большое число высокочастотных гармоник означает аномально высокие значения коэффициентов отражения для них и аномально хорошие условия распространения (низкое затухание). Можно выдвинуть предположение, что такие условия соблюдались и для 1-ой гармоники, что привело к высоким значениям отражения для левополяризованной круговой волны, ее высокой интенсивности и сравнительному преобладанию над право-поляризованной.

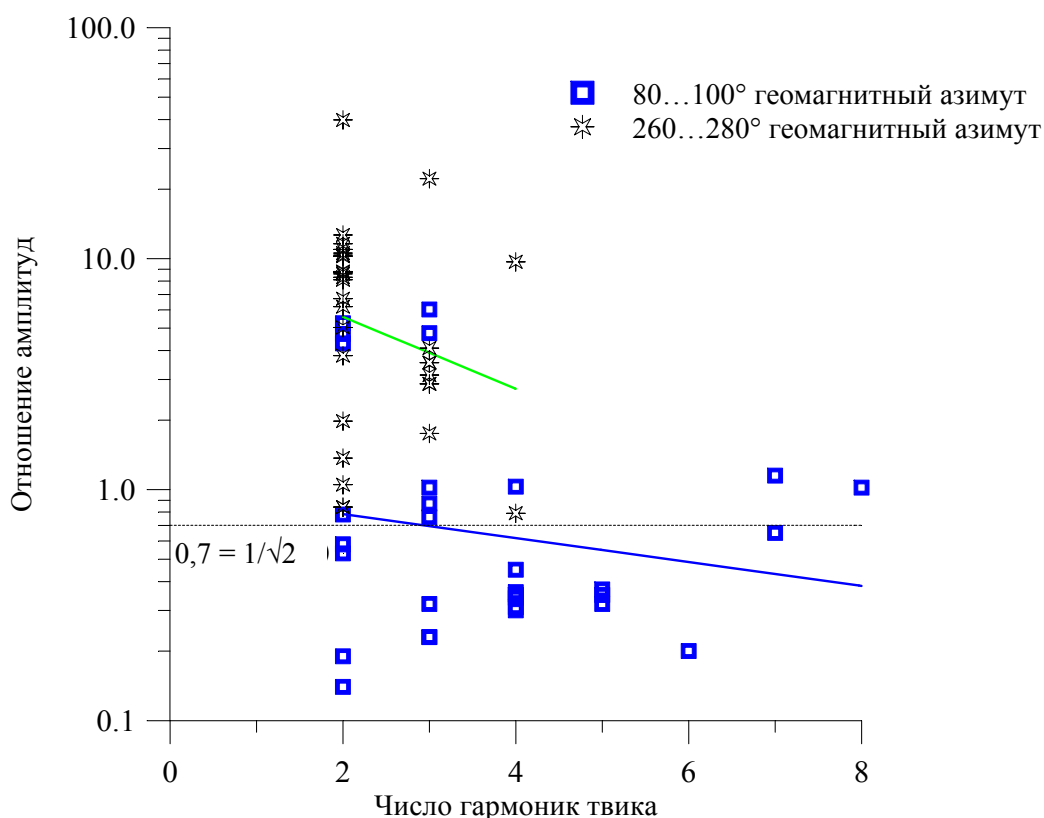


Рис. 3.11. Отношение амплитуд и число гармоник у твиков в двух узких секторах геомагнитных азимутов вокруг направлений восток-запад и запад-восток. Угол падения  $40^\circ$ .

Эти наблюдения над особенностями поляризации твиков в разных областях, как представляется, могут помочь в дальнейшем при разработке теории распространения твиков в околоэкваториальных районах, где не соблюдается условие квазипродольного распространения радиоволн.

### **3.5. Выводы по разделу 3**

В заключение приведем основные результаты, достигнутые в этом разделе.

1. Впервые проведено исследование поляризационных свойств СНЧ-ОНЧ поля в волноводе Земля-ионосфера на основе анализа трехкомпонентных записей твиков для первой моды вдоль всей временной формы сигнала. Поляризация сигнала выразилась через поляризационное отношение (отношение амплитуд продольной и поперечной магнитной компоненты сигнала) и их разность фаз.

1.1. Показано, что в хвостовой части сигнала твика (соотносящейся с эффективными углами падения  $15 - 35^\circ$ ) наблюдается левая эллиптическая поляризация твика, что хорошо согласуется с теорией, описывающей условия распространения атмосферика в ночных условиях под анизотропной нижней ионосферой.

1.2. Показано, что эффект невзаимности в поляризационных характеристиках при распространении восток-запад и запад-восток относительно геомагнитного меридиана наблюдается при углах падения излучения  $40 - 65^\circ$ .

2. Впервые показано, что поляризационные свойства твиков различаются в областях, относящихся к геомагнитному экватору ( $-15^\circ \dots 15^\circ$  широты) и в средних геомагнитных широтах, на которых выполняется условие квазипродольного распространения излучения твиков вдоль геомагнитного поля. Продемонстрировано наличие двух групп твиков с особыми эффектами поляризации. Одна группа твиков распространяется в

узком секторе геомагнитных азимутов, охватывающих направления восток-запад, запад-восток, и присутствует как вблизи экватора, так и в средних широтах, обладая отношением  $R \gg 1$  при эффективных углах падения  $40^\circ \dots 45^\circ$ . Другая группа присутствует в средних геомагнитных широтах с азимутами распространения примерно  $60^\circ \dots 120^\circ$  и поляризационным отношением  $R=0,3 \dots 0,7$  при углах падения  $40^\circ \dots 60^\circ$ . Показано, что для второй из этих групп характерна повышенная доля твиков с присутствием высокочастотных гармоник.



## **Раздел 4. Диагностика нижней ионосферы на основе анализа экспериментальных записей многомодовых ТВИКОВ**

В настоящем разделе рассматриваются методы диагностики состояния нижней ионосферы, основанные на радиозондировании волновода Земля – ионосфера электромагнитными волнами СНЧ – ОНЧ диапазонов естественного происхождения в широкой полосе частот. Представлены результаты обработки массива экспериментальных данных временных форм трех компонент СНЧ – ОНЧ атмосфериков, записанных в ночное время, и интерпретация полученных результатов.

Показана возможность мониторинга высоты нижней границы ионосферы в ночное время и наблюдаемые с помощью измерений твиков суточные и сезонные ее вариации [19, 53, 54]. Рассмотрен метод картирования отражающего слоя нижней ионосферы [85], что является важным шагом для исследования ионосферных возмущений. На материале ансамбля записей твиков статистически исследован модовый состав сигналов в зависимости от дальности до источника твика [18], эффективной высоты волновода, и локального времени ночи [73].

Развито решение обратной радиофизической задачи определения показателя преломления, и тем самым концентрации электронов, для верхней границы глобального волновода, являющегося отражающим слоем в нижней ионосфере для СНЧ – ОНЧ излучения, распространяющегося в ночное время в виде твик-атмосфериков [73]. Такой метод восстановления показателя преломления возможен за счет представления радиоизлучения твиков в виде системы мод левой круговой поляризации с разной глубиной проникновения в ионосферу, и потому требует контроля поляризационных характеристик твиков.

Экспериментальные данные по твикам рассмотрены на основе теоретической модели Рябова-Сухорукова [47, 60], которая описывает

распространение СНЧ – ОНЧ волн, отражающихся от нижней ионосферы в присутствии геомагнитного поля.

#### **4.1. Картирование нижней ионосферы по измерениям твиков однопозиционным методом**

По достаточно длинной серии записей твиков, сделанных приблизительно одновременно, можно построить пространственное распределение высот отражения в нижней ионосфере, определив расстояния до источников и их азимуты по 3-м компонентам поля.

Рассмотрим на основе простейшей модели формирования хвостовой части ночного атмосферика, приведенной в работах [67, 83], возможность оценки параметров неоднородности на трассе распространения в приближении геометрической оптики, т.е., в предположении, что горизонтальные размеры неоднородности больше длины волны. Хвостовая часть формируется волнами, падающими под крутыми углами к границам волновода, следовательно, соответствующие длины волн близки к критической длине волны и составляют порядка удвоенной высоты ионосферы 150 – 180 км. Возмущения таких размеров могут возбуждаться, например, вследствие развития турбулентности, вызванной диссипацией внутренних гравитационных волн, или нагрева и дополнительной ионизации нижней ионосферы мощными разрядами молний, обуславливающими появление эльфов на высотах 80 – 100 км [17].

Точность определения высоты ионосферы по записям единичных ночных атмосфериков составляет менее 1%, как показано выше в подразделе 2.3, и может быть улучшена при усреднении по ансамблю данных. Поскольку величины задержек между импульсами в хвостовой части атмосферика определяются интегралом по профилю вдоль трассы, значения высоты, получаемые из анализа атмосфериков, будут приблизительно пропорциональны отношению протяженности неоднородности к длине всей

трассы. Пусть параметры неоднородности и трассы следующие:  $D = 1000$  км,  $h = 88$  км,  $H = 5$  км,  $L = 250$  км, где  $D$  – дистанция наблюдатель–молния;  $h$  – высота невозмущенной ионосферы;  $L$  и  $H$  – горизонтальный и вертикальный масштабы неоднородности соответственно. Оценка отклонения получаемой эффективной высоты будет равна  $dh/h = LH/Dh = 1,4\%$ , что является вполне измеряемой величиной.

Предположим, что имеется ансамбль записей твик-атмосфериков, пришедших вдоль направления на неоднородность в ионосфере с различных дистанций, перекрывающих размеры неоднородности. Учитывая, что определяемая по измерениям твика эффективная высота околоземного волновода формируется, по сути, усреднением по соответствующей трассе распространения, получим, что профиль зависимости высоты от дистанции, определяемый из измерений твик-атмосфериков, будет определяться интегралом от реального профиля ионосферы на трассе.

Ансамбль записей твиков, находившийся в нашем распоряжении, был разбит на серии, полученные в течение 20 минут. Найдя азимут на точечный источник (молнию) и дистанцию до него, мы получили возможность рассчитать как географические (а также геомагнитные) координаты, так и солнечный зенитный угол и местное время для каждой точки трасс твика, начиная от самой точки молниевоего разряда. Отметим, в ряде редких случаев среднее местное время и зенитный угол для данного твика крайне сильно отличаются от значений этих характеристик в месте записи, что связано с конкретным пролеганием трассы твика. Это необходимо было бы учитывать как при обработке обширных массивов записей твик-атмосфериков, так и при исследовании таких особых (пекулярных) образцов твиков.

Обзор высот отражения нижнего слоя ионосферы в ночное время, при помощи использования записей твиков, может производиться практически в реальном времени. Особенно это относится к тропическим широтам, где высока грозовая активность.

Из показательных примеров приведем ансамбль, относящийся к раннему предутреннему времени (рис.4.1). Можно рассмотреть ряд вероятных причин резкого понижения эффективной высоты отражения. Так, развитие локальной струи электронов в нижней ионосфере на околоэкваториальных широтах в послеполуночное время может привести к краткосрочному изменению значений магнитного поля (в результате индукции током) на высоте нижней ионосферы и за счет этого к вариациям глубины проникновения ОНЧ-волн, не сопровождающемуся вариациями собственно электронной концентрации.

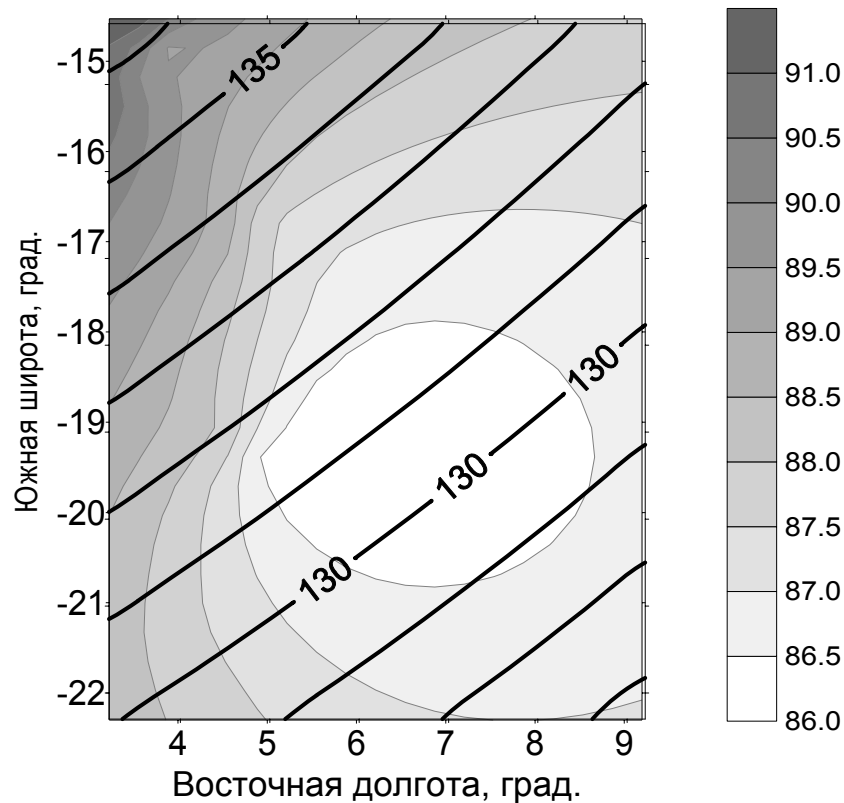


Рис.4.1. Высоты ионосферы, вычисленные по серии от 22.01.1991 г., 2.4-2.6 ч, из 14 записей твик-атмосфериков. Координаты приемника  $9.8^\circ$  в.д.,  $21.1^\circ$  ю.ш. Высоты, отнесенные к середине трассы каждого твика, показаны градуировкой серого цвета (шкала рядом). Приведены линии постоянного солнечного зенитного угла, в  $^\circ$

В данном случае (точка приема близ юго-западного побережья Африки) такое объяснение менее вероятно ввиду удаленности геомагнитного экватора. С другой стороны, за полтора-два часа до локального рассвета в ионосфере на высотах 60 км развивается слой с повышенной концентрацией электронов, т.н. *S*-слой, что также может служить причиной снижения эффективной высоты отражения.

На рисунке высоты  $h$  отнесены к середине трассы твика. Показаны линии постоянных значений солнечного зенитного угла, вычисленные для момента времени, когда производилась серия записей.

#### ***4.2. Вариации модового состава СНЧ-ОНЧ излучения и эффективной высоты ионосферы в ночное время, полученные в результате анализа твиков***

Разнообразие информации, которую можно получить на достаточно обширном ансамбле 3-хкомпонентных твик-атмосфериков, поставило одной из целей настоящей работы обратить особое внимание на те новые данные, которые можно извлечь из широкополосных сигналов ночных СНЧ – ОНЧ атмосфериков при помощи исследования не только одной низшей, но всех доступных гармоник сигнала.

Статистический анализ зависимостей количества гармоник твика от геомагнитного азимута пролегания трассы твика (рис.4.2) показывает, что они почти не влияют друг на друга. Некоторое превышение числа гармоник для твиков восточного направления прихода может быть связано с более выгодными условиями распространения, меньшим затуханием для таких твиков. Среднее число гармоник составило по ансамблю 3,51.

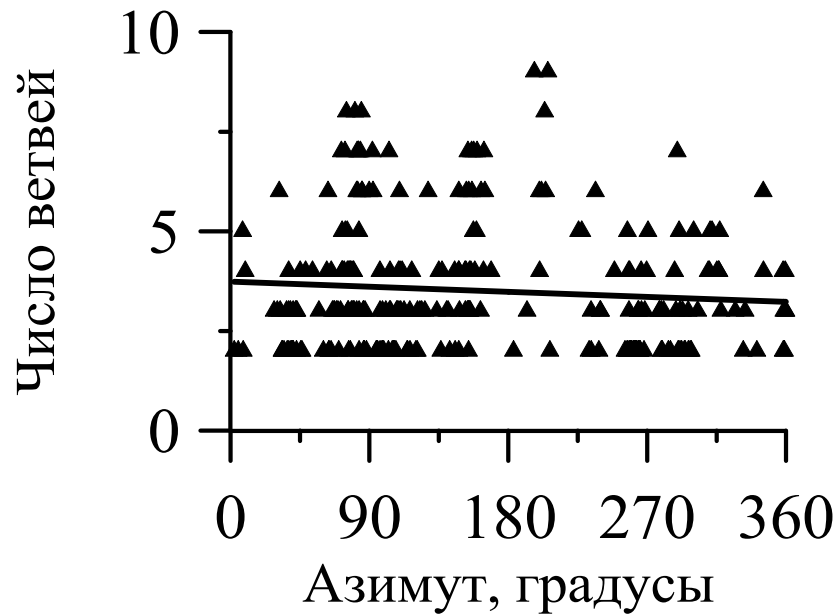


Рис. 4.2. Число дисперсионных ветвей (гармоник) твик-атмосфериков в зависимости от геомагнитного радиуса прихода.

Значительно отличаются результаты статистического анализа взаимозависимостей количества ветвей твика и дальности до их источника. Твики с больших и малых дальностей имеют существенно различную статистику. На Рис. 4.3 даны гистограммы, демонстрирующие этот факт. На 120 экземпляров твиков с малыми дальностями распространения в ансамбле приходится 160 экземпляров, пришедших с больших расстояний (более 1.5 Мм). Для первых число гармоник более-менее равновероятно, со средним  $4.525 \pm 1.734$ . Для «дальних» твиков число гармоник не превышает 6, и наибольшее число твиков имеет только 2 гармоники. Среднее количество гармоник составило  $2.744 \pm 0.953$ .

Данное разделение по дальностям источников является эмпирическим, резко проявившимся на наличном ансамбле данных. Произведя разделение по несколько более формальному критерию (дистанция свыше 10 длин волн первой гармоники), мы получили примерно те же зависимости (Рис. 4.4).

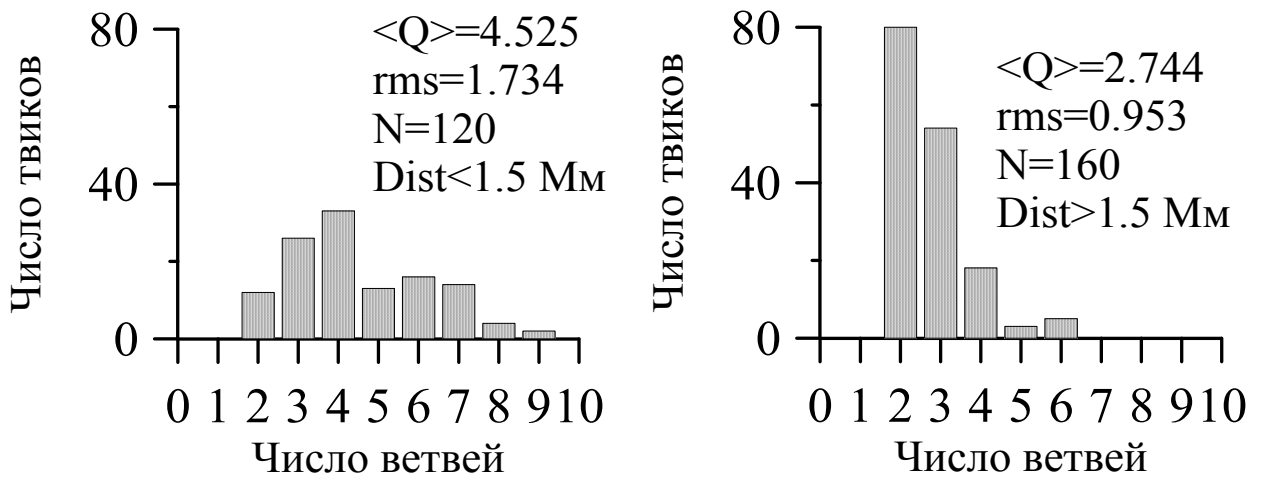


Рис. 4.3. Гистограммы количества твиков с заданным числом хорошо различимых дисперсионных ветвей (гармоник)

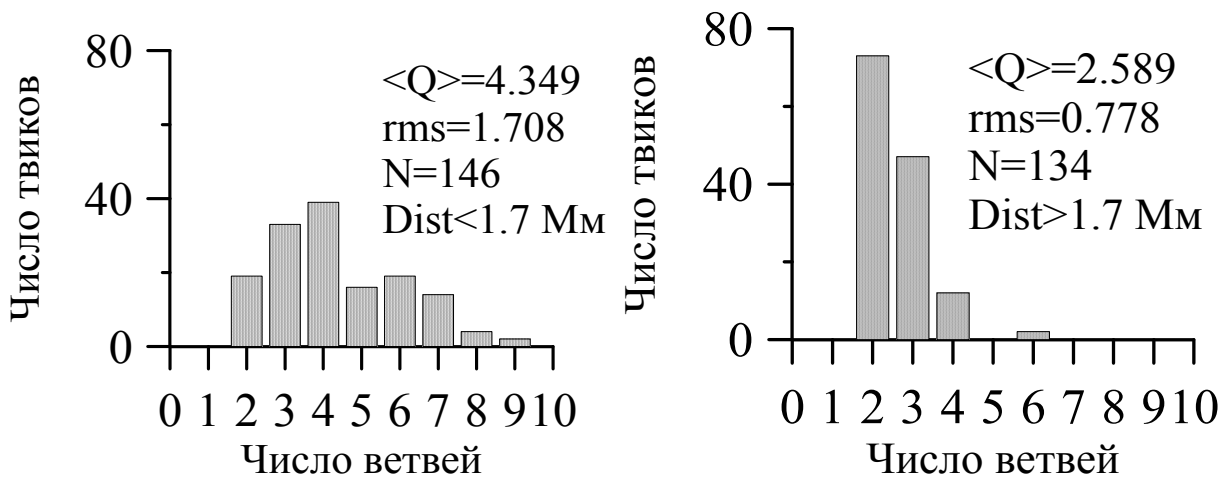


Рис. 4.4. Гистограммы количества твиков с заданным числом хорошо различимых дисперсионных ветвей (гармоник)

Теперь рассмотрим эффективную высоту отражения в связи с числом наблюдаемых гармоник в твиках. Все данные разделены на два периода. Первый набор включает твики, записанные в летние месяцы с 21 января по 24 февраля 1991 г. Ему соответствует географический регион, покрывающий часть пути судна от юго-западного побережья Африки до Яванского моря. Данные, записанные в период 6 – 14 апреля (около равноденствия) получены в Гвинейском заливе.

Зависимости эффективных высот отражения от ионосферы, полученных по результатам обработки твиков, от локального времени, отсчитываемого от полуночи, показаны на рис. 4.5. Так как высота ионосферы, вычисляемая по твикам, является интегральной характеристикой ночной ионосферы вдоль всего пути распространения, для каждого твика локальное время определялось как среднее локальных астрономических времен, соответствующих началу, концу, середине, первой и третьей четвертям трассы распространения.

Кресты на графиках обозначают высоту, определенную по отдельному твику. Треугольники с вертикальными «усами» показывают средние значения высоты  $\langle h \rangle$  и стандартные отклонения за получасовые интервалы. Нанесены линии регрессии для времени до полуночи.

С возрастанием локального времени ночи наблюдается постепенный рост эффективной высоты отражения. В период равноденствия был выявлен существенный рост примерно на 5 км от  $h = 85$  км в 6 часов до полуночи до 89,5 км в 2 часа после полуночи (рис. 4.5,б). В [31] наблюдалась аналогичная тенденция, которая распространяется также и на зимний период. На протяжении интервала времени -0,5...2 часа эффективная высота отражения изменяется незначительно. Для летнего времени рост эффективной высоты отражения составляет примерно 3 км для интервала -4...1 час (рис. 4.5,а). После полуночи наблюдается сильный разброс данных, и незначительное понижение средней высоты после 2 часов локального времени. Можно отметить, что в среднем линия регрессии, относящаяся к летнему времени, выше на 1,5...2 км линии регрессии, относящейся к периоду равноденствия. В летнее время разброс эффективных высот отражения выше, чем в сезон равноденствия.

Затухание при распространении мод высшего порядка увеличивается с ростом номера моды и, соответственно, количество наблюдаемых гармоник в твике зависит от потерь в ионосфере и от дальности до источника. Чтобы вычленил какую-либо иную зависимость на фоне более мощного влияния



дальности до источника, все экспериментальные записи твигов должны рассматриваться в отдельных кластерах для зон дальности.

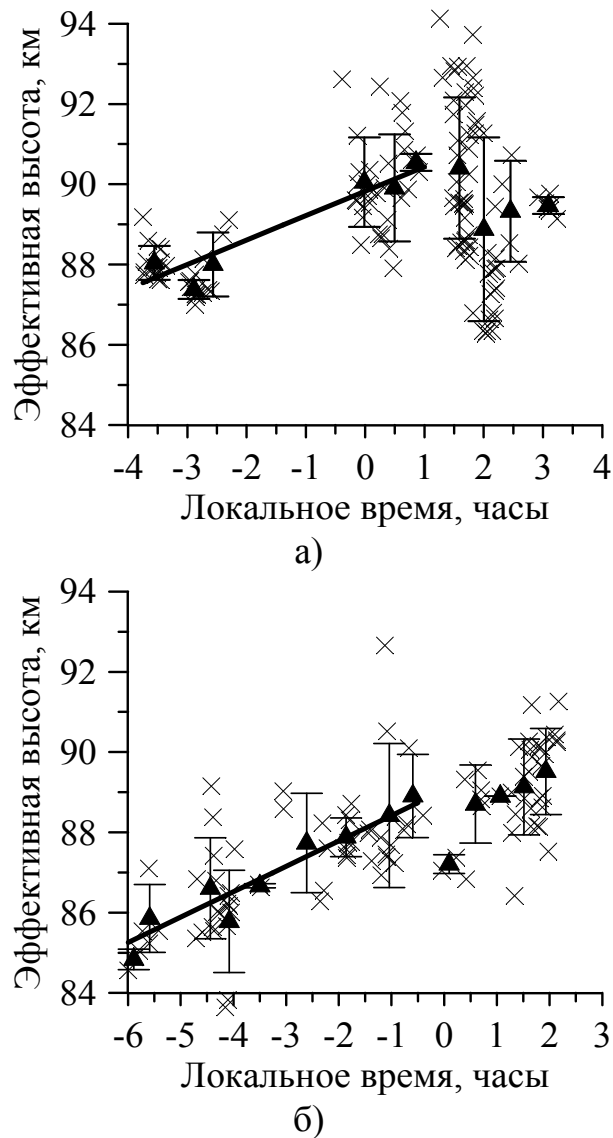


Рис. 4.5. Вариации эффективной высоты отражающего слоя ионосферы в течение ночи для разных сезонов: а) лето, б) равноденствие

Данные, полученные за весь период наблюдений, были разделены на три диапазона дальностей:  $D < 1$  Мм,  $D = 1 \dots 1,5$  Мм и  $D > 1,5$  Мм. На Рис. 4.6 представлены гистограммы распределения твигов в этих диапазонах дальностей по количеству наблюдаемых гармоник, с интервалом по высоте 2 км (рис. 4.6, а) и 1 км (рис. 4.6, б, в). Числами на графиках обозначено общее

число твиков, эффективная высота отражения которых заключена в таких интервалах.

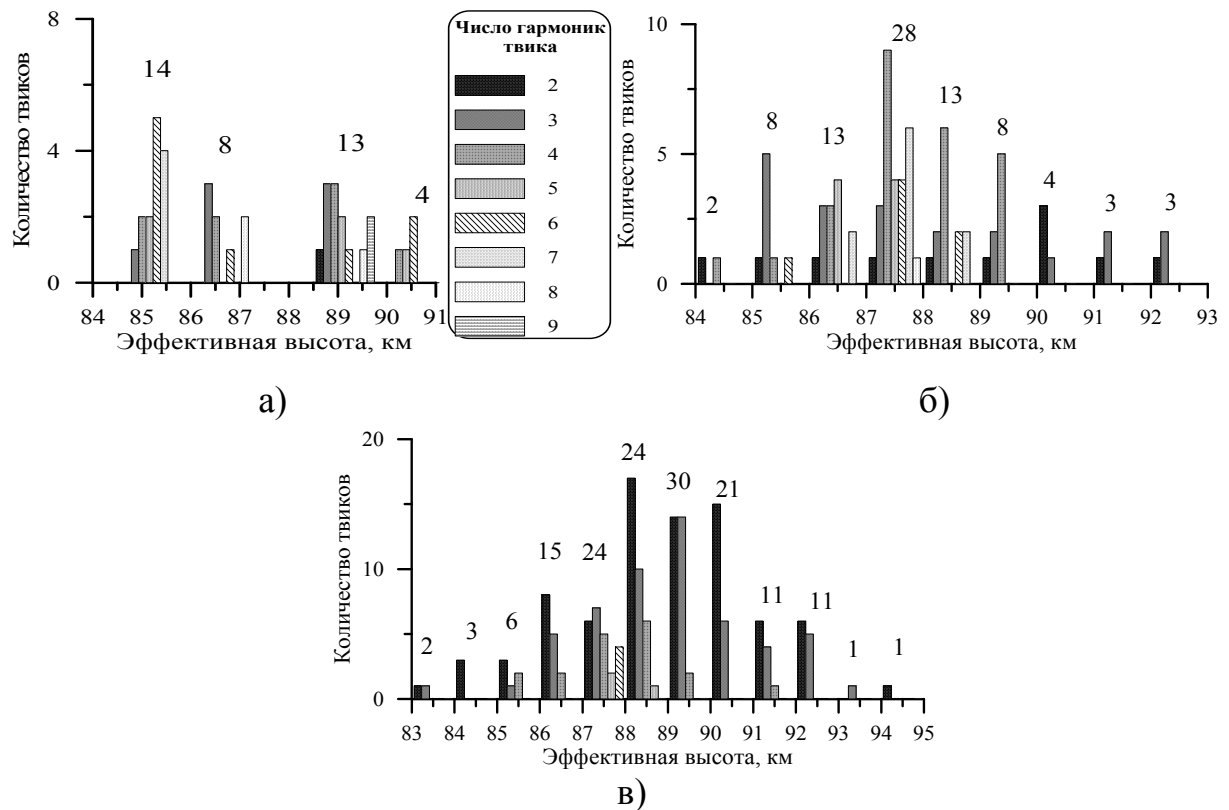


Рис. 4.6. Распределения количества гармоник в твиках при разных эффективных высотах волновода в трех диапазонах дальности до источника: а)  $D < 1$  Мм, б)  $D = 1 \dots 1,5$  Мм, в)  $D > 1,5$  Мм

Можно видеть, что при дальностях более 1,5 Мм наблюдаются 1-6 гармоник. Диапазон высот 87...89 км при дальностях  $D > 1$  Мм характеризуется ростом количества твиков с большим (вплоть до 6-8) числом гармоник, хотя на самых больших дальностях относительная доля твиков с 4 и более гармониками убывает (ср. рис. 4.6, в). В то же время при эффективной высоте  $h \geq 90$  км наблюдаются 2-4 гармоники (рис. 4.6, б, в). При дальностях до источника меньше 1 Мм твики с числом гармоник 4 и более представлены для всех значений эффективной высоты отражения (рис. 4.6, а). Определенный рост доли твиков с высокочастотными гармониками для высот 87...89 км можно наблюдать и в этом случае.

По-видимому, в данном узком диапазоне высот реализуются физические условия для формирования вертикального профиля электронной концентрации с повышенной крутизной нарастания, что обеспечивает минимальное затухание при распространении мод высших порядков.

Сравнение с полученным в [80] вертикальным профилем проводимости обнаруживает, что для ночных условий вертикальный масштаб разнится для высот 78...85 км и выше и ниже этой области высот. Выше этой области параметр  $\beta$  составляет примерно  $0.5 \text{ км}^{-1}$ , но на определенных высотах ниже 85 км рост концентрации электронов и проводимости с высотой происходит более медленно, и  $\beta \approx 0.3 \text{ км}^{-1}$ . Часть физических механизмов среди процессов рекомбинации, приводящих к таким результатам, приведена в подразделе 1.1. Можно предположить, что область несколько выше 87...89 км выступает в качестве своеобразной «крыши» для распространяющихся под ночной ионосферой ОНЧ – гармоник.

Чтобы рассмотреть зависимость наблюдаемого в твиках числа гармоник от локального времени ночи, разобьем данные на два диапазона дальностей до источников:  $D < 1,5 \text{ Мм}$  и  $D > 1,5 \text{ Мм}$ . В табл. 4.1 показаны результаты усреднения количества гармоник по двухчасовым интервалам времени и приведены усредненные по соответствующим наборам твиков дальности. Число твиков в пределах таких интервалов составляло не менее 12. Значения локального времени относятся к середине трассы твика. Из таблицы видно, что средняя дальность в течение ночи почти не меняется, тогда как среднее число гармоник  $\langle Q \rangle$  различается существенно. Можно показать, что их различие является значимым по критерию Стьюдента (с доверительной вероятностью более 99 %). Во всем диапазоне дальностей среднее число гармоник твика максимально в период 20...00 часов местного времени.

Таблица 4.1

## Среднее число гармоник в твиках в течение ночи

Время, ч	Дальность < 1,5 Мм			Дальность > 1,5 Мм		
	Число твиков	$\langle Q \rangle$	$\langle D \rangle$ , Мм	Число твиков	$\langle Q \rangle$	$\langle D \rangle$ , Мм
-6...-4	12	3,58	1,11	14	2,42	2,55
-4...-2	24	5,87	1,18	17	3,35	2,33
-2...0	36	5,08	0,99	27	3,18	2,55
0...2	36	3,47	1,15	82	2,43	2,38
2...4	12	4,25	1,28	19	3,10	2,21

Гистограммы на рис. 4.7 показывают относительное количество твиков с разным числом гармоник в двухчасовых интервалах локального времени ночи для всего диапазона расстояний. Числами на графике указано полное количество твиков в ансамбле для каждого интервала времени.

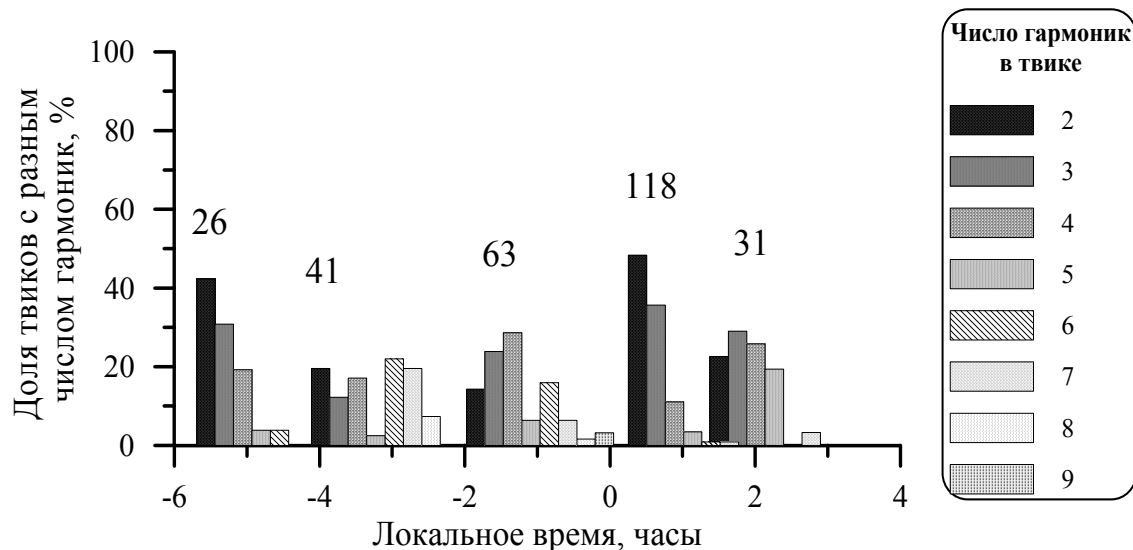


Рис. 4.7. Доля твиков с разным количеством гармоник для 2-часовых интервалов в течение ночи

Видно, что в период 0...2 часа доля твиков с 2-3 гармониками составляет более 80 %, в период после заката (-6...-4 часа) примерно равна 70 %, и для всех других интервалов составляет не более 50 %. Максимальная

доля твиков с высокочастотными (4-я – 9-я) гармониками наблюдается в период –4...0 часов.

Статистическое исследование хода изменения критической частоты моды с номером моды в твиках удобнее производить не на всем ансамбле данных, а разбив их на серии («группы») твиков, с близкими трассами распространения, чему способствует их естественная группировка (смотри выше).

Около 75 % записей твиков (214 из 279) составляют группы с близкими трассами распространения. Каждый сеанс наблюдений охватывал 10...20 минут, поэтому можно предположить, что параметры трассы неизменны в течение этих относительно коротких промежутков времени, следовательно, полученные оценки эффективной высоты отражения можно считать статистически независимыми. Так как алгоритм обработки дает более сильную погрешность оценок высоты по 1-й гармонике при дальности до источника меньше 1,5 Мм, были выделены 16 групп из 4-х и более твиков с дальностями, превосходящими эту величину. Некоторые из этих групп твиков записаны в разные периоды одной и той же ночи.

В табл. 4.2 представлены усредненные критические частоты  $\langle f_1 \rangle$  и  $\langle f_2 \rangle$  и средние эффективные высоты  $\langle h_1 \rangle$  и  $\langle h_2 \rangle$  (и их стандартные отклонения  $\sigma_1$ ,  $\sigma_2$ ) определенные по 1-й и 2-й гармоникам твика, которые наблюдаются во всем рассматриваемом диапазоне дальностей. Стандартные отклонения оценок дальности до источников в каждой группе находятся в пределах 0,07...0,36 Мм, что составляет 5...12 % от средней дальности.

В большинстве групп твиков (12 из 16) высота  $\langle h_1 \rangle$  превышает  $\langle h_2 \rangle$  на величину от 1,2 км до 3,5 км. Используя выборочные значения  $\sigma^2$  как оценки дисперсии, можно показать, что различие высот может считаться значимым по критерию Стьюдента почти для всех групп. В двух группах разности средних эффективных высот отражения являются незначимыми.

Таблица 4.2

Эффективные высоты отражения по 1-й и 2-й гармоникам твигов для разных трасс распространения

Дата	Число ТВИКОВ	$\langle h_1 \rangle \pm \sigma_1$ , км	$\langle h_2 \rangle \pm \sigma_2$ , км	$\langle f_1 \rangle$ , Гц	$\langle f_2/2 \rangle$ , Гц	Азимут, °	Дальность, Мм
21.01.	4	93,20±1,27	91,81±0,15	1609,73	1633,78	120,9±3,4	2,18±0,09
22.01.	9	89,32±1,16	87,81±0,29	1679,64	1708,21	313,9±3,2	1,55±0,09
2.02.	5	90,75±0,95	89,39±0,48	1653,07	1678,04	147,7±2,8	1,49±0,12
9.02.	12	89,29±0,95	88,12±1,10	1680,02	1702,57	263,3±2,3	2,70±0,18
11.02.	6	91,82±0,53	90,42±0,80	1633,70	1659,04	291,7±2,8	3,39±0,18
14.02.	4	90,12±0,18	89,57±0,46	1664,51	1674,70	279,0±1,3	2,91±0,08
15.02.	7	90,49±0,07	88,77±0,44	1657,68	1689,86	78,9±1,7	2,43±0,11
15.02.	5	91,77±0,30	90,39±0,93	1634,57	1659,51	294,7±3,4	1,76±0,13
6.04.	4	88,93±0,77	86,56±0,36	1686,73	1732,83	36,9±4,4	2,33±0,19
6.04.	4	89,68±0,60	87,68±0,44	1672,73	1710,73	81,7±5,0	2,72±0,27
9.04.	8	89,46±0,50	87,83±0,42	1676,79	1707,96	74,8±2,0	1,46±0,07
9.04.	4	87,59±0,81	86,11±0,62	1712,56	1742,04	359,1±0,7	1,93±0,09
10.04.	4	92,31±0,60	88,81±0,56	1625,09	1688,99	99,5±1,9	2,93±0,07
11.04.	4	85,19±1,21	84,32±1,36	1761,06	1779,18	83,9±3,2	2,42±0,17
11.04.	5	86,18±0,71	85,04±1,48	1740,62	1764,29	259,7±1,2	2,79±0,36
14.04.	8	89,40±0,79	88,22±1,30	1677,95	1700,69	99,7±6,4	2,81±0,18

Анализ оценок по модам более высокого порядка, производимый на всем ансамбле данных всплошную, показал, что в большинстве случаев между 2-й и последующими (вплоть до 9-й) модами высота отражения слабо убывает, и для  $\approx 50\%$  записей их разность вплоть до последней моды лежит в пределах точности оценки высоты ( $\pm 0,5 \dots 0,8$  км). В ряде случаев наблюдается рост высоты отражения для 5-9 мод в пределах  $0,5 \dots 1,5$  км. В

68 % случаев  $h_1$  превосходит высоту  $h_2$  более чем на 0,7 км. В 4 % случаев  $h_1$  ниже  $h_2$  более чем на 0,7 км. В среднем разность  $h_1 - h_2$  составляет  $1,39 \pm 1,44$  км. Анализ твиков с дальностью распространения более 1,5 Мм для 1-й – 4-й мод показывает аналогичные результаты. Так, при этом разность  $h_1 - h_2$  меньше  $-0,7$  км в 4 % случаев, больше 0,7 км в 66 % случаев, и в среднем равна  $1,62 \pm 1,61$  км.

### **4.3. Оценка концентрации электронов по измерениям критических частот в сигналах твиков**

Для оценки параметров нижней ионосферы воспользуемся моделью [47, 60, 74]. Волновод Земля-ионосфера представлен в ней как идеально проводящая Земля, и расположенное выше уровня высоты  $h$  полупространство с однородной концентрацией электронов. Геомагнитное поле ортогонально границам волновода. В области частот отсечки волновода система мод волновода перестраивается, таким образом, что распространяющиеся моды могут быть описаны не как система QTE- и QTM-модов, но как лево- и правополяризованные квази- $L$  и квази- $R$  моды [69, 74]. Согласно [47, 60] роль критических частот для таких мод в ионосферном волноводе с высотой  $h$  играют величины:

$$\omega_{kp} = (cp \pi/h) (1 - 1/p\pi n_p), \text{ для } L\text{-}(л\text{евополяризованной}) \text{ моды;} \quad (4.1)$$

$$\omega_{kp} = (cp \pi/h) (1 - s/2p\pi n_p), \text{ для } R\text{-}(п\text{равополяризованной}) \text{ моды,} \quad (4.2)$$

где  $n_p = \omega_0 / \sqrt{\omega \omega_H}$  – коэффициент преломления, который в ночных условиях на высоте 85...90 км примерно равен 3...7;  $\omega_H$  – гирочастота электронов;  $\omega_0$  – плазменная частота электронов;  $s = v/\omega_H$  – отношение

частоты столкновений  $\nu$  электронов с нейтральными молекулами к гирочастоте электронов; индекс  $p$  ( $p = 1, 2, 3 \dots$ ) соответствует номеру моды.

Критическая частота для 1-й  $L$ -моды отличается от критической частоты идеального волновода на величину  $\omega_{k1}/\pi n_1$ , обусловленную конечной толщиной области отражения, равной глубине проникновения левополяризованных круговых волн в ионосферу  $l \approx h/\pi n_1$ . В ночных условиях для 1-й моды глубина проникновения равна 5...10 км. Данный вывод получен при условии, что магнитное поле ортогонально поверхности земли. Для более точного учета поправки на умеренных географических широтах, для целей дальнейших вычислений достаточно определять коэффициент преломления в плазме с учетом зависимости от направления магнитного поля как  $n = \omega_0 / \sqrt{\omega \omega_H \cos(\zeta)}$ , где угол  $\zeta$  – отклонение магнитного поля от вертикали.

Поскольку  $\omega_{kp} \approx p \omega_{k1}$  (отсюда показатели преломления вблизи критических частот для 1-й и  $p$ -й  $L$ -мод соотносятся как  $n_p \approx n / \sqrt{p}$ ), выражение (4.1) означает, что разность  $\omega_{kp}$  и критической частоты идеального волновода с ростом номера мод растет только как  $\propto \sqrt{p}$  для ночной ионосферы на высотах 80...95 км. Ввиду этого эффективная высота отражающего слоя, вычисляемая в предположении закона дисперсии идеального волновода, превышает  $h$  на величину  $h/(\pi n \sqrt{p} - 1)$ . При указанных параметрах ночной ионосферы эффективная высота отражения для 1-й моды оказывается выше эффективной высоты отражения для 2-й моды на 1,5...2,8 км за счет данного эффекта.

На высотах 85...96 км величина  $s$  равняется 1/10...1/55 в обычных ночных условиях. Это означает, что критические частоты (4.2) отличаются от значений для идеального волновода очень мало, а глубина проникновения для 1-й квази- $R$  моды составляет лишь 0,25...0,5 км.

Выше были описаны наблюдающиеся в ряде случаев эффекты сильного отличия поляризации твика от близкой к левой эллиптической на начальных



углах падения. Участок, соответствующий таким углам падения, достаточно короткий (порядка 5 мс). Однако он приходится на область сильных изменений мгновенной частоты, используемую в алгоритме оценки эффективной высоты и дальности, которая составляет обычно 7...15 мс (в ряде случаев до 20...30 мс). Так как критические частоты  $L$ - и  $R$ -волн различны (см. (4.1), (4.2)) и влияние участка со смешанной поляризацией учесть сложно, в дальнейшем из вычислений была исключена часть записей, для которых среднее отношение амплитуд квази-левополяризованной и квази-правополяризованной мод  $L/R$  не превышало  $\approx 1.4$ .

Для анализа использовались пары/группы твиков от общего очага с близкими трассами распространения, для которых выполнялось условие квазипродольного приближения при распространении относительно магнитного поля, принятое в модели [47], а именно, в середине трассы:

$$\sin^2(\zeta)/2\cos(\zeta) \ll |(\omega^2 - \omega_0^2 - i\nu\omega)/(\omega \omega_H)|.$$

В табл. 4.3 приведены оценки, выполненные по наборам твиков, у которых в диапазоне углов падения  $35^\circ \dots 65^\circ$  среднее отношение амплитуд лево- и правополяризованной круговых волн  $L/R$  составляло более 1,4 (преобладание левой поляризации), и дальность до источника превосходила 1,5 Мм.

Вычисления выполнялись с использованием формулы (4.1) для волн круговой левой поляризации. По усредненным по группе твиков критическим частотам, определенным для 1-й и 2-й мод, вычислялись следующие параметры модели: высота нижней границы плазменного полупространства  $h$ , и показатель преломления (и тем самым концентрация электронов  $N$ ). Гирочастота электронов принималась равной 1,2 МГц. В таблице приведены также величины эффективной высоты отражения  $h_1$ , вычисленные для наборов твиков по усредненной критической частоте 1-й моды.

Таблица 4.3

Электронная концентрация и высота нижней границы волновода Земля-ионосфера, определенные для разных трасс распространения

Высота $h_1$ , км	Высота $h$ , км	Концентрация электронов $N$ , см <sup>-3</sup>	Среднее отношение $L/R$ при $\theta = 35^\circ \dots 65^\circ$
89,7	83,2	375	1,47
88,9	81,3	263	1,47
89,5	85,8	1168	1,48
92,9	84,9	283	1,55
92,3	81,4	121	1,75
93,2	88,7	818	2,4
87,5	84,5	1855	2,93
89,5	81,6	291	3,35

Полученные на основе анализа твиков в рамках модели [47] значения концентрации  $N$  достаточно хорошо согласуются с данными о ночной ионосфере на высотах 85...90 км.

#### 4.4. Выводы по разделу 4

В заключение приведем основные результаты, достигнутые в этом разделе.

1. Впервые, на массиве экспериментальных записей твиков, выполнен анализ количества наблюдаемых гармоник в твик-атмосферах в зависимости от дальности до источника и азимута прихода, что позволяет прогнозировать эффективное использование твиков для определения параметров нижней ионосферы в зависимости от пространственного распределения источников относительно пункта наблюдения для целей непрерывного мониторинга.

1.1. Результаты анализа показали отсутствие азимутальной зависимости количества наблюдаемых гармоник.

1.2. Доля твиков с гармониками высшего порядка максимальна в период 20...24 часа локального времени.

1.3. Установлено, что вероятность наблюдения твиков с 3 – 9 гармониками практически одинакова при дальности до источника в интервале 600 – 1500 км, в то время как для диапазона расстояний 1500 – 4000 км наиболее вероятное количество гармоник составляет 2 – 4. Существенное различие в распределении количества гармоник в твиках для рассмотренных диапазонов дальностей можно объяснить не только более сильным затуханием высших волноводных мод. Существенный вклад могут давать горизонтальные (внутриоблачные) грозовые разряды, которые излучают электромагнитные волны с малыми углами падения на ионосферу и могут более эффективно возбуждать моды высшего порядка при относительно коротких расстояниях.

2. На основе анализа твиков с использованием предложенных в диссертации методов продемонстрирована возможность мониторинга регулярных (суточных и сезонных) изменений состояния нижней ионосферы, а также возможность построения «мгновенных снимков» распределения высот волновода в области, перекрываемой трассами распространения от молний до наблюдателя.

2.1. Показано, что в течение ночи эффективная высота отражающего слоя в нижней ионосфере постепенно увеличивается на 4...5 км на интервале 20 – 02 часа локального времени. Сравнение данных, полученных в летнее время и в период, близкий к осеннему равноденствию (сезонные вариации), показало повышение нижней границы ионосферы в летнее время, в среднем, на 2 км. Полученные результаты в основном согласуются с эффектами суточных и сезонных изменений, прогнозируемыми современными моделями нижней ионосферы, такими, как *FIRI*.

2.2. Показано, что при дальности менее 1000 км число высокочастотных гармоник в твике не зависит от эффективной высоты отражения от ионосферы. При дальности более 1000 км, при эффективной высоте волновода Земля-ионосфера более 90 км число наблюдаемых гармоник не превышает 4. При эффективной высоте отражения 87...89 км наблюдается рост числа твиков с большим количеством гармоник (до 6-8) для всего диапазона дальностей до источника. Это доказывает, что в данном узком диапазоне высот реализуются физические условия для формирования вертикального профиля электронной концентрации с повышенной крутизной нарастания, что обеспечивает минимальное затухание при распространении мод высших порядков.

3. Статистический анализ гармоник высшего порядка в твиках, которые образуются нормальными волнами высших типов в волноводе Земля-ионосфера, показал, что в преобладающем количестве случаев (75%) эффективная высота волновода для 1-й моды оказывается выше эффективной высоты для 2-й моды более чем на 0,7 км, что обусловлено частотной зависимостью глубины проникновения волн в ионосферу.

4. Предложен и апробирован новый метод определения концентрации электронов в нижнем отражающем слое ионосферы за счет разности глубин проникновения в ионосферу и эффективных высот отражения первой и второй квази-левополяризованной мод твика.

4.1. Продемонстрировано, что более 75 % твиков в ансамбле данных являются не одиночными, а записаны в составе групп из двух и более, вплоть до двенадцати твиков с близкими трассами распространения, пришедшими из одного грозового очага. Метод оценки концентрации электронов в области отражения был опробован на таких группах твиков, в которых существенно преобладала левая круговая поляризация излучения.

4.2. Полученные результаты по концентрации электронов достаточно хорошо согласуются с данными модели *FIRI* о ночной ионосфере на высотах 85...90 км.

## Заключение

В результате выполнения диссертационной работы получили развитие радиофизические методы изучения нижней ионосферы и вопросы практического создания алгоритмов программной обработки широкополосных СНЧ – ОНЧ сигналов твиков, распространяющихся в полости Земля-ионосфера, как средства диагностики.

Основные результаты, полученные в диссертации, заключаются в следующем.

1. Предложено два новых метода решения обратных задач радиофизики для оценки эффективной высоты волновода Земля – ионосфера и дальности до молнии, которые основаны на компенсации частотной дисперсии в гармониках твика, и интерференции мод нулевого и первого порядков в спектре, что позволило снизить количество параметров обратной задачи и повысить эффективность расчетов.

2. Впервые выполнен анализ количества наблюдаемых гармоник в твик-атмосферах в зависимости от дальности до источника и азимута прихода по экспериментальным записям, что позволяет прогнозировать эффективное использование твиков для определения параметров нижней ионосферы в зависимости от пространственного распределения источников относительно пункта наблюдений.

2.1. Результаты анализа показали отсутствие азимутальной зависимости количества наблюдаемых гармоник.

2.2. Доля твиков с гармониками высших порядков максимальна в период 20...24 часа локального времени.

2.3. Установлено, что вероятность наблюдения твиков с 3 – 9 гармониками практически одинакова при дальностях до источника в интервале 600 – 1500 км, в то время как для диапазона расстояний 1500 – 4000 км наиболее вероятное количество гармоник составляет 2 – 4.

Существенное различие в распределении количества гармоник в твиках для рассмотренных диапазонов дальностей можно пояснить не только более сильным затуханием высших волноводных мод. Существенный вклад могут давать горизонтальные (внутриоблачные) грозовые разряды, которые излучают электромагнитные волны с малыми углами падения на ионосферу и могут более эффективно возбуждать моды высшего порядка при относительно коротких расстояниях.

3. Впервые экспериментально исследованы зависимости поляризационных параметров СНЧ – ОНЧ радиоволн от угла падения на ионосферу на основе анализа твик-атмосфериков в окрестности геомагнитного экватора.

4. На основе анализа твик-атмосфериков с использованием предложенных методов продемонстрирована возможность мониторинга регулярных (суточных и сезонных) изменений состояния нижней ионосферы, а также возможность построения «мгновенных снимков» распределения высот волновода в области, перекрываемой трассами распространения от молний до наблюдателя.

4.1. Показано, что в течение ночи эффективная высота отражающего слоя в нижней ионосфере постепенно увеличивается на 4...5 км на интервале 20:00 – 02:00 локального времени. Сравнение данных, полученных в летнее время и в период, близкий к осеннему равноденствию (сезонные вариации), показало повышение нижней границы ионосферы в летнее время, в среднем, на 2 км. Полученные результаты в основном согласуются с эффектами суточных и сезонных изменений, прогнозируемыми современными моделями нижней ионосферы, такими, как *FIRI*.

4.2. Показано, что при дальности менее 1000 км число высокочастотных гармоник в твике не зависит от эффективной высоты отражения от ионосферы. При дальности более 1000 км, при эффективной высоте волновода Земля-ионосфера более 90 км число наблюдаемых гармоник не превышает 4. При эффективной высоте отражения 87...89 км

наблюдается рост числа твиков с большим количеством гармоник (до 6 – 8) для всего диапазона дальностей до источника. Это доказывает, что в данном узком диапазоне высот реализуются физические условия для формирования вертикального профиля электронной концентрации с повышенной крутизной нарастания, что обеспечивает минимальное затухание при распространении мод высших порядков.

5. Статистический анализ гармоник высшего порядка в твиках, которые образуются нормальными волнами высших типов в волноводе Земля – ионосфера, показал, что в преобладающем числе случаев (75 %) эффективная высота волновода для 1-ой моды оказывается выше эффективной высоты для 2-ой моды более чем на 0,7 км, что обусловлено частотной зависимостью глубины проникновения волн в ионосферу. Этот вывод подтвердил применимость теории Рябова – Сухорукова распространения ОНЧ радиоволн в анизотропном волноводе Земля – ионосфера для оценки параметров ионосферной плазмы в области отражения ОНЧ радиоволн и позволил создать методику определения концентрации электронов на нижней границе ионосферы по критическим частотам 1-ой и 2-ой мод. Полученные по экспериментальным записям твик-атмосфериков с использованием данной методики оценки концентрации электронов в плазме *D*-слоя ионосферы составляют от  $1,2 \cdot 10^8$  до  $1,8 \cdot 10^9$  частиц в  $1 \cdot \text{м}^3$ .

## СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

1. Bliokh P. V. Schumann resonances in the Earth-ionosphere cavity / P. V. Bliokh, A. P. Nickolaenko, Yu. F. Filippov // In: IEE Electromagnetic Waves Series 8. Peter Perigrinus Ltd., Stevenage. – 1980.
2. Sprites, Q-bursts and positive ground strokes / D. Boccippio, E. R. Williams, S. J. Heckman [et all] // Science. – 1996. – 269. – P.1088.
3. Brundell J. B. Validation of single station lightning location technique / J. B. Brundell, C. J. Rodger, R. L. Dowden // Radio Sci. – 2002. – 37(4). – 10.1029/2001RS002477.
4. Burke C. P. The geographical distribution of the sources of large ELF atmospherics / C. P. Burke, D. L. Jones // Международный симпозиум по электромагнитной совместимости и электромагнитной экологии ЭМС и ЭМЭ-95: Сб. научных докл. (26-30 июня 1995г.). – Санкт-Петербург: 1995. – С. 251–255.
5. Burke C. P. Global Radiolocation in the Lower ELF Frequency Band / C. P. Burke, D. Ll. Jones // Journal of Geophysical Researches. – 1995. – V. 100, N D12. – P. 26,263–26,272.
6. Burke C. P. On the polarity and continuing currents in unusually large lightning flashes deduced from ELF events / C. P. Burke, D. L. Jones // Journ. Atmos. Terr. Phys. – 1996. – 58. – P. 1531-1540.
7. Christian H. The detection of lightning from geostationary orbit / H. Christian, R. Blakeslee, S. Goodman // Journal of Geophysical Researches. – 1989. – V. 94, N D11. – P.13329.
8. Global frequency and distribution of lightning as observed from space by the Optical Transient Detector / H. J. Christian, R. J. Blakeslee, D. J. Boccippio [et all] // J. Geophys. Res. – 2003. – 108 (D1)4005. – 10.1029/2002JD002347.



9. Cummer S. A. Lightning and Ionospheric Remote Sensing Using VLF/ELF Radio Atmospherics / S. A. Cummer // Ph.D. dissertation, Department Electrical Engineering of Stanford University. – 1997. – 127 P.
10. Cummer S. A. Ionospheric D-region remote sensing using VLF radio atmospherics / S. A. Cummer, U. S. Inan, T. F. Bell // Radio Science. – 1998. – 33. – P. 1781-1792.
11. Cummer S. A. Modelling electromagnetic propagation in the Earth-ionosphere waveguide / S. A. Cummer // IEEE Trans. Ant. Prop. – 2000. – 48. – P. 1420-1429.
12. Cummer S. A. Modeling ELF radio atmospheric propagation and extracting lightning currents from ELF observations / S. A. Cummer, U. S. Inan // Radio Science. – 2000. – Vol. 35, N 2. – P. 385–394.
13. Cummer S. A. Current moment in sprite-producing lightning / S. A. Cummer // Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics. – 2003. – Vol. 65. – P. 499–508.
14. Performance analysis of the U.S. national lightning detection network / K. L. Cummins, W. L. Hiscox, A. E. Pifer, M. W. Maier // 9<sup>th</sup> Int. Conference on Atmospheric Electricity : Proceedings. – St. Petersburg, Russia, 1992. – Vol III. – P. 914-919.
15. A combined TOA/MDF technology upgrade of the U.S. national lightning detection network / K. L. Cummins, M. J. Murphy, E. A. Bardo [et all] // J. Geophys. Res. – 1998. – 103. – P. 9035-9044.
16. Dowden R. L. Size and location of lightning-induced ionization enhancements from measurement of VLF phase and amplitude perturbations on multiple antennas / R. L. Dowden, C. C. D. Adams // J. Atmos. Terr. Phys. – 1993. – 55. – P.1335–1359.
17. Elves: Lightning-induced Transient Events in the Lower ionosphere / H. Fukunishi, Y. Takahashi, M. Kubota [et all] // 10<sup>th</sup> Int. Conference on Atmos. Electr., Osaka, Japan. – June 10-14, 1996. – P. 616-619.

18. Gorishnya Y. V. Statistical study of multimodal tweek-atmospherics / Y. V. Gorishnya, A. V. Shvets // *Mathematical Methods in Electromagnetic Theory (MMET 2010)* : 2010 Int. Conference on : Kyiv, Ukraine, Sept. 6-8, 2010 : Conference Proceedings. – K., 2010. – P. 98–101.
19. Gorishnya Y. V. Variations of the lower ionosphere height deduced from measurements of tweek-atmospherics / Y. V. Gorishnya // *2013 Int. Kharkov Symposium on Physics and Engineering of Microwaves, Millimeter and Submillimeter Waves (MSMW)* : Kharkov, Ukraine, June 23–28, 2013 : Symposium Proceedings. – Kharkiv, 2013. – P. 331–333.
20. Greifinger C. Approximate method for determine ELF eigen-values in the Earth-ionosphere waveguide / C. Greifinger, P. Greifinger // *Radio Sci.* – 1978. – V.13, N 5. – P. 831–837.
21. Hayakawa M. Wave characteristics of tweek atmospherics deduced from the direction-finding measurement and theoretical interpretation. / M. Hayakawa, K. Ohta, K. Baba // *J. Geophys. Res.* – 1995. – 99, N D5. – P. 10733-10743.
22. Recent findings on VLF/ELF spherics / M. Hayakawa, K. Ohta, S. Shimakura, K. Baba // *JATP.* – 1995. – 57, N 5. – P.467-477.
23. Hidayat S. Spatial and temporal distribution of lightning activity around Java / S. Hidayat, M. Ishii // *Journal of Geophysical Research.* – 1998. – 103, N D12. – P. 14001-14009.
24. Inan U. S. Holographic array for ionospheric lightning / U. S. Inan // <http://www-star.stanford.edu/~vlf/hail/hail.htm>, 2001
25. Ishaq M. Method of obtaining radiowave propagation parameters for the Earth-ionosphere duct at ELF / M. Ishaq, D. Ll. Jones // *Electronic Letters.* – 1977. – 13. – P. 254-255.
26. Jones D. Ll. An experimental investigation of ELF attenuation rates in the Earth-ionosphere cavity / D. Ll. Jones, C. P. Burke // *Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics.* – 1992. – 54. – P. 243.

27. Jones D. Ll. ELF spherics and lightning effects on the middle and upper atmosphere / D. Ll. Jones // in: Modern Radio Science 1999, Ed. M.A. Stuchly, published for URSI by Oxford Univ. Press. – P. 171-189.
28. Kemp D. T. A new technique for the analysis of transient ELF electromagnetic disturbances within the Earth-ionosphere cavity / D. T. Kemp, D. Ll. Jones // J. Atmos. Terr. Phys. – 1971. – 33. – P.567-572.
29. Krider E. P. A gated, wide-band magnetic direction finder for lightning return strokes / E. P. Krider, R. C. Noggle, M. A. Uman // J. Appl. Meteorol. – 1976. – 15. – P. 301-306.
30. Lightning direction finding system for forest fire detection / E. P. Krider, R. C. Noggle, A. E. Pifer, D. L. Vance // Bull. Am. Meteorol. Soc. – 1980. – 61. – P. 980-986.
31. Kumar S. Higher harmonic tweek sferics observed at low latitude: estimation of VLF reflection heights and tweek propagation distance / S. Kumar, A. Kishore, V. Ramachandran // Ann. Geophys. – 2008, June. – 26. – P. 1451–1459.
32. Mironov V. I. Global network structure for lightning activity observation / V. I. Mironov, S. V. Nasonov, V. I. Poddubny // Proceedings 9<sup>th</sup> Int. Conference on Atmospheric Electricity. –1992. – St. Petersburg, Russia. – Vol III. – P. 946-949.
33. Mushtak V. C. ELF propagation parameters for uniform models of the Earth-ionosphere waveguide / V. C. Mushtak, E. R. Williams // Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics. – 2002. – 64. – P. 1989-2000.
34. Nickolaenko A. P. A modified technique to locate the sources of ELF transient events / A. P. Nickolaenko, I. G. Kudintseva // Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics. – 1994. – 56. – P.1493-1498.
35. A time domain direction finding technique for locating wide band atmospherics / A. P. Nickolaenko, V. A. Rafalsky, A. V. Shvets, M. Hayakawa // Journal of Atmospheric Electricity. – 1994. – 14, N 1. – P.97-107.

36. Nickolaenko A. P. Recent studies of Schumann resonance and ELF transients / A. P. Nickolaenko, M. Hayakawa // *Journal of Atmospheric Electricity*. – 2007. – V. 27, N 1. – P.19–39.
37. Observations of natural ELF and VLF electromagnetic noises by using the ball antennas / T. Ogawa, Y. Tanaka, T. Miura, M. Yasuhara // *Journal of Geomagnetism and Geoelectricity*. – 1966. – 18. – P.443–454.
38. Ohtsu J. Numerical study of tweeks based on wave-guide mode theory / J. Ohtsu // *Proc. Res. Inst. Atmos. Nagoya Univ.* – 1960. – 7. – P. 58-71.
39. Orville R. E. Global distribution of midnight lightning; September 1977 to August 1978 / R. E. Orville, R. Henderson // *Mon. Weather Rev.* – 1986. – 114. – P. 2640–2653.
40. Orville R. E. Lightning Characteristics Derived from a Large Lightning Location Network in the United States / R. E. Orville // XXIV<sup>th</sup> GA, URSI, Kyoto. – 1993. – P. 183.
41. Porrat D. Modal phenomena in the natural electromagnetic spectrum below 5 kHz / D. Porrat, P. R. Bannister, A. C. Fraser-Smith // *Radio Science*. – 2001. – 36. – P. 499-506.
42. Raemer H. R. On the Extremely Low Frequency Spectrum of the Earth-Ionosphere Cavity Response to Electrical Storms / H. R. Raemer // *Journal of Geophysical Researches*. – 1961. – 66(11) . – P. 1580-1583.
43. Location of lightning discharges from a single station / V. A. Rafalsky, A. P. Nickolaenko, A. V. Shvets, M. Hayakawa // *Journal of Geophysical Research*. – 1995. – 100, N D10. – P. 20829–20838.
44. Rafalsky V. A. One-site distance-finding technique for locating lightning discharges / V. A. Rafalsky, A. V. Shvets, M. Hayakawa // *Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics*. – 1995. – V. 57, N 11. – P. 1255–1761.
45. Rafalsky V. A. Estimating the ionosphere height and distance to lightning discharges using ELF/VLF atmospherics / V. A. Rafalsky, A. V. Shvets, M. Hayakawa // *International Symposium on Electromagnetic Compatibility : June 26–30, 1995 : Proceedings*. – St. Petersburg, Russia, 1995. – P.217–220.

46. Reeve C. D. The eclipsed lower ionosphere as investigated by natural very low frequency radio signals / C. D. Reeve, M. J. Rycroft // *J. Atmos. and Terr. Phys.* – 1972. – Vol. 34. – P. 667-672.
47. Ryabov B. S. Tweek formation peculiarities / B. S. Ryabov // *Geomagnetism and Aeronomy (English Translation)*. – 1994, Aug. – 34, N 1. – P. 60-66.
48. Shvets A. V. Characteristics of near discharges observed at Singapore / A. V. Shvets, A. P. Nickolaenko, M. Hayakawa // *International Union of Geodesy and Geophysics XXI General Assembly*. – July 2–15, 1995. – Boulder, Colorado, USA. – P.A256.
49. Shvets A. V. Polarization effects for night time atmospheric propagation / A. V. Shvets // *13th International Wroclaw Symposium on Electromagnetic Compatibility, Poland*. – June 25–28, 1996. – P. 632–634.
50. Shvets A. V. Characteristics of Nearby Discharges Observed at Singapore / A. V. Shvets, A. P. Nickolaenko, M. Hayakawa // *Journal of Atmospheric Solar and Terrestrial Physics*. – 1997. – 59, N 14. – P. 1717–1726.
51. Shvets A. V. Polarization effects for tweek propagation / A. V. Shvets, M. Hayakawa // *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*. – 1998. – Vol.60. – P. 461–469.
52. Shvets A. V. A technique for reconstruction of global lightning distance profile from background Schumann resonance signal / A. V. Shvets // *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*. – 2001. – 63. – P. 1061–1074.
53. Shvets A. V. Parameters of the lower ionosphere inferred from night-time VLF atmospherics / A. V. Shvets, Y. V. Gorishnya // *Mathematical Methods in Electromagnetic Theory “MMET-04” : the 10th Int. Conference on : Dniepropetrovsk, Ukraine, Sept. 14-17, 2004 : Conference Proceedings*. – Харків, 2004. – P.165–167.
54. Shvets A. V. Variations of the lower ionosphere height inferred from “tweek” records / A. V. Shvets, Y. V. Gorishnya // *2<sup>nd</sup> International Radio Electronic Forum (IREF’2005) : Sept. 19-23, 2005, Kharkov, Ukraine : Proceedings*. – Харків, 2005. – Vol. II. – P. 457–459.

55. Shvets A. V. Modal study of “tweek”-atmospherics / A. V. Shvets, Y. V. Gorishnya // *Mathematical Methods in Electromagnetic Theory “MMET-06”* : the 11<sup>th</sup> Int. Conference on : Kharkiv, Ukraine, June 26-29, 2006 : Conference Proceedings. – Харків, 2006. – P.372–374.
56. Shvets A. V. Polarization of atmospherics propagating under night-time ionosphere / A. V. Shvets, Y. V. Gorishnya // *The 6<sup>th</sup> Int. Kharkov Symposium on Physics and Engineering of Microwaves, Millimeter and Submillimeter Waves and Workshop on Terahertz Technologies* : Kharkov, Ukraine, June 25-30, 2007 : Symposium Proceedings. – Харків, 2007. – Vol. 2. – P. 763–765.
57. Shvets A. V. The using of multi-mode “tweek”-atmospherics for the diagnostics of lower ionosphere parameters and lightning location / A. V. Shvets, T. M. Serdiuk, Y. Hobara, M. Hayakawa, Y. V. Gorishnyaya // *Электромагнітні методи дослідження оточуючого простору (EMES’2012)* : 1я українська конференція : 25–27 вересня 2012 р., г. Харків : сб. тезисів доповідей. – Харків, 2012. – С. 138–140.
58. Estimating the lower ionosphere height and lightning location using multimode “tweek” atmospherics / A. V. Shvets, T. M. Serdiuk, Y. V. Gorishnyaya, Y. Hobara, M. Hayakawa // *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*. – 2014. – Vol. 108. – P. 1–9.
59. Stubbe D. Summary of results obtained with the Tramsø heating facility / D. Stubbe, H. Kopka // *Rad. Sci.* – 1983. – 18, N 6. – P. 831-834.
60. Sukhorukov A. I. Approximate solution for the VLF eigenvalues near cut-off frequencies in the nocturnal inhomogeneous earth-ionosphere waveguide. / A. I. Sukhorukov, S. Shimakura, M. Hayakawa // *Planetary and Space Science*. – 1992. – 40, N 10. - PP.1363-1369.
61. Turman B. N. Global Lightning Distributions at Dawn and Dusk / B. N. Turman, B. C. Edgar // *J. Geophys. Res.* – 1982. – 87. – P. 1191-1206.
62. Wait J. R. *Electromagnetic Waves in Stratified Media* / J. R. Wait // Oxford, New York: Pergamon Press. – 1962. – 372 P.

63. Wood T. G. Long-range tracking of thunderstorms using spheric measurements / T. G. Wood, U. S. Inan // *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*. – 2002. – Vol. 107, N D21. – 4553. – P. ACL 1-1–ACL 1-9.
64. Yamashita M. Some considaration of the polarization error in direction finding of atmospherics-I. Effect of the Earth's magnetic field / M. Yamashita, K. Sao // *Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics*. – 1974. – Vol. 36. – P. 1623- 1632.
65. Yamashita M. Some considaration of the polarization error in direction finding of atmospherics-II. Effect of the inclined electric dipole / M. Yamashita, K. Sao // *Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics*. – 1974. – Vol. 36. – P. 1633-1641.
66. Yamashita M. Propagation of tweek atmospherics / M. Yamashita // *J. Atmos. Terr. Phys.* – 1978. – 40. – P. 151-156.
67. Yano S. Wave-form analysis of tweek atmospherics / S. Yano, T. Ogawa, H. Hagino // *Res. Lett. Atmos. Electr.* – 1989. – 9. – P. 31-42.
68. Yano S. Dispersion Characteristics and Waveform Analysis of Tweek Atmospherics / S. Yano // *Environmental and Space Electromagnetics* / S. Yano, T. Ogawa, H. Hagino; edited by H. Kikuchi. – Tokio: Springer-Verlag, 1991. – P. 227-236.
69. Experimental investigation of the tweek field structure / D. Ye. Yedemsky, B. S. Ryabov, A. Yu. Shchokotov, V. S. Yarotsky // *Adv. Space Res.* – 1992. – 12. – P. 251-254.
70. Бару Н. В. Радиопеленгаторы – дальномеры ближних гроз / Н. В. Бару, И. И. Кононов, М. Е. Соломоник // Л.: Гидрометеоиздат. – 1976.
71. Блиох П. В. О резонансных явлениях в полости Земля – ионосфера / П. В. Блиох, Ю. П. Галюк, Э. М. Гюннинен [и др.] // *Изв. вузов, Радиофизика*. – 1977. – 20, № 4. – С. 500-507.
72. Горишняя Ю. В. Метод оценки параметров нижней ионосферы с помощью широкополосных сигналов твик-атмосфериков / Ю. В. Горишняя, А. В. Швец // *Электромагнитные методы исследования*

- окружающего пространства (EMES'2012) : 1я украинская конференция : 25–27 сентября 2012 г., г. Харьков : сб. тезисов докладов. – Харків, 2012. – С. 289–291.
73. Горишня Я. В. Оценка концентрации электронов и высоты нижней границы ионосферы по данным анализа многомодовых твик-атмосфериков / Я. В. Горишня // Радиофизика и электроника. – 2014. – Т. 5(19), № 1. – С. 20–28.
74. Особенности распространения и структура поля твиков / Б. Е. Едемский, Б. С. Рябов, С. С. Тараненко [и др.] // М. – 1988. – 31с. – (Препринт / АН СССР. ИЗМИРАН: N6 (800)).
75. Колоколов В. П. О характеристиках глобального распределения грозовой деятельности / В. П. Колоколов // Метеорол. и гидрол. – 1961. – 11. – С. 47–55.
76. Кононов И. И. Радиотехнические методы местоопределения грозовых очагов / И. И. Кононов, И. А. Петренко, В. С. Снегуров // Л.: Гидрометеиздат. – 1986.
77. Краснушкин П. Е. Зависимость формы ночных атмосфериков от направления прихода / П. Е. Краснушкин, В. Д. Шабалин // Радиотехника и электроника. – 1969. – 14, № 8. – С. 1491-1495.
78. Наблюдения явления поперечного резонанса полости Земля-ионосфера в средних спектрах СДВ атмосфериков / Б. В. Лазебный, А. П. Николаенко, В. А. Рафальский, А. В. Швец // Геомагнетизм и аэрономия. – 1988. – 28. – 2. – С.329-330.
79. Михайлова Г. А. Тонкая частотно-временная структура атмосфериков типа «твики» и ОНЧ диагностика параметров ночной нижней ионосферы / Г. А. Михайлова, О. В. Капустина // Геомагнетизм и Аэрономия. – 1988. – 28, № 6. – С. 1015-1018.
80. Николаенко А. П. Вертикальный профиль проводимости атмосферы, отвечающий параметрам шумановского резонанса / А. П. Николаенко,



- Ю. П. Галюк, М. Хайакава // Радиофизика и электроника. – 2015. – Т. 6(20), № 3. – С. 30–37.
81. Рафальский В. А. Резонансные явления в поперечном сечении промежутка Земля – ионосфера и их влияние на возбуждение и распространение радиоволн / В. А. Рафальский // Диссертация на соискание ученой степени кандидата физ.-мат. наук. – Харьков. – РИАН Украины. – 1991 г.
82. Реутов А. П. Дистанционное радиозондирование Земли для обнаружения предвестников землетрясений / А. П. Реутов // в кн. «Вопросы перспективной радиолокации» под ред. А. В. Соколова – М.: Радиотехника. – 2003. – 512 С.
83. Швец А. В. Экспериментальное исследование распространения СНЧ-СДВ атмосфериков и динамика мировой грозовой активности / А. В. Швец // Дис. на соиск. уч. ст. канд. физ. – мат. наук. – госуниверситет им. А.М. Горького. – Харьков. – 1994. – 153 с.
84. Швец А. В. О поляризационных свойствах твиков / А. В. Швец // Радиофизика и электроника : Сб. научн. тр. / НАН Украины, Ин-т радиофизики и электроники им. А.Я. Усикова. – Харьков. – 1997. – т. 2, № 2. – С. 101–106.
85. Швец А. В. Метод локации молний и оценки параметров нижней ионосферы с помощью твик-атмосфериков / А. В. Швец, Ю. В. Горишня // Радиофизика и электроника. – 2010. – Т. 1(15), № 2. – С. 63–70.
86. Швец А. В. Локация молний и оценка высоты нижней ионосферы с использованием дисперсионных характеристик твик-атмосфериков / А. В. Швец, Ю. В. Горишня // Радиофизика и электроника. – 2011. – Т. 2(16), № 4. – С. 53–59.
87. Швец А. В. Использование дисперсионных свойств сигналов твик-атмосфериков для локации молний и оценки высоты нижней ионосферы / Ю. В. Горишня, А. В. Швец // Безпека та електромагнітна сумісність на

- залізничному транспорті : тези V Міжнародної науково-практич. конф.: 14.02.2012 – 17.02.2012. – Днепропетровск, 2012. – С. 77–78.
88. Швец А. В. Обратная задача восстановления параметров волновода Земля-ионосфера, возбуждаемого разрядом молнии / А. В. Швец, А. П. Кривонос, Т. Н. Сердюк, Ю. В. Горишня // Збірник наукових праць Харківського університету повітряних сил. – 2013. – Вип. 3(36). – С. 68–75.
89. Оценка параметров профиля проводимости нижней ионосферы / А. В. Швец, Т. Н. Сердюк, А. П. Кривонос, Ю. В. Горишня // Радиофизика и электроника. – 2015. – Т. 6 (20), № 1. – С.40-47.
90. Яковлев О. И. Спутниковый мониторинг Земли. Радиозатменный мониторинг атмосферы и ионосферы / О. И. Яковлев, А. Г. Павельев, С. С. Матюгов. – М.: URSS, 2010. – 208 стр.