



Институт космофизических исследований и распространения
радиоволн ДВО РАН



Динамика физических процессов в активных зонах ближнего космоса и геосфер

Избранные работы 2018-2020 гг.

Под общей редакцией
доктора физико-математических наук, профессора
Б.М. Шевцова

Москва
2021

УДК 534.23; 537.87; 550.34; 550.38; 551.51; 551.510; 551.501

ББК 22.3

Д46

*Работа выполнена в рамках Государственного задания по теме
2018-2020 гг.. "Динамика физических процессов в активных зонах
ближнего космоса и геосфер" рег. № АААА-А17-117080110043-4*

Рецензенты:

Д-р физ.-мат. наук, профессор О.А. Букин

Д-р физ.-мат. наук С.А. Пулинец

Авторский коллектив: Богданов В.В., Бычков В.В., Водинчар Г.М., Гапеев М.И., Дружин Г.И., Думбрава З.Ф., Живетьев И.В., Заляев Т.Л., Ларионов И.А., Луковенкова О.О., Малкин Е.И., Мандрикова Б.С., Мандрикова О.В., Марапулец Ю.В., Мищенко М.А., Павлов А.В., Паровик Р.И., Поддельский И.Н., Полозов Ю.А., Родоманская А.И., Санников Д.В., Сенкевич Ю.И., Середкин И.Н., Сивоконь В.П., Смирнов С.Э., Соловьев И.С., Солодчук А.А., Стасий И.Е., Торгонский В.Е., [Уваров В.Н.], Фетисова Н.В., Фещенко Л.К., Хомутов С.Ю., Чернева Н.В., Шевцов Б.М., Шереметьева О.В., Щербина А.О.

Динамика физических процессов в активных зонах ближнего космоса и геосфер: Избранные работы 2018–2020 гг. / Под ред. Б.М. Шевцова. – М.: РАН 2021. – 410 с.

Представлены комплексные методы и результаты исследований физических процессов и их взаимодействий в системе ближнего космоса и геосфер в условиях повышенной изменчивости солнечной, циклонической и сейсмической активности. Подводятся итоги длительных наблюдений. Разработаны методы системного анализа. Созданы модели нелинейных и релаксационных колебаний с учетом эредитарных и фрактальных эффектов. Особое внимание уделяется аномальным и катастрофическим явлениям. Обсуждаются различные аспекты проблемы изменения климата. Отдельные разделы посвящены прогнозам магнитных бурь и электромагнитным, акустическим и ионосферным предвестникам землетрясений. Рассматриваются различные типы возмущений в такой системе.

ISBN: 978-5-907366-37-4

© Авторский коллектив, 2021

© ИКИР ДВО РАН, 2021

Оглавление

Введение	5
Математические модели геосферных физических процессов	11
Релаксационные колебания в энергоактивных зонах . . .	13
Модель процессов релаксации в пластических деформациях	18
Двухмодовое $\alpha\omega$ -динамо как эредитарный осциллятор . .	29
Стохастическая модель 6-ячейкового геодинамо	50
Моделирование дробных осцилляторов	56
Методы анализа геофизических данных	76
Моделирование параметров ионосферы	78
Регрессионные модели ионосферных аномалий	89
Анализ геомагнитных возмущений	92
Анализ вариаций космических лучей	106
Формирование грозовых облаков на Камчатке	120
Мониторинг магнитного поля Земли	130
Геофизические факторы эффективности радио систем	148
Фактор планирования	148
Электромагнитная совместимость мобильного нагревного стенда	155
Метод исследования магнитоориентированных неоднородностей	163
Метод косвенной диагностики	170
Нестандартные нелинейные процессы в электрических сетях	170
Новый метод обнаружения геомагнитно-индуцированных токов	181
Наблюдения естественного электромагнитного излучения...	194
Комплекс наблюдения ОНЧ излучений	195
Методы комплексного анализа параметров ОНЧ излучений	205
Источники электромагнитного излучения	211
Выводы	226

Структурно-лингвистическая обработка сигналов	231
Применение структурно-лингвистической обработки сигналов	232
Тестирование метода структурно-лингвистической обработки	239
Акустическое излучение у границы литосфера — атмосфера	250
Локация источников геоакустического излучения	251
Методы системного анализа	257
Атмосферно-литосферные акустические наблюдения	266
Совместные акустические и электрические аномалии	277
Акустический отклик приповерхностных осадочных пород	284
Отклик пород на сейсмические волны от землетрясений	299
Влияние процессов на Солнце и в литосфере на ионосферу	315
Мониторинг ионосферы...	317
Изучение влияния факторов космического пространства...	325
Изучение глобальной структуры ионосферных возмущений...	327
Изучение влияния зимних циклонов на ионосферу	331
Изучение поляризационного джета	334
Представление третьего адиабатического инварианта	336
Отклики на подготовку сильных камчатских землетрясений...	345
Оценка области и периода ожидания сильных землетрясений...	354
Лидарное зондирование атмосферы	375
Оборудование	376
Методы измерения и обработки сигналов	376
Верхняя атмосфера	378
Экспериментальные данные	378
Обсуждение результатов	382
Оценка соотношения сигналов	385
Средняя атмосфера	387
Экспериментальные данные	387
Результаты и обсуждение	389
Выводы	393
Термосферный лидар	394
Заключение	403

Введение

В период 2018–2020 гг. исследования динамики физических процессов в активных зонах ближнего космоса и геосфер были выполнены по следующим направлениям.

Нестационарные процессы в энергоактивных зонах рассматривались как релаксационные колебания в динамических системах быстрого-медленного типа, особенности поведения которых, накопление и сброс энергии, можно использовать для описания катастрофических событий и их предвестников. В рамках этого наиболее общего подхода, основанного на теории динамо, можно исследовать различные стадии подготовки аномальных природных явлений. А наличие большого числа физических аналогий облегчает их понимание.

В развитие дистанционных методов полученные ранее решения для нестационарных отражений в средах с фрактальной дисперсией использовались для анализа обратного рассеяния лидарных сигналов в термосфере.

Построена стохастическая фрактальная модель деформационного процесса, в которой спокойный период, затишье, форшоки, главный удар и афтершоки соответствуют различным режимам дислокационных изменений. Модель учитывает пространственную и временную нелокальность, являясь обобщением пуассоновского процесса последовательности независимых случайных событий.

Разработаны эредитарные и стохастические маломодовые модели динамо. Показано, что в определенном приближении задачу динамо можно свести к исследованию эредитарного осциллятора и описать динамические режимы именно с такой точки зрения. В стохастической модели введено возмущение управляющих параметров динамо-системы импульсными шумами, имитирующими случайную синхронизацию мелкомасштабных мод скорости и магнитного поля. Показано, что в разработанных моделях реализуются динамические режимы, наблюдаемые в реальных космических динамо-системах: регулярные и хаотические колебания, экскурсы, васцилляции, динамо-всплески.

Исследованы различные динамические режимы в некоторых дробных осцилляторах. Показано, что в них могут реализовываться как регулярные колебания, так и хаотические режимы. Установлена связь между добротностью дробного осциллятора и порядком дифференциальных операторов, входящих в модельное уравнение, т. е. дробные порядки дифференцирования являются дополнительными степенями свободы, с помощью которых можно управлять добротностью колебатель-

ной системы.

Выполнено комплексное исследование процессов генерации и распространения возмущений в системе солнечный ветер — магнитосфера — ионосфера в периоды экстремальных солнечных событий и магнитных бурь 2012–2020 гг. Применялась совокупность новых комплексных средств системного анализа, основанных на теории вейвлетов и нейронных сетей. Показана возможность и доказана эффективность применения разработанного класса многокомпонентных моделей временных рядов и вычислительных методов для анализа данных геофизического мониторинга и выделения различных проявлений космической погоды.

Изучены закономерности возникновения аномалий во временных вариациях космических лучей, выделены признаки изменения динамики потока космических лучей в периоды предшествующие и сопутствующие магнитным бурям. Эмпирически доказан факт возникновения слабых геомагнитных возмущений накануне сильных и умеренных магнитных бурь. Показана связь выделенных возмущений с параметрами межпланетного магнитного поля и *AE*-индексом. Выделены характерные признаки возникновения геомагнитных возмущений в полярной и авроральной областях, изучена их динамика по меридиональной цепочке станций на территории северо-востока России.

В рамках этого направления выполнено исследование нестационарных процессов в ионосфере в периоды солнечных вспышек и выбросов частиц. Экспериментально подтвержден факт возникновения внезапных аномальных изменений слабой и умеренной интенсивностей в динамике параметров ионосферы накануне магнитных бурь. Подобные ионосферные аномалии могут служить в качестве дополнительного фактора в прогнозе космической погоды. Выполнен анализ измерений параметров волновых процессов в атмосфере во время сильных солнечных событий и магнитных бурь. По результатам исследований построены методики прогноза сильных магнитных бурь, основанные на комплексном анализе геофизических параметров.

Исследовано влияние солнечной и сейсмической активности как дополнительного источника тепловой энергии для формирования грозовых облаков на Камчатке в зимний период. Камчатка выбрана как регион, где очень низкая грозовая активность, а зимние грозы — явление исключительное. Рассмотрены тропические циклоны за период 2004–2018 гг. в северо-восточной части Тихого океана. Тропические циклоны являлись мощным источником теплого и влажного воздуха. В ряде случаев дополнительным источником тепла явились солнечные вспышки, сопровождаемые усилением излучения в видимом и инфракрасном спектрах. В других случаях — инфракрасное излучение Земли, поступающее в атмосферу от близко расположенных эпицентров землетрясений.

Продолжались поддержка и развитие экспериментальной базы научных исследований ИКИР, в т.ч. на обсерваториях «Паратунка», «Магадан», «Хабаровск» и «Мыс Шмидта», три из которых включены в сеть INTERMAGNET, выполнялся мониторинг магнитного поля Земли. Перспективы дальнейших исследований в рамках темы связаны с

развитием предложенного класса многокомпонентных моделей и методов анализа данных в направлении комплексного исследования данных геофизического мониторинга и выделения проявлений космической погоды.

Для диагностики магнитоориентированных неоднородностей ионосферы искусственного происхождения предложено использовать многопозиционные наблюдения с использованием технологий SDR. Это позволяет производить оценку эффективности возбуждения межслоевого ионосферного волновода с использованием рассеяния на магнитоориентированных неоднородностях при активном воздействии на ионосферу.

Продолжались работы по оценке возможности снижения деструктивного воздействия геомагнитно-индуцированных токов на системы электроснабжения. Усовершенствован способ косвенной диагностики геомагнитно-индуцированных токов, базирующийся на оценке вариаций высших гармоник электрической сети.

Для идентификации месторасположения грозовых разрядов, которые вызывают вистлеры, разработан метод, использующий данные мировых сетей WWLLN и AWDANet. Его применение к временным рядам вистлеров для 15 наземных станций за 12 летний период наблюдений показало, что самая высокая вероятность перехода атмосфера в вистлер соответствует случаю, когда грозовой разряд произошел в магнитно сопряженной точке пункту наблюдений вистлера.

Для выделения близкорасположенных источников естественного электромагнитного излучения из мощного фона удаленных источников был применен дифференциальный метод, основанный на использовании квадрупольной антенны, которая не эффективна в системах связи из-за сильных ограничений на дальность приема. Применение этого метода в сейсмоактивной зоне Камчатки позволило обнаружить наличие ранее неизвестных видов электромагнитных сигналов, сопровождающих геоакустическую эмиссию и проявляющихся главным образом в вертикальной компоненте естественного электромагнитного поля.

С целью исследования очагов грозовой вулканической активности создана локальная сеть наблюдений за грозовыми разрядами вблизи Северной группы активных вулканов на полуострове Камчатка. Это позволило: детально исследовать электромагнитные процессы, связанные с вулканической активностью; разработать дистанционные методы зондирования окружающей среды; проводить мониторинг состояния погодных систем в нижних и верхних слоях атмосферы; исследовать вероятность повышения грозовой активности в периоды эксплозивных извержений вулканов.

Для поиска скрытых закономерностей и связей в рядах накопленных данных геоакустической эмиссии и электромагнитного излучения создан макет аппаратно-программного комплекса (АПК) структурно-лингвистической обработки и анализа потоков сигналов различной геофизической природы. Разработаны методы поиска кластеризации данных и распознавания аномалий. В результате лингвистического анализа разнородных сигналов были сформированы их типовые классы (кластеры), которые позволяют реализовать алгоритмы выделения аномалий в

потоке поступающих сигналов в режиме реального времени. Проверена работоспособность макета АПК на геоакустических и электромагнитных данных.

Продолжались исследования акустической эмиссии приповерхностных пород в периоды гедеформационных изменений на Камчатке с целью определения ее роли в литосферно-атмосферных взаимодействиях. Впервые в комплексе использовались данные микробарографа. Регистрировались акустические волны в атмосфере, инициированные деформационными изменениями.

Выполнен анализ данных геоакустического излучения с применением векторно-фазовых методов, который показал, что в пред- и постсейсмические периоды, кроме выявленных ранее аномалий в направленности, также существенно возрастает (на несколько порядков) среднее значение мощности источников геоакустического сигнала, а в спектре геоакустических импульсов появляются ярковыраженные максимумы, отсутствующие в фоновый период.

Разработаны методы системного анализа геоакустических сигналов на основе разреженной аппроксимации. Создан адаптивный метод автоматического выделения акустоэмиссионных импульсов из шумов, реализована параллельная версия метода адаптивного согласованного преследования, позволившая осуществлять анализ геоакустических сигналов в режиме реального времени.

Результаты акустических исследований с учетом масштабных соотношений можно использовать при обосновании фрактальных моделей в сейсмологии. Низкая статистическая представительность сейсмических каталогов не позволяет решить эту проблему. Оценка краткосрочного прогноза катострофических землетрясений осуществляется экстраполяцией по короткой форшоковой последовательности, но она настолько мала, что даже метод наложения эпох не дает представительной статистики.

По результатам многолетних исследований геоакустического излучения в осадочных породах и атмосферного электрического поля построена схема образования их совместных аномалий в сейсмоактивном регионе. Проводились совместные исследования электрического и акустического откликов пород в период прохождения сейсмических волн. Обнаружено, что появление акустического отклика в килогерцовом диапазоне частот хорошо согласуется с поведением модуля скорости вектора смещения грунта.

На основе данных мониторинга сейсмоакустических сигналов, зарегистрированных в пункте наблюдений при прохождении сейсмических волн от землетрясений, проводились исследования акустической эмиссии с применением методов статистического и фрактального анализа.

Исследования физических процессов на границах раздела сред позволяют понять, как различные возмущения, возникающие в деформируемой литосфере, передаются в атмосферу.

Для контроля ионосферных параметров и выявления их аномальных изменений, связанных, в том числе, с заключительной стадией подготовки сильного землетрясения, производился мониторинг ионосферы

средствами вертикального радиозондирования. Установлено, что период, предшествующий землетрясению, сопровождается развитием целого ряда явлений, имеющих механическую, гидрохимическую, электромагнитную природу и регистрируемых как на поверхности Земли, так и на ионосферных и магнитосферных высотах. Анализ аномальных проявлений в ионосфере позволил выделить ряд параметров, которые предшествуют (1–5 дней) сильным камчатским землетрясениям.

В свою очередь, применение вероятностных методов к изучению сейсмического режима позволило строить среднесрочные прогностические карты, на которых выделены области повышенной тектонической активности, и вычислять вероятность возникновения сильных землетрясений.

Совмещение наземных и космических средств наблюдения значительно расширило возможности в исследованиях литосферно-атмосферно-ионосферных связей и физики Глобальной электрической цепи.

Разрабатывалась и исследовалась модель изменений в магнитосфере и ионосфере в процессе развития магнитосферных бурь. В эти периоды в магнитосфере и ионосфере происходит формирование различных токовых систем. Интересное явление наблюдается в субавроральной ионосфере, которое получило название поляризационный джет (ПД). Здесь наблюдаются узкие потоки быстрых ионов на высотах области F ионосферы, которые проявляются на фоне крупномасштабных неоднородностей плазмы во время суббурь. Формирование ПД ответственно за целый ряд структурных изменений в ионосфере — появление плазменных неоднородностей, формирование глубокого провала на высоте F -слоя, изменения состава ионосферы.

В свою очередь, исследованию макроскопических перемещений магнитосферной плазмы, которые возникают на главной и восстановительной фазах магнитной бури, способствует изучение перемещения инвариантных поверхностей, для которых выполняется условие сохранения третьего инварианта. При некоторых предположениях это позволяет построить модель электризации высокоомных диэлектриков и объяснить две волны электризации космических аппаратов в процессе развития и затухания магнитной бури.

С использованием средств GPS-навигации изучались процессы в ионосфере. Наличие приемников Глобальной навигационной системы спутников, расположенных по всему миру, позволяет создавать карты вариаций полного электронного содержания, изучать влияние солнечных вспышек на ионосферу в планетарном масштабе и наблюдать перемещающиеся ионосферные возмущения. Кроме этого, применение средств спутниковой томографии дает возможность исследовать влияние камчатских циклонов на параметры ионосферы.

Подведены итоги среднеширотных лидарных наблюдений на ионосферных высотах 200–500 км в течение более чем одиннадцатилетнего цикла солнечной активности. В результате проведенных исследований разработан высоконадежный лидарный метод обнаружения светорассеивающих слоев в верхней ионосфере (термосфере), образующихся

вследствие высыпаний электронов с энергией около 300 эВ. Планируются дальнейшие исследования механизмов возникновения среднеширотных светорассеивающих слоев и кинетики возбужденной ионосферной плазмы в условиях изменчивости солнечной активности. Предложено использование в дистанционном зондировании средней атмосферы метода резонансного рассеяния лазерного излучения на возбужденных ионах кислорода и азота, созданных частицами с энергией до 2 МэВ.

Математические модели геосферных физических процессов

*Водинчар Г.М., Паровик Р.И., Фещенко Л.К., Шевцов Б.М.,
Шереметьева О.В.*

Для сложных геосферных процессов типичными являются пространственная и временная нелокальности взаимодействующих физических систем, выделяющиеся в средах пространственные иерархические структуры (вложенные турбулизированные вихри в различных атмосферных слоях, блочные разномасштабные структуры в твердых породах, конвективные ячейки различных масштабов в мантии и жидком ядре и т.п.). Это оправдывает применение для описания геосферных процессов математического аппарата эрдитарных систем и процессов, математического формализма фрактальных и скейлинговых структур.

Опишем несколько классов геосферных процессов, которые проявляют подобные свойства и которые исследовались методом математического моделирования.

В системах геосфер выделяются области интенсивных движений (энергоактивные зоны). В этих зонах происходят процессы длительного накопления и резкого сброса энергии, т.е. релаксационные колебания. Очевидно, что резкие сбросы энергии в любых системах геосфер связаны с катастрофическими явлениями и потенциально опасны, значит требуют пристального внимания и тщательного изучения. Релаксационные колебания определяют физическое поведение многих жизненно важных систем, поэтому оценка и прогноз резких изменений в таких системах необходимы для снижения рисков. Ясное понимание механизмов релаксационных колебаний в геосферах необходимо для решения задач прогноза катастрофических явлений. Общий подход к релаксационным колебаниям в системах разной природы может быть использован для описания магнитного динамо, генерации грозových разрядов, магнитосферных колебаний, землетрясений и многого другого. Все эти физические системы описываются схожими по структуре уравнениями, характерными для динамических систем быстро-медленного типа.

Проявлением вязко-упругих деформаций в твердой Земле является сейсмический процесс. Можно выделить пять видов этого деформационного процесса: нормальные (фоновые) пульсации, их замедление (замирания), затем активизация (разрядка), которая имеет три фазы: форшоков, главного удара и афтершоков – это реализуются те собы-

тия, которые не состоялись при замирании, и снова фоновый режим. Такой процесс можно рассматривать с точки зрения дислокационных изменений, вызванных работой внешних сил, которые поддерживают критический уровень упругих напряжений. Случайные дислокационные изменения в заданном объеме и временном интервале тогда образуют однопараметрический случайный процесс.

В первом приближении этот процесс можно считать пуассоновским. Но, если плотность дислокаций велика настолько, что перекрываются пространственно-временные радиусы влияния, это приближение уже не будет работать. Формирующиеся кластеры образуют последовательности форшоков и афтершоков (разреженная упаковка дислокаций), главный удар (плотная упаковка). С этой точки зрения пуассоновский процесс может рассматриваться как фоновый режим сейсмичности, а вот отклонения от него, связанные с локальным упрочнением или ослаблением среды, уже будут описываться фрактальным процессом Пуассона. Возникает необходимость в построении математической модели деформационной активности, описывающей различные режимы деформационного процесса и сравнение полученных аналитических закономерностей с имеющимися результатами обработки данных сейсмических каталогов.

С генерацией магнитных полей космических объектов связаны космические динамо-системы. В рамках теории динамо успешно описывается механизм генерации, различные динамические режимы, в том числе и инверсии – смены направления поля. Ряды инверсий включают в себя как регулярные, так и хаотические компоненты. Известным свойством динамо-систем является также и нелокальность взаимодействий во времени и пространстве. Для того, чтобы смоделировать основные динамические черты магнитного поля на временах, сравнимых с временами существования небесных тел, необходимо ограничиваться маломодовыми пространственными приближениями. Интересны предельно упрощенные модели динамо, в которых пространственная структура полей не фигурирует и возникают хаотические инверсии. Речь идет о полностью детерминированных моделях, без флуктуаций параметров или каких-либо других шумов. Такие модели представляют собой динамические системы малой размерности и описывают только основную феноменологию динамо – взаимную генерацию двух компонент поля за счет альфа-эффекта и, возможно, дифференциального вращения, а также нелинейное подавление генерации поля через петлю обратной связи.

Оказывается, что в определенном приближении задачу динамо можно свести к исследованию эргодического осциллятора и описать динамические режимы именно с такой точки зрения.

Данные о затухающих колебаниях Земли после сильнейших землетрясений свидетельствуют о наличии 6 крупномасштабных конвективных ячеек в ядре. В целом, конвекция в ядре, видимо, носит турбулентный характер. Однако сосуществование 6-ячейковой крупномасштабной структуры и мелкомасштабных вихрей вполне допустимо.

В моделях 6-ячейкового динамо, разрабатываемых и изучаемых в

ИКИР ДВО РАН в течение ряда лет, удалось воспроизвести правдоподобную динамику магнитного поля. Расчеты показывают, что значения безразмерных параметров близкие к реальным находятся вблизи точки бифуркации на стыке областей: устойчивой генерации поля без инверсий; затухания поля; устойчивой генерации с осцилляциями. Поэтому включение в модель флуктуаций параметров может значительно обогатить набор динамических режимов. Эти флуктуации являются мультипликативными шумами в системе. Источник этих флуктуаций можно связать с результатом спонтанной синхронизации и десинхронизации мелкомасштабных мод скорости и магнитного поля. Такое спонтанное образование и разрушение когерентных структур хорошо известно в теории турбулентности.

Одним из важнейших классов моделей физических систем и процессов являются осцилляторы – универсальные модели колебаний. Осциллирующие динамические режимы с циклическостями совершенно разных временных масштабов типичны для геосфер. Наличие временной нелокальности (эредитарности) взаимодействия в геосферах и фрактальная пространственная структура сред приводят к необходимости обобщения моделей осцилляторов. Хорошо известным математическим формализмом для построения таких обобщений является аппарат дробного дифференцирования, т.е. речь идет о моделях дробных осцилляторов. Поэтому исследование дробных осцилляторов очень важно для понимания механизма эредитарности в геосферных процессах и системах.

Релаксационные колебания в энергоактивных зонах

Объект наших исследований – это система геосфер, в которой области интенсивных движений мы называем энергоактивными зонами. Они и представляют особый интерес для нас. В этих зонах происходят процессы накопления и сброса энергии. Эти циклы известны как релаксационные колебания. Резкие сбросы больших запасов энергии потенциально опасны, где бы они ни были. Релаксационные колебания определяют поведение многих жизненно важных систем, поэтому оценка и прогноз резких изменений в таких системах необходимы для снижения рисков. Для прогноза катастрофических изменений требуется понимание механизмов релаксационных колебаний, которые мы и рассмотрим. Для этого выберем конкретный пример магнитного динамо, который с небольшими изменениями можно использовать для описания грозových разрядов, магнитосферных колебаний, землетрясений и многого другого. Различные релаксационные системы имеют общую по структуре систему уравнений, характерную для динамических систем быстро-медленного типа. Исходя из уравнений теории магнитного динамо, мы дадим наиболее общую их формулировку, которая показывает структуру релаксационной системы и позволяет модифицировать ее для описания других природных явлений.

Магнитное динамо

Запишем уравнение магнитной индукции \mathbf{B} в виде уравнения осциллятора:

$$\begin{aligned}\partial_t \mathbf{B} &= \mathbf{Y}, \quad \mathbf{Y} = \nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B}) + \nu_m \Delta \mathbf{B} \\ \partial_t \mathbf{Y} &= \nabla \times (\partial_t \mathbf{v} \times \mathbf{B} + \mathbf{v} \times \mathbf{Y}) + \nu_m \Delta \mathbf{Y},\end{aligned}\tag{1}$$

где $\nu_m = 1/\mu\mu_0\sigma$ – магнитная вязкость, μ и μ_0 – относительная и абсолютная магнитные проницаемости, σ – электрическая проводимость среды.

Уравнения конвекции в приближении Буссинеска запишем в виде уравнения диффузии:

$$\begin{aligned}\partial_t \mathbf{v} &= \hat{D}\mathbf{v} + \mathbf{f}, \quad \mathbf{f} = g\beta T\mathbf{e}_r - (\rho\mu\mu_0)^{-1} \mathbf{B} \times (\nabla \times \mathbf{B}), \\ \hat{D}\mathbf{v} &= -\rho^{-1}\nabla P - 2\Omega\mathbf{e}_x \times \mathbf{v} - (\mathbf{v}\nabla, \mathbf{v}) + \nu\Delta\mathbf{v},\end{aligned}\tag{2}$$

где P – давление, ν – кинематическая вязкость, Ω – угловая частота вращения конвективного слоя, ρ – плотность среды, g – ускорение свободного падения, β – коэффициент температурного объемного расширения, \mathbf{e}_z и \mathbf{e}_r – орты сферической системы координат, T – отклонение температуры от стационарного значения в слое конвекции при $\mathbf{v} = 0$.

Решение первого уравнения (2) запишем в виде закона Стокса:

$$\mathbf{v}(\mathbf{r}, t) = \hat{G}\mathbf{f}(\mathbf{r}, t).\tag{3}$$

Последнее позволяет записать первое уравнение (2) в виде:

$$\partial_t \mathbf{v} = (\hat{D}\hat{G} + \hat{1})\mathbf{f}.\tag{4}$$

Подставляя (3) и (4) в (1), получим уравнение магнитной индукции в виде многомерного уравнения Лиенара [56]:

$$\begin{aligned}\partial_t \mathbf{B} &= \mathbf{Y}, \\ \partial_t \mathbf{Y} &= \nabla \times \left(\hat{G}\mathbf{f} \times \mathbf{Y} + (\hat{D}\hat{G} + \hat{1})\mathbf{f} \times \mathbf{B} \right) + \nu_m \Delta \mathbf{Y}.\end{aligned}\tag{5}$$

Уравнение (5) – это символическая запись уравнения индукции магнитного поля с операторными кинематическими коэффициентами \hat{D} и \hat{G} , физический смысл которых раскрывается в зависимости от условий поставленной задачи.

Вид этого уравнения указывает на то, что мы получили Ван дер Поля подобную систему [83–85], которая является примером динамической системы быстро-медленного типа [44], если ее параметр нелинейности велик.

Систему (5) замыкает уравнение температуропроводности с обрат-

ной связью по магнитному полю $\hat{G}\mathbf{f} = \mathbf{v}$:

$$\partial_t T + (\hat{G}\mathbf{f}, \nabla)(T + T_0) = k\Delta(T + T_0), \quad (6)$$

где k – коэффициент температуропроводности, T_0 – решение этого уравнения при $\mathbf{v} = 0$, которое соответствует стационарному состоянию системы.

Мы не останавливаемся специально на граничных и других условиях к уравнениям (1), (2) и (6), полагая, что они обеспечивают многообразие решений этих уравнений и действий соответствующих операторов.

Магнитопауза

Когда магнитное поле исчезает, температурная волна подчиняется уравнению нелинейной диффузии, для которого возможно решение в виде ударной волны. Однако опрокидывание не наступает, поскольку фронт ударной волны стабилизируется процессами теплопроводности. Нелинейное трение при этом отрицательное, т.е. происходит усиление магнитного поля.

На поверхности, которая играет роль предельного цикла и определяется условием $\mathbf{f} = 0$, волна конвекции останавливается $\mathbf{v} = 0$, согласно выражению (3) в локальном приближении, поэтому это условие можно назвать условием магнитопаузы.

Когда магнитное поле превосходит значение поля на магнитопаузе, то сила Лоренца, действуя как возвращающая сила, препятствует его росту, а нелинейное трение при этом меняет знак, и усиление становится затуханием. Магнитное поле возвращается к значению на магнитопаузе.

На магнитопаузе происходят колебания как на предельном цикле. Значение магнитного поля на магнитопаузе определяется условием $\mathbf{f} = 0$, которое является дифференциальным уравнением, определяющим поверхность магнитопаузы.

Кинематические коэффициенты

Условие $\mathbf{f} = 0$ задается температурой T и определяет значение магнитного поля на магнитопаузе. В то же время, изменения магнитного поля управляют скоростью температурной волны через уравнение (6). Таким образом, мы имеем магнитно-температурные колебания, в уравнения которых (5) и (6) скорость конвекции входит через операторные коэффициенты \hat{D} и \hat{G} . Эти кинематические коэффициенты определяют, соответственно, интенсивность ω - и α -эффектов, показывая, насколько сложно эти эффекты устроены.

В кинематические коэффициенты входят четыре силы: давления, Кориолиса, турбулентности и вязкости. В зависимости от условий задачи могут преобладать те или иные из них, но лучше всего эти силы

понимать как комплексное трение (акустическое, кориолисово, турбулентное и вязкое). Поясним, что акустические волны или волны давления уносят импульс и работают как эффективное трение. В несжимаемой среде это стационарные волны, которые передают импульс на границы области динамо с бесконечной скоростью.

Три режима конвекции и колебаний

Нелинейная система будет быстро-медленного типа, если параметр нелинейности (отношение демпинга к частоте колебаний) велик, что имеет место при сильной конвекции. Поведение таких систем дает адекватное описание катастрофических событий.

Параметр нелинейности при слабой конвекции небольшой, в этом случае реализуется квазигармонический режим колебаний на магнитопаузе, который можно сравнить с маломодовым режимом лазера. Медленные амплитуды таких магнитно-температурных колебаний будут подчиняться Лоренц подобной билинейной динамической системе. Температура, а не спиральность, будет играть в ней роль реверсивной переменной. Температуре с помощью кинематических коэффициентов \hat{D} и \hat{G} можно придать смысл кинематической переменной, или наоборот, магнитному полю придать смысл течений. В любом случае такой перенормировки, получится Лоренц подобная динамическая система.

При очень слабой конвекции колебания останавливаются, значение магнитного поля определяется магнитной диффузией. Таким образом выделяются три режима конвекции, которые можно сопоставить с тремя режимами релаксационных колебаний тормозных колодок, скрипки, разрядника и квантового генератора. Эти режимы можно назвать тихим, тональным и скрежетом. Таким образом, существует три сценария изменений, последний из которых является катастрофическим.

Инверсии поля

В предположении, что неаксиальные моды диполя подавлены, это случай синхронизации продольных мод, уравнение (5) можно свести к одномерному уравнению Лиенара, решением которого будут колебания на предельном цикле. В этом случае имеем аксиальный реверс магнитных полюсов, т.е. аксиальная компонента диполя уменьшается до нуля, а затем восстанавливается с другой полярностью, в то время как неаксиальные моды диполя подавлены.

Если еще пренебречь нелинейностью возвращающей силы в уравнении Лиенара (5), то из него получится уравнение Ван дер Поля [83–85], решение которого очень наглядно демонстрирует периоды накопления и сброса энергии, это и есть наиболее простой сценарий катастрофического события. Однако такое упрощение не совсем оправдано.

Решение уравнения Лиенара, в отличие от решения уравнения Ван дер Поля, содержит еще колебания, соответствующие нелинейности возвращающей силы. Эти высокочастотные колебания, которые дают

частоту заполнения основного импульса, можно увидеть в импульсах солнечной активности, квантового генератора, акустической эмиссии, грозowego разряда и т.д.

Случай синхронизации поперечных мод соответствует перевороту диполя. Однако при таком реверсе колебания имеют меньшую добротность вследствие быстрого экваториального вращения диполя и дополнительных потерь на излучение. При сильной конвекции эти потери можно не учитывать. Аксиальный реверс и опрокидывание диполя можно рассматривать как альтернативу в поляризации реверсивных колебаний.

Случай синхронизации продольных мод магнитного динамо имеет прямую аналогию с квантовым генератором в режиме пассивной модуляции добротности. Не удивительно, что лазерные импульсы и колебания солнечной активности так похожи. То же самое можно сказать и о импульсах акустической эмиссии, землетрясений, грозowych разрядов и т.д.

Слабая конвекция и кинематическое приближение

В случае слабой конвекции можно пренебречь влиянием на нее магнитного поля. В уравнениях (5) и (6) убирается сила Лоренца. Такое приближение называется кинематическим [60]. В этом случае независимая от магнитного поля конвекция определяется решением задачи Релея в сферическом вращающемся слое [2], а магнитное поле определяется решением уравнения (5) без силы Лоренца. Динамо числа определяются температурой T и кинематическими коэффициентами \hat{D} и \hat{G} , которые показывают, насколько сложно устроено магнитное динамо даже в кинематическом приближении.

Очень важно, что в динамо-числа в кинематическом приближении входит конвекция, чего не было в ранних моделях магнитного динамо и в их многочисленных обобщениях [9, 25], хотя именно конвекция дает накачку энергии в систему. С конвекции в сферическом вращающемся слое [2] и надо начинать исследования механизмов генерации релаксационных колебаний в энергоактивных зонах.

Операторные кинематические коэффициенты \hat{D} и \hat{G} имеют простую интерпретацию. Первый из них описывает дробление масштабов, а второй – консолидацию их, оба процесса обусловлены комплексным трением. Произведение этих операторов отвечает за корреляцию встречных волн на каскаде масштабов и раскрывает физический смысл произведения ω - и α -эффектов. Уравнение (4) представляет нелинейную диффузию в виде корреляции встречных волн.

Режим слабой конвекции показывает, как работает динамо без катастроф. Если сравнить его со скрипкой, то конвекция – это смычок, а кинематические коэффициенты – канифоль на смычке. По мере увеличения конвекции возрастает обратная связь и развиваются нелинейные колебания. Тональный звук скрипки превращается в скрежет.

Выводы и возможные обобщения для других геосферных процессов

На примере магнитного динамо мы показали, как возникают релаксационные колебания в энергоактивных зонах [71]. Учесть эффекты электризации среды такие, которые возникают в солнечных вспышках, грозových очагах или тектонических разломах, можно с привлечением уравнений электрогидродинамики. Разумеется, в различных случаях возникнет своя специфика, но структура уравнений для релаксационных колебаний сохранится.

Успехи в теории релаксационных колебаний, рассмотренных на примере магнитного динамо, открывают широкие возможности в исследованиях опасных природных явлений. Специфика известных автоколебаний позволяет понять особенности развития различных катастрофических событий.

Модель процессов релаксации в различных режимах пластических деформаций

Представленная в настоящей работе модель является развитием построений, выполненных в статье [72], где моделировались пять режимов деформационного процесса: нормальные (фоновые) пульсации, их замедление (замирания), затем активизация (разрядка), которая имеет три фазы: форшоков, главного удара и афтершоков — это реализуются те события, которые не состоялись при замирании, и снова фоновый режим.

Процесс рассматривался с точки зрения дислокационных изменений, вызванных работой внешних сил, которые поддерживают критический уровень упругих напряжений. Случайные дислокационные изменения в заданном объеме V и временном интервале T рассматривались как однопараметрический процесс

$$L_{V,T}(t) = \sum_{k=0}^N L(x_k, t_k),$$

где x_k, t_k — координаты и время k -ой дислокации, $L(x_k, t_k)$ — ее пространственный масштаб.

В первом приближении случайные величины x_k, t_k и $L(x_k, t_k)$ можно считать независимыми и процесс — пуассоновским. Такое описание неприменимо в случае роста плотности дислокаций, а следовательно, увеличения их связанности и образования дислокационного кластера, в котором плотность дислокаций велика настолько, что перекрываются пространственно-временные радиусы влияния, зависящие от $L(x_k, t_k)$ [32, 33]. Такие кластеры образуют последовательности форшоков и афтершоков (разреженная упаковка дислокаций), главный удар (плотная упаковка). С этой точки зрения процесс Пуассона может рассматри-

ваться как фоновый режим, а отклонения от него, связанные с локальным упрочнением или ослаблением среды, описываются фрактальным процессом Пуассона.

Данное исследование является логическим продолжением работ [32, 33, 72]. В нём будет рассмотрена математическая модель деформационной активности, построены зависимости, описывающие различные режимы деформационного процесса и проведено сравнение полученных аналитических закономерностей с имеющимися результатами обработки данных сейсмических каталогов.

Математическая модель режимов деформационного процесса

Процессы дислокационных изменений имеют одинаковую структуру на разных масштабных уровнях деформационного процесса, поэтому достаточно рассмотреть процесс пластических деформаций для одного из них. Пусть зафиксирован пространственный масштаб L . Пять режимов деформационной активности можем рассматривать как пять состояний, в которых может находиться деформационный процесс: s_1 — фоновый режим (фоновые или нормальные пульсации), s_2 — замирания (замедление пульсаций), s_3 — режим активизации в фазе форшоков, s_4 — режим активизации в фазе главного удара, s_5 — режим активизации в фазе афтершоков. Опишем каждое состояние и вероятность его сохранения или перехода в другое состояние используя понятие фрактального процесса Пуассона и функцию Миттаг-Леффлёра — фрактальное обобщение экспоненты

$$E_\nu(x) = \sum_{k=0}^{\infty} \frac{x^k}{\Gamma(1 + \nu k)},$$

где $\Gamma(t)$ — гамма-функция, $0 < \nu \leq 1$, в случае $\nu = 1$ получаем обычную экспоненциальную зависимость, описывающую простейший поток событий (процесс Пуассона).

Релаксационной характеристикой деформационного процесса является фрактальная функция Миттаг-Леффлёра со степенным аргументом

$$E_\nu(-(\mu t)^{\tilde{\nu}}) = \sum_{k=0}^{\infty} \frac{(-(\mu t)^{\tilde{\nu}})^k}{\Gamma(1 + \nu k)}, \quad (7)$$

выражающая вероятностные характеристики этого процесса. Сама функция $E_\nu(x)$ даёт описание эффектов памяти (эредитарность процесса, при уменьшении ν память увеличивается) (рис. 1б), а степенной аргумент $(\mu t)^{\tilde{\nu}}$ фрактальной функции Миттаг-Леффлёра отвечает за эффекты последействия (нелокальность процесса, процессы ветвления, которые проявляются как фрактальное замедление потока, чем ближе к нулю значение $\tilde{\nu}$, тем меньше интенсивность потока) (рис. 1а). Вместе

$(\mu t)^{\tilde{\nu}}$ и $E_{\nu}(x)$ дают замедленную релаксацию [72].

Таким образом, при варьировании параметров ν , $\tilde{\nu}$ можно получить различные режимы деформационного процесса либо с преобладанием памяти (нелокальности во времени), либо процессов ветвления (пространственной нелокальности). В данном исследовании будем считать параметры равными друг другу $\nu = \tilde{\nu}$.

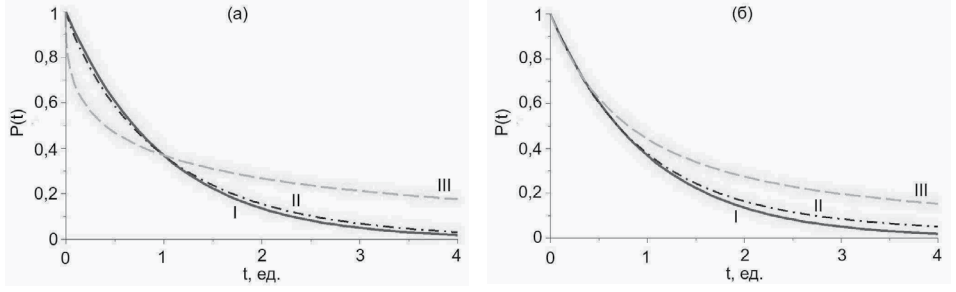


Рис. 1. Изменение характера поведения функции Миттаг-Леффлёра при вариации параметров ν , $\tilde{\nu}$: (а) I – график функции $e^{-\mu t}$ ($\nu = \tilde{\nu} = 1$), II – график функции (7) при $\nu = 1$, $\tilde{\nu} = 0,9$, III – график функции (7) при $\nu = 1$, $\tilde{\nu} = 0,4$, (б) I – график функции $e^{-\mu t}$ ($\nu = \tilde{\nu} = 1$), II – график функции (7) при $\nu = 0,9$, $\tilde{\nu} = 1$, III – график функции (7) при $\nu = 0,4$, $\tilde{\nu} = 1$.

Состояние s_1 . В фоновом режиме деформационный процесс является пуассоновским (поток независимых событий) со средней интенсивностью μ . Тогда вероятность перехода процесса в следующее состояние зависит от времени экспоненциально и определяется как

$$P_{12}(t) = 1 - e^{-\mu t} = 1 - E_1(-\mu t),$$

а вероятность сохранения процесса в исходном состоянии (рис.2)

$$P_{11}(t) = e^{-\mu t} = E_1(-\mu t).$$

Состояние s_2 . Отклонение от фонового режима может произойти, если возникает локальное упрочнение или ослабление среды (изменение реологии). При упрочнении среды возникает область, в которой пластический процесс замедляется, и поток событий ослабевает (область сейсмического затишья или сейсмической брешы [30], в которой формируется деформационная неоднородность). В результате возникновения неоднородности в объёме V исходная интенсивность μ потока событий падает. Временной промежуток ожидания каждого последующего события увеличивается, что говорит о появлении памяти (эредитарности) у процесса, которая связана с поведением вероятности сохранения его в исходном состоянии [43, 55] и может быть описана с помощью фрактальной функции Миттаг-Леффлёра с параметрами $\mu t > 1$ и $0 < \nu < 1$ (рис.2)

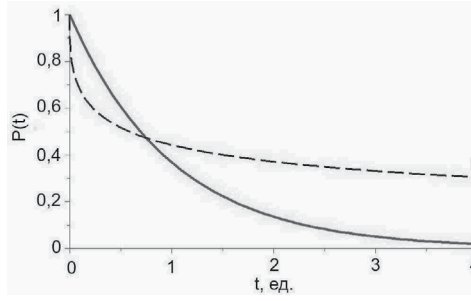


Рис. 2. I — график экспоненциального распределения P_{11} , II — график распределения вероятности P_{22} .

$$P_{22}(t) = E_{\nu}(-(\mu t)^{\nu}) = \sum_{k=0}^{\infty} \frac{(-(\mu t)^{\nu})^k}{\Gamma(1 + \nu k)}.$$

Как видно, вероятность $P_{22}(t)$ сохранения процесса в исходном состоянии в начальный момент времени убывает сильнее, чем вероятность $P_{11}(t)$ для потока независимых событий, но с увеличением временного промежутка вероятность $P_{22}(t)$ меняется медленнее, появляется затянутость процесса во времени (рис. 2). Отклонение $P_{22}(t)$ от обычной экспоненты указывает на наличие эффектов последействия и памяти у фрактального процесса, которые обусловлены тем, что несостоявшиеся события локализованы и образуют кластер связанных между собой событий.

Отметим, что параметр ν отвечает за фрактальную размерность распределения событий на временном интервале [75]. Таким образом, упрочнение среды меняет фрактальность процесса (статистику событий), что проявляется как замедленная релаксация, обусловленная эффектами памяти, которые возникли в результате упрочнения.

Состояние s_3 . Несостоявшиеся в затишье события можно рассматривать как кластер, энергия которого приводит к росту упругих напряжений, в результате чего упрочнение среды преодолевается, а накопленная дополнительная упругая энергия высвобождается. Эту активизацию можно рассматривать как событие более высокого масштаба по отношению к тем событиям, которые не состоялись во время затишья, вызванного локальным упрочнением среды, и энергетика деформационного возмущения должна соответствовать сумме энергий несостоявшихся событий. Результатом накопления упругой энергии в состоянии s_2 является возникающее в некоторый момент времени t_1 деформационное возмущение и переход в состояние s_3 — фазу форшоков. Для аналитического описания состояния s_3 воспользуемся вероятностью возникновения главного удара в момент времени t^* , т. е. вероятностью P_{34} перехода из состояния s_3 в состояние s_4 , которую зададим также с помощью возрастающей фрактальной функции Миттаг-Леффлёра следу-

ющим образом (рис. 3а):

$$P_{34}(t) = E_{\nu}(-[-\tilde{\mu}(t - t^*)]^{\nu}) = \sum_{k=0}^{\infty} \frac{(-[-\tilde{\mu}(t - t^*)]^{\nu})^k}{\Gamma(1 + \nu k)},$$

где $0 < \nu \leq 1$, а $\tilde{\mu}$ — средний поток событий в деформационном возмущении. Тогда вероятностью сохранения состояния s_3 (рис. 3а), т.е. отсутствия главного удара, будет

$$P_{33}(t) = 1 - P_{34}(t) = 1 - E_{\nu}(-[-\tilde{\mu}(t - t^*)]^{\nu}).$$

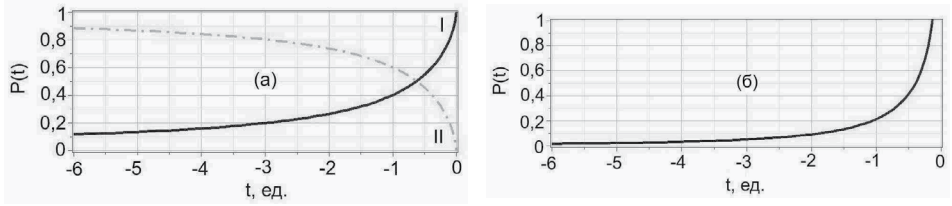


Рис. 3. (а) – график распределения вероятности P_{34} (линия I) и график распределения вероятности P_{33} (линия II), (б) график распределения плотности потока форшоков (обратный закон Омори).

При дифференцировании выражения P_{34} получается распределение нарастающего потока форшоков, которое можно интерпретировать как обратный закон Омори (рис. 3б).

Состояние s_5 . По достижении функцией $P_{34}(t)$ значения единица процесс переходит в состояние s_4 . Фаза афтершоков может быть определена аналогичным образом, используя выражение для вероятности сохранения главного удара (рис.4а), т.е. вероятности сохранения состояния s_4 ,

$$P_{44}(t) = E_{\nu'}(-[\tilde{\mu}(t - t^*)]^{\nu'}) = \sum_{k=0}^{\infty} \frac{(-[\tilde{\mu}(t - t^*)]^{\nu'})^k}{\Gamma(1 + \nu'k)},$$

где $0 < \nu' \leq 1$.

Дифференцируя это выражение, получим плотность убывающего потока афтершоков, т.е. закон Омори (рис.4б),

$$\frac{dP_{44}(t)}{dt} = \frac{dE_{\nu'}(-[\tilde{\mu}(t - t^*)]^{\nu'})}{dt} = \sum_{k=0}^{\infty} \frac{(-1)^k \tilde{\mu}^{\nu'k} \nu' k (\tilde{\mu}(t - t^*))^{\nu'k-1}}{\Gamma(1 + \nu'k)}. \quad (8)$$

В таком случае, вероятность не сохранения главного удара (рис.4а),

т. е. перехода из состояния s_4 в состояние s_5 к фазе афтершоков, будет

$$P_{45}(t) = 1 - P_{44}(t).$$

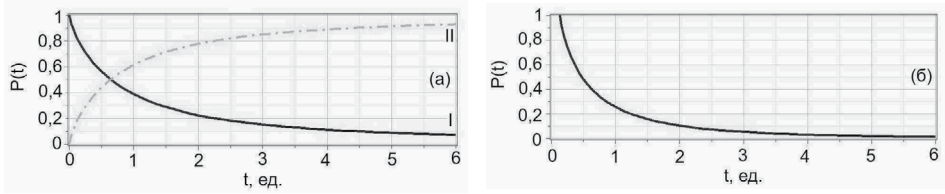


Рис. 4. (а) – график распределения вероятности P_{44} (кривая I) и график распределения вероятности P_{45} (кривая II), (б) – график распределения убывающего потока афтершоков (закон Омори).

Сопоставление с каталогами главных событий и афтершоков

На основании построенной модели аппроксимируем зависимости, полученные авторами статей [37, 42]. В них исследуются полные каталоги сейсмических событий [37, 42] и афтершоковые последовательности [42]. В исследовании [42] показано, что масштабный закон для афтершоковых последовательностей отличается от аналогичного закона для последовательностей главных событий из общих каталогов. Как считают авторы, это связано с тем, что даже слабые корреляции между афтершоками сохраняются в течение длительного времени в одном и том же регионе, и это существенно отличается от того, что наблюдается для некоррелированных основных сейсмических событий (главных ударов) [37]. Полученные распределения плотности потока событий представлены в двойном логарифмическом масштабе, множества A и B взяты из полных каталогов главных событий, а множества C и D — это афтершоковые последовательности.

Для аппроксимации использовалась плотность вероятности P_{45} не сохранения главного удара (8). Масштабный закон, полученный авторами [42] для афтершоковых последовательностей, хорошо аппроксимируется кривой с параметрами $\tilde{\mu} = 0,75$ и $\tilde{\nu} = 0,5$ (рис. 5а). Отметим, что хорошее приближение получается и при помощи плотности вероятности, заданной функцией (7), и в этом случае наилучшее приближение получено для параметров $\nu = 0,7$ и $\tilde{\nu} = 0,4$. Масштабный закон, полученный на основе последовательностей из общих каталогов, аппроксимировать при одинаковых значениях ν и $\tilde{\nu}$ не удалось. График, близкий к экспериментальному закону, получен для значений параметров $\tilde{\mu} = 2$, $\nu = 1,15$ и $\tilde{\nu} = 0,4$ (рис. 5б).

В работе [37] исследовались только последовательности событий из общего каталога землетрясений. Авторами были выбраны пять пространственных масштабов разложения и три ограничения на энер-

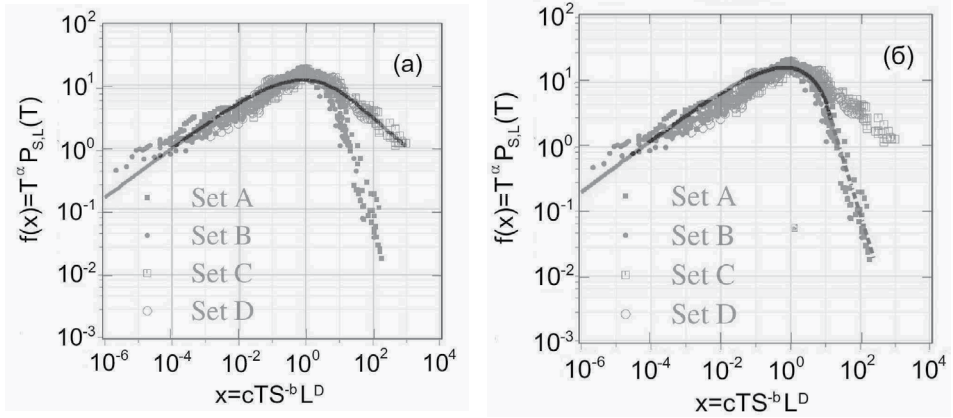


Рис. 5. Аппроксимация масштабного закона: (а) – для афтершоковых последовательностей, (б) – для последовательностей главных событий [42].

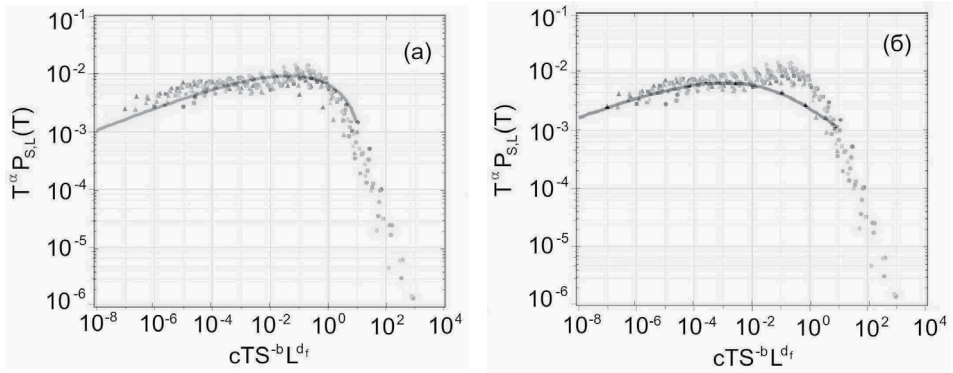


Рис. 6. Аппроксимация масштабного закона для последовательностей главных событий [37].

гии сейсмических событий. Полученные экспериментальные законы масштабирования аппроксимированы с использованием фрактальной функции Миттаг-Лефлёр (7) для значений параметров равных $\tilde{\mu} = 100$, $\nu = 1,3$ и $\tilde{\nu} = 0,2$ (рис. 6а) и $\tilde{\mu} = 500$, $\nu = 0,85$ и $\tilde{\nu} = 0,2$ (рис. 6б). Изменяя параметр ν и масштабный коэффициент $\tilde{\mu}$, можно получить графики для остальных случаев.

Критерии выбора форшоковых событий

Применим модель процессов релаксации [34] к исследованию наличия степенной закономерности в форшоковых последовательностях сейсмических событий. Мы используем диффузионный подход к сейсмичности [32, 33] для обнаружения форшоков (событий, предшествующих

главному удару) в сейсмическом каталоге и построения последовательности форшоковых событий на основании выбранных критериев.

Определим критерии связанности форшоков с главным ударом в пространстве и во времени. Предшествующие события будем считать связанными с главным в пространстве, если они попадут в область подготовки этого события, радиус R (пространственный масштаб) которой определяется по закону Добровольского [8]

$$R = 10^{0,43 \cdot M_L} \text{ [км]},$$

где M_L — локальная магнитуда Рихтера, связанная с энергетическим классом сейсмического события соотношением $K = 4,8 + 1,5M_L$ [10].

Связность предшествующего события, попавшего в область Добровольского, с главным событием во времени задаём на основании закона Гутенберга-Рихтера. А именно, предшествующее событие должно иметь временной масштаб t , в который попадает главное,

$$t = T/n \text{ [дни]},$$

где T — временной период каталога, n — частота событий с выбранной магнитудой.

На основании заданных критериев каталог раскладываем по энергетическим масштабам, выбирая сначала события с максимальной магнитудой. Событие, для которого построена последовательность предшествующих событий, исключается из каталога и процесс поиска в каталоге события с максимальной магнитудой начинается заново.

Опишем алгоритм построения форшоковых последовательностей для главного удара с максимальной энергией. Пусть в каталоге выбрано событие максимальной энергии с номером j . Рассматриваем предшествующие события с номерами $i = 1, \dots, j - 1$ — возможные форшоки. Предшествующее событие с номером i будем считать форшоком, статистически связанным с главным событием с номером j , если выполняются условия:

1. Расстояние между сейсмическими событиями $|\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i|$ не превышает пространственный масштаб R события с номером j , т.е. $|\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i| \leq R$, где \mathbf{r}_i — радиус-вектор события с номером i ;
2. Временной промежуток в днях $(t_j - t_i)$ между парой сейсмических событий не превышает временной масштаб t события с номером j , т.е. $(t_j - t_i) \leq t$, где t_i — время, когда произошло событие с номером i ;
3. Исходя из релаксационной модели деформационного процесса [72], форшоки должны иметь меньший энергетический масштаб, чем главный удар, и, в свою очередь, порождаться ещё

меньшими по масштабам событиями, а значит магнитуда события с номером i не превышает магнитуду события с номером j и в данной модели считаем, что она удовлетворяет условию $M_j - 1 \leq M_i \leq M_j$.

Методика обработки последовательностей форшоков и обсуждение результатов

Результатом применения вышеописанного алгоритма к данным сейсмического каталога КФ ФИЦ ГС РАН за период с 01.01.1962 по 31.12.2002 ($n = 79283$ события) для зоны субдукции Курило-Камчатской островной дуги ($50^\circ - 60^\circ$ с.ш., $156^\circ - 166^\circ$ в.д., классы $K = 4.1 - 16.1$, глубины $h = 0 - 600$ км) являются форшоковые последовательности, предшествующие главному событию заданной магнитуды и связанные с ним в пространственно-временной области. В табл. 1 приведены данные о полученных форшоковых последовательностях: дата и класс главного удара, количество связанных событий, временная протяжённость последовательности. Отметим, что главные события, разность энергетических классов которых не превышала 0,3, были отнесены к одной группе по энергии.

В табл. 2 представлена статистика количества полученных форшоковых последовательностей и суммарного количества событий в них (объём выборки) для главных ударов, отнесённых к одной группе по энергии. Как видно из представленных в таблицах данных, статистика для главных ударов энергетических классов более 12 составляет 2–3 последовательности, а этого недостаточно для проведения статистической обработки. Более представительна статистика для главных событий, относящихся к энергетическим классам меньшим 12. Применим к последовательностям, полученным для таких главных ударов, метод наложения эпох. Главный удар примем как нулевую точку на временной оси, а предшествующие события соответственно будем откладывать в отрицательном направлении. Разобьём временной интервал, на котором расположены события полученной общей выборки, на интервалы таким образом, чтобы на каждый попало не менее пяти событий, в противном случае объединяем интервалы. Вычисляем относительную частоту появления событий на каждом интервале. На рис. 7 представлены графики зависимостей частоты появления форшоков от времени до наступления главного удара в исходном и в двойном логарифмическом масштабах.

Если в двойном логарифмическом масштабе зависимости аппроксимируются линейной функцией, то можно говорить о наличии степенной закономерности в форшоковых последовательностях. Для главных событий с энергетическим классом больше 14,5 и 13,1 характерен значительный разброс точек относительно графика линейной аппроксимирующей функции, и степенной закономерности не наблюдается. Для третьего случая ($K \geq 10,6$) в двойном логарифмическом масштабе точки группируются около графика линейной функции с коэффициентом 0,66, и можно говорить о степенной закономерности в форшоко-

Таблица 1. Характеристики последовательностей событий

№	Дата главного события	Энергетический класс главного события	Количество событий в последовательности
1	29.01.1971	16,1	7
2	24.11.1971	15,9	7
3	22.1.1969	15,3	7
4	21.12.1975	15,0	5
5	26.12.1962	15,0	13
6	11.11.1999	13,6	16
7	01.06.1998	13,6	63
8	06.12.1997	13,6	69
9	22.06.1996	13,6	41
10	17.11.1993	13,6	9
11	30.08.1989	13,6	10
12	02.05.1986	13,6	7
13	09.01.1983	13,6	11
14	06.01.1976	13,6	22
15	23.08.1975	13,6	18
16	06.04.1975	13,6	20
17	11.05.1966	13,6	6
18	18.11.1965	13,6	16

Таблица 2. Статистики для главных событий заданной энергии

№	Энергетич. класс главного события	Кол-во последоват.	Объём выборки	Период времени [дни]
1	14,5	9	357	1900
2	13,6	13	308	470
3	13,1	23	583	160
4	10,6	302	2938	7

вых последовательностях, предшествующих главному событию данного энергетического класса. Заметим, что такие закономерности характерны для главных событий, энергетический класс которых меньше 12, и коэффициент линейной функции (показатель степени) принимает значения в пределах 0,5–0,7. Также для этих случаев отмечается пик на

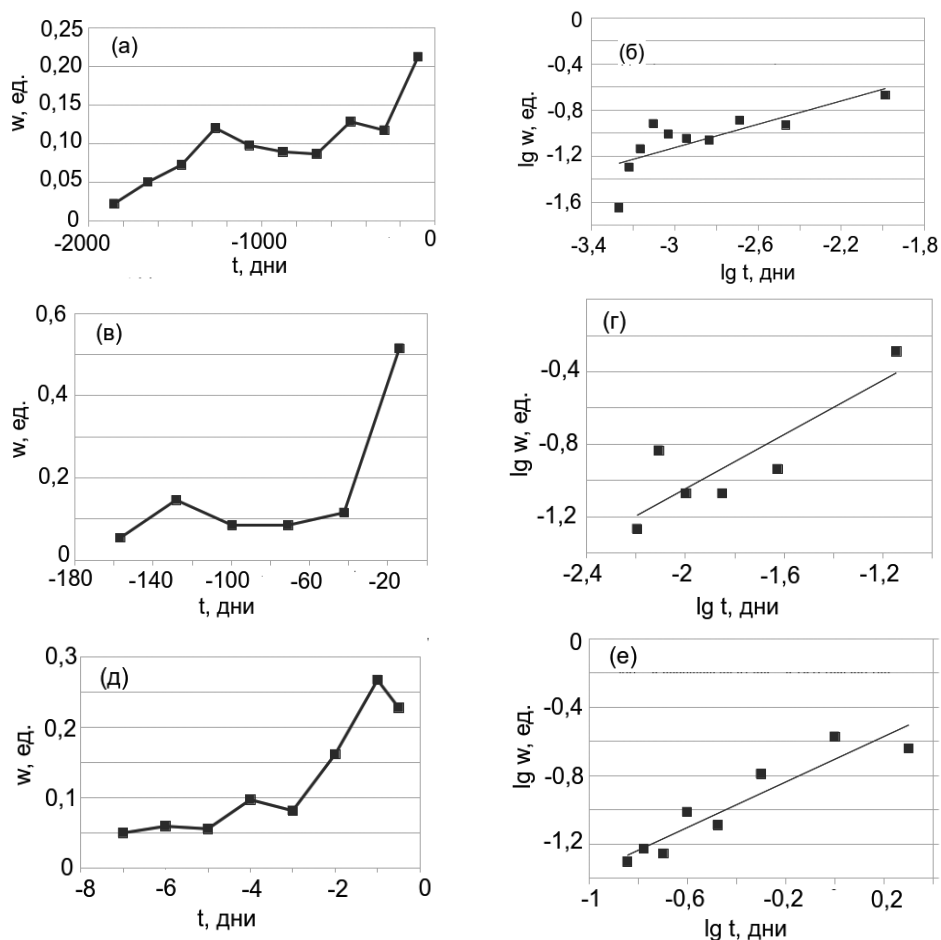


Рис. 7. График зависимости относительной частоты появления предшествующих событий от времени до наступления главного удара в линейном и двойном логарифмическом масштабах: (а,б) – $K \geq 14,5$; (в,г) – $K \geq 13,1$; (д,е) – $K \geq 10,6$.

графике в масштабах время/частота за день до главного события и уменьшение количества форшоков на промежутке времени менее одного дня.

Выводы

Построена модель деформационного процесса как стохастического процесса смены состояний. Предложенная аппроксимация с использованием фрактальной функции Миттаг-Леффлёра учитывает историю процесса (свойства нелокальности и во времени, и в пространстве) и

является логическим продолжением и расширением модели пуассоновского процесса с независимыми событиями. Кроме того, фрактальный параметр ν определяется параметрами среды, что открывает возможности для более полного описания её свойств.

На данный момент хорошо исследованными являются закономерности в последовательностях афтершоков. Проведённое сравнение зависимостей, полученных авторами исследований [37,42] в результате обработки данных сейсмических каталогов, с модельными показало, что варьирование фрактальных параметров и масштабного коэффициента позволяет достаточно хорошо аппроксимировать эти зависимости с помощью функции Миттаг-Леффлёра. Отметим, что в случае афтершоковых последовательностей аппроксимация функцией (8) достигалась при близких значениях параметров ν и $\tilde{\nu}$. Для полных каталогов аппроксимация получена только при значительно отличающихся значениях фрактальных параметров.

С использованием каталога КФ ФИЦ ГС РАН за период с 01.01.1962 по 31.12.2002 (всего 79283 события) для зоны субдукции Курило-Камчатской островной дуги ($50^\circ - 60^\circ$ с.ш., $156^\circ - 166^\circ$ в.д., классы 4,1–16,1, глубины 0–600 км), построены последовательности форшоковых событий, предшествующих главному событию заданной магнитуды и связанных с ним в пространственно-временной области. Проведён статистический анализ наличия степенных закономерностей в этих последовательностях на основании релаксационной модели деформационной активности [35].

Степенные закономерности с показателем степени, принимающим значения в интервале значений 0,5–0,7, в последовательностях связанных событий наблюдаются для главных событий, энергетический класс которых меньше 12. Обнаружение степенных закономерностей в форшоковых последовательностях для главных ударов таких энергетических классов объясняется, во-первых, большим объёмом выборки для них, во-вторых, в связи с небольшой энергией события пространственно-временная область подготовки события сужается, что уменьшает вероятность попадания в форшоковые последовательности афтершоков от более крупных событий, предшествующих рассматриваемому главному удару.

Двухмодовое $\alpha\omega$ -динамо как эредитарный осциллятор

Существование крупномасштабных магнитных полей планет, звезд и галактик обычно связывают с действием механизма динамо [82]. Существующие динамо-модели генерации полей космических объектов хорошо описывают основные черты пространственно-временного распределения этих полей. В настоящей работе мы сосредоточимся на временной динамике и, прежде всего, на вопросах смены полярности магнитных полей, т.н. инверсиях.

Уравнения магнитной гидродинамики симметричны относительно

изменения знака магнитного поля, что потенциально дает возможность инверсий в динамо-системе. Такие явления наблюдаются в реальных космических динамо-системах [59, 74]. В них возникают регулярные и хаотические осцилляции поля вокруг нулевого значения (инверсии), осцилляции вокруг ненулевого уровня (васцилляции), динамо-всплески, экскурсы (короткие смены полярности, после которых полярность восстанавливается). Поэтому можно сказать, что космические динамо-системы являются сложными колебательными системами.

Идея $\alpha\omega$ -динамо для космического магнитного поля была предложена Паркером [60]. Основная трудность этого механизма динамо заключается в обратной связи, когда крупномасштабное магнитное поле воздействует на турбулентный генератор, обеспечивая работу самосогласованного нелинейного механизма для генерации конечного поля. Обычно эта обратная связь считается мгновенной во времени и локальной в пространстве. Однако правильное описание турбулентного переноса включает свертку интегральных ядер со средним полем [54]. Авторы работы [51] показали, что эффект памяти также сильно влияет на действие динамо. В работе [40] использовался формализм функций отклика и показано, что влияние интегральных ядер может быть весьма значительным для анизотропных потоков. Двухмодовая модель динамо со стохастической памятью предложена в работе [45]. Эта модель впервые позволила получить распределение интервалов полярности, близкое к реальной палеомагнитной шкале.

Таким образом, можно сказать, что реальные динамо-системы — это колебательные системы с эффектом памяти. Поэтому можно попытаться описать их основные свойства с помощью эредитарных осцилляторов. Данная работа как раз и посвящена получению и исследованию одного такого осциллятора [76].

Хорошо известный способ ввести память в математические модели — использовать формализм дробных производных [29, 49, 50]. Однако формальная замена обычных операторов дифференцирования в дифференциальных уравнениях дробными операторами физически трудна для понимания. В этой работе мы не будем формально вводить дробные производные, а выведем уравнение осциллятора из двухмодового приближения уравнений динамо. Эредитарный член возникнет в механизме обратной связи в виде интегрального оператора с ядром довольно произвольной формы.

В работе также разработана разностная схема для осциллятора, представлены некоторые результаты численного моделирования и их интерпретация с точки зрения теории осцилляторов.

Двухмодовая модель $\alpha\omega$ -динамо с памятью

Мы предполагаем, что некоторая область Ω (жидкое ядро планеты или конвективная оболочка звезды) заполнена электропроводящей средой. Генерация осесимметричного магнитного поля $\mathbf{B}(\mathbf{r}, t)$ в классе моделей $\alpha\omega$ -динамо может быть описана уравнениями [82]:

$$\begin{aligned}\frac{\partial \mathbf{B}^T}{\partial t} &= \nabla \times (\mathbf{v}^T \times \mathbf{B}^P) + \eta \Delta \mathbf{B}^T, \\ \frac{\partial \mathbf{B}^P}{\partial t} &= \nabla \times (\hat{\alpha} \mathbf{B}^T) + \eta \Delta \mathbf{B}^P,\end{aligned}\tag{9}$$

где $\mathbf{B}^T(\mathbf{r}, t)$ и $\mathbf{B}^P(\mathbf{r}, t)$ - тороидальная и полоидальная компоненты магнитного поля \mathbf{B} , соответственно, $\mathbf{v}^T(\mathbf{r}, t)$ - заданное осесимметричное тороидальное поле скорости (дифференциальное вращение), η обозначает турбулентный коэффициент магнитной диффузии, а функция $\hat{\alpha}$ определяет спиральность мелкомасштабной турбулентности.

Предполагается также, что вне Ω среда непроводящая. Поэтому для магнитного поля задаются вакуумные граничные условия:

$$\nabla \times \mathbf{B}^T(\mathbf{r}, t) = \nabla \times \mathbf{B}^P(\mathbf{r}, t) = 0, \quad \mathbf{r} \in \partial\Omega, \quad \forall t.\tag{10}$$

Мы будем считать, что пространственная структура магнитного поля очень простая и может быть описана одной полоидальной и одной тороидальной модами. Таким образом, мы рассматриваем только самую крупномасштабную структуру поля. Это приближение имеет следующий вид:

$$\mathbf{B} = \mathbf{B}^T + \mathbf{B}^P = B^T(t) \mathbf{b}^T(\mathbf{r}) + B^P(t) \mathbf{b}^P(\mathbf{r}),\tag{11}$$

где безразмерные моды $\mathbf{b}^T(\mathbf{r})$ и $\mathbf{b}^P(\mathbf{r})$ удовлетворяют граничным условиям (10).

Подставим приближение (11) в уравнения (9) и применим метод Галеркина, т.е. спроектируем уравнения на двумерное подпространство магнитных мод. В результате получим следующие уравнения:

$$\begin{aligned}\frac{dB^T}{dt} &= \omega B^P - \eta^T B^T, \\ \frac{dB^P}{dt} &= \alpha B^T - \eta^P B^P,\end{aligned}\tag{12}$$

где галеркинские коэффициенты имеют следующий физический смысл: ω – мера интенсивности генерации тороидальной моды крупномасштабным дифференциальным вращением, α – мера интенсивности генерации полоидальной моды спиральностью мелкомасштабной турбулентности, $1/\eta^T$ и $1/\eta^P$ – характерные времена омической диссипации мод. Эти коэффициенты определяются по формулам:

$$\begin{aligned}\omega &= \frac{1}{\|\mathbf{b}^T\|^2} \int_{\Omega} [\nabla \times (\mathbf{v}^T \times \mathbf{b}^P)] \cdot \mathbf{b}^T d\mathbf{r} > 0, \\ \eta^T &= \frac{-\eta}{\|\mathbf{b}^T\|^2} \int_{\Omega} (\Delta \mathbf{b}^T) \cdot \mathbf{b}^T d\mathbf{r} > 0,\end{aligned}$$

$$\alpha = \frac{1}{\|\mathbf{b}^P\|^2} \int_{\Omega} [\nabla \times (\hat{\alpha} \mathbf{b}^T)] \mathbf{b}^P d\mathbf{r} > 0,$$

$$\eta^P = \frac{-\eta}{\|\mathbf{b}^P\|^2} \int_{\Omega} (\Delta \mathbf{b}^P) \mathbf{b}^P d\mathbf{r} > 0,$$

где квадраты норм:

$$\|\mathbf{b}^T\|^2 = \int_{\Omega} [\mathbf{b}^T(\mathbf{r})]^2 d\mathbf{r}, \quad \|\mathbf{b}^P\|^2 = \int_{\Omega} [\mathbf{b}^P(\mathbf{r})]^2 d\mathbf{r}.$$

Во всех этих интегралах элемент $d\mathbf{r}$ означает объемное интегрирование в физическом пространстве.

Уравнения (12) образуют простейшую модель двухмодового динамо. Эта модель является линейной, поэтому описать с ее помощью устойчивую генерацию конечного магнитного поля невозможно. Также ясно, что генерация будет происходить, если $D = \frac{\alpha\omega}{\eta^T \eta^P} > 1$. Именно в этом случае нулевая точка покоя будет неустойчивой и малые начальные значения поля будут увеличиваться. Следовательно, безразмерный параметр D является динамо-числом.

Чтобы обеспечить стабильную генерацию конечного поля, необходимо ввести обратную связь в систему (12). В реальной физической динамо-системе эта обратная связь представляет собой изменение характеристик турбулентного потока (в частности – изменение спиральности мелкомасштабной турбулентности) магнитным полем в результате действия силы Лоренца. Сила Лоренца квадратичная по магнитному полю, поэтому обратная связь может быть введена в модель в виде

$$\alpha = \alpha_0 [1 - Q(B(t)^T, B(t)^P)], \quad (13)$$

где α_0 – спиральность в отсутствие сильного магнитного поля, а $Q(\cdot, \cdot)$ – некоторая квадратичная форма.

Среди различных квадратичных форм физический интерес представляют следующие две. Первая связана с энергией поля:

$$E_B = \int_{\Omega} \mathbf{B}^2 d\mathbf{r} = |B^T(t)|^2 \|\mathbf{b}^T\|^2 + |B^P(t)|^2 \|\mathbf{b}^P\|^2 \sim$$

$$\sim |B^T(t)|^2 + s^2 |B^P(t)|^2, \quad s = \|\mathbf{b}^P\|/\|\mathbf{b}^T\|,$$

а вторая – с магнитной спиральностью:

$$H_B = \int_{\Omega} \mathbf{A} \mathbf{B} d\mathbf{r} = B^T(t) B^P(t) \int_{\Omega} (\mathbf{a}^T \mathbf{b}^T + \mathbf{a}^P \mathbf{b}^P) d\mathbf{r} \sim B^T(t) B^P(t),$$

где $\mathbf{A} = B^T(t) \mathbf{a}^P(\mathbf{r}) + B^P(t) \mathbf{a}^T(\mathbf{r})$ – потенциал магнитного поля.

В этой работе мы рассмотрим второй случай. Это связано с тем, что форма, связанная со спиральностью, имеет переменный знак и можно ожидать большего разнообразия динамических режимов. К тому же, если мы будем использовать знакоположительную форму энергии, по-

давление генерации может оказаться слишком сильным.

В простейшем случае для обратной связи вводятся функциональные зависимости, где $Q(\cdot, \cdot)$ – функция двух скалярных переменных. Модели такого типа известны как модели с алгебраическим подавлением, и значение спиральности зависит от текущего значения поля, т.е. реакция турбулентности на изменения поля происходит мгновенно. Различные варианты алгебраического подавления изучались, например, в [39, 46, 82].

Выше мы уже упоминали, что включение нелокальности и памяти в модель динамо может дать значительный эффект. Отметим также результаты работы [47], где исследовалась модель многомасштабного динамо. Она объединяла уравнения динамо среднего поля и уравнения каскадной модели магнитогидродинамической турбулентности. Авторы этой работы обнаружили, что одновременные значения поля и спиральности некоррелированы. Более того, если реакция поля на изменение спиральности была быстрая, то обратная реакция происходила с заметной задержкой, и затухание кросс-корреляции поля и спиральности происходило медленно. Авторы [47] пришли к выводу, что реакция спиральности на изменение поля носит принципиально динамический характер и не может быть описана в терминах алгебраического подавления. На наш взгляд, медленное затухание корреляции является еще и признаком памяти в этой модели.

Мы также вводим память в нашу модель. Пусть квадратичная форма Q является не функцией, а t -параметрическим функционалом от $B^T \cdot B^P$:

$$Q(t) = \frac{1}{t_F} \int_0^t K\left(\frac{t-\tau}{t_F}\right) \frac{B^T(\tau)B^P(\tau)}{B_0^2} d\tau, \quad (14)$$

где $K(s) \geq 0, s \in \mathbb{R}$ – некоторое безразмерное ядро, со свойством $K(+\infty) = 0$, t_F – временной масштаб ядра, B_0 – некоторое характерное значение поля. Это предопределенное выражение определяет модель эредитарного подавления.

Очевидно, что если мы изменим ядро K на постоянный множитель $c > 0$, это эквивалентно изменению B_0 на множитель \sqrt{c} . Поэтому, в дальнейшем мы всегда будем рассматривать ядро K подходящим образом нормированным, например, чтобы $\sup K(s) = 1$.

Из уравнений (12, 13, 14) получаем модель двухмодового $\alpha\omega$ -динамо с памятью:

$$\begin{aligned} \frac{dB^T}{dt} &= \omega B^P - \eta^T B^T, \\ \frac{dB^P}{dt} &= \alpha_0(1 - Q)B^T - \eta^P B^P, \\ Q(t) &= \frac{1}{t_F} \int_0^t K\left(\frac{t-\tau}{t_F}\right) \frac{B^T(\tau)B^P(\tau)}{B_0^2} d\tau. \end{aligned} \quad (15)$$

Модель замыкается начальными условиями $B^T(0) = B_0^T, B^P(0) =$

B_0^P . Для планетных и звездных динамо-систем разумно предположить, что $B_0^T = 0$. Это связано с тем, что для запуска динамо-системы в начальный момент требуется малое внешнее поле (т.н. затравочное поле), которое является полоидальным. Для планетарного динамо роль затравочного поля играет внешнее поле звезды, а для звездного динамо затравочным будет поле галактики [82].

Теперь обезразмерим систему (15). Мы будем использовать в качестве единицы времени характерное время диффузии полоидального поля $1/\eta^P$ и в качестве единицы магнитного поля величину $B_0\sqrt{\alpha_0 t_F}$. Перейдем к новым безразмерным переменным (сохранив обозначение для времени):

$$t \rightarrow \eta^P t, \quad B^T = B_0\sqrt{\alpha_0 t_F} x(t),$$

$$B^P = \frac{\eta^T B_0\sqrt{\alpha_0 t_F}}{\omega} y(t), \quad Q = \frac{\eta^T \eta^P}{\alpha_0 \omega} z(t),$$

и к новым безразмерным параметрам:

$$D = \frac{\alpha_0 \omega}{\eta^T \eta^P}, \quad \sigma = \frac{\eta^T}{\eta^P}, \quad p = t_F \eta^P.$$

Эти параметры: D – динамо-число; σ^{-1} – безразмерное характерное время затухания тороидального поля; p – безразмерный временной масштаб ядра.

Тогда обезразмеренная модель двухмодового динамо примет вид:

$$\begin{aligned} \frac{dx}{dt} &= \sigma(y - x), \\ \frac{dy}{dt} &= (D - z)x - y, \\ z(t) &= \int_0^t K\left(\frac{t - \tau}{p}\right) x(\tau)y(\tau) d\tau. \end{aligned} \tag{16}$$

Известно, что при одинаковых пространственных масштабах полоидальные моды свободного затухания поля имеют меньшие собственные значения, чем тороидальные, т.е. будут затухать медленнее тороидальных [28]. Поэтому в дальнейшем будем считать, что $\sigma > 1$. Например, для классического динамо Паркера [60] результаты работы [28] дают значения $\sigma \approx 3,37$. Мы также будем рассматривать в дальнейшем только случай «работающего динамо», т.е. $D > 1$.

Эредитарный осциллятор

Теперь мы преобразуем уравнения модели (16) к виду эредитарного осциллятора.

Продифференцируем по времени t первое уравнение (16) и воспользуемся вторым уравнением. В результате получим

$$\frac{d^2x}{dt^2} + \sigma \frac{dx}{dt} + \sigma xz - \sigma Dx + \sigma y = 0. \quad (17)$$

Далее, подставим

$$\sigma y = \frac{dx}{dt} + \sigma x$$

из первого уравнения (16) в (17). Тогда

$$\frac{d^2x}{dt^2} + (1 + \sigma) \frac{dx}{dt} + \sigma x + \sigma xz - \sigma Dx = 0. \quad (18)$$

Из первого и третьего уравнений (16) получаем, что

$$\sigma z = \int_0^t K \left(\frac{t-\tau}{p} \right) x(\tau) dx(\tau) + \sigma \int_0^t K \left(\frac{t-\tau}{p} \right) x^2(\tau) d\tau. \quad (19)$$

Выполним интегрирование по частям в первом интегральном члене (19):

$$\begin{aligned} \int_0^t K \left(\frac{t-\tau}{p} \right) x(\tau) dx(\tau) &= K(0)x^2(t) - K \left(\frac{t}{p} \right) x_0^2 + \\ &+ \frac{1}{p} \int_0^t K' \left(\frac{t-\tau}{p} \right) x^2(\tau) d\tau - \int_0^t K \left(\frac{t-\tau}{p} \right) x(\tau) dx(\tau). \end{aligned}$$

Тогда

$$\begin{aligned} \int_0^t K \left(\frac{t-\tau}{p} \right) x(\tau) dx(\tau) &= \frac{K(0)}{2} x^2(t) - K \left(\frac{t}{p} \right) \frac{x_0^2}{2} + \\ &+ \frac{1}{2p} \int_0^t K' \left(\frac{t-\tau}{p} \right) x^2(\tau) d\tau. \end{aligned}$$

Подставляем это выражение в (19) и получаем

$$\begin{aligned} \sigma z &= \frac{K(0)}{2} x^2(t) - K \left(\frac{t}{p} \right) \frac{x_0^2}{2} + \\ &+ \int_0^t \left[\frac{1}{2p} K' \left(\frac{t-\tau}{p} \right) + \sigma K \left(\frac{t-\tau}{p} \right) \right] x^2(\tau) d\tau. \end{aligned} \quad (20)$$

Теперь определим новое (σ, p) -параметрическое ядро $J_{\sigma p}(s)$ равенством:

$$J_{\sigma p}(s) = \frac{1}{2p} K'(s) + \sigma K(s). \quad (21)$$

Используя (20) и (21), мы можем записать уравнение (18) в следующей форме:

$$\begin{aligned} & \frac{d^2 x}{dt^2} + (1 + \sigma) \frac{dx}{dt} + \frac{K(0)}{2} x^3 - \\ & - \left[\sigma(D - 1) + K \left(\frac{t}{p} \right) \frac{x_0^2}{2} - \int_0^t J_{\sigma p} \left(\frac{t - \tau}{p} \right) x^2(\tau) d\tau \right] x = 0. \end{aligned} \quad (22)$$

Итак, двухмодовая модель динамо (16) с начальными условиями $x(0) = x_0, y(0) = y_0$ эквивалентна интегро-дифференциальному уравнению (22) с начальными условиями $x(0) = x_0, x'(0) = \sigma(y_0 - x_0)$. Выше мы уже упоминали, что с точки зрения теории динамо разумно предположить, что начальные условия для тороидального поля нулевые, т.е. $x_0 = 0$.

На самом деле, условие $x_0 = 0$ не накладывает сильных ограничений. Поскольку $K(+\infty) = 0$, член с x_0 в (22) влияет только на переходный процесс. В установившемся режиме мы можем считать, что $x_0 = 0$. Поэтому в дальнейшем мы всегда предполагаем, что $x_0 = 0$.

Уравнение (22) можно рассматривать как диссипативный осциллятор с эредитарным потенциалом:

$$\begin{aligned} U &= Ax^4 - Bx^2, \\ A &= \frac{K(0)}{8}, \quad 2B = \sigma(D - 1) - \int_0^t J_{\sigma p}(t - \tau) x^2(\tau) d\tau. \end{aligned} \quad (23)$$

Такая точка зрения на модель двухмодового динамо позволяет определять возможные динамические режимы без численного решения интегро-дифференциального уравнения. Однако, для детального изучения динамики необходимо численное моделирование. Для этого требуется составить разностные схемы и разработать программное обеспечение.

Следует отметить, что для некоторых классов ядер $K(s)$ и $J_{\sigma p}(s)$ интегро-дифференциальные системы (16) и (22) могут быть сводиться к «чисто» дифференциальным системам с дополнительными начальными условиями. А именно, докажем следующее утверждение — если ядро $K(s)$ или $J_{\sigma p}(s)$ является решением однородного линейного дифференциального уравнения с постоянными коэффициентами n -го порядка, то интегро-дифференциальная система может быть сводиться к дифференциальной системе порядка $n + 2$.

Рассмотрим доказательство. Пусть $J_{\sigma p}(s)$ в (22) удовлетворяет дифференциальному уравнению

$$a_n J^{(n)}(s) + a_{n-1} J^{(n-1)}(s) + \dots + a_1 J'(s) + a_0 J(s) = 0. \quad (24)$$

Обозначим интегральный член в (22) через $w(t)$ и продифференци-

руем по времени t , используя правило дифференцирования интеграла по параметру:

$$\begin{aligned}
 w(t) &= \int_0^t J_{\sigma p} \left(\frac{t-\tau}{p} \right) x^2(\tau) d\tau, \\
 \frac{dw}{dt} &= \int_0^t J'_{\sigma p} \left(\frac{t-\tau}{p} \right) \frac{1}{p} x^2(\tau) d\tau + J_{\sigma p}(0) x^2(t), \\
 \frac{d^2 w}{dt^2} &= \int_0^t J''_{\sigma p} \left(\frac{t-\tau}{p} \right) \frac{1}{p^2} x^2(\tau) d\tau + \frac{J'_{\sigma p}(0)}{p} x^2(t) + J_{\sigma p}(0) \frac{d}{dt} x^2(t), \\
 \frac{d^3 w}{dt^3} &= \int_0^t J'''_{\sigma p} \left(\frac{t-\tau}{p} \right) \frac{1}{p^3} x^2(\tau) d\tau + \frac{J''_{\sigma p}(0)}{p^2} x^2(t) + \frac{J'_{\sigma p}(0)}{p} \frac{d}{dt} x^2(t) + \\
 &+ J_{\sigma p}(0) \frac{d^2}{dt^2} x^2(t), \\
 &\dots \\
 \frac{d^n w}{dt^n} &= \int_0^t J_{\sigma p}^{(n)} \left(\frac{t-\tau}{p} \right) \frac{1}{p^n} x^2(\tau) d\tau + \frac{J_{\sigma p}^{(n-1)}(0)}{p^{n-1}} x^2(t) + \dots + \\
 &+ J_{\sigma p}(0) \frac{d^{n-1}}{dt^{n-1}} x^2(t),
 \end{aligned} \tag{25}$$

Умножая k -ое уравнение (25) на $a_k p^k$ и суммируя по $k = 0 \dots n$, получим дифференциальное уравнение

$$\begin{aligned}
 a_n p^n \frac{d^n w}{dt^n} + a_{n-1} p^{n-1} \frac{d^{n-1} w}{dt^{n-1}} + \dots + a_1 p \frac{dw}{dt} + a_0 w &= \\
 = \sum_{k=0}^n a_k \sum_{m=0}^{k-1} p^{k-m} J_{\sigma p}^{(m)}(0) \frac{d^{k-m-1}}{dt^{k-m-1}} x^2(t).
 \end{aligned} \tag{26}$$

Начальные условия для $w(t)$ и его производных определяются из уравнений (25) после подстановки $t = 0$. Ясно, что они выразятся в конечном счете через x_0 и x'_0 .

Итак, интегральное соотношение

$$w(t) = \int_0^t J \left(\frac{t-\tau}{p} \right) x^2(\tau) d\tau,$$

формально эквивалентно дифференциальному уравнению (26) с подходящими начальными условиями. Следовательно, интегро-дифференциальная система (22) может быть задана с помощью дифференциальной системы $(n+2)$ -го порядка.

Очевидно, что аналогичные преобразования могут быть выполнены и для последнего уравнения двухмодовой модели динамо (16), если ядро $K(s)$ удовлетворяет уравнению (24). На этом доказательство закончено.

Особо отметим частный случай ядра $K(s) = e^{-s}$, т.е. $J_{\sigma p}(s) = e^{-s} \left(\sigma - \frac{1}{2p} \right)$. Используя схему исключения интегрального члена, описанную выше, мы получаем, что модель (16) будет эквивалентна

$$\begin{aligned}\frac{dx}{dt} &= \sigma(y - x), \\ \frac{dy}{dt} &= (D - z)x - y, \\ \frac{dz}{dt} &= xy - \frac{1}{p}z, \quad z(0) = 0.\end{aligned}$$

Это классическая система Лоренца [58], динамика которой при $\sigma = 10$ и $p = 3/8$ хорошо изучена [68, 73]. Отметим, что система Лоренца как простейшая модель солнечного $\alpha\omega$ -динамо была предложена в работе [70], а как модель дискового динамо использовалась в работе [53].

Известный характер динамики системы Лоренца позволяет проверить численные схемы и провести верификацию программного кода для численного моделирования динамики осциллятора (22).

Разностная схема для численного моделирования

Для построения разностной схемы запишем осциллятор (22) в виде следующей системы:

$$\begin{aligned}\frac{dx}{dt} &= v = X(v), \\ \frac{dv}{dt} &= -(1 + \sigma)v - \frac{K(0)}{2}x^3 + (\sigma(D - 1) - w)x = V(x, v, w), \\ w(t) &= \int_0^t J_{\sigma p} \left(\frac{t - \tau}{p} \right) x^2(\tau) d\tau,\end{aligned}\tag{27}$$

При численном моделировании мы будем использовать нелокальные начальные условия для $x(t)$ в виде $x(\leq 0) = 0$. Введем шаг по времени h и соответствующие значения фазовых переменных x_n , v_n и w_n . Мы также обозначаем $J_{\sigma p} \left(\frac{nh}{p} \right)$ через J_n .

Для интегральной части системы (27) (третье уравнение) мы будем использовать формулу Симпсона:

$$w_{n+1} = L_n + \frac{h}{3} J_0 x_{n+1}^2,\tag{28}$$

где для четного n :

$$L_n = \frac{2h}{3} (J_n x_1^2 + J_{n-2} x_3^2 + \dots + J_2 x_{n-1}^2) + \frac{4h}{3} (J_{n-1} x_2^2 + J_{n-3} x_4^2 + \dots + J_1 x_n^2), \quad (29)$$

и для нечетного n :

$$L_n = \frac{2h}{3} (J_{n-1} x_2^2 + J_{n-3} x_4^2 + \dots + J_2 x_{n-1}^2) + \frac{4h}{3} (J_n x_1^2 + J_{n-2} x_3^2 + \dots + J_1 x_n^2). \quad (30)$$

Для дифференциальной части системы используется неявный метод Рунге-Кутты второго порядка [7] (двухстадийный метод Лобатто IIIA по обозначениям этого источника):

$$\begin{aligned} k_1 &= hX(v_n), \quad m_1 = hV(x_n, v_n, w_n), \\ k_2 &= hX\left(v_n + \frac{m_1}{2} + \frac{m_2}{2}\right), \\ m_2 &= hV\left(x_n + \frac{k_1}{2} + \frac{k_2}{2}, v_n + \frac{m_1}{2} + \frac{m_2}{2}, w_{n+1}\right), \\ x_{n+1} &= x_n + \frac{k_1}{2} + \frac{k_2}{2}, \quad v_{n+1} = v_n + \frac{m_1}{2} + \frac{m_2}{2}. \end{aligned} \quad (31)$$

Учитывая, что $X(v) = v$, удобно записать (31) в следующей форме:

$$\begin{aligned} x_{n+1} &= x_n + \frac{h(v_n + v_{n+1})}{2}, \\ v_{n+1} &= v_n + \frac{h}{2} V(x_n, v_n, w_n) + \frac{h}{2} V(x_{n+1}, v_{n+1}, w_{n+1}), \end{aligned} \quad (32)$$

Теперь объединим схемы для интегральной и дифференциальной частей. Мы подставляем во второе уравнение (32) выражение для w_{n+1} из (28). Затем мы подставляем выражение для x_{n+1} из первого уравнения (32) во второе уравнение. В итоге получаем неявную разностную схему для осциллятора в форме (27):

$$\begin{aligned}
 v_{n+1} &= v_n + \frac{h}{2} V(x_n, v_n, w_n) + \\
 &+ \frac{h}{2} V\left(x_n + \frac{h(v_n + v_{n+1})}{2}, v_{n+1}, L_n + \left(x_n + \frac{h(v_n + v_{n+1})}{2}\right)^2 \frac{h}{3} J_0\right), \\
 x_{n+1} &= x_n + \frac{h(v_n + v_{n+1})}{2}, \\
 w_{n+1} &= L_n + \frac{h}{3} J_0 x_{n+1}^2.
 \end{aligned} \tag{33}$$

Тогда возникает следующий алгоритм численного решения уравнения осциллятора на равномерной сетке $t_n, n = 0, 1, \dots, N$:

1. Задаем начальные условия $x_0 = 0, v_0 = x'(0), w_0 = 0$.
2. Пусть на n -м шаге по времени уже известны значения x_k, v_k, w_k, J_k для $k \leq n$.
3. Вычисляем $J_{n+1} = J_{\sigma p} \left(\frac{(n+1)h}{p} \right)$.
4. Вычисляем L_n по формулам (29) или (30).
5. Находим v_{n+1} из первого уравнения (33). Это кубическое уравнение относительно v_{n+1} . Мы решаем его модифицированным методом Ньютона, используя v_n в качестве начального значения для v_{n+1} .
6. Вычисляем x_{n+1} по второму уравнению (33).
7. Вычисляем w_{n+1} по третьему уравнению (33).
8. Увеличиваем временной индекс n на единицу и переходим к шагу 2.

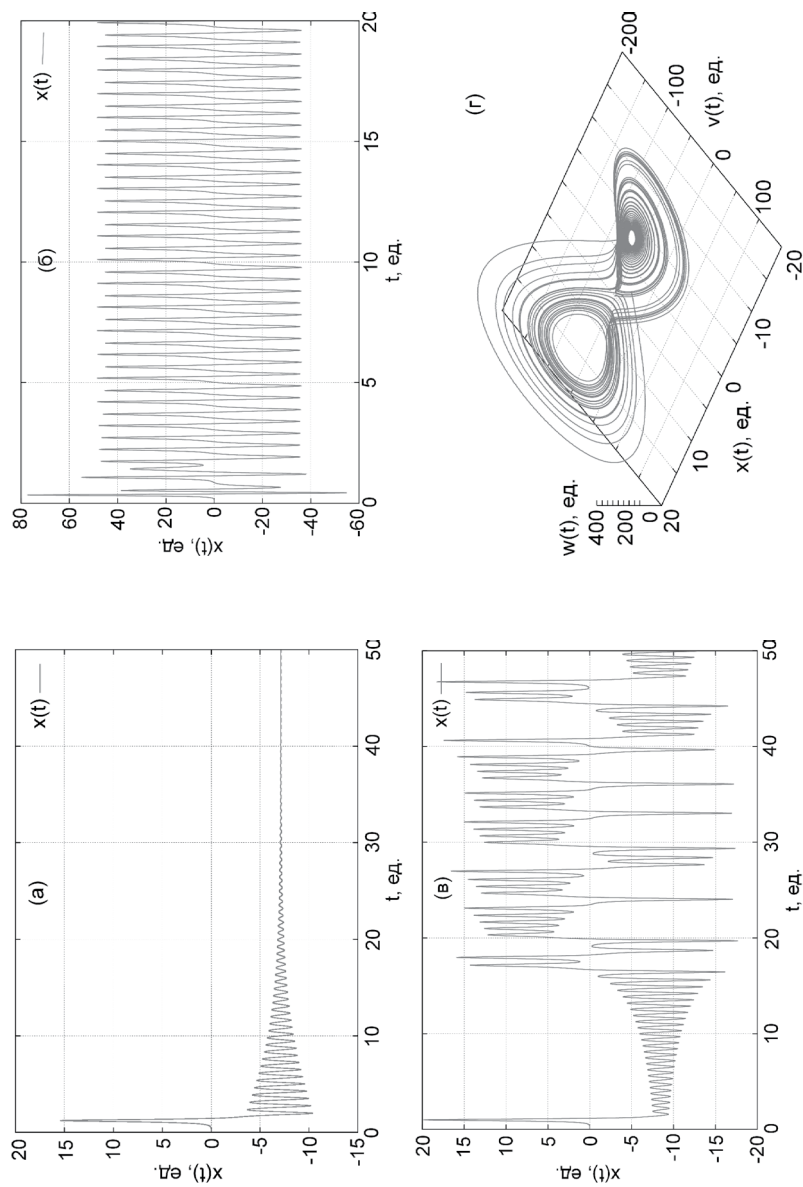


Рис. 8. Результаты моделирования (лоренцевский случай): $K(s) = e^{-s}$, $\sigma = 10$, $p = 3/8$, $x'(0) = 10^{-2}$, $h = 10^{-3}$. (a) $D = 20$ – асимптотически стационарный режим; (б) $D = 220$ – периодический режим; (в) $D = 25$ – хаотический режим; (r) $D = 25$ – хаотический аттрактор.

Этот алгоритм был реализован нами в коде Java. Для верификации кода было проведено численное моделирование осциллятора в случае ядра $K(s) = s$, т.е. $J_{\sigma p}(s) = e^{-s} \left(\sigma - \frac{1}{2p} \right)$, и значениях параметров $\sigma = 10, p = 3/8$. Ранее мы уже отмечали, что такой выбор ядра и параметров превращает осциллятор в классический случай системы Лоренца.

Результаты моделирования показаны на рис. 8. Показаны три характерных режима для системы Лоренца: асимптотически стационарный режим (рис. 8а), хаотический режим (рис. 8в и рис. 8г), периодический режим (рис. 8б). Можно сделать вывод, что разностная схема и программный код работают правильно.

Результаты численного моделирования

Теперь рассмотрим некоторые результаты численного моделирования осциллятора (22) и проинтерпретируем эти результаты с точки зрения теории осцилляторов. При численном моделировании мы будем использовать значение $\sigma = 3,37$, которое типично для динамо Паркера.

Мы будем рассматривать случай степенного ядра $K(s)$ с асимптотикой $1/s^\alpha, 0 < \alpha < 1$. Такие ядра с расходящимся интегралом по положительной полуоси времени наиболее интересны с точки зрения эредитарных систем. Это связано с тем, что, если ядро интегрируемо на $[0; +\infty)$, то можно ввести эффективный временной масштаб памяти. Тогда память в системе имеет конечную длительность и система не будет «истинно» эредитарной.

Форма потенциала (23) определяется знаками коэффициентов A и B . Если коэффициент A фиксирован, то коэффициент B определяется взвешенными текущим и предыдущим значениями фазовой переменной x . Следовательно, можно ожидать, что фазовая переменная будет реагировать на изменения коэффициента B с запаздыванием или пропуском быстрых изменений.

Отметим также, что для энергии E осциллятора

$$\frac{dE}{dt} = -(1 + \sigma) \left(\frac{dx}{dt} \right)^2 - 2x^2 \frac{dB}{dt}.$$

Следовательно, если происходит резкое уменьшение значения коэффициента B , т.е. $\frac{dB}{dt} \ll 0$, то энергия осциллятора может вырасти. Важно, что это никак не связано со знаком коэффициента B .

Значение $K(0)$ определяет степень потенциала U . Если $K(0) \neq 0$, то можно говорить о мгновенной обратной связи. Потенциал в этом случае будет 4-й степени. Если $K(0) = 0$, то можно говорить о задержке обратной связи и потенциал будет квадратичным. Далее рассмотрим примеры расчетных результатов для этих двух случаев.

Мгновенная обратная связь: $K(0) \neq 0$

В этом случае $A = K(0)/8 > 0$. График потенциала схематически изображен на рис. 9.

Ясно, что при малых значениях t коэффициент $B \approx \sigma(D - 1) > 0$ и движение происходит в потенциале с двумя ямами (рис. 9а).

Выберем ядро $K(s)$ в виде $K(s) = 1/(1 + s)^\alpha$. Для численного моделирования мы использовали значение $\alpha = 0,9$. Тогда ядро

$$J_{\sigma p}(s) = \frac{2p\sigma s + (2p\sigma - \alpha)}{2p(1 + s)^{1+\alpha}}. \quad (34)$$

Из (34) видно, что для $2p\sigma < \alpha$ ядро $J_{\sigma p}(s) < 0$ при малых s и положительное при больших s . Если $2p\sigma > \alpha$, то $J_{\sigma p}(s) > 0$ для всех $s \geq 0$. В любом случае, для $s > \max\{0, 1 - \alpha/(2p\sigma)\}$ ядро $J_{\sigma p}(s) > 0$ и для коэффициента B возможны как положительные, так и отрицательные значения.

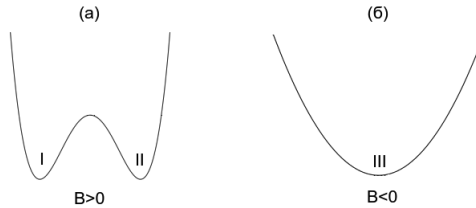


Рис. 9. Форма графика потенциала U для осциллятора (22) в случае $K(0) \neq 0$: (а) $B > 0$ и (б) $B < 0$.

Это означает, что возможны обе формы потенциала, показанные на рис. 9. Если при $B > 0$ точка $x(t)$ оказывается на дне потенциальных ям I или II (рис. 9а), это соответствует асимптотически устойчивой генерации поля фиксированного знака. Но когда $B < 0$, переменная не может устойчиво находиться на дне потенциальной ямы III (рис. 9б). Это соответствовало бы нулевому решению, а при $D > 1$ нулевая точка неустойчива. Здесь возможны два случая. В первом случае B остается отрицательным, но быстро уменьшается. Тогда энергия осциллятора увеличивается, и переменная x поднимается со дна ямы III. Во втором случае B меняет знак на положительный, а x покидает неустойчивую точку. Конечно, возможны и комбинации этих случаев.

Численное моделирование показало, что при $p = 0,1$ решения являются асимптотическими стационарными даже при $D = 1000$. Можно предположить, что при малом временном масштабе ядра, т.е. относительно короткой памяти, решения будут только асимптотически стационарными. В этой связи интересно отметить, что в системе Лоренца ненулевые стационарные точки устойчивы при $p < 1/(\sigma - 1)$ и при любых значениях D . Возможно, что при малом масштабе ядра p и мгновенной обратной связи существуют только асимптотически стационарные решения.

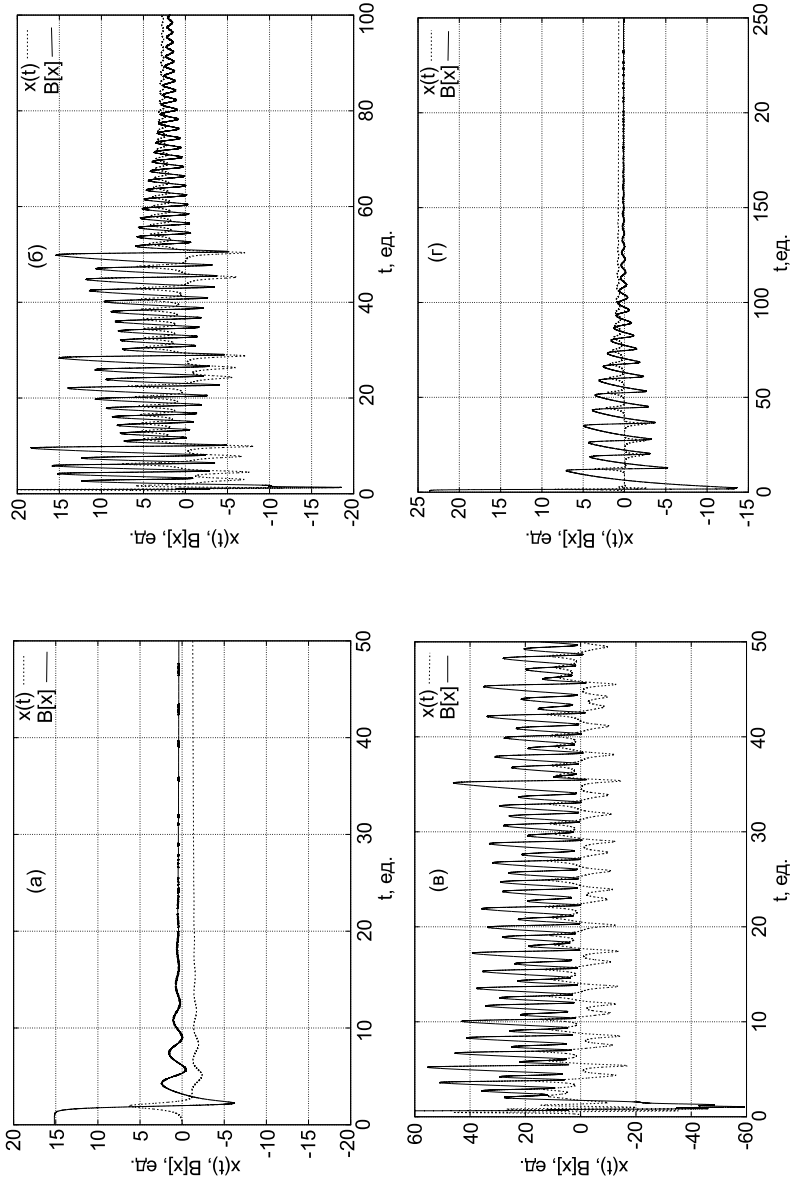


Рис. 10. Результаты численного моделирования: $K(s) = 1/(1+s)^\alpha$, $\alpha = 0,9$, $\sigma = 3,37$, $x'(0) = 10^{-2}$, $h = 10^{-3}$. (а) – $p = 1$, $D = 10$ – стационарный режим; (б) – $p = 1$, $D = 50$ – метастабильный хаос; (в) – $p = 1$, $D = 200$ – хаотический режим (инверсии и василляции); (г) – $p = 5$, $D = 15$ – режим загущающих динамо-всплесков.

Теперь рассмотрим результаты численного моделирования, показанные на рис. 10-11. Затухающие колебания в потенциальной яме II, при сохранении формы потенциала с двумя потенциальными ямами, показаны на рис. 10а.

На рис. 10б изображен хаотический режим, сопровождаемый затухающими колебаниями в потенциальной яме. Это режим метастабильного хаоса. Видно, что смена знака x согласуется с резким переходом B в отрицательную область. В этом случае потенциал будет иметь сначала один минимум, а затем вернется к форме с двумя ямами. Благодаря этому значение x меняет знак. Однако, иногда отрицательный экскурс B оказывается слишком короткой и x не успевает сменить знак, например, при $t \approx 20$. Вероятно, так проявляется эффект памяти в осцилляторе.

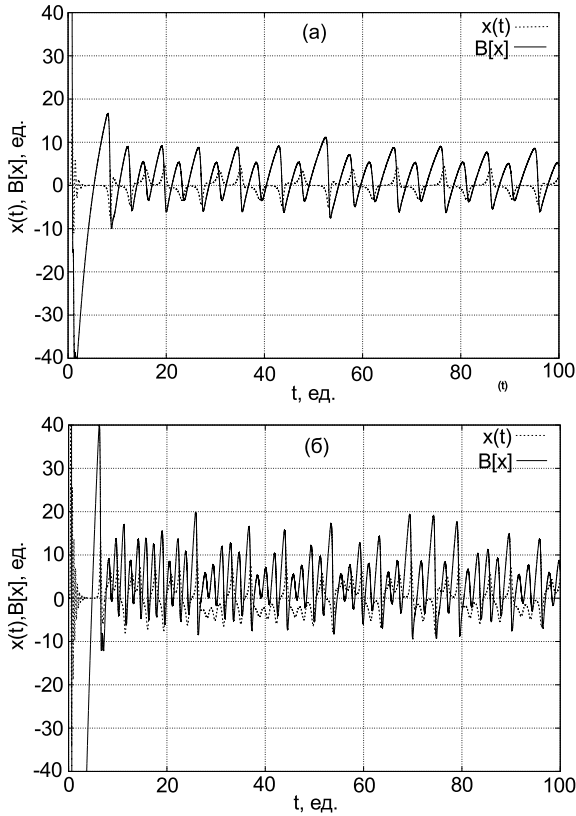


Рис. 11. Результаты численного моделирования: $K(s) = 1/(1+s)^\alpha$, $\alpha = 0,9$, $\sigma = 3,37$, $x'(0) = 10^{-2}$, $h = 10^{-3}$. (а) – $p = 5$, $D = 50$ – режим динамо-всплесков; (б) – $p = 5$, $D = 200$ – хаотический режим (инверсии и васцилляции).

Хаотический режим со сменой знака x изображен на рис. 10в. Здесь B почти все время сохраняет положительное значение, т.е. потенциал

имеет две ямы и один максимум. Видно, что при резком уменьшении B , когда энергия осциллятора нарастает, x находится в крайнем положении. Запаса энергии достаточно, чтобы перейти от уровня максимума к значению с другим знаком. Следовательно, осцилляции со сменой знака происходят здесь выше уровня максимума потенциала.

На рис. 10г показан режим всплесков с переходом в стационарный режим. Здесь также видно, что изменение знака x связано с довольно длительным пребыванием B ниже нулевого уровня. Следующий рис. 11а показывает комбинированный режим. Механизм смены знака x аналогичен предыдущему. Наконец, на рис. 11б изображен хаотический режим, аналогичный переходному режиму с рис. 10б.

В целом можно сказать, что, в рассматриваемом случае мгновенного отклика в обратной связи, динамика фазовой переменной x хорошо интерпретируется с точки зрения теории осцилляторов.

Задержка обратной связи: $K(0) = 0$

В этом случае $A = K(0)/8 = 0$. Схематическое изображение графика потенциала приведено на рис. 12.



Рис. 12. Форма графика потенциала U для осциллятора (22) в случае $K(0) = 0$. (а) $B < 0$. (б) $B > 0$.

Выбираем ядро $K(s)$ в форме $K(s) = s/(1+s)^{1+\alpha}$. Для численного моделирования используем значение $\alpha = 0,9$. Тогда

$$J_{\sigma p}(s) = \frac{2\sigma p s^2 + (2\sigma p - \alpha)s + 1}{2p(1+s)^{\alpha+2}} \quad (35)$$

Как и в предыдущем случае, из (35) видно, что для $2p\sigma < \alpha$ ядро $J_{\sigma p}(s) < 0$ для малых $s > 0$ и положительно для больших s . Если $2p\sigma > \alpha$, то $J_{\sigma p}(s) > 0$ для всех $s \geq 0$. В любом случае, для $s > \max\{0, 1 - \alpha/(2p\sigma)\}$ ядро $J_{\sigma p}(s) > 0$ и для коэффициента B возможны как положительные, так и отрицательные значения.

Рассмотрим сначала результаты моделирования, показанные на рис. 13а-13б.

На рис. 13а наблюдаются затухающие колебания около стационарного ненулевого значения. На рис. 13б показан хаотический режим со сменой знака поля и колебаниями вокруг двух симметричных уровней.

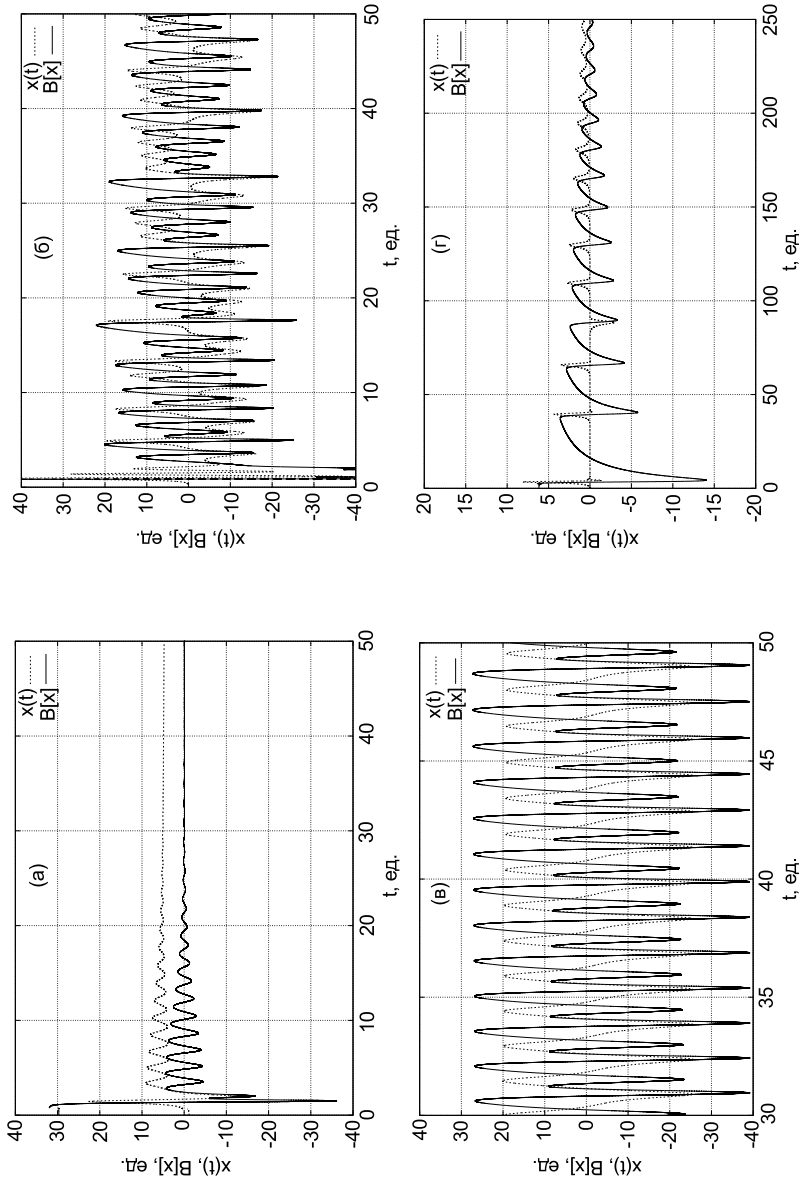


Рис. 13. Результаты численного моделирования: $K(s) = s/(1+s)^{\alpha+1}$, $\alpha = 0.9$, $\sigma = 3.37$, $x'(0) = 10^{-2}$, $h = 10^{-3}$. (a) – $p = 0.1$, $D = 20$ – стационарный режим; (б) – $p = 0.1$, $D = 50$ – хаотический режим (инверсии и васылиции); (в) – $p = 0.1$, $D = 150$ – регулярные инверсии; (r) – $p = 1$, $D = 5$ – режим затухающих динамо-всплесков.

Рассмотрим, насколько такие режимы согласуются с формой потенциала. При смене знака коэффициента B ветви параболы меняют свое направление. Образно можно сказать, что потенциал «машет крыльями». Когда крыло поднято, x стремится к нулю. При опускании крыла потенциала переменная x , наоборот, уходит от нуля. Следовательно, если направление ветвей параболы меняется достаточно быстро, то x будет колебаться около некоторого среднего ненулевого значения (режим васцилляций). Так можно объяснить возникновение колебаний вокруг ненулевых уровней. Видно, что изменение знака x происходит при переходе от $B < 0$ к $B > 0$, т.е. когда потенциальная яма переходит в пик. Тогда x ,двигающийся к нулю, может успеть соскользнуть в область другого знака. Вот в этом случае и происходят инверсии. Асимптотически стационарный режим (рис. 13а) соответствует стабилизации B на нулевом уровне, т.е. горизонтальном положении ветви потенциала.

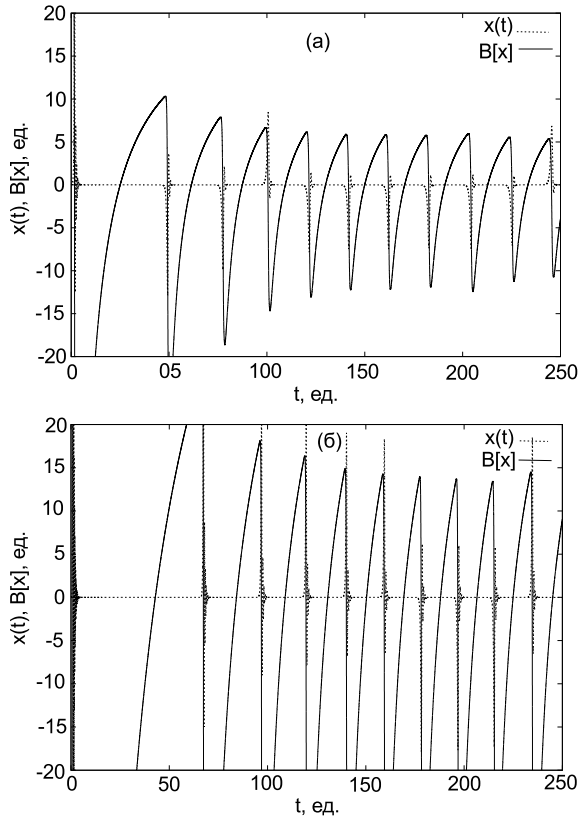


Рис. 14. Результаты численного моделирования: $K(s) = s/(1+s)^{\alpha+1}$, $\alpha = 0,9$, $\sigma = 3,37$, $x'(0) = 10^{-2}$, $h = 10^{-3}$. (а) $p = 1$, $D = 15$ – режим динамо-всплесков; (б) $p = 1$, $D = 50$ – режим динамо-всплесков.

Приведенная выше схема изменения знака x также хорошо описывает режим, показанный на рис. 13в. Здесь большие значения динамического числа D и резкое уменьшение B обеспечивают высокую энергию. Это приводит к тому, что x всегда переходит в область другого знака и никаких васцилляций не возникает.

На рис. 13г-14 показаны режимы динамо-всплесков. Когда B резко падает ниже нулевого уровня, т.е. ветви потенциала резко поднимаются, x быстро оказывается около нуля. Затем ветви потенциала медленно опускаются. Когда они падают достаточно сильно, x начинает быстро уходить от нуля в случайном направлении. Затем снова резкий подъем ветвей и процесс повторяется. Такое поведение фазовой переменной и потенциала может объяснить режим всплесков со случайным направлением.

Выводы

В настоящей работе:

1. Получена двухмодовая модель динамо с эредитарным подавлением альфа-эффекта магнитной спиральностью. Проведен строгий математический вывод модели. Общая идея построения такой модели ранее была изложена в работе [78].
2. Модель преобразована в форму осциллятора с эредитарным потенциалом. Фазовой переменной осциллятора является амплитуда тороидальной составляющей магнитного поля. Потенциал осциллятора определяется взвешенными текущим и прошлыми значениями квадрата фазовой переменной.
3. Доказано, что если ядро эредитарного члена является решением линейного однородного дифференциального уравнения с постоянными коэффициентами, то интегро-дифференциальное уравнение осциллятора можно записать в виде дифференциальной системы.
4. Построена разностная схема для численного моделирования динамики осциллятора. Корректность схемы и реализующего ее программного кода проводились для частного случая осциллятора, когда он оказывается эквивалентен системе Лоренца.
5. Проведено численное моделирование динамических режимов для двух степенных неинтегрируемых ядер. Показано, что результаты расчетов хорошо интерпретируются с точки зрения теории осцилляторов.

По мнению авторов, описание динамо-системы как осциллятора позволит лучше понять происходящие в этой системе процессы с общезначимой точки зрения. Кроме того, он позволяет идентифицировать возможные динамические режимы без проведения численного моделирования. Не исключено, что описанный в работе класс осцилляторов может быть применен и к моделированию других физических систем.

Стохастическая модель 6-ячейкового геодинамо

В данном разделе мы описываем кинематическую модель геодинамо с шестью конвективными ячейками. Работа является развитием результатов [1, 77]. Конвективная структура с 6 ячейками выбрана нами на основе имеющихся косвенных данных о неоднородностях в плотности внешнего ядра Земли.

В работе [12] описаны результаты исследований splitting-функций свободных колебаний Земли и получены срезы распределения плотности на различных глубинах. Splitting-функция сфероидальной моды ${}_{11}S_4$ имеет максимум на характерной глубине жидкого ядра и позволяет получить информацию о неоднородности в плотности. Соответствующие неоднородности плотности в первом приближении описываются сферической гармоникой Y_4^2 . В этой же работе была предложена и гипотеза о соответствующей структуре конвекции, где материал «тонет» в шести и «всплывает» в шести чередующихся в шахматном порядке областях. Тогда возникает шесть конвективных ячеек — две ячейки находятся в экваториальной области, а еще по две находятся в каждом полушарии (рис. 15 слева). В правой части рисунка изображена сферическая гармоника Y_4^3 , соответствующая в первом приближении такой структуре.

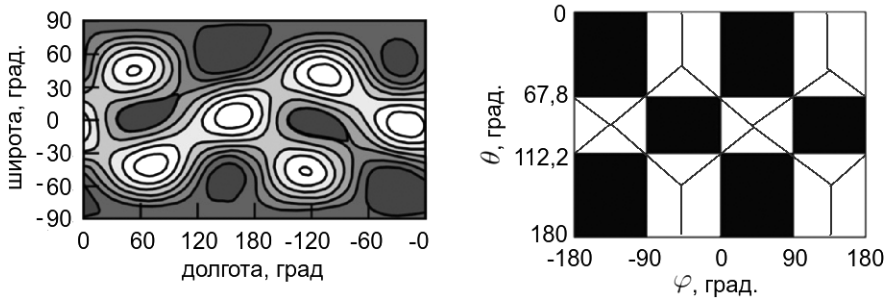


Рис. 15. Карта splitting-функции сфероидальной моды ${}_{11}S_4$ (слева). Отрицательные значения долготы соответствуют западному полушарию. Карта сферической гармоники $Y_4^2(\theta, \varphi)$ и контуры конвективных ячеек (справа).

Конечно, наличие именно такой конвективной структуры в ядре Земли очень дискуссионно, однако 6-ячейковая конвекция является основой нашей модели, поскольку в ее пользу говорят данные наблюдений. Следует отметить, что конвективная структура из шести ячеек для жидкого ядра Земли была получена и в результате прямого численного моделирования для быстровращающегося ядра в работе [6] (рис. 16). В этой работе по три конвективные ячейки были расположены в каждом полушарии. Полоидальная составляющая скорости такой конвекции связана со сферической гармоникой Y_4^3 .

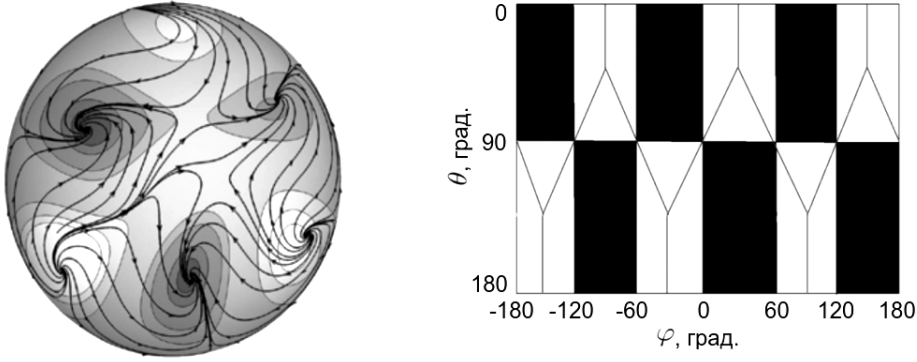


Рис. 16. Тангенциальная компонента скорости в северном полушарии из работы [6] (слева). Карта сферической гармоники Y_4^3 и контуры конвективных ячеек (справа).

В настоящем подразделе мы воспроизводим с помощью численного моделирования различные режимы динамо в простой кинематической модели геодинамо. Полоидальная составляющая скорости определяется сферической гармоникой Y_4^2 (шесть конвективных ячеек). Это 8-модовая модель с флуктуацией интенсивностей α -эффекта и крупномасштабного генератора поля. Источник этих флуктуаций можно интерпретировать как результат случайной синхронизации и десинхронизации мелкомасштабных мод скорости и магнитного поля. Такое спонтанное образование и разрушение когерентных структур хорошо известно в теории турбулентности [11].

Рассмотрим сферическую оболочку, заполненную вязкой проводящей жидкостью, вращающуюся вместе с системой координат. Внутренняя относительно оболочки область заполнена твердой проводящей средой. Границы оболочки вращаются с одной и той же угловой скоростью. Начало координат совпадает с центром оболочки, а Oz — осью вращения. Скорость \mathbf{v} считается заданной константой. Физические параметры оболочки постоянны. Мы также считаем, что турбулентность в оболочке изотропна, а α -эффект антисимметричен относительно экваториальной плоскости. Поэтому мы принимаем скалярную параметризацию α -эффекта в виде $\alpha(r, \theta) = \alpha_0 a(r) \cos \theta$, где $\max |a(r)| \sim 1$ и коэффициент $\alpha_0 > 0$ определяют интенсивность α -эффекта.

Уравнения кинематического динамо в безразмерной форме могут быть записаны в виде

$$\begin{aligned} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} &= R_m \nabla \times (\mathbf{v}_0 \times \mathbf{B}) + R_\alpha \nabla \times (a(r) \cos \theta \mathbf{B}) + \Delta \mathbf{B}, \\ \nabla \cdot \mathbf{B} &= 0, \end{aligned} \quad (36)$$

где R_m — магнитное число Рейнольдса, R_α — амплитуда α -эффекта.

Такой вид безразмерных уравнений соответствует выбору внешнего радиуса оболочки r_o в качестве единицы длины L , характерного времени магнитной диффузии L^2/ν_m как единицы времени (ν_m – коэффициент магнитной вязкости), некоторых величин скорости U магнитного поля B_0 , принимаемых за единицы соответствующих полей.

Для магнитного поля ставятся вакуумные граничные условия на r_o .

Мы предполагаем, что \mathbf{v}_0 является одной из собственных мод свободных колебаний вращающегося жидкого ядра, полоидальная часть которых в основном определяется Y_4^2 . Методика расчета таких собственных мод подробно описана в [77].

Мы отбирали магнитные моды по методике, предложенной в [28], и использовавшейся нами ранее в работе [77]. Схема отбора в следующем.

Пусть магнитное поле представлено линейной комбинацией нескольких тороидальных и полоидальных мод свободного затухания магнитного поля $\mathbf{B}_i(\mathbf{r})$, которые упорядочены по возрастанию собственных значений, т.е. по возрастанию скорости диссипации.

Подставляем линейную комбинацию нескольких первых мод $\sum_i g_i(t)\mathbf{B}_i(\mathbf{r})$ в уравнение индукции (36) и проектируем уравнение индукции на подпространство отобранных мод:

$$\frac{dg_k}{dt} = R_m \sum_i W_{ki}g_i + R_\alpha \sum_i A_{ki}g_i - \eta_k g_k, \quad (37)$$

где $g_k(t)$ — амплитуды мод, η_k — собственные значения.

Здесь матрицы W и A образованы галеркинскими коэффициентами. При фиксированных R_m и R_α генерация поля будет происходить, если среди собственных значений матрицы системы (37) хотя бы одно окажется в правой комплексной полуплоскости. Кроме того, если у самого правого из этих чисел ненулевая мнимая часть, то генерация будет идти в режиме осцилляции, в противном случае, перемен знака генерируемого поля не будет.

Итак, можно по собственным значениям определить три режима – затухание поля, осциллирующую генерацию, неосциллирующую генерацию. При варьировании параметров R_m и R_α получаются области в плоскости этих параметров, соответствующие этим режимам.

Мы отобрали минимальное количество мод, обеспечивающих работающее динамо, варьируя параметры R_m и R_α в логарифмической шкале в диапазоне $[10^{-1}; 10^3]$.

Области осциллирующего и неосциллирующего динамо для вида радиальной зависимости $a(r) = \sin \frac{2\pi(r - r_i)}{r_o - r_i}$ показаны на рис. 17. Такой вид $a(r)$ аппроксимирует типичную зависимость α -эффекта по радиусу, полученную прямым численным моделированием МГД-конвекции в стратифицированной вращающейся жидкости [48].

В результате были отобраны моды: $\mathbf{P}_{0,1}^0$, $\mathbf{P}_{0,3}^{-2}$, $\mathbf{P}_{0,3}^2$, $\mathbf{P}_{1,1}^0$, $\mathbf{T}_{0,4}^{-2}$, $\mathbf{T}_{0,4}^2$,

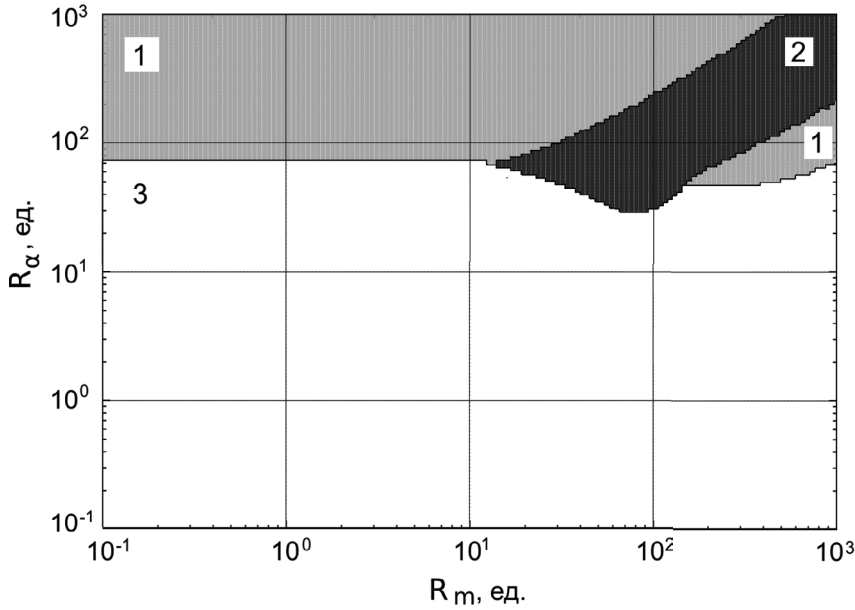


Рис. 17. Области различных режимов генерации магнитного поля в плоскости управляющих параметров. 1 – область неосциллирующего динамо, 2 – область осциллирующего динамо, 3 – область отсутствия генерации. Для радиальной зависимости $a(r) = \sin(2\pi(r - r_i)/(r_o - r_i))$.

$\mathbf{P}_{0,5}^{-2}$, и $\mathbf{P}_{0,5}^2$. Здесь верхний и второй нижний индексы соответствуют порядку и степени сферических гармоник, порождающих моды, а первый нижний индекс соответствует дискретизации спектра собственных магнитных мод в радиальном направлении.

Ясно, что линейная по полю система (37) не может описать устойчивую генерацию поля конечной величины. Поэтому мы введем в (37) алгебраическое подавление α -эффекта энергией поля $\sum_j g_i^2(t)$. Графически влияние механизма подавления можно представить так — точка на плоскости параметров, изображенной на рис. 17, взятая в областях 1 или 2, опускается вниз и останавливается на границе с областью 3. Именно удерживание ее на этой границе и дает генерацию поля конечной величины.

Также введем мультипликативные флуктуации параметров R_m и R_α :

$$\frac{dg_k}{dt} = R_m(1 + \zeta(t)) \sum_i W_{ki} g_i + \frac{R_\alpha(1 + \xi(t))}{1 + \sum_j g_j^2} \sum_i A_{ki} g_i - \eta_k g_k, \quad (38)$$

где $\zeta(t)$ и $\xi(t)$ – стохастические процессы с нулевым средним.

Как упоминалось выше, эти процессы имитируют спонтанное формирование и разрушение когерентных структур из мелкомасштабных мод скорости и магнитного поля. Структура процессов следующая.

Возьмем случайную возрастающую последовательность точек

$$0 < \tau_1 < \theta_1 < \tau_2 < \theta_2 < \dots < \tau_k < \theta_k < \dots$$

на оси времени. Будем считать, что k -ая когерентная структура формируется в момент τ_k и разрушается в момент θ_k . Тогда $T_k = \tau_k - \theta_{k-1}$ – случайное время ожидания формирования когерентной структуры и $\Theta_k = \theta_k - \tau_k$ – случайное время ее существования. Процессы $\zeta(t)$ и $\xi(t)$ полагаются нулевыми во время ожидания формирования структуры и равными $\zeta(t) = \zeta_k$ и $\xi(t) = \xi_k$ во время ее существования. Здесь ζ_k и ξ_k независимые случайные величины с нулевым средним.

Что касается законов распределения скачков ζ_k и ξ_k , а также случайных времен T_k и Θ_k и их условных распределений, то здесь остаются широкие возможности для выбора. В простейшем случае T_k и Θ_k независимы между собой при различных k и одинаково распределены по показательному закону. В этой ситуации моменты формирования и разрушения когерентных структур образуют пуассоновский поток событий и процессы $\zeta(t)$ и $\xi(t)$ будут марковскими. Если T_k и Θ_k зависимы или распределены по любому закону, кроме показательного, то процессы $\zeta(t)$ и $\xi(t)$ не будут обладать марковским свойством. Это дает возможность ввести стохастическую память в модель.

Однако в вычислительном моделировании мы использовали марковский случай с показательным распределением времени ожидания.

Рассмотрим некоторые результаты вычислительных экспериментов с моделью.

Система может быть переведена флуктуациями в различные режимы динамо, если взять положение на плоскости параметров вблизи сепаратрис, разделяющих различные области рис. 17 – область устойчивой генерации без смены знака, область генерации с осцилляциями и область затухания поля. Одна из таких точек бифуркации, это $R_m \approx 150$ и $R_\alpha \approx 40$. Отметим, что эти значения параметров близки к земным. При моделировании мы использовали экспоненциальный закон распределения для времени ожидания T_k и времени существования Θ_k , причем сами эти переменные были независимыми. Средние значения $\langle T_k \rangle = \langle \Theta_k \rangle = 2$.

Значения скачков ζ_k и ξ_k распределены по гауссовскому закону со стандартным отклонением σ .

Выбрав разные значения (R_m, R_α) в небольшой окрестности точки бифуркации и различных начальных условий, мы получили множество режимов динамо: квазипериодические, динамо-всплески, исчезновение поля с последующим ростом, нерегулярные инверсии.

Результаты некоторых расчетов приведены в качестве примера на рис. 18. Видно, как режимы стабильной полярности чередуются с режимами инверсий и динамо-всплесками. Через некоторые интервалы

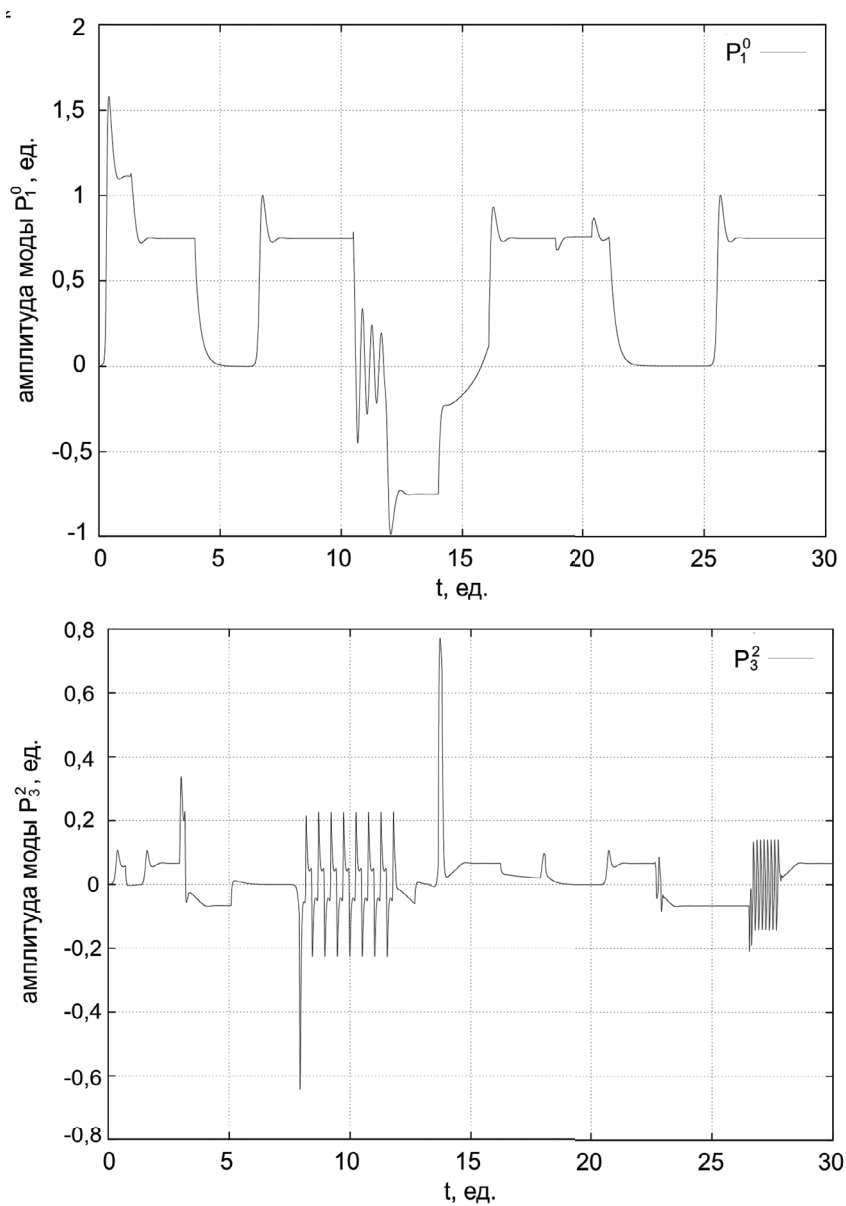


Рис. 18. Изменение во времени амплитуды дипольной компоненты (наверху), и амплитуды полоидальной моды $P_{0,3}^2$ (внизу). Стандартное отклонение $\sigma = 3$, средние значения $\langle T_k \rangle = \langle \Theta_k \rangle = 2$

поле почти исчезает, и затем динамо-машина снова начинает работать.

Выводы

Итак, была разработана маломодовая стохастическая модель кинематического геодинamo, управляемого крупномасштабной шестиячейковой структурой течений в ядре Земли. Модель основана на косвенных данных о крупномасштабной структуре конвекции.

Модель содержит минимально возможное количество мод – 8. Интенсивности крупномасштабного и турбулентного генераторов поля возмущаются импульсными шумами. Эти случайные колебания интерпретируются как образование и разрушение когерентных структур из мелкомасштабных мод скорости и магнитного поля. Для самой системы шумы носят мультипликативный характер.

Показано, что характерные для Земли значения величины α -эффекта и магнитное число Рейнольдса расположены вблизи границы трех динамических режимов. Поэтому возмущение этих управляющих параметров приводит к переключению между различными динамическими режимами (устойчивая полярность, колебания, динамо-всплески, затухания).

Моделирование дробных осцилляторов

В этом разделе рассмотрены некоторые аспекты моделирования дробных осцилляторов — осцилляторов с учетом эредитарности или наследственности. Приведены алгоритмы расчета максимальных показателей Ляпунова, амплитудно-частотных и фазо-частотных характеристик, а также добротности различных эредитарных колебательных систем.

Понятия эредитарности и дробного осциллятора

Эредитарность (от лат. hereditarity) – свойство системы или процесса сохранять память о своем прошлом, т.е. текущее состояние системы зависит от конечного числа предыдущих состояний. Эредитарность эквивалентна таким понятиям как последствие, наследственность, остаточность, память и запаздывание, нелокальность и было впервые введено в работе итальянского математика Вито Вольтерра [80], хотя он указывал, что понятие последствия было еще упомянуто в работах французского математика Эмиля Пикара в 1907 году. Однако к этому времени уже были известны такие физические эффекты как усталость металлов, магнитный гистерезис, запаздывание волн и т.д.

Свойством эредитарности могут обладать такие системы, в которых учитывается не только текущее состояние системы, то есть начальные значения параметров состояния системы и некоторые производные по времени, но также и предыдущие состояния, в которых находилась данная система. В этом случае, состояние эредитарной системы зависит от предыстории системы и можно сказать, что система обладает памятью.

Примером эредитарной системы является вещества обладающие вязкоупругими и высокоэластичными свойствами [4, 5, 26, 27].

В монографии В.В. Учайкина [29] эредитарным процессам посвящена целая глава, в ней рассматриваются: эредитарная электродинамика и термодинамика, эредитарная диффузия, эредитарная динамика упругого тела, эредитарная кинетика плазмы, эредитарный осциллятор и другие эредитарные процессы.

В книге [3] В. Вольтерра приводит пример эредитарного осциллятора с функцией смещения $x(t)$ и циклической частотой ω , который является обобщением классического гармонического осциллятора вида:

$$\ddot{x}(t) + \omega x(t) = 0, \omega > 0,$$

с помощью интегро-дифференциального уравнения вида:

$$\ddot{x}(t) + \omega x(t) + \int_{-\infty}^t K(t-\eta) x(\eta) d\eta = 0, \quad (39)$$

где $K(t-\eta)$ – разностное ядро, которое мы будем называть функцией памяти.

Мы остановимся на выборе функции памяти $K(t-\eta)$ в уравнении (39). Заметим, что функция памяти может быть любой и определяется из условий конкретной задачи. Однако, на наш взгляд, ключевую роль в природе играют степенные функции. В физике очень часто используют для описания различных процессов экспоненту. Она является решением дифференциальных уравнений, описывает релаксационные процессы и т.д. Однако экспериментальные данные все чаще показывают, что распределения интересующих нас величин происходит по степенному закону. Укажем некоторые из них: закон повторяемости землетрясений Гутенберга-Рихтера, закон поглощения звуковой волны, закон Нуттинга, закон затухания турбулентности и т.д. Немецкий физик Манфред Шредер в своей работе [36] писал, что экспоненциальное распределение в природе встречается реже, чем степенное распределение. Одно из главных свойств степенной функции – отсутствие характерного масштаба, т.е. самоподобие. Это свойство приводит нас к концепции фрактала, которая является популярной и широко развивается в настоящее время.

Теперь, если мы функцию памяти в уравнении (39) выберем в виде:

$$K(t-\tau) = \frac{(t-\eta)^{\alpha-1}}{\Gamma(\alpha)}, \alpha > 0,$$

где $\Gamma(\alpha)$ – гамма-функция, то приходим к следующему эредитарному осциллятору:

$$\ddot{x}(t) + \omega x(t) + I_{+\infty,t}^{\alpha} x(\eta) = 0. \quad (40)$$

Замечание 1. В уравнении (40) интеграл $I_{+\infty,t}^{\alpha} x(\eta) =$

$\frac{1}{\Gamma(\alpha)} \int_{-\infty}^t \frac{x(\tau) d\tau}{(t-\tau)^{1-\alpha}}$ является дробным интегралом порядка α в смысле Римана-Лиувилля. Некоторые аспекты дробного исчисления приведены в книгах [13], [52].

В дальнейшем будем называть дробным осциллятором — осциллятор, который описывается уравнениями с производными или интегралами дробного порядка. Рассмотрим следующую задачу Коши:

$$\partial_{0t}^{\beta} x(\eta) + \lambda \partial_{0t}^{\gamma} x(\eta) = f(x, t), x(0) = x_0, \dot{x}(0) = y_0, \quad (41)$$

$x(t) \in C^2(0, T)$ — функция смещения, $t \in [0, T]$ — время, рассматриваемого процесса, $T > 0$ — время моделирования, $\lambda > 0$ — коэффициент трения, $f(x, t)$ — нелинейная функция, которая характеризует тип дробного осциллятора, x_0 и y_0 — заданные константы, а операторы:

$$\partial_{0t}^{\beta} x(\eta) = \frac{1}{\Gamma(2-\beta)} \int_0^t \frac{\ddot{x}(\eta) d\eta}{(t-\eta)^{\beta-1}}, 1 < \beta < 2,$$

$$\partial_{0t}^{\gamma} x(\eta) = \frac{1}{\Gamma(1-\gamma)} \int_0^t \frac{\dot{x}(\eta) d\eta}{(t-\eta)^{\gamma}}, 0 < \gamma < 1,$$

имеют смысл Герасимова-Капуто [5], [41].

Замечание 2. Задача Коши (41) описывает широкий класс дробных осцилляторов в зависимости от выбора функции $f(x, t)$.

Замечание 3. В работе [20] с помощью сжимающих отображений в предположении, что функция $f(x, t)$ является липшицевой, доказана единственность решения задачи Коши (41).

Замечание 4. В работах [16–18, 24, 61–63] были предложены и исследованы различные численные методы решения задачи Коши (41).

В дальнейшем мы изучим вопрос о возможности существования хаотических режимов нелинейных дробных осцилляторов.

Хаотические и регулярные режимы дробных осцилляторов

Исследование различных динамических систем с целью выявления хаотических режимов имеет важное практическое значение. Это связано с тем, что хаотические режимы практически всегда возникают в нелинейных средах и обладают такими важными свойствами, как зависимость от начальных условий и потерей информации о них. Хаотические режимы исследуются, например, в электроэнергетических системах, в радиоэлектронике, в биологии, в химии, экономике и в других науках.

Количественной мерой хаотических режимов выступают показатели Ляпунова, которые определяют скорость разбегания фазовых траекторий, построенных при различных начальных условиях. Существование хаотического режима будет определяться положительностью мак-

симального показателя Ляпунова. Для расчета максимального показателя Ляпунова существуют основные алгоритмы [38], [79]. Первый алгоритм, связан с нахождением решения исходной динамической системы совместно с комплектами уравнений в вариациях, а второй алгоритм — с оценкой расстояния между несколькими временными рядами. Отметим, что для этих алгоритмов, в силу того, что максимальный показатель Ляпунова является доминирующим по величине, то для вычисления остальных минимальных показателей необходимо проводить процедуру ортогонализации Грама-Шмидта. Чтобы определить границы существования хаотического режима строят спектр показателей Ляпунова в зависимости от значений управляющего параметра динамической системы.

Рассмотрим следующую задачу Коши (41) с учетом $f(x, t) = \delta \cos(\varphi t) - \omega^\beta \sin(x(t))$, ω — собственная частота, δ и φ — амплитуда и частота внешнего воздействия.

Эта задача Коши описывает нелинейный дробный осциллятор, причем в случае малых колебаний $\sin(x(t)) \approx x(t)$ — линейный дробный осциллятор, рассмотренный в работе [62].

Замечание 5. Отметим, что при значениях $\beta = 2$ и $\gamma = 1$ задача Коши переходит в задачу Коши для классического нелинейного осциллятора [18].

Нелинейный дробный осциллятор удобно записать в виде неавтономной системы:

$$\begin{cases} \partial_{0t}^{\alpha_1} x_1(t) = x_2(t), \alpha_1 = \gamma, \\ \partial_{0t}^{\alpha_2} x_2(t) = \delta \cos(\varphi t) - \lambda x_2(t) - \omega^\beta \sin(x_1(t)), \alpha_2 = \beta - \gamma, \\ x_1(0) = x_0, x_2(0) = y_0. \end{cases} \quad (42)$$

Отметим, что в системе (42) возможны случаи, когда $\alpha_2 \leq 1$ и $\alpha_2 > 1$, что необходимо учитывать при построении ее численного решения.

Определение 1. Системой уравнений в вариациях для дробной динамической системы (42) будем называть следующую систему вида:

$$\begin{cases} \partial_{0t}^{\alpha_1} \Delta x_1(t) = \Delta x_2, \\ \partial_{0t}^{\alpha_2} \Delta x_2(t) = -\omega^\beta \cos(x_1(t)) \Delta x_1 - \lambda \Delta x_2, \end{cases} \quad (43)$$

Систему уравнений в вариациях (43) можно получить из более общей формулы, записанной в векторной форме:

$$\partial_{0t}^\alpha X = J(X) X, \quad \partial_{0t}^\alpha X = \{\partial_{0t}^{\alpha_1} \Delta x_1, \partial_{0t}^{\alpha_2} \Delta x_2\}, \quad X = \{\Delta x_1, \Delta x_2\},$$

где $J(X)$ — якобиан системы (42).

Система уравнений в вариациях (43) для исходной динамической системы (42) является ключевой при построении максимальных показателей Ляпунова по алгоритму Вольфа-Бенеттина. Эти уравнения описывают эволюцию бесконечно малого возмущения фазовой траектории

исходной динамической системы.

Алгоритм Вольфа-Бенеттина. Рассмотрим алгоритм Вольфа-Бенеттина с ортогонализацией Грама-Шмидта для построения максимальных показателей Ляпунова. Алгоритм состоит из следующих этапов:

1. Выбираем начальную точку — начальный вектор x_0 и вместе с ней будем отслеживать K возмущенных траекторий. В нашем случае $K = 2$.
2. Решаем численно исходное уравнение совместно с двумя комплектами возмущенных уравнений или уравнений в вариациях (43). Причем общее количество решаемых уравнений можно определить по формуле:

$$n(n+1),$$

где n — количество уравнений в исходной системе. В качестве начальных векторов для уравнений в вариациях (43) необходимо выбрать набор векторов $\tilde{x}_0^0, \tilde{y}_0^0$, которые являются ортогональными и нормированными на единицу.

3. Через время T траектория перейдет в некоторую точку x_1 , векторы возмущения \tilde{x}_1, \tilde{y}_1 перенормируем с помощью метода Грама-Шмидта по формулам:

$$\tilde{x}_1^0 = \frac{\tilde{x}_1}{\|\tilde{x}_1\|}, \quad \tilde{y}_1' = \tilde{y}_1 - (\tilde{y}_1, \tilde{x}_1^0) \tilde{x}_1^0, \quad \tilde{y}_1^0 = \frac{\tilde{y}_1'}{\|\tilde{y}_1'\|}.$$

Здесь обозначение $(,)$ — скалярное произведение векторов.

4. Далее продолжаем счет от точки x_1 и векторов возмущений $\tilde{x}_1^0, \tilde{y}_1^0$. Через очередной интервал времени T получаем новый набор векторов возмущений \tilde{x}_2, \tilde{y}_2 , который подвергается ортогонализации и перенормировке.
5. Этапы 2–4 повторяются M раз и, в процессе вычислений, подсчитываются суммы:

$$S_1 = \sum_{i=1}^{\ln(\|\tilde{x}_i\|)}, S_2 = \sum_{i=1}^{\ln(\|\tilde{y}_i\|)},$$

в которых фигурируют векторы возмущений до перенормировки, но после ортогонализации.

6. Оценка максимальных показателей Ляпунова вычисляется по формуле:

$$\Lambda_{\max}^i = \frac{S_i}{MT}, i = 1, \dots, n.$$

Процедура ортогонализации Грама-Шмидта необходима для того, чтобы исключить доминирование составляющей максимального показателя Ляпунова на больших временах при вычислении векторов вдоль фазовой траектории. В противном случае, задача будет являться плохо обусловленной.

Отметим, что для существования аттрактора в рассматриваемой динамической системе (42) необходимо, чтобы сумма всех показателей Ляпунова была отрицательной, т.е. $\sum_{i=1}^n \Lambda_{\max}^i < 0$.

Важное значение имеет исследование спектра максимальных показателей Ляпунова, который строится в зависимости от значений интересующего нас управляющего параметра исходной системы. В качестве управляющих параметров для системы (42) могут быть: λ, β, γ . Поэтому мы будем исследовать следующие зависимости максимального показателя Ляпунова: $\Lambda_{\max}(\lambda)$, $\Lambda_{\max}(\beta)$ и $\Lambda_{\max}(\gamma)$.

Результаты численного моделирования динамических режимов. Рассмотрим алгоритм Вольфа-Бенеттина с ортогонализацией Грама-Шмидта для задачи Коши (42) для построения спектров $\Lambda = \Lambda_{\max}(\lambda)$, $\Lambda = \Lambda_{\max}(\gamma)$, $\Lambda = \Lambda_{\max}(\beta)$.

Пример 1. Спектр Ляпунова $\Lambda_{\max} = \Lambda_{\max}(\gamma)$. Выберем значения параметров: $N = 2000$; $T = 200$; $\beta = 1,2$; $\lambda = 0,6$; $\omega = 1$; $\delta = 3$; $x_0 = -0,2$; $y_0 = -0,3$; $\varphi = 2,8$; $\gamma \in [0,2; 1]$ с шагом $\Delta\gamma = 0,01$.

Результаты исследований приведены на рис. 19-20.

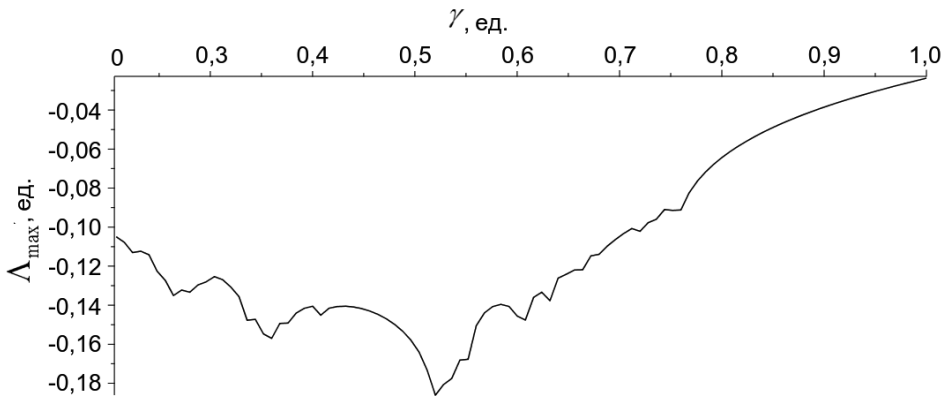


Рис. 19. Спектр показателя Ляпунова $\Lambda_{\max} = \Lambda_{\max}(\gamma)$

Можно заметить, что для этого случая диапазон изменения значений параметра γ не выходит в положительную область, поэтому хаотического режима здесь не наблюдается. Так как все значения показате-

лей Ляпунова отрицательны, то мы имеем аттрактор, который является предельным циклом.

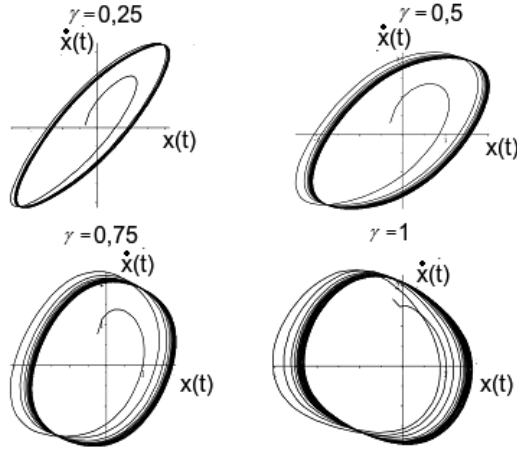


Рис. 20. Фазовые траектории для Примера 1

Пример 2. Спектр Ляпунова $\Lambda_{\max} = \Lambda_{\max}(\beta)$. Выберем значения параметров: $N = 2000$; $T = 200$; $\lambda = 0,6$; $\gamma = 1$; $\omega = 1$; $\delta = 3$; $x_0 = -0,2$; $y_0 = -0,3$, $\varphi = 2,8$, $\beta \in [1; 2]$ с шагом $\Delta\beta = 0,01$.

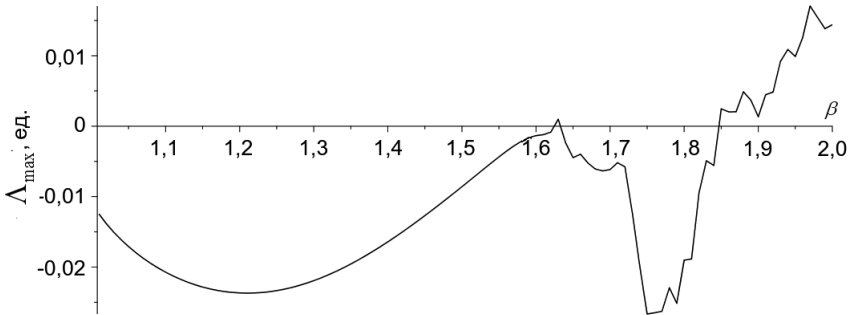


Рис. 21. Спектр показателя Ляпунова $\Lambda_{\max} = \Lambda_{\max}(\beta)$

Отметим, что хаотический режим в этом случае (рис. 21) может возникнуть только в диапазоне значений $\beta \in [1,85; 2]$, однако также можно заметить, что есть положительные значения в окрестности значения $\beta = 1,63$. Рассмотрим более подробно фазовые траектории (рис. 22).

Из рис. 22 мы сможем заметить, что фазовая траектория при $\beta = 1,63$ является некоторой промежуточной траекторией при переходе между разными предельными циклами ($\beta = 1,4$ и $\beta = 1,7$). В области положительности параметра β мы наблюдаем хаотические аттракторы ($\beta = 1,88$; $\beta = 1,98$; $\beta = 2$).

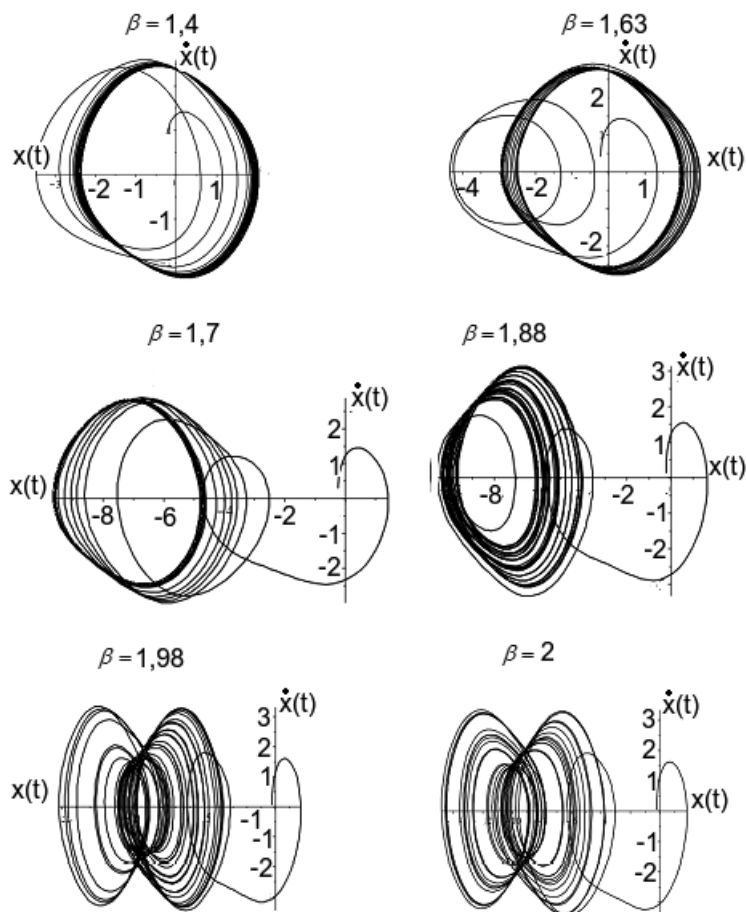


Рис. 22. Фазовые траектории для Примера 2

Частотные характеристики нелинейного дробного осциллятора

Выше мы показали с помощью спектров максимальных показателей Ляпунова, что нелинейный дробный осциллятор может обладать хаотическими режимами. Теперь установим связь порядков дробных производных с частотными характеристиками нелинейного дробного осциллятора, для этого будем исследовать его вынужденные колебания.

Построим расчетные кривые зависимости амплитуды и фазы установившихся колебаний. В силу нелинейности модельного уравнения в задаче Коши (42) мы будем использовать для ее решения численные методы — теорию конечно-разностных схем. Для этого рассмотрим равномерную расчетную сетку с N узлами и постоянным шагом $\tau = N/T$

в пространстве сеточных функции $x(t_k)$, $k = 1, 2, \dots, N - 1$, а дифференциальные операторы (42) имеют аппроксимацию:

$$\partial_{0t}^\beta x(\tau) = \frac{1}{\Gamma(2-\beta)} \int_0^t \frac{\ddot{x}(\eta) d\eta}{(t-\eta)^{\beta-1}} \approx A \sum_{i=0}^{k-1} a_i (x_{k-i+1} - 2x_{k-i} + x_{k-i-1}),$$

$$a_i = (i+1)^{2-\beta} - i^{2-\beta}, A = \frac{\tau^{-\beta}}{\Gamma(3-\beta)},$$

$$\partial_{0t}^\gamma x(\tau) = \frac{1}{\Gamma(1-\gamma)} \int_0^t \frac{\dot{x}(\eta) d\eta}{(t-\eta)^\gamma} \approx B \sum_{i=0}^{k-1} b_i (x_{k-i+1} - x_{k-i}),$$

$$b_i = (i+1)^{1-\gamma} - i^{1-\gamma}, B = \frac{\tau^{-\gamma}}{\Gamma(2-\gamma)},$$

В итоге мы приходим к следующей нелокальной явной конечно-разностной схеме:

$$x_{k+1} = \frac{1}{A+B} \left((2A+B)x_k - Ax_{k-1} - \omega^\beta \sin(x_k) + \delta \cos(\varphi k\tau) \right) - \quad (44)$$

$$- \frac{A}{A+B} \sum_{i=1}^{k-1} a_i (x_{k-i+1} - 2x_{k-i} + x_{k-i-1}) - \frac{B}{A+B} \sum_{i=1}^{k-1} b_i (x_{k-i+1} - x_{k-i}).$$

Схема (44) исследовалась в работе автора [19], там же рассматривались вопросы ее устойчивости и сходимости. Мы же будем использовать схему (44) для расчета амплитудно-частотных (АЧХ) и фазово-частотных характеристик (ФЧХ) установившихся колебаний дробного осциллятора и будем считать, что значения управляющих параметров удовлетворяют условиям устойчивости и сходимости схемы (44).

Необходимо отметить, что так как нелинейный дробный осциллятор допускает хаотическую динамику, а нам необходимо исследовать регулярный установившийся режим, то необходимо выбирать соответствующим образом значения управляющих параметров, согласно спектрам максимальных показателей Ляпунова [65].

Алгоритм расчета АЧХ основывается на следующих соображениях: производится расчет по схеме (44), далее при достаточно больших t , когда амплитуда колебаний устанавливается при фиксированном значении частоты φ , производится нормировка установившейся амплитуды на величину δ .

Алгоритм расчета ФЧХ основывается также на расчетной схеме (44), а также фазовом сдвиге (разницы фаз) при достаточно больших значениях t двух осциллограмм, полученной по формуле (44) и внешнего гармонического воздействия.

Результаты моделирования: частотные характеристики.

Рассмотрим следующие примеры.

Пример 1. Линейный дробный осциллятор $\sin(x(t)) \approx x(t)$, [69] [23], [15]. Значения управляющих параметров возьмем следующими: $N = 2000$; $T = 100$; $\omega = \gamma = 1$; $\delta = 10$; $x_0 = 0,2$; $y_0 = 0,3$.

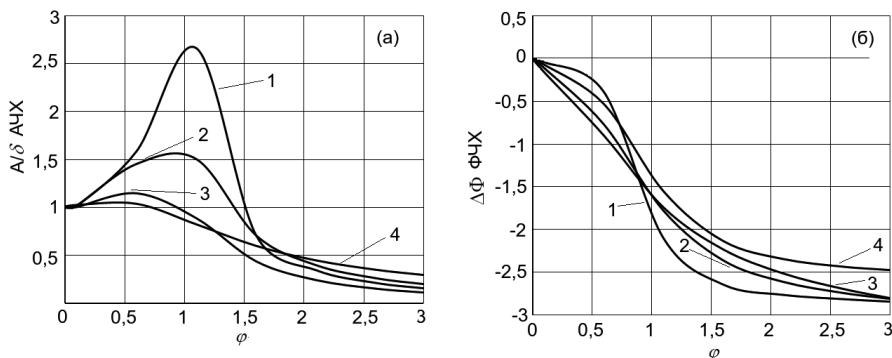


Рис. 23. АЧХ для Примера 1 (а): кривая 1 — $\beta = 1,8$; $\lambda = 0$; кривая 2 — $\beta = 1,6$; $\lambda = 0$; кривая 3 — $\beta = 2$, $\lambda = 1$; кривая 4 — $\beta = 1,2$; $\lambda = 0$. ФЧХ для Примера 1 (б): кривая 1 — $\beta = 1,8$; $\lambda = 0$; кривая 2 — $\beta = 2$, $\lambda = 1$; кривая 3 — $\beta = 2$; $\lambda = 2$; кривая 4 — $\beta = 1,6$; $\lambda = 0$

Из рис. 23а видно, что при изменении значений дробного параметра $\beta \rightarrow 1$ резонансные кривые АЧХ имеют более пологими, а резонансная частота смещается в область низших частот.

Такое поведение характерно для уменьшения добротности колебательной системы Q , так отвечает за ширину резонансной кривой. Можно также обратить внимание на перегруппировку резонансных кривых, что характерно для эрдитарных систем или систем с памятью.

На рис. 23б приведены расчетные кривые ФЧХ. Отметим, что в работе [15] было указано на то, что при $\varphi \rightarrow \infty$ фазовый сдвиг $\Delta\Phi \rightarrow -\beta\pi/2$. На рис. 23б мы видим, что кривые ФЧХ не противоречат этой оценке.

Пример 2. Нелинейный дробный осциллятор [14]. Значения управляющих параметров возьмем следующими: $N = 2000$; $T = 200$; $\omega = \gamma = 1$; $\delta = 0,5$; $x_0 = 0,2$; $y_0 = 0,3$.

Результаты моделирования приведены на рис. 24.

Из рис. 24а также мы видим, что при изменении значения $\beta \rightarrow 1$ резонансные кривые АЧХ становятся более пологими и резонансная частота смещается в область низших частот, чему соответствует уменьшение добротности Q .

Также можно заметить, что резонансная кривая 3 отличается от других резонансных кривых начальными значениями. Это связано со скачком в начале колебательного процесса и этот эффект можно заметить на осциллограмме (рис. 25).

Теперь рассмотрим как влияет другой дробный параметр γ при младшей производной, отвечающее за «дробное» трение в уравнении

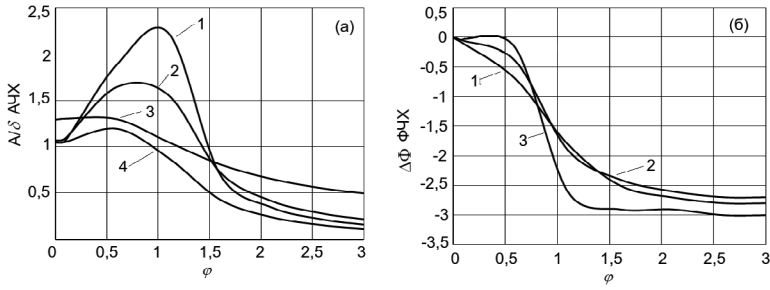


Рис. 24. АЧХ Примера 2 (а): кривая 1 — $\beta = 1,8$; $\lambda = 0$; кривая 2 — $\beta = 1,6$; $\lambda = 0$; кривая 3 — $\beta = 1,2$; $\lambda = 0$; кривая 4 — $\beta = 2$; $\lambda = 1$ и ФЧХ для Примера 2 (б): кривая 1 — $\beta = 2$; $\lambda = 1$; кривая 2 — $\beta = 1,6$; $\lambda = 0$; кривая 3 — $\beta = 1,8$; $\lambda = 0$, частота $\varphi \in [0,3]$

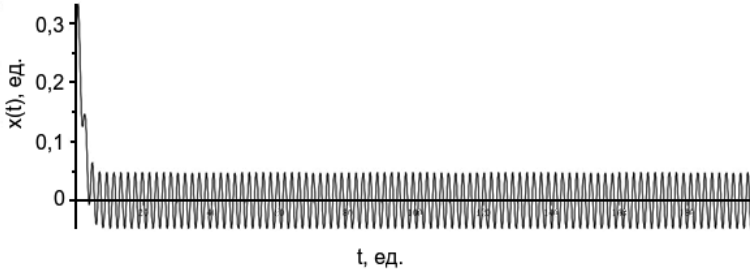


Рис. 25. Осциллограмма, полученная при $\beta = 1,2$ и $\lambda = 0$ и соответствует АЧХ резонансной кривой 3, рис. 24а

(41). Построим АЧХ и ФЧХ при различных значениях γ (рис. 26).

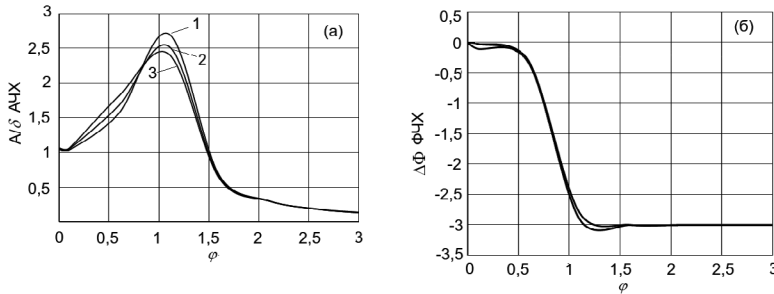


Рис. 26. АЧХ и ФЧХ при $\beta = 2$ при $\lambda = 0,15$: кривая 1 — $\gamma = 0,6$; кривая 2 — $\gamma = 0,8$; кривая 3 — $\gamma = 1$, частота $\varphi \in [0,3]$

Из рис. 26а видно, что при уменьшении значений $\gamma \rightarrow 0$ резонансные кривые становятся более пикообразными, о чем свидетельствует увеличение добротности Q системы. На рис. 26б мы видим, что кривые

ФЧХ практически совпадают, следовательно параметр γ практически не влияет на фазовый сдвиг $\Delta\Phi$.

В заключение приведем еще один пример, частный случай нелинейного дробного осциллятора — дробный осциллятор Дуффинга [81].

Пример 3. Дробный осциллятор Дуффинга [81], [21] Дробный осциллятор Дуффинга обладает кубической нелинейностью, что обуславливает хаотическую динамику, а также под действием внешней гармонической силы испытывает бистабильное поведение [57]. Если в уравнении (41) положить $\omega^\beta \sin(x(t)) \approx \omega^\beta x(t) + kx(t)^3$, $k = -\omega^\beta/3!$, то мы можем переписать схему (44) в виде:

$$x_{k+1} = \frac{1}{A+B} \left((2A+B-\omega^\beta) x_k - Ax_{k-1} - kx_k^3 + \delta \cos(\varphi k\tau) \right) - \quad (45)$$

$$- \frac{A}{A+B} \sum_{i=1}^{k-1} a_i (x_{k-i+1} - 2x_{k-i} + x_{k-i-1}) - \frac{B}{A+B} \sum_{i=1}^{k-1} b_i (x_{k-i+1} - x_{k-i}).$$

Схема (45), также как и схема (44) является условно устойчивой [19]. Мы выберем параметры схемы таким образом, чтобы она была устойчивой и сходилась. Построим с помощью схемы АЧХ (рис. 27).

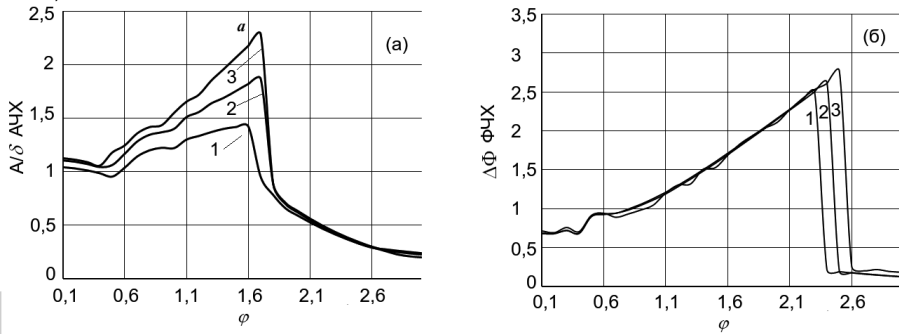


Рис. 27. АЧХ дробного осциллятора Дуффинга при различных значениях параметра β (a): кривая 1 — $\beta = 2$; $\gamma = 1$; $\lambda = 0, 1$; кривая 2 — $\beta = 1,8$; $\lambda = 0$; кривая 3 — $\beta = 1,6$; $\lambda = 0$; при $\lambda = 0,15$ и различных значениях γ при $\beta = 2$ (b) — кривая 1 — $\gamma = 1$; кривая 2 — $\gamma = 0,8$; кривая 3 — $\gamma = 0,6$ частота $\varphi \in [0, 3]$

На рис. 27а приведены резонансные кривые, построенные при различных значениях параметра β . Кривая 1 — соответствует классическому осциллятору Дуффинга ($\beta = 2$, $\gamma = 1$) с коэффициентом трения $\lambda = 0,1$. Мы видим, что в случае дробного осциллятора Дуффинга при $\lambda = 0$, когда $\beta \rightarrow 1$ резонансные кривые становятся более пологими, что указывает на уменьшение добротности Q , как и в предыдущих примерах.

На рис. 27б приведены резонансные кривые при различных значениях γ с коэффициентам $\lambda = 0,15$. Здесь также кривая 1 соответствует классическому осциллятору Дуффинга ($\beta = 2$, $\gamma = 1$). Мы видим, что при $\gamma \rightarrow 0$ увеличивается амплитуда установившихся колебаний, что указывает на рост добротности Q .

Отметим, что на рис. 27 мы также можем увидеть область резкого изменения значений АЧХ или скачок, который характеризуют бистабильное поведение.

Сначала колебательный процесс происходит в одном режиме с большей амплитудой, а потом переходит в другой с меньшей. Можно определить область существования этого скачка, построив методом гармонического баланса вековое уравнение для определения амплитуды и фазы [57].

Выводы

Подводя итоги наших исследований нелинейного дробного осциллятора, мы можем ответить на несколько вопросов. Первый вопрос о существовании хаотических режимов для нелинейного дробного осциллятора (41), который имеет положительный ответ. Мы показали (Примеры 1 и 2), что в спектрах показателей Ляпунова, построенных в зависимости от значений параметров λ и β , существуют области, когда показатели положительны. Второй вопрос, связанный с существованием вращения в системе (41), также имеет положительный ответ. Как показал Пример 1, существует широкая область $\lambda \in [0; 0,515]$, в которой существуют как регулярные, так и хаотические вращения.

Установлена связь между добротностью дробного нелинейного осциллятора и порядками дифференциальных операторов, входящих в модельное уравнение. Изменение параметра $\beta \rightarrow 1$ влечет к уменьшению добротности Q , а изменение параметра $\gamma \rightarrow 0$ влечет к увеличению добротности Q . Поэтому дробные порядки производных, входящих в уравнение (41), не просто определяют свойства среды — эффекты памяти или эрeditарности, но и связаны с характеристикой самой колебательной системы. Следуя результатам исследования, можно сказать, что дробные параметры β и γ являются дополнительными степенями свободы, с помощью которых можно управлять добротностью колебательной системы (41).

В качестве приложений результатов исследований практический интерес представляет изучение нелинейной дробной динамической системы Селькова, которая моделирует микросейсмсы [67], а также эффект stick-slip при моделировании движения лавы при извержении вулканов [31, 64].

Более подробное исследование указанных выше вопросов отражено в монографиях [22, 66].

Литература

1. Водинчар Г.М., Крутьева Л.К. Маломодовая модель геодинамо // Вычислительные технологии. — 2011. — Т. 16. — № 2. — С. 35–44.
2. Водинчар Г.М., Шевцов Б.М. Маломодовая модель конвекции во вращающемся шаровом слое вязкой жидкости // Вычислительные технологии. — 2009. — Т. 14. — №4. — С. 3–15.
3. Вольterra В. Теория функционалов, интегральных и интегродифференциальных уравнений. — М.: Наука, 1982.
4. Вронский А. П. Явление последействия в твердом теле // АН СССР. Прикладная математика и механика. — 1941. — Т. 5. — № 1. — С. 31–56.
5. Герасимов А.Н. Обобщение линейных законов деформации и их приложение к задачам внутреннего трения // АН СССР. Прикладная математика и механика. — 1948. — Т. 12. — С. 529–539.
6. Гореликов А.В., Ряховский А.В., Фокин А.С. Численное исследование некоторых нестационарных режимов естественной конвекции во вращающемся сферическом слое // Вычислительная механика сплошных сред. — 2012. — Т. 5. — № 2. — С. 184–192.
7. Деккер К., Вервер Я. Устойчивость методов Рунге-Кутты для жестких нелинейных дифференциальных уравнений. — М.: Мир, 1988.
8. Добровольский И.Р. Математическая теория подготовки и прогноза тектонического землетрясения. — М.: Физматлит, 2009.
9. Зельдович Я.Б., Рузмайкин А.А. Гидромагнитное динамо как источник планетарного, солнечного и галактического магнетизма // Успехи физических наук. — 1987. — Т. 152. — С. 263–284.
10. Касахара К. Механика землетрясений. — М.: Мир, 1985.
11. Колесниченко А.В., Маров М.Я. Турбулентность и самоорганизация. Проблемы моделирования космических и природных сред. — М.: БИНОМ, 2009.
12. Кузнецов В.В. Анизотропия свойств внутреннего ядра Земли // Успехи физических наук. — 1997. — Т. 169. — № 9. — С. 1001–1012.

13. Нахушев А. М. Дробное исчисление и его применение. — М. : Физматлит, 2003.
14. Паровик Р.И. Амплитудно-частотные и фазово-частотные характеристики вынужденных колебаний нелинейного дробного осциллятора // Письма в журнал технической физики. — 2019. — Т. 45. — № 13. — С. 25–28.
15. Паровик Р.И. Анализ добротности вынужденных колебаний дробного линейного осциллятора // Журнал технической физики. — 2020. — Т. 90. — № 7. — С. 1059–1063.
16. Паровик Р.И. Дробное исчисление в теории колебательных систем // Современные наукоемкие технологии. — 2017. — №1. — С. 61–68.
17. Паровик Р.И. Математическая модель широкого класса осцилляторов с памятью // Вестник Южно-Уральского государственного университета. Серия: Математическое моделирование и программирование. — 2018. — Т. 11. — № 2. — С. 108–122.
18. Паровик Р.И. Математическое моделирование нелинейных эрдитарных осцилляторов. Петропавловск-Камчатский: КамГУ имени Витуса Беринга, 2017. 134 с.
19. Паровик Р.И. Об одной конечно-разностной схеме для эрдитарного осцилляционного уравнения // Итоги науки и техники. Современная математика и ее приложения. Тематические обзоры. — 2018. — Т. 154. — С. 89–98.
20. Паровик Р. И. Существование и единственность задачи Коши для фрактального нелинейного уравнения осциллятора // Узбекский математический журнал. — 2017. — № 4. — С. 110–118.
21. Паровик Р.И. Существование хаотических режимов дробного аналога осциллятора типа Дуффинга // Вестник Самарского государственного технического университета. Серия: Физико-математические науки. — 2019. — Т. 23. — № 2. — С. 378–393.
22. Паровик Р.И. Хаотические и регулярные режимы дробных осцилляторов. - Петропавловск-Камчатский: КамГУ им. В. Беринга, 2019.
23. Паровик Р.И., Зуннунов Р.Т. Анализ вынужденных колебаний дробного осциллятора // Проблемы механики. — 2019. — № 4. — С. 20–23.
24. Паровик Р.И., Зуннунов Р.Т. Численный анализ математических моделей дробных осцилляторов // Проблемы вычислительной и прикладной математики. — 2019. — № 4 (22). — С. 71–87.

25. Попова Е.П. Современные результаты асимптотических исследований моделей динамо // Успехи физических наук. — 2016. — Т. 186. — С. 577–596.
26. Работнов Ю. Н. Равновесие упругой среды с последствием // АН СССР. Прикладная математика и механика. — 1948. — Т. 12. — №1. — С. 53–62.
27. Слонимский Г. Л. О законе деформации высокоэластичных полимерных тел // ДАН СССР. — 1961. — Т. 140. — С. 343–346.
28. Соколов Д. Д., Нефедов С. Н. Маломодовое приближение в задаче звездного динамо // Вычислительные методы и программирование. — 2007. — Т. 8. — С. 195–204.
29. Учайкин В. В. Метод дробных производных. — Ульяновск: Артишок, 2008.
30. Федотов С.А. О сейсмическом цикле, возможности количественного сейсмического районирования и долгосрочном сейсмическом прогнозе / Сейсмическое районирование СССР. — М.: Наука, 1968.
31. Шакирова А. А., Фирстов П. П., Паровик Р. И. Феноменологическая модель генерации землетрясений сейсмического режима «drumbeats», сопровождавших извержение вулкана Кизимен в 2011–2012 гг // Вестник КРАУНЦ. Физ.-мат. науки. — 2020. — Т.33. — № 4. — С. 86–101.
32. Шевцов Б.М., Сагитова Р.Н. Диффузионный подход в статистическом анализе сейсмичности Камчатки // Вулканология и сейсмология — 2012. — № 2. — с. 56–66.
33. Шевцов Б.М., Сагитова Р.Н. Статистический анализ сейсмических процессов на основе диффузионного подхода // Доклады Академии наук. Геофизика // 2009. — Т. 426. — № 2. — с. 254–256.
34. Шереметьева О.В. Модель процессов релаксации в различных режимах пластических деформаций // Вестник КРАУНЦ. Физ.-мат. науки. — 2018. Т. 25. — С. 74–82.
35. Шереметьева О.В. Степенные закономерности в последовательностях статистически связанных событий, предшествующих главному событию // Вестник КРАУНЦ. Физ.-мат. науки. — 2020. — Т. 33. — С. 102–109. DOI: 10.26117/2079-6641-2020-33-4-102-109
36. Шредер М. Фракталы, хаос, степенные законы. Миниатюры из бесконечного рая. — Ижевск: Регулярная и хаотическая динамика, 2001.
37. Bak P., Christensen K., Danon L., Scanlon T. Unified Scaling Law for Earthquakes // Phys. Rev. Lett. — 2002. — № 17 — V. 88. p. 178501-1–178501-4.

38. Benettin G. et al. Lyapunov characteristic exponents for smooth dynamical systems and for Hamiltonian systems; a method for computing all of them. Part 1: Theory // *Meccanica*. — 1980. — T.15. — №1. — С. 9–20.
39. Brandenburg A., Sandin C. Catastrophic alpha quenching alleviated by helicity flux and shear // *Astron. Astrophys.* — 2004. — Vol. 427. — pp. 13–21.
40. Brandenburg A. Memory effects in turbulent transport // *Astrophys. J.* — 2009. — Vol. 706. — pp. 712–726.
41. Caputo M. *Elasticitaé dissipatione*. Bologna: Zanichelli, 1969.
42. Carbone V., Sorriso-Valvo L., Harabaglia P., Guerra I. Unified scaling law for waiting times between seismic events // *Europhys. Lett.* — 2005. — № 71 — V. 6. pp. 1036–1042.
43. Cahoy D.O., Uchaikin V.V., Woyczynski W.A. arameter estimation for fractional Poisson processes // *Journal of Statistical Planning and Inference*. — 2010. — Vol. 140. — pp. 3106–3120.
44. Diener M. The canard unchained or how fast/slow dynamical systems bifurcate // *Mathematical Intelligencer*. — 1984. — №6. — pp. 38–48.
45. Feschenko L., Vodinchar G. Reversals in the large-scale $\alpha\Omega$ -dynamo with memory // *Nonlin. Processes Geophys.* — 2015. — Vol. 22. — pp. 361–369.
46. Field G.B., Blackman E.G. Quenching of the α^2 Dynamo // *Astrophys. J.* — 2002. — Vol. 572. — pp. 685–692.
47. Frick P., Sokoloff D., Stepanov R. Large-small scale interactions and quenching in α^2 -dynamo // *Phys. Rev. E*. — 2006. — Vol. 74. — 066310.
48. Giesecke A., Rüdiger G.R., Elstner D.E. // *Astron. Nachr.*, **326**(8), 693–700 (2005) DOI: 10.1002/asna.200510405
49. *Handbook of Fractional Calculus with Applications* / J.A. Tenreiro;; M. De Gruyter (Eds.). — Boston: GmbH, 2019.
50. Herrmann R. *Fractional Calculus: An Introduction for Physicists*. — Singapore: World Scientific, 2014.
51. Hori K., Yoshida S. Non-local memory effects of the electromotive force by fluid motion with helicity and two-dimensional periodicity // *Geophys. Astro. Fluid.* — 2008. — Vol. 102. — pp. 601–632.
52. Kilbas A. A., Srivastava H. M., Trujillo. J. J. *Theory and Applications of Fractional Differential Equations*.— Amsterdam : Elsevier, 2006.

53. Knobloch E. Chaos in the segmented disc dynamo // Phys. Let. A. — 1981. — Vol. 82. — №9. — pp. 439–440.
54. Krause F., Rädler K.-H. Mean-field magnetohydrodynamics and dynamo theory. — Berlin: Academic-Verlag, 1980.
55. Laskin N. Fractional Poisson process // Communications in Nonlinear Science and Numerical Simulation. — 2003. — Vol. 8. — pp. 201–213.
56. Liénard A. Etude des oscillations entretenues // Revue générale de l'électricité.— 1928. — Vol. 23. — pp. 901–912.
57. Liu Q. X., Liu J. K., Chen Y. M. An analytical criterion for jump phenomena in fractional Duffing oscillators // Chaos, Solitons & Fractals. — 2017. — Vol. 98. — pp. 216–219.
58. Lorenz E. Deterministic nonperiodic flow // J. Atm. Sci. — 1963. — Vol. 20. — №2. — pp. 130–141.
59. Merrill R.T., McElhinny M.W., McFadden P.L. in The Magnetic Field of the Earth: Paleomagnetism, the Core, and the Deep Mantle. — London:Academic Press, 1996.
60. Parker E.N. Hydromagnetic dynamo models // Astrophys. J. — 1955. — Vol. 122. — pp. 293–314.
61. Parovik R. I. Explicit finite-difference scheme for the numerical solution of the model equation of nonlinear hereditary oscillator with variable-order fractional derivatives // Archives of Control Sciences. — 2016. — T. 26. — №3. — C. 429–435.
62. Parovik R.I. Mathematical modeling of linear fractional oscillators // Mathematics. 2020. — Vol. 8. — №11. — 1879.
63. Parovik R.I. On a finite-difference scheme for an hereditary oscillatory equation // Journal of Mathematical Sciences. 2021. — Vol. 253. — №4. — pp. 547–557.
64. Parovik R. Research dynamic modes of stick-slip effect with the account of hereditary // E3S Web of Conf. — 2018. — Vol. 20 — 02015.
65. Parovik R.I. Research of the stability of some hereditary dynamic systems // J. Phys.: Conf. Ser. — 2018. — Vol. 1141. — 012179.
66. Parovik R.I. Mathematical models of oscillators with memory / Oscillators - Recent developments. Patrice Salzenstein (Ed). — London, 2019. pp. 3–21.
67. Parovik R., Rakhmonov Z., Zunnunov R. Modeling of fracture concentration by Sel'kov fractional dynamic system // E3S Web of Conferences. — 2020. — Vol. 196. — 02018.

-
68. Pchelintsev A.N. Numerical and Physical Modeling of the Dynamics of the Lorenz System // Numerical Analysis and Applications. — 2014. — Vol. 7. — №2. — pp. 159–167.
69. Pskhu A.V., Rekhviashvili S.S. Analysis of Forced Oscillations of a Fractional Oscillator // Tech. Phys. Lett. — 2018. — Vol. 44. — № 12. — pp. 1218–1221.
70. Ruzmaikin A. The Solar Cycle as a Strange Attractor // Comments on Astrophys. — 1981. — Vol. 9. — №2. — pp. 85–96.
71. Shevtsov B. Relaxation oscillations in energy active zones // E3S Web of Conf. — 2020. — Vol. 196. — 02026.
72. Shevtsov B.M., Sheremetyeva O.V. Fractional models of seismoacoustic and electromagnetic activity // E3S Web of Conferences. — 2017. — Vol. 20. — 02013.
73. Sparrow C. The Lorenz Equations: Bifurcations, Chaos, and Strange Attractors. — Berlin–Heidelberg–New York: Springer-Verlag, 1982.
74. Stix M. The Sun. An Introduction. — Berlin-Heidelberg-New York: Springer-Verlag, 1989.
75. Uchaikin V.V. Relaxation processes and fractional differential equations // Int. J. Theor. Phys. — 2003. — Vol. 42. — pp. 121–134.
76. Vodinchar G. Hereditary Oscillator Associated with the Model of a Large-Scale $\alpha\omega$ -Dynamo // Mathematics — 2020. — Vol. 8(11). — 2065. <https://doi.org/10.3390/math8112065>
77. Vodinchar G.M., Feshchenko L.K. Magnetohydrodynamics // 2016.— Vol. 52. — № 1. — pp. 287–299.
78. Vodinchar G., Kazakov E. The Lorenz system and its generalizations as dynamo models with memory // E3S Web of Conf. — 2018. — Vol. 62. — 02011.
79. Wolf A. et al. Determining Lyapunov exponents from a time series // Physica D: Nonlinear Phenomena. — 1985. — T. 16. — № 3. — C. 285–317.
80. Volterra V. Sur les équations intégréo-différentielles et leurs applications // Acta Mathematica. — 1912. — T. 35. — № 1. — C. 295–356.
81. Wang Y., An J. Y. Amplitude–frequency relationship to a fractional Duffing oscillator arising in microphysics and tsunami motion // Journal of Low Frequency Noise, Vibration and Active Control. — 2018. — Vol. 38. — № 3-4. — pp. 1008–1012.

82. Zeldovich Y.B., Rusmaikin A.A., Sokoloff D.D. Magnetic fields in astrophysics. The Fluid Mechanics of Astrophysics and Geophysics. — New York: Gordon and Breach, 1983.
83. Van der Pol B. Forced oscillations in a circuit with non-linear resistance (reception with reactive triode)// The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science Ser. 7. — 1927. — №2. — pp. 65–80.
84. Van der Pol B. On relaxation-oscillations // The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science Ser. 7. — 1926. — №2. — pp. 978–992.
85. Van der Pol B., Van der Mark J. Frequency demultiplication // Nature. — 1927. — Vol. 120. — pp. 363–364.

Методы комплексного анализа геофизических данных в задачах прогноза космической погоды. Мониторинг магнитного поля Земли

*Мандрикова О.В., Фетисова Н.В., Полозов Ю.А., Соловьев И.С.,
Родоманская А.И., Залаяев Т.Л., Мандрикова Б.С., Смирнов С.Э., Хо-
матов С.Ю., Думбрава З.Ф., Поддельский И.Н.*

Введение

Анализ временных рядов геофизических параметров составляет важную основу методов изучения процессов, протекающих в околоземном пространстве в периоды повышенной солнечной активности и магнитных бурь. Известно, реакция ионосферы на изменения в околоземном космическом пространстве (солнечные вспышечные события, геомагнитные бури, суббури и т.п.) проявляется в виде формирования ионосферных неоднородностей (возмущений) различных масштабов [1–3]. Интенсивные ионосферные возмущения, как правило, возникающие в периоды магнитных бурь, сопровождаются существенными изменениями электронной концентрации в ионосфере и приводят к возникновению ионосферных бурь. Они имеют сложное пространственно-временное распределение, могут включать положительную (повышение электронной концентрации) и отрицательную (понижение электронной концентрации) фазы, и их характеристики зависят от многих факторов — географического положения, уровня солнечной активности, процессов в магнитосфере и др. [1, 2]. Проводимые в последнее время исследования показали, что возникающие в ионосфере мелкомасштабные неоднородности малой интенсивности могут наблюдаться накануне магнитных бурь и служить их предикторами [1, 7], что имеет важное значение для решения задач прогноза космической погоды. Ионосферные возмущения находят отражение в регистрируемых параметрах ионосферы в виде изменений временного хода данных разной структуры и длительности. Хотя механизмы возникновения ионосферных бурь известны, их оперативное прогнозирование в настоящее время является открытой задачей.

Авторами предложена обобщенная многокомпонентная модель (ОМКМ) временного ряда параметров ионосферы [2, 3, 8–14], описывающая регулярные вариации параметров и аномальные изменения, возникающие в периоды ионосферных возмущений. Учитывая возможные виды ионосферных возмущений, в модель введены три класса аномалий, характеризующих сильные, умеренные и слабые ионосферные возмущения [3]. В данной главе описан процесс идентификации и оценки параметров ОМКМ, предложены основанные на модели алгоритмы анализа ионосферных данных и обнаружения аномалий разной интенсивности и длительности [2, 10–14]. Выполненные оценки показали возможность применения разработанных алгоритмов для оперативного анализа ионосферных данных и обнаружения ионосферных неоднородностей. Сравнение ОМКМ с традиционно используемым медианным методом и международной справочной эмпирической моделью ИРИ-2016 (IRI, International Reference Ionosphere) показало эффективность разработанной модели [3].

Подробная характеристика флуктуационных явлений в различных масштабах от глобальных эффектов до локальных возмущений имеет важное значение для понимания интенсивности, типа и развития магнитной бури [4–6]. В главе описана новая методика анализа геомагнитных данных и обнаружения геомагнитных возмущений, основанная на вейвлет-преобразовании и адаптивных пороговых функциях. С использованием методики изучена динамика параметров геомагнитного поля в периоды повышенной солнечной и геомагнитной активностей. Проанализированы геомагнитные данные международной сети наземных магнитных станций. С целью исследования корреляционной связи ионосферно-магнитосферных возмущений с параметрами межпланетной среды проведен кросс-корреляционный анализ геомагнитных данных и параметров ионосферы с данными межпланетного магнитного поля и солнечного ветра (<https://omniweb.gsfc.nasa.gov/ow.html>).

Для прогнозирования космической погоды важно создание методов анализа регистрируемых данных космических лучей и обнаружения спорадических эффектов [15, 16]. Для изучения динамики космических лучей используют космические и наземные данные мировой сети нейтронных мониторов [www.nmdb.eu]. Регистрируемые вариации космических лучей представляют собой сложную нелинейную зависимость. В главе описан подход [2, 17–19], основанный на совмещении нейронных сетей прямого распространения и кратномасштабного вейвлет-анализа, позволяющий выделить длительные (трендовые) изменения в вариациях космических лучей, проявляющиеся в периоды средних и сильных магнитных бурь. Особое внимание уделено алгоритмам детального анализа вариаций космических лучей, позволяющим на основе анализа вейвлет-спектрограмм выделить разномасштабные эффекты, часть из которых может проявиться за некоторое время до прихода к Земле ударной волны ICME. Описан новый подход, основанный на совместном применении вейвлет-преобразования и нейронных сетей векторного квантования LVQ, позволяющий детектировать разномасштабные спорадические эффекты в потоке космических лучей [20–22].

Исследовано влияние солнечной и сейсмической активности как дополнительного источника тепловой энергии для формирования грозовых облаков на Камчатке в зимний период. Камчатка выбрана как регион, где очень низкая грозовая активность, а зимние грозы явление исключительное. В главе рассмотрены тропические циклоны за период 2004-2018 гг. в северо-восточной части Тихого океана. Тропические циклоны являются мощным источником теплого и влажного воздуха. В результате исследования показано, что в ряде случаев дополнительным источником тепла явились солнечные вспышки, сопровождаемые усилением излучения в видимом и инфракрасном спектрах. В других случаях – инфра-красное излучение Земли, поступающее в атмосферу от близко расположенных эпицентров землетрясений [23–25].

Экспериментальные исследования являются важной частью научного познания. Результаты многолетних мониторинговых наблюдений за различными геофизическими процессами и полями, включая магнитное поле Земли, выполняемых на обсерваториях ИКИР ДВО РАН «Паратунка», «Магадан», «Хабаровск» и «Мыс Шмидта», активно используются лабораториями института, отдельные результаты этих научных исследований представлены в данном сборнике.

Сеть геофизических обсерваторий (ГФО) ИКИР ДВО РАН является высокоэффективным инструментом. Благодаря расположению обсерваторий получаемые результаты уникальны, т.к. обеспечивают экспериментальную репрезентативность на территории Дальнего Востока и восточной части Арктики России. Три обсерватории - «Паратунка» (PET), «Магадан» (MGD) и «Хабаровск» (КНВ), сертифицированы как магнитные обсерватории международной сети INTERMAGNET (<https://intermagnet.org/>), т.е. получаемые на них магнитные данные гарантировано достоверные и надежные. Обсерватория «Мыс Шмидта» (CPS) оснащена магнитометрами и вспомогательным оборудованием, которые соответствуют стандартам INTERMAGNET. В данной главе подробно описывается аппаратное оснащение ГФО, инфраструктура, организация процесса мониторинга и другие особенности за 2018–2020 гг., хотя сам мониторинг магнитного поля на обсерваториях выполняется уже несколько десятилетий.

Моделирование параметров ионосферы и обнаружение ионосферных возмущений на основе обобщенной многокомпонентной модели

Обобщенная многокомпонентная модель параметров ионосферы

Временной ряд параметров ионосферы может быть представлен в виде [2, 3]:

$$f(t) = A^{REG}(t) + U(t) + e(t) = \sum_{\mu=\overline{1,T}} \sum_j G_j^\mu \alpha_j^\mu(t) + \sum_{i,\eta} \beta_{i,\eta}^{dist}(t) + e(t), \quad (1)$$

где $A^{REG}(t) = \sum_{\mu=\overline{1,T}} \sum_j G_j^\mu \alpha_j^\mu(t)$ ($\mu = \overline{1,T}$ — номер компоненты) — регулярная компонента модели, описывающая характерные вариации ионосферных параметров;

составляющие $\alpha_j^\mu(t)$ определяются локальными факторами и включают сезонные вариации параметров, суточные колебания и др.;

G_j^μ — параметры составляющих $\alpha_j^\mu(t)$;

$U(t) = \sum_{i,\eta} \beta_{i,\eta}^{dist}(t)$ — аномальная компонента модели, описывающая нестационарные короткопериодные изменения ионосферных параметров в возмущенные периоды (колебательные процессы в периоды повышенной солнечной активности, магнитосферных возмущений и др.), в периоды спокойной ионосферы предполагается, что $U(t) = 0$; составляющие $\beta_{i,\eta}^{dist}(t)$ имеют случайную природу;

$e(t)$ — шумовая составляющая.

На основе совмещения операций кратномасштабного анализа (КМА) и методов АРПСС регулярная компонента $A^{REG}(t)$ модели (1) может быть представлена в параметрическом виде [2, 3, 8, 9]:

$$A^{REG}(t) = \sum_{\mu=\overline{1,T}} \sum_{k=\overline{1,N_{j^{reg}}^\mu}} s_{j^{reg},k}^\mu b_{j^{reg},k}^\mu(t) + e(t), \quad (2)$$

где $s_{j^{reg},k}^\mu = \sum_{l=1}^{p_{j^{reg}}^\mu} \gamma_{j^{reg},l}^\mu \omega_{j^{reg},k-l}^\mu - \sum_{n=1}^{h_{j^{reg}}^\mu} \theta_{j^{reg},n}^\mu a_{j^{reg},k-n}^\mu$ — оценочное значение регулярной μ -й составляющей;

$p_{j^{reg}}^\mu$, $\gamma_{j^{reg},l}^\mu$ — порядок и параметры авторегрессии μ -й составляющей;

$\omega_{j^{reg},k}^\mu = \nabla^{\nu^\mu} \delta_{j^{reg},k}^\mu$, ν^μ — порядок разности μ -й составляющей;

$\delta_{-m^{reg},k}^1 = c_{-m^{reg},k}$, $\delta_{j^{reg},k}^\mu = d_{j^{reg},k}$, $\mu = \overline{2,T}$, T — количество моделируемых составляющих;

$c_{-m^{reg},k}$ — вейвлет-коэффициенты сглаженной составляющей $f_{-m^{reg}}(t)$ КМА масштаба m^{reg} ;

$d_{j^{reg},k}$ — вейвлет-коэффициенты детализирующих составляющих $g_{j^{reg}}(t)$ КМА масштабов j^{reg} ;

$h_{j^{reg}}^\mu$, $\theta_{j^{reg},n}^\mu$ — порядок и параметры скользящего среднего μ -й составляющей;

$a_{j^{reg},k}^\mu$ — остаточные ошибки модели μ -й составляющей;

$N_{j^{reg}}^\mu$ — длина μ -й составляющей;

$b_{-m^{reg},k}^1 = \phi_{-m^{reg},k}$; $b_{j^{reg},k}^\mu = \Psi_{j^{reg},k}$, $\mu = \overline{2,T}$; $\phi_{-m^{reg},k}(t)$ — масштабирующая функция;

$\Psi_{j^{reg},k}(t)$ — вейвлет-функция.

Составляющие $\beta_{i,\eta}^{dist}(t)$ аномальной компоненты $U(t)$ модели (1) имеют нестационарную разномасштабную структуру и характеризуют степень возмущенности ионосферы, в вейвлет-пространстве они могут быть представлены в виде [2, 3]:

$$\sum_{i,\eta} \beta_{i,\eta}^{dist}(t) = \sum_{\eta,n} P_{1,\eta}(d_{\eta,n}) \Psi_{\eta,n}(t) + \sum_{\eta,n} P_{2,\eta}(d_{\eta,n}) \Psi_{\eta,n}(t) + \sum_{\eta,n} P_{3,\eta}(d_{\eta,n}) \Psi_{\eta,n}(t), \quad (3)$$

$$\begin{aligned} P_{1,\eta}(d_{\eta,n}) &= \begin{cases} 0, & \text{if } |d_{\eta,n}| \leq T_{1,\eta} \text{ or } |d_{\eta,n}| > T_{2,\eta} \\ d_{\eta,n}, & \text{if } T_{1,\eta} < |d_{\eta,n}| \leq T_{2,\eta} \end{cases}, \\ P_{2,\eta}(d_{\eta,n}) &= \begin{cases} 0, & \text{if } |d_{\eta,n}| \leq T_{2,\eta} \text{ or } |d_{\eta,n}| > T_{3,\eta} \\ d_{\eta,n}, & \text{if } T_{2,\eta} < |d_{\eta,n}| \leq T_{3,\eta} \end{cases}, \\ P_{3,\eta}(d_{\eta,n}) &= \begin{cases} 0, & \text{if } |d_{\eta,n}| \leq T_{3,\eta} \\ d_{\eta,n}, & \text{if } |d_{\eta,n}| > T_{3,\eta} \end{cases} \end{aligned}$$

где $d_{\eta,n} = \langle U, \Psi_{\eta,n} \rangle$ — вейвлет-коэффициенты;

$\{\Psi_{\eta,n}\}_{\eta,n \in \mathbb{Z}^-}$ — вейвлет-базис.

В соотношении (3) амплитуда вейвлет-коэффициентов $|d_{\eta,n}|$, следуя работе [8], принята за меру ионосферной возмущенности на масштабе η . Соответственно, порог $T_{1,\eta}$ определяет *ионосферные возмущения малой интенсивности* масштаба η (класс 1); порог $T_{2,\eta}$ — *умеренной интенсивности* масштаба η (класс 2), порог $T_{3,\eta}$ — *высокой интенсивности* масштаба η (класс 3).

На основе представлений (2) и (3) *обобщенная многокомпонентная модель временного ряда параметров ионосферы* имеет вид:

$$\begin{aligned} f(t) = A^{REG}(t) + U(t) + e(t) &= \sum_{\mu=1,T} \sum_{k=1, \overline{N_{j^{reg}}^\mu}} s_{j^{reg},k}^\mu b_{j^{reg},k}^\mu(t) + \\ &\sum_{i=1,3} \sum_{\eta,n} P_{i,\eta}(d_{\eta,n}) \Psi_{\eta,n}(t) + e(t). \end{aligned}$$

На этапе идентификации ОМКМ использовались часовые данные *foF2* за период с 1968 по 2013 гг. и 15-минутные данные *foF2* за период с 2015 по 2018 гг., регистрируемые на станции «Паратунка» (Камчатский край). Оцененные модели временного хода данных *foF2* представлены в работах [2, 3, 8, 9].

Обнаружение и оценка параметров ионосферных возмущений

В периоды аномальных изменений во временном ходе параметров ионосферы, характеризующих возникновение интенсивных ионосферных возмущений, очевидно, возрастут остаточные ошибки регулярной компоненты модели $A^{REG}(t)$ (см. соотношения (1), (2)). Поэтому операция обнаружения ионосферных возмущений может быть основана на проверке условия [2, 11]:

$$\varepsilon_{j^{reg}}^\mu = \sum_{q=1}^{Q_\mu} |a_{j^{reg},k+q}^\mu| > H_{\mu,j^{reg}}, \quad (4)$$

где $q \geq 1$ — шаг упреждения данных;

Q_μ — длина упреждения данных на основе модели μ -й составляющей;

$$a_{j^{reg},k+q}^\mu = s_{j^{reg},k+q}^{\mu,fact} - s_{j^{reg},k+q}^{\mu,model};$$

$$s_{j^{reg},k+q}^{\mu,model} = \sum_{l=1}^{p_{j^{reg}}^\mu} \gamma_{j^{reg},l}^\mu \omega_{j^{reg},k+q-l}^\mu - \sum_{n=1}^{h_{j^{reg}}^\mu} \theta_{j^{reg},n}^\mu a_{j^{reg},k+q-n}^\mu;$$

$H_{\mu,j^{reg}}$ — пороговое значение μ -й составляющей, определяющее наличие аномальных изменений в μ -й составляющей.

Поскольку амплитуда остаточной ошибки $|a_{j^{reg},k}^\mu|$ характеризует на масштабе j^{reg} величину отклонения фактического значения функции от ее характерного значения, интенсивность ионосферного возмущения на масштабе j^{reg} может быть оценена как:

$$Y_{j^{reg},k+1,k+L_\mu}^\mu = \frac{\sqrt{\frac{1}{L_\mu} \sum_{l=1}^{L_\mu} (a_{j^{reg},k+l}^\mu)^2}}{H_{\mu,j^{reg}}}, \quad (5)$$

где L_μ — длина временного окна.

Таким образом, алгоритм обнаружения интенсивных ионосферных аномалий включает следующие операции [13]:

Шаг 1. Вычисление разности регулярной μ -й компоненты (на примере порядка разности $\nu^\mu = 0, 1$):

$$-\nu^\mu = 0 : \omega_{-m^{reg},k}^1 = c_{-m^{reg},k}, \omega_{j^{reg},k}^\mu = d_{j^{reg},k} (\mu = \overline{2, T}),$$

$$-\nu^\mu = 1 : \omega_{-m^{reg},k}^1 = c_{-m^{reg},k} - c_{-m^{reg},k-1}, \omega_{j^{reg},k}^\mu = d_{j^{reg},k} - d_{j^{reg},k-1}.$$

Шаг 2. Моделирование регулярных компонент (с шагом упреждения $q = 1$):

$$s_{j^{reg},k+1}^\mu = \gamma_{j^{reg},1}^\mu \cdot \omega_{j^{reg},k}^\mu + \dots + \gamma_{j^{reg},p_{-m^{reg}}^1}^\mu \cdot \omega_{j^{reg},k+1-p_{-m^{reg}}^1}^\mu, \mu = \overline{1, T}.$$

Шаг 3. Вычисление остаточных ошибок:

$$a_{j^{reg},k+1}^{\mu} = \omega_{j^{reg},k+1}^{\mu} - s_{j^{reg},k+1}^{\mu}, \mu = \overline{1, T}.$$

Шаг 4. Обнаружение аномалий в моменты времени $t = k$, для которых

$$\left(\begin{array}{c} |a_{j^{reg},1}^{\mu}| \\ \dots \\ |a_{j^{reg},n^{\mu}}^{\mu}| \end{array} \right) > H_{\mu,j^{reg}}, \quad n^{\mu} = K^{\mu} - \nu^{\mu} - p_{j^{reg}}^{\mu}, \mu = \overline{1, T}.$$

Шаг 5. Оценка интенсивности аномалии:

$$Y_{j^{reg},k}^{\mu} = A_{j^{reg},k}^{\mu} / H_{\mu,j^{reg}}, \quad k = \overline{1, (n^{\mu} - L_{\mu})},$$

$$\text{где } A_{j^{reg},k}^{\mu} = 1/L_{\mu} \cdot \sum_{l=1}^{L_{\mu}} (a_{j^{reg},k+l}^{\mu})^2.$$

Обнаружение внезапных аномальных изменений в динамике параметров ионосферы, имеющих разную частотно-временную (разномасштабную) структуру и характеризующих возникновение колебательных процессов в ионосфере (повышений/понижений электронной плотности), может быть основано на применении адаптивных порогов $P_{i,\eta}^{ad}$, $i = \overline{1,3}$ (см. соотношение (3)) и коэффициенты $d_{\eta,n}$ приняты равными:

$$d_{\eta,n} = \begin{cases} \begin{cases} d_{\eta,n}^{1+}, & \text{если } P_{1,\eta}^{ad} < (d_{\eta,n} - d_{\eta,n}^{med}) \leq P_{2,\eta}^{ad} \\ 0, & \text{если } |d_{\eta,n} - d_{\eta,n}^{med}| < P_{1,\eta}^{ad} \text{ или } |d_{\eta,n} - d_{\eta,n}^{med}| > P_{2,\eta}^{ad} \end{cases} \\ \begin{cases} d_{\eta,n}^{1-}, & \text{если } -P_{2,\eta}^{ad} \leq (d_{\eta,n} - d_{\eta,n}^{med}) < -P_{1,\eta}^{ad} \\ 0, & \text{если } |d_{\eta,n} - d_{\eta,n}^{med}| < P_{2,\eta}^{ad} \text{ или } |d_{\eta,n} - d_{\eta,n}^{med}| > P_{3,\eta}^{ad} \end{cases} \\ \begin{cases} d_{\eta,n}^{2+}, & \text{если } P_{2,\eta}^{ad} < (d_{\eta,n} - d_{\eta,n}^{med}) \leq P_{3,\eta}^{ad} \\ 0, & \text{если } |d_{\eta,n} - d_{\eta,n}^{med}| < P_{2,\eta}^{ad} \text{ или } |d_{\eta,n} - d_{\eta,n}^{med}| > P_{3,\eta}^{ad} \end{cases} \\ \begin{cases} d_{\eta,n}^{2-}, & \text{если } -P_{3,\eta}^{ad} \leq (d_{\eta,n} - d_{\eta,n}^{med}) < -P_{2,\eta}^{ad} \\ 0, & \text{если } |d_{\eta,n} - d_{\eta,n}^{med}| < P_{3,\eta}^{ad} \end{cases} \\ \begin{cases} d_{\eta,n}^{3+}, & \text{если } (d_{\eta,n} - d_{\eta,n}^{med}) > P_{3,\eta}^{ad} \\ 0, & \text{если } |d_{\eta,n} - d_{\eta,n}^{med}| < P_{3,\eta}^{ad} \end{cases} \\ \begin{cases} d_{\eta,n}^{3-}, & \text{если } (d_{\eta,n} - d_{\eta,n}^{med}) < -P_{3,\eta}^{ad} \end{cases} \end{cases}, \quad (6)$$

где $P_{i,\eta}^{ad} = V_i \cdot St_{\eta}$;

V_i — пороговый коэффициент;

величина $St_{\eta} = \sqrt{\frac{1}{\Phi-1} \sum_{n=1}^{\Phi} (d_{\eta,n} - \overline{d_{\eta,n}})^2}$;

$\overline{d_{\eta,n}}$ и $d_{\eta,n}^{med}$ — среднее значение и медиана, соответственно, которые вычисляются с учетом суточного хода ионосферных данных в рамках скользящего временного окна длины Φ ;

вейвлет-коэффициенты $d_{\eta,n}^{i+}$ определяют положительные аномалии класса i ;

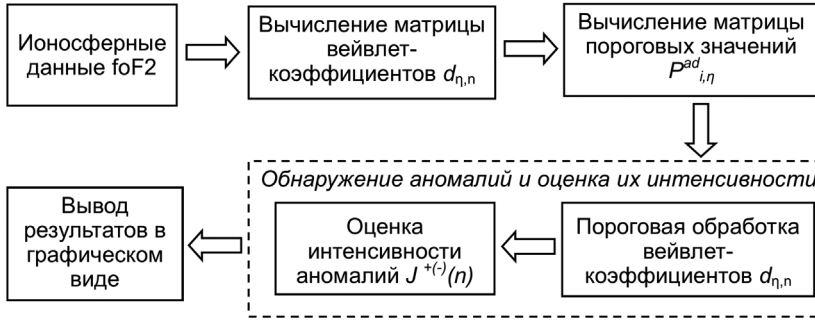


Рис. 1. Схема обнаружения и оценки внезапных ионосферных аномалий

вейвлет-коэффициенты $d_{\eta,n}^{i-}$ определяют отрицательные аномалии класса i .

В этом случае интенсивность положительных $J^{i+}(n)$ и отрицательных $J^{i-}(n)$ ионосферных возмущений каждого класса i в момент времени $t = n$ может быть определена по формуле

$$J^{i+(-)}(n) = \sum_{\eta} \left| d_{\eta,n}^{i+(-)} \right|, \quad (7)$$

или общая интенсивность положительных $J^{+}(n)$ и отрицательных $J^{-}(n)$ ионосферных возмущений

$$J^{+(-)}(n) = \sum_{\eta} \left| d_{\eta,n}^{+(-)} \right|. \quad (8)$$

Обнаружение и оценка внезапных ионосферных аномалий выполняется на основе операций, представленных на рис. 1 [13].

Для оценки эффективности разработанных алгоритмов выполнено статистическое моделирование. Полученные результаты, представленные в работах [2, 10, 13, 14], показали высокую эффективность алгоритмов для выделения ионосферных возмущений — на основе алгоритмов с вероятностью от 90% могут быть обнаружены локальные особенности длительностью от 3 отсчетов и более.

В работе [13] представлены результаты оценки среднего времени выполнения операций обнаружения ионосферных аномалий в зависимости от объема исходных данных (в отсчетах), которые подтвердили возможность реализации алгоритмов в режиме близком к реальному времени. Разработанные алгоритмы реализованы программно в ионосферной компоненте системы Aurora (<http://lsaoperanalysis.ikir.ru:9180>) [12].

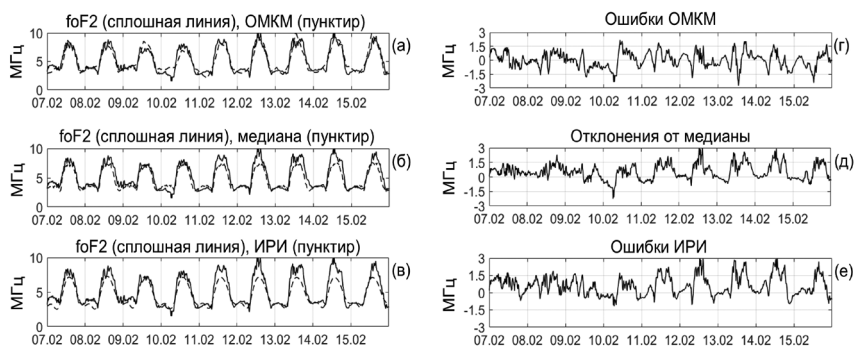


Рис. 2. 15-минутные данные $foF2$ ст. «Паратунка» (анализируемый период 07.02.2016–15.02.2016, время LT) и результаты их моделирования с использованием OMKM, модели ИРИ и медианы

Анализ вариаций параметров ионосферы на основе обобщенной многокомпонентной модели

На рис. 2, в качестве примера, представлены результаты моделирования 15-минутных данных $foF2$ на основе OMKM, медианного метода и модели ИРИ-2016 (https://ccmc.gsfc.nasa.gov/modelweb/models/iri2016_vitmo.php) [3]. Как следует из рис. 2 модель ИРИ и медианный метод позволяют в анализируемом географическом районе описать характерные суточные вариации параметров ионосферы в спокойный период, но, в отличие от OMKM, не содержат информацию о локальных изменениях в окрестностях максимумов. Также наблюдается занижение значений моделью ИРИ и медианным методом в полуденные часы LT.

На рис. 3 (анализируемый период 7–13 июля 2017 г.) представлены результаты моделирования данных $foF2$ в период слабой магнитной бури (Dst в пределах от -50 до -20 нТл). Вследствие прихода в начале суток 9 июля неоднородного ускоренного потока от корональной дыры скорость солнечного ветра (ССВ) увеличилась до 640 км/с, флуктуации южной компоненты ММП усилились до $B_z = \pm 10$ нТл (<http://ipg.geospace.ru>). Анализ результатов моделирования часовых (рис. 3б) и 15-минутных (рис. 3е) ионосферных данных показывает, что накануне события происходили незначительные изменения во временном ходе $foF2$ — для часовых данных превышение составило 1,3 стандартных отклонений (СО) для компоненты $g_{-3}(t)$, для 15-минутных данных превышение составляло 1,7 СО для компоненты $f_{-5}(t)$. Результаты применения адаптивных порогов к 15-минутным данным $foF2$ (рис. 3ж,з, операции (6), (7)) свидетельствуют о наличии в этот период фоновых колебательных процессов. Отметим, что наблюдаемые изменения в параметрах ионосферы происходили на фоне незначительного

возрастания индексов геомагнитной активности (рис. 3и,к). Во время магнитной бури в параметрах ионосферы возникли длительные аномальные изменения (около 50 часов) — для часовых данных 2,1 СО для компоненты $f_{-3}(t)$ и 1,6 СО для компоненты $g_{-3}(t)$, для 15-минутных данных 2,1 СО для компоненты $f_{-5}(t)$ и 3,3 СО для компоненты $g_{-5}(t)$. Плавное повышение электронной концентрации, возникшее за несколько часов до события и продолжающееся около 18 ч, происходило на фоне плавного повышения ССВ (рис. 3л) и существенного возрастания геомагнитной активности (рис. 3и,к). Выделенное положительное ионосферное возмущение превысило по интенсивности порог фонового уровня вариаций $foF2$ на начальной фазе магнитной бури около 03:00 UT 9 июля (рис. 3ж). Далее на фазе восстановления магнитной бури возникло отрицательное ионосферное возмущение класса 1 (рис. 3ж,з, показано серым цветом). На фазе восстановления динамика ионосферного процесса существенно меняется и наблюдается понижение электронной концентрации, что, вероятно, обусловлено нагревом и поднятием термосферы и, как следствие, увеличением скорости рекомбинации, приводящим к истощению ионизации. Результаты ОМКМ согласуются с результатами медианного метода (рис. 3а,в,г) и модели ИРИ-2016 (рис. 3д), что подтверждает верность полученных решений. Но следует отметить, что применение ОМКМ позволяет получить более наглядную и детальную картину нестационарной динамики параметров ионосферы. Наблюдаемые отклонения от 27-дневной медианы (рис. 3г) и ошибки модели ИРИ (рис. 3д) также показывают наличие корреляции, что свидетельствует об имеющейся погрешности этих методов. Погрешности медианного метода, по-видимому, связаны с нестационарными изменениями в динамике параметров ионосферы, влияющими на расчет последующих значений. Погрешности модели ИРИ, вероятно, связаны с редкой сетью наблюдений в анализируемом районе и наличием длительных ионосферных возмущений.

На рис. 4 представлены результаты обработки данных $foF2$ в период умеренной магнитной бури 5 августа 2019 г. (Dst в пределах от -100 до -50 нТл). Вследствие прихода около 01:00 UT 5 августа неоднородного ускоренного потока от корональной дыры (пересекла центральный меридиан 2 августа) и выброса корональной массы (СМЕ от 31 июля) флуктуации южной компоненты ММП усилились до $Bz = \pm 21$ нТл, ССВ начала возрастать и достигла максимального значения 6 августа 752 км/с (<http://ipg.geospace.ru>). Анализ результатов обработки ионосферных данных показывает, что примерно за 16 ч до начала магнитной бури в параметрах ионосферы возникли разномасштабные колебания, и за 6 ч до события положительное ионосферное возмущение достигло порога повышенной интенсивности (класс 2, рис. 4ж,з). Отметим, что возникновение аномальных изменений в $foF2$ совпадает с моментом кратковременного возрастания геомагнитной активности (К-индекс достиг значения 3). В период основной фазы бури (около 10:00 UT 5 августа) электронная концентрация начала понижаться и во второй половине суток, на фазе восстановления магнитной бури, в ионосфере возникли сильные отрицательные возмущения (класс 3, рис. 4ж,з).

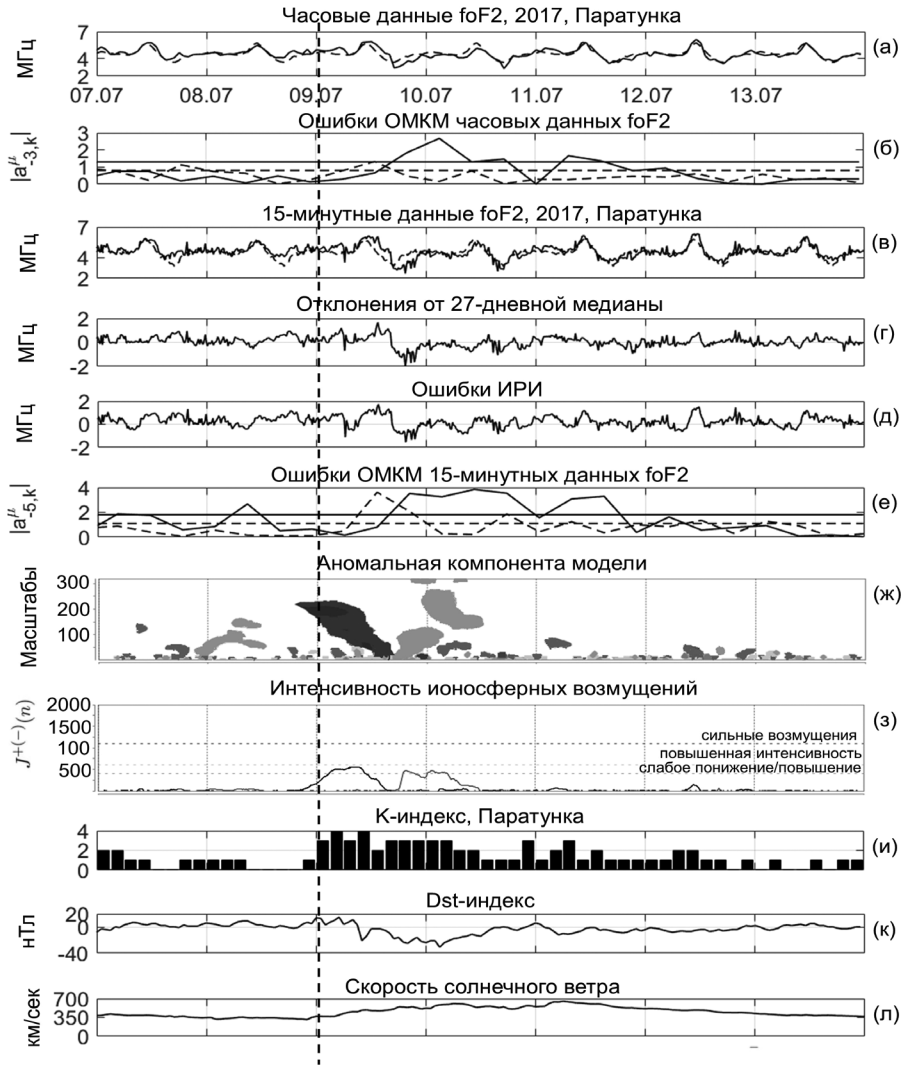


Рис. 3. Анализ данных $foF2$ в период магнитной бури 09.07.2017–10.07.2017: (а), (в) — регистрируемые часовые (а) и 15-мин (в) данные $foF2$ (черным), 27-дневная медиана (пунктиром); (б), (е) — ошибки сглаженной (черным) и детализирующей (пунктиром) компонент, горизонтальными линиями показаны соответствующие пороговые значения $H_{\mu,j}^{REG}$ (доверительная вероятность 70%); (ж) — выделенные разномасштабные положительные (черным) и отрицательные (серым) ионосферные возмущения; (з) — интенсивность положительных (черным) и отрицательных (серым) ионосферных возмущений (соотн. (7)). Пунктиром на графике (з) показаны пороговые значения классов («слабое повышение/понижение» соответствует классу 1, «повышенная интенсивность» — класс 2, «сильные возмущения» — класс 3). Вертикальным пунктиром отмечено начало магнитной бури

показана серым цветом), которые имели длительность около 23 ч. Результаты моделирования (рис. 4б,е) в этот период также показывают существенные изменения временного хода $foF2$: превышение ошибок 70% доверительных интервалов для 15-минутных данных составило — более 4,4 СО для компоненты $f_{-5}(t)$, 2,1 СО для компоненты $g_{-5}(t)$; для часовых данных 2,8 СО для компоненты $f_{-3}(t)$ и 2,2 СО для компоненты $g_{-3}(t)$ (рис. 4б,е). Восстановление временного хода данных $foF2$ составило более 3 суток. Результаты применения традиционных методов (медианный метод и модель ИРИ, рис. 4г,д) согласуются с результатами ОМКМ — наибольшие отклонения текущих значений $foF2$ от медианных наблюдаются 5 августа и 6 августа (рис. 4а,в,г), 7 августа интенсивность возмущений по данным ОМКМ понизилась и превышение для компоненты $f_{-5}(t)$ для 70% доверительного интервала составило 1,4 СО (рис. 4е), амплитуда отклонения от медианы 7 августа также значительно уменьшилась, что более четко видно на 15-минутных данных $foF2$ (рис. 4в,г).

Полученные результаты свидетельствуют о сложной динамике ионосферного процесса в периоды повышенной солнечной активности и магнитных бурь. Детальный анализ рассмотренных событий, а также результаты работ [3, 8], подтверждают высокую частоту возникновения эффекта повышения электронной концентрации ионосферы (например, [1]) перед магнитными бурями. В работе [3] показано, что возникновение положительных ионосферных возмущений, наблюдаемых на фоне повышения ССВ и незначительного возрастания геомагнитной активности (максимальное значение К-индекса = 2, в случае события 5 августа 2019 г. К-индекс возрос до значения 3), наблюдалось за несколько часов до начала слабых магнитных бурь (рассмотренные события 2017 и 2018 гг.) и за 1,5–2 суток до начала сильной и умеренной магнитных бурь (события 25 августа 2018 г. и 5 августа 2019 г.). Но следует отметить, что выделенные ионосферные возмущения превысили по интенсивности порог фоновое уровня вариаций за несколько часов до начала сильной и умеренной магнитных бурь, а для слабых магнитных бурь превышение порога произошло уже во время событий. Эти результаты согласуются с данными работы [7]. Эффект аномального повышения электронной концентрации также отмечен в работе [8], в которой его возникновение было выделено на разных станциях, с возможной задержкой по времени в несколько часов. Полученные результаты подтверждают гипотезу [1] и указывают на внешнюю природу эффекта предповышения и его связь с нестационарным воздействием солнечного ветра на магнитосферно-ионосферную систему. Результаты исследований, основанные на применении ОМКМ, подтвердили этот эффект, и показали, что предложенная методика может успешно извлекать соответствующие события.

По результатам исследований [2, 3, 8, 10] динамика ионосферного процесса в периоды рассмотренных событий является характерной для данного района (анализировались данные $foF2$ станции «Паратунка») — во время начальной и основной фаз магнитных бурь наблюдался эффект аномального повышения электронной концентрации, который,

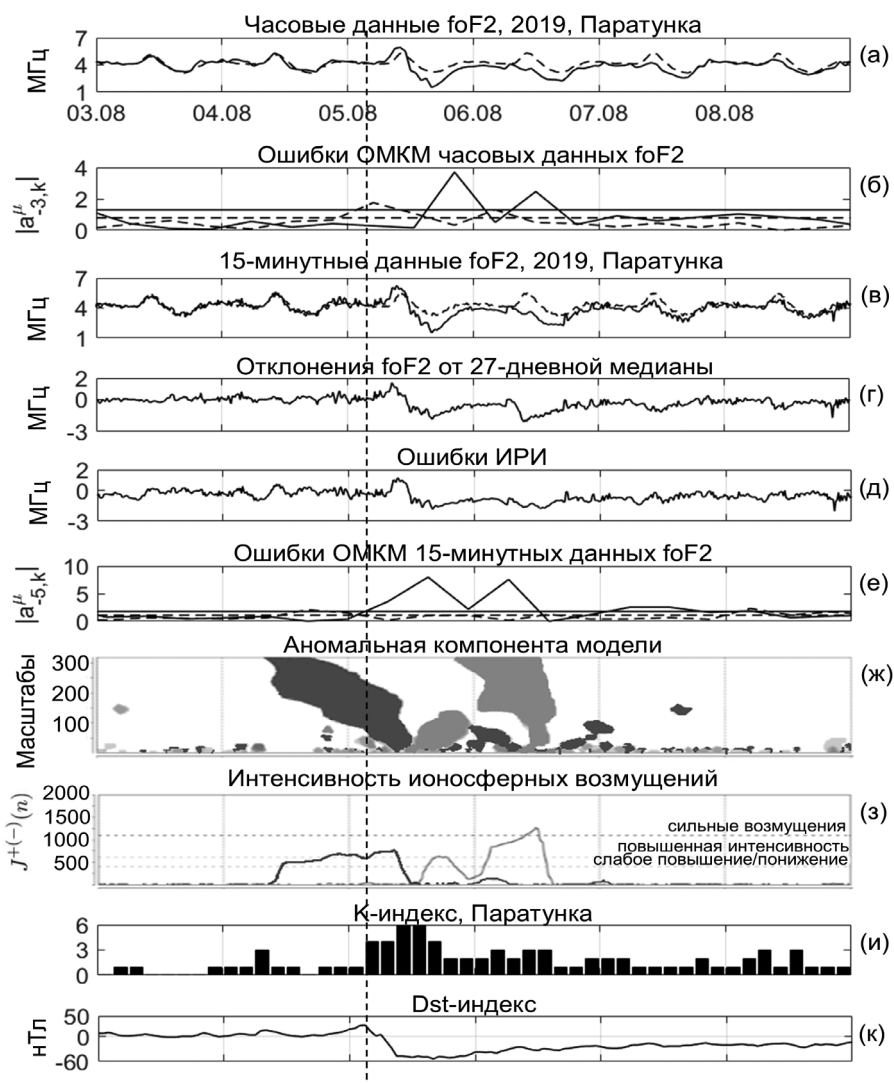


Рис. 4. Анализ данных f_oF2 в период магнитной бури 05.08.2019–06.08.2019 г.: (a), (v) — регистрируемые часовые (a) и 15-мин (v) данные f_oF2 (черным), 27-дневная медиана (пунктиром); (б), (е) — ошибки сглаженной (черным) и детализирующей (пунктиром) компонент, горизонтальными линиями показаны соответствующие пороговые значения $H_{\mu, J^{REG}}$ (доверительная вероятность 70%); (ж) — выделенные разномасштабные положительные (черным) и отрицательные (серым) ионосферные возмущения; (з) — интенсивность положительных (черным) и отрицательных (серым) ионосферных возмущений (соотн. (7)). Пунктиром на графике (з) показаны пороговые значения классов («слабое повышение/понижение» соответствует классу 1, «повышенная интенсивность» — класс 2, «сильные возмущения» — класс 3). Вертикальным пунктиром отмечено начало магнитной бури

по-видимому, связан с проникновением электрического поля в средние и низкие широты (эффект PPEF). На фазе восстановления динамика ионосферного процесса существенно менялась, и наблюдалось аномальное понижение электронной концентрации, что, вероятно, обусловлено нагревом и поднятием термосферы и, как следствие, увеличением скорости рекомбинации, приводящим к истощению ионизации. Восстановление временного хода данных $foF2$ имело продолжительность от 2-х суток и более.

Регрессионные модели интенсивности ионосферных аномалий

Для изучения статистического влияния параметров межпланетной среды и процессов в магнитосфере на состояние ионосферы и возникновение ионосферных возмущений применялся регрессионный анализ. Для оценки состояния ионосферы использовались данные критической частоты ионосферы $foF2$ и полученная на основе вейвлет-преобразования характеристика степени её возмущенности — интенсивность ионосферных возмущений I [2, 8, 12, 20, 26].

Введенное в работах [2, 8] и описанное выше понятие меры интенсивности (8) аномалий во временном ряде параметров ионосферы может быть представлено как

$$I_n^{\pm} = \sum_{\eta} |d_{\eta,n}|$$

где коэффициенты $d_{\eta,n} = \langle f, \Psi_{\eta,n} \rangle$, $\{\Psi_{\eta,n}\}_{\eta,n \in \mathbb{Z}}$ — ортогональный вейвлет-базис пространства $L^2(R)$.

В работе использовались часовые и 15-минутные данные $foF2$, регистрация которых выполняется на станции «Паратунка». В регрессионном анализе использовались часовые значения индексов геомагнитной активности AE и DST (сайт <http://wdc.kugi.kyoto-u.ac.jp>), суточные значения потока солнечного радиоизлучения f10.7 и часовые параметры солнечного ветра (скорость и плотность протонов) (<https://omniweb.gsfc.nasa.gov>), 3-х часовые данные планетарного индекса геомагнитного поля Kp (сайт <http://isgi.unistra.fr>) и локального K-индекса (www.ikir.ru), и часовые данные ММП: $|B|$ и Bz (<https://cdaweb.gsfc.nasa.gov>). Пропуски в данных ММП заполнялись методом ближайшего соседа [27]. При наличии пропусков, длительностью 8 часов и более в течение суток, или при наличии непрерывного пропуска от 4 часов и более событие исключалось из анализа. Анализировался период с августа 2015 года по сентябрь 2018 года.

Для данных ММП Bz были оценены коэффициенты корреляции с параметрами $foF2$ (отрицательная интенсивность и исходные данные) за период 01 августа 2015 г. – 30 сентября 2018 г. Оценки выполнялись по формуле:

$$r = \frac{\sum_i (x_i - \bar{x})(z_i - \bar{z})}{\sqrt{\sum_i (x_i - \bar{x})^2 \sum_i (z_i - \bar{z})^2}},$$

где $\bar{x} = \frac{1}{n} \sum_i x_i$, $\bar{z} = \frac{1}{n} \sum_i z_i$.

Анализ полученных коэффициентов корреляции показал наличие линейной статистически значимой связи между оцениваемыми величинами, что подтверждает факт существенного влияния параметров ММП Bz на состояние ионосферы и возникновение ионосферных возмущений в периоды магнитных бурь. Несмотря на небольшие значения оцененных коэффициентов корреляции ($\sim 0,5$ для величин I_n^- и $\sim 0,3$ для данных $foF2$) их статистическая значимость, в соответствии с критерием Стьюдента, велика. Полученные для величин I_n^- коэффициенты корреляции значительно превышают коэффициенты корреляции для данных $foF2$. Это подтверждает состоятельность величины I_n^- и её эффективность для оценки интенсивности ионосферных возмущений в периоды отрицательных фаз ионосферных бурь.

Основываясь на полученных результатах, были идентифицированы регрессионные модели интенсивности ионосферных аномалий. При построении регрессионных моделей использовались данные за периоды, удовлетворяющие условиям:

1. Значения Bz -компоненты ММП достигали -8 нТл;
2. Суммарное за сутки значение $Kp > 18$.

В работе оценивались модели вида:

$$Y = a_1 x_1 + a_2 x_2 + \dots + a_n x_n + b,$$

где Y – величина I_n^- ,

x_i – факторы, влияющие на $foF2$,

a_i, b – оцениваемые параметры модели.

Для оценки статистической значимости полученных моделей использовались следующие величины:

– коэффициент детерминации

$$R^2 = 1 - \frac{\sum_i (z_i - \hat{z}_i)^2}{\sum_i (z_i - \bar{z}_i)^2}$$

где $\bar{z} = \frac{1}{n} \sum_i z_i$, z_i, \hat{z}_i – фактические и расчётные значения объясняемой переменной;

– F -статистика

$$F = \frac{R^2/n}{(1 - R^2)/(m - n - 1)}$$

где m — число объясняющих переменных,
 n — число наблюдений;
 — распределение Стьюдента для оценки значимости коэффициентов регрессии

$$t = \frac{B}{Sb},$$

где B — оцененный коэффициент регрессии,
 Sb — стандартная ошибка коэффициента регрессии.
 Получены следующие модели:

1. *Модель парной регрессии* (использовались данные в периоды 46 событий):

$$Y = -14,86x_{Bz} - 39,24$$

где x_{Bz} — минимальное значение Bz -компоненты ММП за сутки. Полученное значение F -статистики модели $F = 24,82$, для заданного уровня значимости $\alpha = 0,01$ (вероятность 99%), свидетельствует о наличии статистически значимой линейной связи между ММП Bz и величиной I_n^- . Статистически значимую линейную связь между исследуемыми величинами также подтверждает полученное значение t -статистики — $t_{real} = 4,98 > t_{crit} = 2,01$ (для уровня значимости $\alpha = 0,05$). Коэффициент детерминации модели $R^2 = 0,36$ указывает на необходимость включения дополнительных объясняющих переменных (факторов).

2. *Модель множественной регрессии* (использовались данные в периоды 213 событий):

$$Y = -6,14x_{Bz} + 0,53x_{f10.7} - 1,05x_{DST} - 49,06,$$

где x_{Bz} — минимальное суточное значение Bz -компоненты ММП,

$x_{f10.7}$ — суточное значение индекса $f10.7$,

x_{DST} — минимальное суточное значение DST.

Полученное значение F -статистики модели $F = 45,568$, для заданного уровня значимости $\alpha = 0,01$ (вероятность 99%), свидетельствует о наличии сильной линейной связи между объясняющими переменными (факторами) и величиной I_n^- . Полученные значения t -статистики свидетельствуют о статистически значимом влиянии на величину I_n^- всех используемых в модели объясняющих переменных: $t_{Bz} = -4,24$, $t_{f10.7} = 2,14$, $t_{DST} = -4,42$. Коэффициент детерминации модели $R^2 = 0,389$ превысил значение

коэффициента детерминации модели парной регрессии (приведена выше).

3. *Модель множественной регрессии* (использовались данные в периоды 213 событий):

$$Y = -0,0022x_{Bz} + 0,0321x_{Kp} - 0,0002x_{AE} - 0,0025x_{f10.7} + 0,0013x_{|B|} + 0,016x_{DST} - 0,563,$$

где Y — максимальное за сутки значение величины $Z = f(i) - f^{med}(i)$ (разница между $foF2$ и соответствующим медианным значением за 27 дней),

x_{Bz} — минимальное значение Bz -компоненты ММП за сутки,

x_{Kp} — максимальное суточное значение Kp -индекса,

x_{AE} — максимальное суточное значение AE,

$x_{f10.7}$ — суточное значение индекса $f10.7$,

$x_{|B|}$ — максимальное значение модуля напряженности ММП за сутки,

x_{DST} — минимальное значение DST за сутки.

Для данной модели получен коэффициент детерминации $R^2 = 0,28$, F -статистика $F = 13,394$. Значения t -статистики: $t_{Bz} = -0,1$, $t_{Kp} = 0,46$, $t_{AE} = -0,98$, $t_{f10.7} = -0,95$, $t_{|B|} = 0,09$, $t_{DST} = 5,55$.

По результатам оценки, включенные в модель переменные (факторы) объясняют малую долю (около 28%) от общего числа факторов, влияющих на величину отклонения значений $foF2$ от соответствующих им медианным значений. Полученное значение F -статистики значительно ниже, по сравнению с моделями 1–2, не превысило критический уровень ($F_{crit} = 3,1$, при уровне значимости 0,01). Из всех включенных в модель объясняющих переменных только параметр DST подтвердил свою статистическую значимость.

Динамика и пространственно-временное распределение геомагнитных возмущений в периоды повышенной солнечной активности и магнитных бурь

Модель вариаций геомагнитного поля и методы выделения короткопериодных возмущений

Вариация геомагнитного поля $f(t)$ может быть представлена в виде комбинации функций [28, 29]:

$$f(t) = f_{\text{тренд}}(t) + f_{\text{возмущ}}(t) + e(t) = \sum_n c_{m,n} \phi_{m,n}(t) + \sum_{j \in I} g_j(t) + e(t), \quad (9)$$

где компонента $f_{\text{тренд}}(t) = \sum_n c_{m,n} \phi_{m,n}(t)$ описывает вариации геомагнитного поля в спокойные периоды;

$\phi_m = \{m, n\}_{n \in Z}$ — базис сглаживающей скэйлинг-функции;

$f_{\text{возмущ}}(t) = \sum_{j \in I} g_j(t) = \sum_{j \in I} \sum_n d_{j,n} \Psi_{j,n}(t)$ — описывает геомагнитные

возмущения, возникающие в периоды возрастания геомагнитной активности;

коэффициенты $c_{m,n} = \langle f, \phi_{m,n} \rangle$ и $d_{j,n} = \langle f, \Psi_{j,n} \rangle$;

m — масштабный уровень вейвлет-разложения;

$\Psi_j = \{\Psi_{j,n}\}_{n \in Z}$ — вейвлет-базис;

I — набор индексов;

j — параметр масштаба;

$e(t)$ — компонента является шумом.

Представление (9) назовем моделью вариации геомагнитного поля (МВП). Способ идентификации компоненты $f_{\text{тренд}}(t)$ модели (см. соотн. 9) описан в работе [17]. Результаты применения способа на примере данных обсерватории «Паратунка» (Камчатский край) приведены в работе [28], в которых показано, что

$$f_{\text{тренд}}(t) = \sum_n c_{-6,n} \varphi_{-6,n}(t),$$

где $\varphi_{-6} = \{\varphi_{-6,n}\}_{n \in Z}$ — базис сглаживающей скэйлинг-функции 6-го масштабного уровня разложения, коэффициенты $c_{-6,n} = \langle f, \varphi_{-6,n} \rangle$.

В качестве аппроксимирующего базиса используется базис Добеши порядка 3, который определен путем минимизации погрешности аппроксимации. На основе компоненты $f_{\text{тренд}}(t)$ авторами разработан способ вычисления индексов геомагнитной активности К, позволяющий впервые воспроизвести методику Дж. Бартельса в автоматическом режиме [30]. В данной работе компонента $f_{\text{тренд}}(t)$ не использовалась.

Для идентификации набора индексов, определяющих компоненту модели $f_{\text{возмущ}}(t)$ (соотн. (9)), предложен критерий [28]:

$$j \in I, \text{ если } m(A_j^v) > m(A_j^k) + \varepsilon, \quad (10)$$

где $A_j^k = |d_{j,k}|$, m — выборочное среднее,

v — индекс возмущенной вариации поля,

k — индекс спокойной вариации поля,

ε — некоторое малое положительное число.

Предполагая, что величина A_j^k имеет нормальное распределение с

некоторым средними μ_k и дисперсией $\sigma^{2,k}$, ε величина оценивалось как $\hat{\varepsilon} = x_{\frac{1-\alpha}{2}} \sqrt{\sigma^{2,k}}$, где квантиль уровня $\frac{1-\alpha}{2}$ стандартного нормального распределения.

Поскольку величина A_j^k в (10) характеризует величину отклонения функции от ее характерного уровня на масштабе j в момент времени $t = k$, она принята за меру магнитной возмущенности на масштабе j в момент времени $t = k$. Тогда получим следующее представление МВП [17]:

$$f(t) = f_{\text{тренд}}(t) + \sum_{j,n} F_0(d_{j,n}) \Psi_{j,n}(t) + \sum_{j,n} F_1(d_{j,n}) \Psi_{j,n}(t) + \sum_{j,n} F_2(d_{j,n}) \Psi_{j,n}(t) + e(t), \quad (11)$$

$$F_0(x) = \begin{cases} x, & \text{если } |x| < T_j \\ 0, & \text{если } |x| \geq T_j \end{cases} \quad F_1(x) = \begin{cases} 0, & \text{если } |x| < T_j \\ x, & \text{если } |x| \geq T_j \end{cases} \\ F_2(x) = \begin{cases} 0, & \text{если } |x| > T_j \\ x, & \text{если } |x| \leq T_j \end{cases} \quad (12)$$

где компонента $g^+(t) = \sum_{j,n} F_1(d_{j,n}) \Psi_{j,n}(t)$ описывает положительные повышения геомагнитной активности;

компонента $g^-(t) = \sum_{j,n} F_2(d_{j,n}) \Psi_{j,n}(t)$ описывает отрицательные повышения геомагнитной активности;

коэффициенты $d_{j,n}$, для которых $d_{j,n} < T_j$, будем считать шумовыми.

Учитывая существенную нестационарность функций $g^+(t)$ и $g^-(t)$ в представлении (11), для их идентификации введены адаптивные пороги $T_j = T_j^{ad}$ (см. соотн. (12)) [28, 29]:

$$T_j^{ad} = U * St_j, \quad (13)$$

где U — пороговый коэффициент,

$$St_j = \sqrt{\frac{1}{l-1} \sum_{k=1}^l \left(d_{j,n} - \overline{d_{j,n}} \right)^2},$$

$\overline{d_{j,n}}$ — среднее значение, вычисляемое в скользящем временном окне длины l .

Длина окна l и пороговый коэффициент U определяют, соответственно, размеры временного окна, в рамках которого оцениваем возмущения, и интенсивность выделяемых геомагнитных возмущений.

Учитывая, что величина $A_j^k = |d_{j,k}|$ является мерой магнитной воз-

мущенности на масштабе j в момент времени $t = k$, интенсивность положительных I_k^+ и отрицательных I_k^- возмущений геомагнитного поля в момент времени $t = k$ может быть определена как:

$$I_k^{+-} = \sum_{j_{\text{возмущ}}} \left| d_{j_{\text{возмущ}},k}^{+-} \right|. \quad (14)$$

Результаты применения метода

В работе выполнена обработка геомагнитных данных минутного разрешения сети станций северо-востока России и экваториальной станции GUA. Для анализа возмущений в авроральной зоне использовался индекс авроральной электроструи AE, а для анализа экваториальной токовой системы использовался *Dst*-индекс. Результаты обработки также сравнивались с данными межпланетного магнитного поля (ММП) и параметрами солнечного ветра. Ниже детально представлены результаты обработки данных в период магнитной бури 17 марта 2015 г.

Анализируемое событие 17 марта 2015 г. было вызвано двумя выбросами солнечного вещества (СМЕ от 15 марта). Накануне магнитной бури скорость солнечного ветра плавно возрастала с 330 км/с по 430 км/с. Анализ результатов обработки данных (рис. 5) показывает, что накануне бури в периоды наблюдаемых флуктуаций Bz -компоненты (в пределах ± 12 нТл) и повышений AE-индекса (до 540 нТл в период 16 марта с 02:50 по 10:00 UT) на анализируемых станциях возникали короткопериодные слабые геомагнитные возмущения. Синхронное возникновение возмущений на анализируемых станциях (от высоких широт до экватора), существенно нестационарная их природа и корреляция с AE-индексом дают основание предполагать связь выделенных возмущений с изменением параметров межпланетной среды и возрастанием токов в авроральной области. Можно отметить за несколько часов до начала бури наличие малых вариаций ММП (в пределах ± 6 нТл), одновременное незначительное повышение AE-индекса (до 117 нТл) и кратковременное незначительное возрастание геомагнитной активности на экваториальной станции GUA (временной период на рис. 5е выделен пунктиром: 17 марта с 00:00 по 03:10).

В 04:00 UT 17 марта вследствие прихода солнечного вещества от СМЕ (СМЕ 15 марта в 00:45 UT) скорость солнечного ветра резко возросла до 510 км/с, Bz -компонента ММП поднялась до значения 26 нТл. Через 45 минут (в 04:00 UT) на всех анализируемых станциях были выделены синхронные короткопериодные возмущения (рис. 5д), соответствующие внезапному началу магнитной бури (SSC). Далее в период флуктуаций Bz -компоненты ММП (до ± 23 нТл, рис. 5а) и повышения AE-индекса (с 06:00 по 09:00 UT, рис. 5в) сильные короткопериодные возмущения наблюдались преимущественно на более северных станциях YAK, MGD и PET (см. рис. 5е). Затем скорость солнечного ветра увеличилась до 640 км/с и из-за прихода высокоскоростных потоков солнечного вещества от второго СМЕ (СМЕ 15 марта в 02:13 UT) с 13:30 UT возникла вторая главная фаза бури, которая сопровождалась сильными возмущениями геомагнитного поля на всех станциях (рис. 5е)

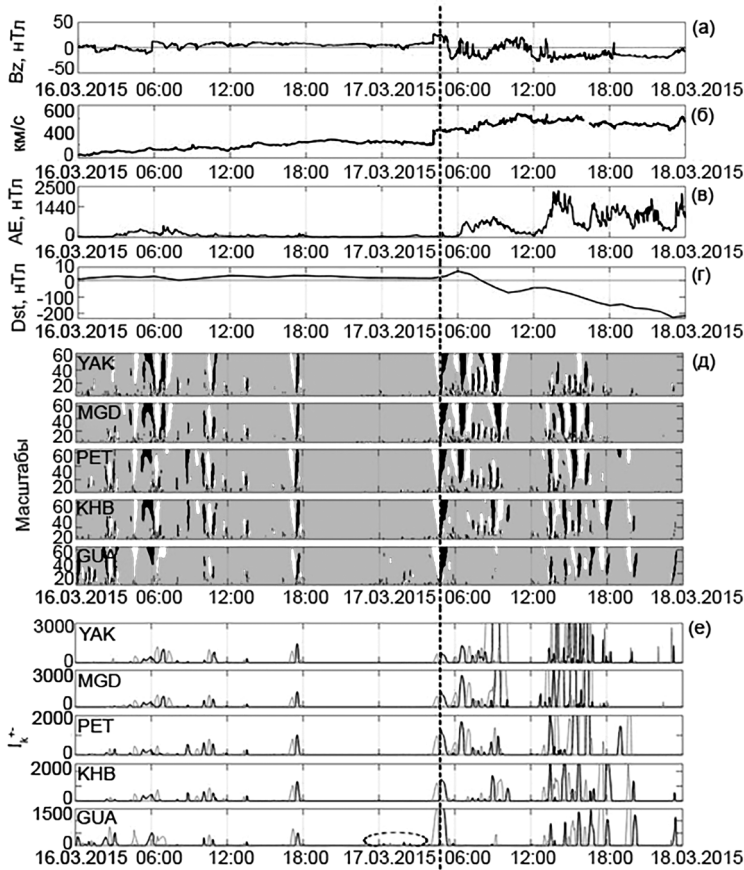


Рис. 5. Результаты обработки геомагнитных данных в период 16-17 марта 2015 г: (а) — B_z -компонента ММП; (б) — скорость солнечного ветра; (в) — AE -индекс; (г) — Dst -индекс; (д) — выделенные возмущения геомагнитного поля (см. соотн. (13)); (е) — интенсивность выделенных возмущений поля (см. соотн. (14)). Пунктирной линией отмечен момент начала магнитной бури

и сильным понижением Dst -индекса (до -224 нТл). В этот период происходили сильные суббури в авроральной области, AE -индекс достиг максимальных значений — 2250 нТл (см. рис. 5в). Применение операций (13) и (14) (см. рис. 5е) для данных сети меридианально расположенных станций (от высоких широт до экватора) показывает распределение возмущений вдоль меридиана наблюдений и подтверждает общую динамику возникновения нестационарных короткопериодных возмущений геомагнитного поля, как накануне магнитной бури, так и в период события. Количественные оценки (применение операции (14), рис. 5е) показывают наличие корреляции выделенных геомагнитных возмущений с AE -индексом не только по времени их возникновения, но и по

интенсивности.

Полученные результаты согласуются с результатами работы [31], в которых показано, что повышения параметров солнечного ветра и следующие за ними повышения геомагнитной активности (индексы АЕ и Кр) могут наблюдаться до сильного поворота ММП на юг, которые далее приводят к возникновению магнитных бурь. Анализ результатов также показал (см. рис. 5) наличие корреляции выделенных геомагнитных возмущений с АЕ-индексом не только по времени их возникновения, но и по интенсивности. Важным аспектом такого подхода является возможность выделения предбуревых аномалий на основе обработки наземных данных, а также возможность автоматической реализации метода, в том числе в режиме, близком к реальному времени. Также результаты исследования показали, что за несколько часов до начала анализируемых магнитных бурь на фоне малых вариаций ММП (в пределах ± 5 нТл для события 7 января 2015 г., в пределах ± 6 нТл для события 17 марта 2015 г. и в пределах ± 3 нТл для события 16 июля 2017 г.) и незначительного повышения АЕ-индекса (до 150 нТл для события 7 января 2015 г. и до 117 нТл для события 17 марта 2015 г. и 110 нТл для события 16 июля 2017 г.) наблюдались кратковременные возрастания геомагнитной активности на экваториальной станции GUA.

Автоматизированный метод вычисления Dst -индекса на основе вейвлет-модели вариаций геомагнитного поля

Вычисление часового Dst -индекса выполняется в Мировом центре данных в Киото. Методика вычисления индекса с течением времени изменялась и улучшалась, но сущность метода осталась неизменной на протяжении более 50 лет. Применяемая в Мировом центре данных методика использует информацию о «самых спокойных днях», которую можно получить только по прошествии месяца. Это не позволяет получать значения Dst -индекса в оперативном режиме и не обеспечивает возможность эффективно решать задачи космической погоды. Чтобы преодолеть данные ограничения, в работе предлагается специализированный подход к анализу геомагнитных данных, основанный на описанной выше вейвлет-модели вариаций геомагнитного поля. Общая схема вычисления Dst -индекса представлена на рис. 6.

В вейвлет-разложениях использовались ортонормированные базы Добеши порядка 3. Вейвлеты Добеши порядка 3 имеют компактный носитель и высокий порядок гладкости, что позволяет детектировать особенности высокого порядка. Базовая линия определялась по методике, используемой в Мировом центре данных Киото, в соответствии с которой она выражается степенным рядом. Коэффициенты ряда определялись методом наименьших квадратов с использованием оцененных Sq за предшествующий год. Оценка Sq для каждого месяца выполнялась по предложенному в работе [32] алгоритму. С целью устранения искусственных разрывов на концах периода (года), в расчете учитывались базовые значения последнего часа предшествующего года и первого часа текущего года. Данный способ определения базовой линии и Sq , в отличие от используемых, обеспечивает возможность вычисления



Рис. 6. Схема вычисления Dst -индекса

Dst -индекса в оперативном режиме.

Далее, в соответствии с методикой расчета Dst -индекса, из H -компоненты вычиталась соответствующая Sq вариация:

$$D(T) = \Delta H(T) - Sq(T),$$

на последнем шаге алгоритма полученные для разных станций значения $D(T)$ суммировались и делились на сумму косинусов от магнитной широты:

$$Dst(T) = \frac{\sum_{i=1}^4 D_i(T)}{\sum_{i=1}^4 \cos \varphi_i}$$

Для оценки предлагаемого метода выполнялось сравнение полученных результатов расчета Dst -индекса с результатами Мирового центра данных Киото и с результатами расчета Dst -индекса классическим способом (использовалась методика Сугиуры). Для возможности сопоставления результатов разных методов выполнялся расчет часовых значений Dst -индекса. Результаты расчета Dst -индекса, полученные разными способами в период экстремальной магнитной бури 29 октября 2003 г., подтверждают их идентичность. Сопоставление часовых значений Dst -индекса с его минутными значениями, которые рассчитаны предлагаемым методом, показывает возможность 1-минутного разрешения для получения более точной и детальной информации о развитии геомагнитных возмущений в периоды геомагнитных бурь. Экстремальные 1-минутные значения Dst -индекса в периоды начальной и основной фаз магнитной бури существенно превышают соответствующие им часовые значения. Также можно отметить наличие короткопериодных флуктуаций малой амплитуды, отсутствующих в часовых данных Dst -индекса.

Методика пространственно-временного анализа геомагнитных данных

Непрерывное вейвлет-преобразование данных определяется как:

$$(W_{\Psi}f)(b, a) := |a|^{-1/2} \int_{-\infty}^{\infty} f(t) \Psi \left(\frac{t-b}{a} \right) dt, \\ \Psi - \text{вейвлет}, f \in L^2(R), a, b \in R, a \neq 0. \quad (15)$$

Отметим, что амплитуда вейвлет-коэффициентов, характеризует амплитуду локальной особенности функции f в окрестности точки $t = b$ на масштабе a . Поэтому в анализе временных рядов возрастание амплитуды вейвлет-коэффициентов свидетельствует о возникновении аномалии в данных в окрестности точки $t = b$. Тогда амплитуда вейвлет-коэффициентов

$$v_{b,a} = |(W_{\Psi}f)(b, a)|.$$

может быть принята в качестве меры интенсивности геомагнитных возмущений на масштабе a в момент времени $t = b$.

В этом случае интенсивность возмущений в момент времени $t = b$ может быть оценена на основе величины:

$$I_b = \sum_a |(W_{\Psi}f)(b, a)|. \quad (16)$$

Применение операций (15) и (16) позволяет выделить и оценить аномальные изменения в динамике вариаций поля, характеризующие степень его возмущенности в месте наблюдения. В качестве примера на рис. 7 представлены результаты применения операции (15) и (16) к данным геомагнитного поля станций в период геомагнитной бури 02 октября 2013 г.

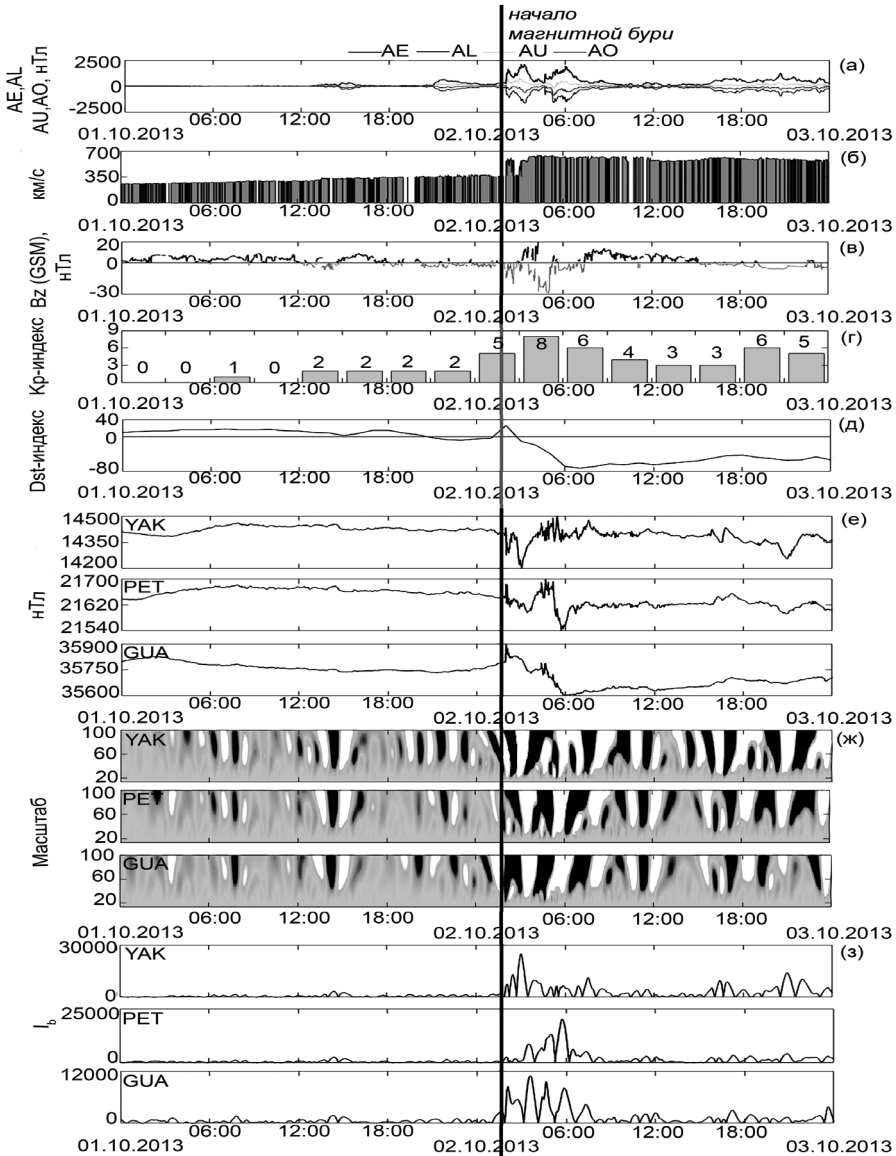


Рис. 7. Результаты обработки данных за период с 01-03 октября 2013 гг.: (а) — авроральные индексы AE , AO , AL и AU ; (б) — скорость солнечного ветра; (в) — B_z -компонента ММП, черным цветом показаны положительные значения, серым — отрицательные; (г) — Kp -индекс; д) Dst -индекс; (е) — H -компоненты геомагнитного поля станций PET, YAK и GUA; (ж) — вейвлет-спектр геомагнитных возмущений на станциях PET, YAK и GUA (операция (15)); (з) — абсолютные значения интенсивности возмущений на станциях PET, YAK и GUA (операция (16)). Вертикальная линия указывает на начало магнитной бури

Полученные оценки имеют минутное временное разрешение, что позволяет получать подробную оперативную информацию о состоянии геомагнитного поля. Перед анализируемой магнитной бурей скорость солнечного ветра не превышала 350 км/с, Bz -компонента ММП варьировалось в диапазоне ± 5 нТл. Спектрально-временная структура возмущений (рис. 7ж), как накануне, так и в период события имела одинаковый характер на анализируемых станциях, что, вероятно, связано с влиянием глобального кольцевого тока. Перед началом геомагнитной бури можно наблюдать периоды умеренного повышения геомагнитной активности, которые коррелируют с периодами поворотов Bz -компоненты ММП на юг и умеренного возрастания индексов авроральной активности (рис. 7а и 7ж,з, 01 октября с 13:30 до 16:00 UT; 01 октября с 21:00 до 23:30 UT). Анализ вариаций поля (рис. 7ж,з) показывает наличие в этот период аномальных изменений в данных, что подтверждает эффективность применения операции (15) и (16) для детектирования изменений в вариациях геомагнитного поля, в том числе малой амплитуды. В начале дня 02 октября (с 02:00 UT) ССВ начала увеличиваться, флуктуации Bz -компоненты ММП возросли и на анализируемых станциях возникли геомагнитные возмущения.

Учитывая нестационарность анализируемых данных для выделения короткопериодных аномалий, использовались адаптивные пороги:

$$F_{T_a}[(W_{\Psi}f)(b, a)] = \begin{cases} (W_{\Psi}f)(b, a), & \text{если } (W_{\Psi}f)(b, a) \geq T_a \\ 0, & \text{если } |(W_{\Psi}f)(b, a)| < T_a \\ -(W_{\Psi}f)(b, a), & \text{если } |(W_{\Psi}f)(b, a)| \leq -T_a \end{cases} \quad (17)$$

где $T_a = USt_a$ является пороговой функцией,

$$St_a^l = \sqrt{\frac{1}{l-1} \sum_{k=1}^l \left((W_{\Psi}f)(b, a) - \overline{(W_{\Psi}f)(b, a)} \right)^2},$$

$\overline{(W_{\Psi}f)(b, a)}$ — среднее значение, вычисляемое в скользящем временном окне длины l ,

U — пороговый коэффициент.

Длина окна определяет размеры скользящего временного окна, в рамках которого оцениваем возмущения.

Интенсивность короткопериодных положительных и отрицательных возмущений в момент времени определялась на основе величины:

$$E_b^{\pm} = \sum_a P_{T_a} \left[\left| (W_{\Psi}f)(b, a) \right|^{\pm} \right]. \quad (18)$$

На рис. 8 показаны результаты применения операций (17) и (18) со следующими параметрами: коэффициент $U = 2$ и длина окна $l = 720$ отсчетов (соответствует 12 часам).

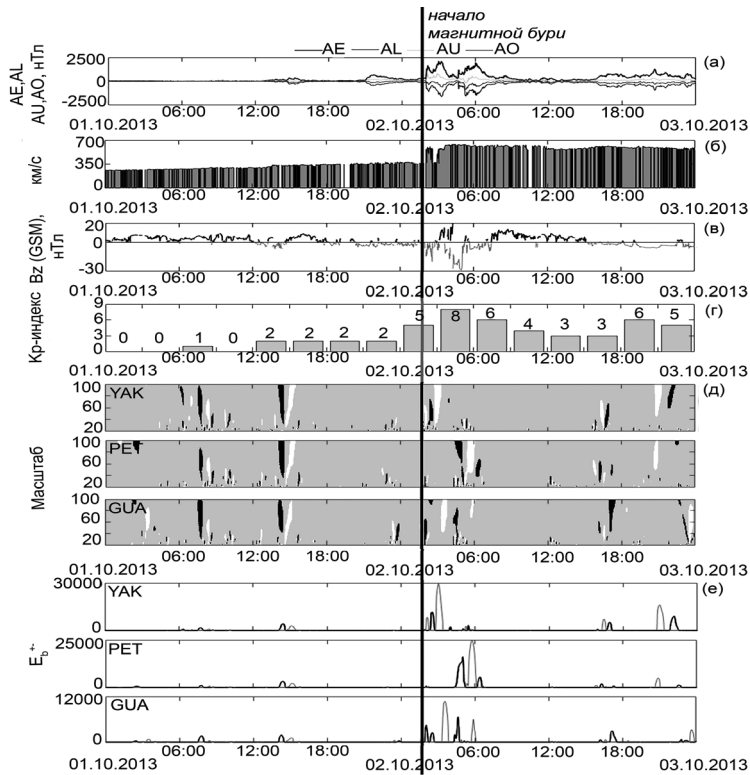


Рис. 8. Результаты обработки данных за период с 01-03 октября 2013 гг.: (а) — авроральные индексы AE , AO , AL и AU ; (б) — скорость солнечного ветра; (в) — B_z -компонента ММП, черным цветом показаны положительные значения, серым — отрицательные; (г) — Кр-индекс; (д) — положительные (черным) и отрицательные (белым) возмущения на станциях PET, YAK и GUA (операция (17), размер скользящего временного окна равен 12 часов); (е) — интенсивность положительных (черным) и отрицательных (серым) возмущений на станциях PET, YAK и GUA (операция (18)). Вертикальная линия указывает на начало магнитной бури

Анализ результатов, представленных на рис. 8, подтверждает эффективность операции (17), применение которой позволяет выделить нестационарные короткопериодные изменения данных, характеризующие возникновение слабых возрастных геомагнитной активности, предшествовавший крупному магнитному событию. Выделенные возмущения синхронно возникали на станциях от высоких широт до экватора (рис. 8д,е), коррелировали с ростом авроральных индексов (рис. 8а), что указывает на их связь с кратковременными (быстрыми) изменениями параметров межпланетной среды. В начальную фазу бури интенсивность геомагнитных возмущений на анализируемых станциях резко возросла (см. рис. 8д,е). Во время основной фазы бури мы

также наблюдаем кратковременное резкое возрастание интенсивности геомагнитных возмущений (см. рис. 8д,е). Таким образом, применение операций (17) и (18) позволило выделить и оценить нестационарные (в пределах анализируемого окна длительностью l) короткопериодные возрастания геомагнитной активности, что дает более детальное и глубокое представление о динамике геомагнитных процессов.

Для оценки связи выделенных геомагнитных возмущений с состоянием межпланетной среды (Bz -компонента ММП и скорость солнечного ветра), выполнен кросс-корреляционный анализ данных в период геомагнитной бури 02 октября 2013. Известно, что время отклика магнитосферы на колебания солнечного ветра и магнитного поля может варьировать от нескольких минут до нескольких дней, в зависимости от того, какие физические процессы происходят в магнитосфере Земли. Процедура кросс-корреляции позволяет обнаружить и изучить подобные связи между исследуемыми процессами.

Кросс-корреляция двух наборов данных включает в себя вычисление коэффициента корреляции Пирсона путем сдвига во времени одного набора данных относительно другого. В проведенном исследовании данные межпланетной среды являлись стационарными, а значения H -компоненты геомагнитного поля и величина интенсивности (см. соотн. (16)) сдвигались по времени. Анализ переменных проводился с данными тридцатиминутного разрешения. Отметим, что данные требуемого разрешения были получены путем определения размаха вариации за конкретный временной интервал, это позволило оценить скорость изменения анализируемого признака, а также компенсировать пропуски в данных. Кросс-корреляция определялась как:

$$r_k = \frac{\sum_{i=1}^{n-k} (X_i - \bar{X})(Y_i - \bar{Y})}{\sqrt{\sum_{i=1}^n (X_i - \bar{X})^2 (Y_i - \bar{Y})^2}}, \quad (19)$$

где \bar{X} и \bar{Y} — средние значения соответствующего ряда, k — временной лаг, который может быть положительным или отрицательным.

Для оценки значимости полученных пиковых коэффициентов корреляции при $\alpha = 0,05$, использовался t -критерий Стьюдента:

$$t_{emprical} = \frac{r\sqrt{n-2}}{\sqrt{1-r^2}}, \quad (20)$$

где r — коэффициент корреляции;
 n — объем выборки.

По таблице критических точек распределения Стьюдента и по выбранному уровню значимости α и числу степеней свободы $p = n - 2$, были найдены критические точки $t_{critical} = (\alpha; p)$. Если $|t_{emprical}| > t_{critical}$, то нулевая гипотеза на уровне значимости α отвергается, т.е. коэффи-

циент корреляции является статистически значимым; если $|t_{empirical}| < t_{critical}$, то нулевая гипотеза на уровне значимости α принимается, т.е. коэффициент корреляции является статистически незначимым.

На рис. 9 показаны оцененные значения кросскорреляционной функции в периоды геомагнитной бури 02 октября 2013 г. для обсерватории «Паратунка». Значения полученных пиковых коэффициентов корреляции и результаты оценки их статистической значимости представлены в табл. 1-2. Анализ результатов свидетельствует о сильном влиянии параметров межпланетной среды на состояние магнитного поля Земли в периоды геомагнитных бурь. Полученные коррелограммы показывают, что на станции «Паратунка» существенное влияние на развитие геомагнитной бури 02.10.2013 г. в период начальной фазы оказывала величина размаха Bz -компоненты ММП (см. рис. 9а,в), а в период основной фазы-скорость солнечного ветра (рис. 9б,г).

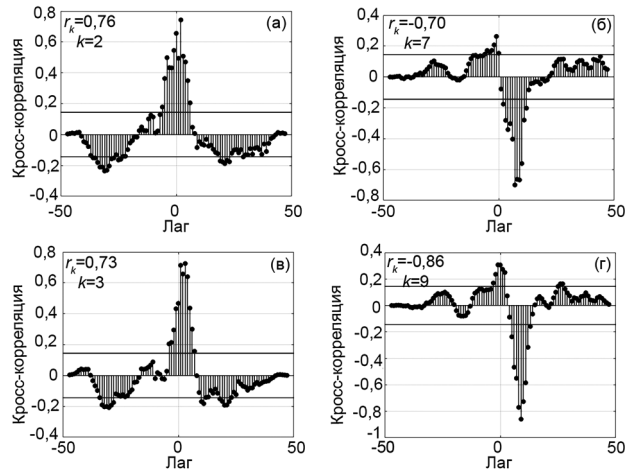


Рис. 9. Коррелограммы для обсерватории «Паратунка» в период геомагнитной бури 02 октября 2013 г.(часовое разрешение): (а) — H -компонента геомагнитного поля и Bz -компонента ММП; (б) — H -компонента геомагнитного поля и скорость солнечного ветра; (в) — I_b и Bz -компонента ММП; (г) — I_b и скорость солнечного ветра

Результаты в табл. 2 показывают, что в период геомагнитной бури 02 октября 2013 г., в соответствии с уровнем значимости $\alpha = 0,05$, 79% пиковых коэффициентов корреляции являются более значимыми, чем коэффициенты корреляции из табл. 1.

Подробно результаты обработки геомагнитных данных во время геомагнитных бурь 24 солнечного цикла станций: «Якутск» YAK, «Паратунка» PET, «Гуам» GUA, «Абиско» ABK, «Барроу» BRW, «Нарсарсуак» NAQ, «Йеллоунайф» YKS, представлены в работах [33–37].

Таблица 1. Результаты обработки H за 02 октября 2013 г. (30 мин разрешение)

Параметры	РЕТ	YAK	GUA	NAQ	YKC	ABK
Bz ММП	$r_k = 0,74$ $k = 2$	$r_k = 0,61$ $k = -2$	$r_k = 0,62$ $k = -4$	$r_k = 0,60$ $k = -2$	$r_k = 0,62$ $k = 2$	$r_k = 0,61$ $k = -1$
Скорость солнечного ветра	$r_k =$ $-0,70$ $k = 7$	$r_k =$ $-0,65$ $k = 3$	$r_k =$ $-0,64$ $k = 8$	$r_k =$ $-0,63$ $k = 10$	$r_k =$ $-0,57$ $k = 9$	$r_k =$ $-0,61$ $k = 7$
$t_{empirical}^{Bz}$	7,46	5,22	5,36	5,09	5,36	5,22
$t_{empirical}^{Solar}$	6,65	5,80	5,65	5,50	4,71	5,22

Таблица 2. Результаты обработки I_b за 02 октября 2013 г. (30 мин разрешение)

Параметры	РЕТ	YAK	GUA	NAQ	YKC	ABK
Bz ММП	$r_k = 0,73$ $k = 3$	$r_k = 0,56$ $k = -2$	$r_k = 0,81$ $k = -1$	$r_k = 0,74$ $k = -2$	$r_k = 0,73$ $k = 2$	$r_k = 0,63$ $k = 0$
Скорость солнечного ветра	$r_k = -0,86$ $k = 9$	$r_k =$ $-0,65$ $k = 4$	$r_k =$ $-0,71$ $k = 6$	$r_k =$ $-0,62$ $k = 9$	$r_k =$ $-0,65$ $k = 8$	$r_k =$ $-0,65$ $k = 8$
$t_{empirical}^{Bz}$	7,24	4,58	9,37	7,46	7,24	5,50
$t_{empirical}^{Solar}$	11,43	5,80	6,84	5,36	5,80	5,80

Изучение закономерностей возникновения аномалий во временных вариациях космических лучей

Аппроксимация вариаций космических лучей на основе совмещения нейронных сетей прямого распространения и кратномасштабного вейвлет-анализа

В соответствии со структурой данных космических лучей, содержащих рекуррентную составляющую и разномасштабные спорадические эффекты, предложена следующая обобщенная модель временного хода космических лучей (МКЛ) [38]:

$$f_{HM}(t) = \sum_n r_n \phi_n + \sum_k \sum_n l_n^k p_n^k + \sum_g \sum_n s_n^g \tau_n^g + e(t) = R(t) + \sum_k L_k(t) + \sum_g S_g(t) + e(t), \quad (21)$$

где $R(t) = \sum_n r_n \phi_n$ — рекуррентная составляющая,
 $\sum_k L_k(t) = \sum_k \sum_n l_n^k p_n^k$ — крупномасштабные спорадические составляющие,
 $\sum_g S_g(t) = \sum_g \sum_n s_n^g \tau_n^g$ — тонкие спорадические эффекты (локальные повышения и понижения),
 $e(t)$ — шум.

Построение МКЛ основано на совмещении вейвлет-преобразования и нейронных сетей.

Идентификация компоненты МКЛ f_a

Идентификация компоненты МКЛ $f_a(t) = R(t) + \sum_k L_k(t)$ (см. соотн. (21)) выполнялась на основе следующих операций:

1. Представление данных КЛ на основе КМА:

$$f(t) = f_{a,(-m)}(t) + \sum_{j=-1}^{-m} f_{d,j}(t), \quad (22)$$

где $f_{a,(-m)}(t) = \sum_n c_{-m,n} \phi_{-m,n}(t)$, $f_{d,j}(t) = \sum_n d_{j,n} \Phi_{j,n}(t)$ — формулы получения коэффициентов разложения, $\Phi_j = \Phi_{j,n_{n \in Z}}$ — вейвлет-базис,

$\phi_j = \phi_{j,n_{n \in Z}}$ — базис, порожденный скейлинг-функцией.

На основании оценок, приведенным в [17, 39], в работе используется уровень разложения $m = 5$ и вейвлет семейства Койфлеты порядка 3. Полученная на основе (22) компонента $f_{a,(-5)}(t)$ описывает рекуррентные вариации КЛ.

2. Построение нейронной сети, выполняющей отображение компоненты $f_{a,(-5)}(t)$ данных ГКЛ:

$$f_{a,(-m)} \rightarrow \overline{\overline{f_{a,(-m)}}},$$

где $f_{a,(-m)}$ — вход НС,

$\overline{\overline{f_{a,(-m)}}}$ — выход НС.

Обученная нейронная сеть выполняет экстраполяцию данных:

$$\overline{\overline{c_{-m,n+1}}}(t) = \phi_k^3\left(\sum_i w_{ki}^3 \phi_i^2\left(\sum_l w_{il}^2 \phi_l^1\left(\sum_n w_{ln}^1 c_{-m,n}(t)\right)\right)\right), \quad (23)$$

где w_{ln}^1 — весовые коэффициенты нейрона l входного слоя сети,

w_{il}^2 — весовые коэффициенты нейрона i скрытого слоя сети,

w_{ki}^3 — весовые коэффициенты нейрона k выходного слоя,

$$\phi_l^1(z) = \phi_i^2(z) = \frac{2}{1+\exp(-2z)} - 1, \quad \phi_k^3(z) = \alpha * z + b.$$

Определение параметров нейросетевой модели выполнялось на основе алгоритмов, представленных в работах [17, 39]. Отметим, что на основе операции (23) могут быть выделены спорадические вариации КЛ, периоды колебаний которых примерно от 60 минут и более. Данные аномальные изменения в данных КЛ могут возникать в периоды длительных Форбуш-эффектов [38].

Очевидно, аномалии в вариациях КЛ могут содержать трендовые изменения, возникающие в периоды длительных Форбуш-эффектов, а также могут иметь локальную структуру, которая характерна для локальных повышений и понижений интенсивности КЛ. Описанная выше компонента МКЛ $f_a(t) = R(t) + \sum_k L_k(t)$ использовалась в работе для выделения трендовых изменений вариаций КЛ. Разработанный алгоритм состоит из следующих операций.

Алгоритм выделения крупномасштабных аномалий в КЛ (алгоритм 1)

1. Оцениваем ошибки модели: $e(n) = \overline{\overline{c_{-5,n}}} - c_{-5,n}$, где $c_{-5,n}$ — реальное значение коэффициента в момент времени $t = n$, $\overline{\overline{c_{-5,n}}}$ — экстраполированное значение.
2. Если $|e(t_0)| \geq T_s$, где T_s — некоторая пороговая функция, то t_0 — момент возникновения спорадической вариации.

3. Ближайший момент времени $t_1 > t_0 : |e(t_0)| < T_s$, — момент исчезновения спорадической вариации. Тогда длительность выделенной особенности найдется как $L_{\text{сп}} = t_1 - t_0$.
4. Относительная амплитуда выделенной спорадической вариации найдется как $A_{\text{сп}_{t_0 < t < t_1}} = e(t)$.

Очевидно, реализация описанного алгоритма требует определения порогов T_s , свидетельствующих о возникновении аномалии в данных. Для определения порогов в работе оценивались ошибки НС на периодах, содержащих спорадические вариации, и на периодах рекуррентного хода, и применялся критерий минимизации апостериорного риска. Порог T_s оценивался отдельно для каждой НС и каждой станции наблюдения по методике, описанной в [38]. При выполнении оценок учитывалось влияние краевого эффекта на ошибку НС.

Идентификация компоненты МКЛ f_β

Для выделения локальных аномальных эффектов (кратковременных повышений и понижений в КЛ), которые описывает компонента МКЛ $f_\beta = \sum_k L_k(t) + \sum_g S_g(t)$ (см. соотн. (21)), в работе использовалось непрерывное вейвлет-преобразование. Разработанный алгоритм впервые описан в работе [39] и представлен ниже.

Алгоритм выделения локальных аномалий в КЛ (алгоритм 2)

1. Выполнение непрерывного вейвлет-преобразования

$$(W_\Psi f_{b,s}) := |s|^{-\frac{1}{2}} \int_{-\infty}^{+\infty} f(t) \Psi\left(\frac{t-b}{s}\right) dt, f \in L^2(R), s, b \in R, s \neq 0$$

2. Применение пороговой функции P_{T_s} :

$$P_{T_s}(W_\Psi f_{b,s}) = \begin{cases} W_\Psi f_{b,s} & \text{если } (W_\Psi f_{b,s} - W_\Psi f_{b,s}^{\text{med},l}) \geq T_s^l \\ 0 & \text{если } |W_\Psi f_{b,s} - W_\Psi f_{b,s}^{\text{med},l}| < T_s^l \\ -W_\Psi f_{b,s} & \text{если } (W_\Psi f_{b,s} - W_\Psi f_{b,s}^{\text{med},l}) < -T_s^l \end{cases}$$

где $W_\Psi f_{b,s}^{\text{med},l}$ — медианное значение, рассчитанное в скользящем временном окне длины l ,

$T_s^l = U * \sigma_s^l$ — порог,

$\sigma_s^l = \sqrt{(\frac{1}{l} - 1) \sum_{k=1}^l (W_\Psi f_{b,s} - \overline{W_\Psi f_{b,s}})^2}$ — стандартное отклонение, рассчитанное в скользящем временном окне длины l ,

$W_\Psi f_{b,s}$ — среднее значение,

U — пороговый коэффициент.

3. Оценка интенсивности аномалий: $sum(t) = \sum_s P_{T_s}(W_{\Psi} f_{b,s})$, которая в случае локального повышения КЛ будет положительной, а в случае локального понижения — отрицательной.
4. Момент возникновения аномалии t_k на масштабе s_0 определяем как:

$$t_k = b_0,$$

если

$$|W_{\Phi} f_{b_0, s_0} - W_{\Phi} f_{b_0, s_0}^{med, l}| \geq T_{s_0}^l.$$

5. Длительность аномалии на масштабе s_0 определяем как

$$L_{s_0} = t_j - t_k : \forall b_i \in \{t_1, t_2\},$$

$$t_j : |W_{\Phi} f_{b_0, s_0} - W_{\Phi} f_{b_0, s_0}^{med, l}| \geq T_{s_0}^l. \quad (24)$$

Для оценки порогового коэффициента U использовались реальные и модельные данные. Сформированные модельные сигналы по структуре соответствуют реальным данным. Они содержат рекуррентную составляющую, разномасштабные аномальные особенности и белый шум. Результаты статистического моделирования для разных значений порогового коэффициента U приведены в табл. 3. В соответствии с выполненными оценками в работе использовался $U = 2,5$.

Таблица 3. Результаты экспериментов по обработке данных космических лучей

Коэффициент U	Процент выделенных положительных аномалий	Процент выделенных отрицательных аномалий	Процент ложных срабатываний
2,0	89%	97%	27%
2,1	88%	94%	24%
2,2	86%	91%	21%
2,3	85%	89%	19%
2,4	84%	86%	17%
2,5	83%	85%	15%

Результаты экспериментов

На рис. 10 показаны результаты обработки данных нейтронного монитора станции Кингстон (Австралия, 42,53 ЮШ 147,2 ВД, www.nmdb.eu) в период сильной магнитной бури 17 марта 2015 г.

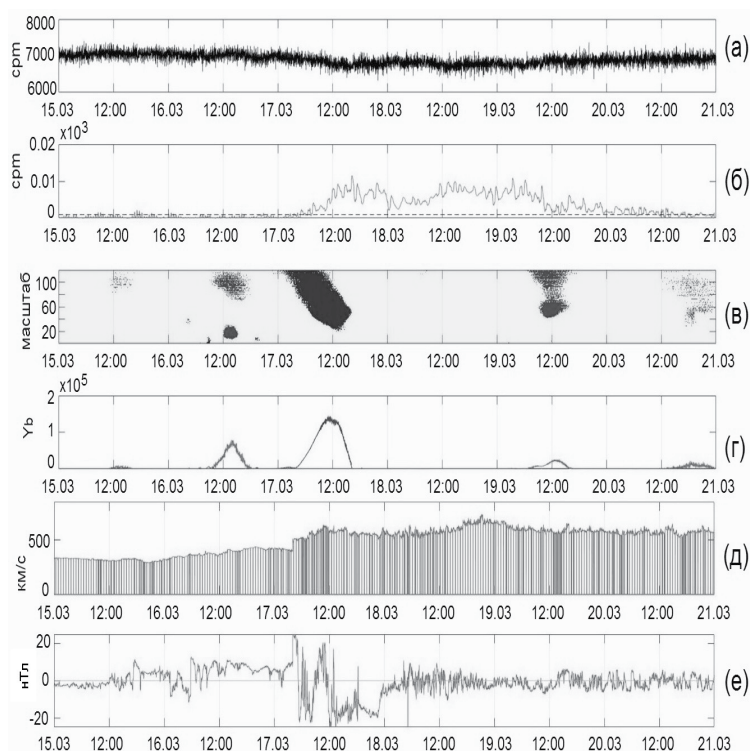


Рис. 10. Результаты обработки данных нейтронного монитора станции Кингстон за период 15.03.2015-20.03.2015: (а) — данные нейтронного монитора; (б) — вектор ошибок НС; (в) — выделенные положительные и отрицательные аномальные особенности; (г) — интенсивность выделенных положительных и отрицательных аномальных особенностей; (д) — скорость солнечного ветра; (е) — B_z компонента ММП.

Источником данной магнитной бури была солнечная вспышка от 15 марта 2015 г. и порожденное ей СМЕ. Ударная волна подошла к Земле в начале суток 17 марта. В этот период наблюдаются отрицательные значения B_z компоненты ММП (до значений -28 нТл), а скорость солнечного ветра возросла до 620 км/с (рис. 10д,е). Указанные факторы привели к возникновению магнитной бури класса G4. Результаты обработки данных нейтронного монитора показывают накануне бури (в середине суток 16 марта) возникновение положительной аномалии (возрастания интенсивности вторичных ГКЛ), продолжительность которой

составляла около 4 часов, с максимумом интенсивности (операция (24)) около 14:00 UT 16 марта (рис. 10в,г). В период главной фазы магнитной бури в ГКЛ возникла отрицательная аномалия (отрицательная аномалия на рис. 10в,г; возрастание ошибок НС на рис. 10б), свидетельствующая о возникновении эффекта Форбуш-понижения. Длительность возникшего эффекта Форбуш-понижения составила 49 часов (см. алгоритм 1, рис. 10б), далее наблюдается восстановление уровня ГКЛ (положительная аномалия на см. рис. 10в,г).

В рамках исследования был проанализирован ряд событий, содержащих сильные магнитные бури. На основе разработанного метода, в данных КЛ были выделены аномальные повышения интенсивности, возникающие за несколько часов до прихода ударной волны. Данные эффекты могут использоваться в качестве предвестников сильных магнитных бурь (являться дополнительным фактором) в задачах прогноза космической погоды.

Метод анализа данных космических лучей на основе кластерной нейронной сети LVQ и вейвлет-преобразования

Кратномасштабное вейвлет-разложение функции

Имея дискретные значения функции f_j (т.е. значения функции на сетке с разрешением 2^{-j}), в качестве пространства выборки рассмотрим подпространство

$$V_j = \text{clos}_{L^2(R)}(\phi(2^j t - n)), n \in Z,$$

где $L^2(R)$ — пространство Лебега, порождаемое масштабирующей функцией ϕ своими сдвигами и растяжениями.

На основе отображения функции f_j в подпространства V_{j-1} и W_{j-1} (базисом подпространств W_j является набор вейвлетов $\Psi_{j,n} = 2^{j/2}\Psi(2^j t - n)$, $n \in Z$), получим представление

$$\begin{aligned} f_j(t) &= g_{j-1}(t) + \dots + g_{j-m}(t) + f_{j-m}(t) = \\ &= \sum_{k=j-1}^{j-m} \sum_n d_{k,n} \Psi_{k,n}(t) + \sum_n c_{j-m,n} \phi_{j-m,n}(t), \end{aligned} \quad (25)$$

Каждая компонента в (25) единственным образом определяется последовательностями коэффициентов $\vec{c}^j = \{c_{j,n}\}_{n \in Z} \in V_j$ и $\vec{d}^j = \{d_{j,n}\}_{n \in Z} \in W_j : c_{j,n} = \langle f, \phi_{j,n} \rangle$, $d_{j,n} = \langle f, \Psi_{j,n} \rangle$.

В соотношении (25) компоненты g_{j-i} являются детализирующими (высокочастотными) компонентами, компонента f_{j-m} является сглаженной компонентой. Следуя результатам работы [21] вейвлет-разложение данных НМ выполнялось до уровня $m = 1$. Оценки показали возрастание погрешностей работы нейронных сетей, начиная со 2-го уровня вейвлет-разложения, что свидетельствует о потере части

полезной информации при выполнении фильтрации до $m = 2$ уровня разложения.

Выбор вейвлета и построение аппроксимирующего базиса

С целью получения численно устойчивых разложений, в работе использовались ортогональные базисы. При выборе вейвлета использовались следующие критерии, предложенные в работе [17]:

1. Большое число нулевых моментов. Число нулевых моментов s вейвлета Ψ , т.е.

$$\int_{-\infty}^{+\infty} t^k \Psi(t) dt = 0, k = 0, \dots, s - 1$$

характеризует её способность выявлять особенность вида $\alpha \leq s$, где α – порядок гладкости функции.

2. Малый носитель. Вейвлет-разложение порождает искусственные “скачки” на краях функции f , так называемые краевые эффекты. Размер окрестности на масштабе j , содержащей краевой эффект, определяется по формуле

$$h_j = 2^j * q$$

где q — носитель используемой базисной функции. Поэтому, чем меньше носитель q , тем меньшую погрешность мы имеем на краях функции.

3. Высокий порядок гладкости. Аналогично числу нулевых моментов, гладкость вейвлета характеризует его способность выявлять особенность вида $\alpha \leq s$.

Поскольку число нулевых моментов и гладкость функции связаны друг с другом, при выборе вейвлета мы приходим к выбору между числом нулевых моментов и размером носителя. В большинстве практических задач необходимо, чтобы сглаженная компонента сигнала f_{j-m} (см. соотн. (25)) позволяла получить наилучшее приближение функции, а с помощью мелкомасштабных составляющих g_{j-i} идентифицировались локальные особенности функции. В этом случае важно, чтобы нулевые моменты имел не только вейвлет Ψ , но и масштабирующая функция ϕ . В классе ортогональных функций наиболее удовлетворяют критериям 1–3 семейства вейвлетов Добеши и Койфлеты:

- семейство Добеши — это единственное семейство ортогональных вейвлетов, которые имеют минимальный носитель при заданном числе нулевых моментов.

- семейство Койфлеты — единственное из ортогональных вейвлетов, которые имеют носитель наименьшего размера при достаточном числе нулевых моментов в масштабирующей функции ϕ . Также известно, если $f \in C^r$ (C^r — пространство r раз непрерывно дифференцируемых функций) в окрестности $2^{-m}n$ при $r \leq s$, то

$$2^{-m/2} \langle f, \phi_{-m,n} \rangle \sim f(2^{-m}n) + O(2^{-m(r+1)})$$

Порядок приближения возрастает с ростом s , результирующий Койфлет имеет носитель $3s - 1$.

Для построения аппроксимирующего базиса использовался минимаксный подход, следуя которому сигнал F оценивается преобразованием зашумленных данных f с помощью оператора решения D . Результирующая оценка есть

$$\tilde{F} = Df.$$

Погрешность оценки \tilde{F} составляет

$$r(D, F) = E \{ \|F - Df\|^2 \},$$

где E — математическое ожидание,

$\|\cdot\|$ — норма.

Минимаксный риск — это нижняя граница, вычисленная по всем операторам D :

$$r(\Theta) = \inf_D \sup_{y \in \Theta} E \{ \|F - Df\|^2 \}.$$

Рассматривая в качестве D преобразования вида (25), оценка \tilde{F} в базисе β^λ может быть получена путем преобразования

$$\tilde{F}^\lambda = \sum_n P_T(\langle f, \beta_n^\lambda \rangle) \beta_n^\lambda, \quad (26)$$

где P_T — пороговая функция.

Очевидно, наилучший базис β^α — это такой, который минимизирует погрешность

$$E \{ \|F - \tilde{F}^\alpha\|^2 \} = \min_{\lambda \in \Lambda} E \{ \|F - \tilde{F}^\lambda\|^2 \}.$$

Тогда выбор «наилучшего» базиса для уровня разложения m может быть основан на следующих операциях (Алгоритм 1):

1. Выполняем разложение функции f до уровня m (см. соотн. (25)):

$$f_j(t) = g_{j-1}(t) + g_{j-2}(t) + \dots + g_{j-m}(t) + f_{j-m}(t) = \\ \sum_{k=j-1}^{j-m} \sum_n d_{k,n} \Psi_{k,n}(t) + \sum_n c_{j-m,n} \phi_{j-m,n}(t).$$

2. Путем применения пороговых функций P_{T_j} (см. соотн. 26) получаем оценку

$$\tilde{F}^m = \sum_{k=j-1, \dots, j-m} \sum_n P_{T_j}(d_{k,n}) \Psi_{k,n} + \sum_n P_{T_{j-m}}(c_{j-m,n}) \phi_{j-m,n},$$

где $T_j = Med(\langle f, \beta^\lambda \rangle)$,

$\beta^\lambda = \{\Psi_{k,n}, \phi_{j-m,n}\}_{k=j-1, \dots, j-m}$,

Med — медиана.

3. Оцениваем величину $Q_m^\lambda = \sum_{n \in I^j} |c_{j-m,n}|^2 + \sum_{k=j-1, j-m} \sum_{n \in I^j} |d_{k,n}|^2$, где множество индексов I^j : $n \in I^j$, если $|\langle f, \beta^\lambda \rangle| \geq T_j$, и определяем «наилучший» базис β_m^α : $Q_m^\alpha = \max_{\lambda \in \Lambda} E\{Q_m^\lambda\}$. В работе [21] путем применения минимаксного подхода для решения данной задачи определена вейвлет-функция Койфлет порядка 3.

Принцип работы нейронной сети LVQ и схема решения задачи

Сеть LVQ состоит из 2-х слоев: слоя Кохонена, выполняющего кластеризацию векторов, и линейного, который определяет соответствие между номерами нейронов 1-го слоя (кластерами) k и соответствующими классами l :

$$F_l = \sum_k w_{kl} y_k,$$

где w_{kl} — весовые коэффициенты нейрона l второго слоя сети, связанного с нейроном k первого слоя сети,

y_k — выходное значение нейрона k первого слоя сети.

Кластеризация входных векторов выполняется по методу наименьших квадратов и вычисляется по формуле:

$$d_k = d(X, W_k) = \|X - W_k\| = \sqrt{\sum_{i=1}^I (x_i - w_{ik})^2}, \quad (27)$$

где X — вектор входов;

W_k — вектор весов нейрона k первого конкурирующего слоя,

I — размерность входного вектора.

В процессе работы нейронной сети (НС) в первом слое на основе оценки расстояния d_k определяется нейрон-победитель p , для которого

$$D = d_{\min}(X, W_k) = \min_k \|X - W_k\|.$$

Выходное значение нейрона-победителя p устанавливается равным 1: $y_p = 1$, а других нейронов — равным нулю: $y_k = 0, k \neq p$. Нейрон-победитель устанавливает принадлежность входного вектора X классу, связанному с данным нейроном (кластером).

Выходной вектор НС имеет размерность, равную числу классов L (в работе $L = 3$, описание классов приведено ниже). Количество кластеров НС выбиралось эмпирическим путем и равнялось 20. В случае правильно обученной сети один элемент выходного вектора равен 1, остальные — нулю. Таким образом, НС позволяет решить задачу принадлежности входного вектора одному из априори известных классов. В соответствии с задачей и следуя работам [40–42] определены следующие классы нейронной сети:

- «Спокойный» класс — отсутствие спорадических эффектов. При формировании класса использовались следующие критерии отбора данных для обучения и тестирования сети: (1) — отсутствие активных пятен и вспышек на Солнце (вспышечная активность нулевая); (2) — отсутствие с видимой стороны на линии с Землей потока солнечного ветра; (3) — отсутствие магнитных бурь и возмущений в магнитосфере (К-индекс геомагнитной активности < 3).
- «Слабовозмущенный» класс — наличие спорадических эффектов малой амплитуды. При формировании класса использовались следующие критерии отбора данных для обучения и тестирования сети: (1) — возникновение незначительных вспышек на Солнце, направленных на Землю; (2) — наличие слабых возмущений в магнитосфере (К-индекс геомагнитной активности имел значения в диапазоне 3–4).
- «Возмущенный» класс — наличие спорадических эффектов большой амплитуды. При формировании класса использовались следующие критерии отбора данных для обучения и тестирования сети: (1) — поступление в окрестность Земли возмущенных высокоскоростных потоков солнечного ветра и/или связанной с ними ударной волны; (2) — возникновение магнитной бури и наличие сильных возмущений в магнитосфере (К-индекс геомагнитной активности ≥ 5).

В соответствии с предлагаемым подходом, решение задачи классификации данных НМ может быть представлено в виде схемы, пока-

занной на рис. 11. Для восстановления исходного разрешения функции выполняется операция вейвлет-восстановления:

$$f_0^{-m}(t) = \sum_n c_{0,n} \phi_{0,n}(t)^{-m},$$

(верхний индекс $(-m)$ соответствует разрешению функции до выполнения операции вейвлет-восстановления).

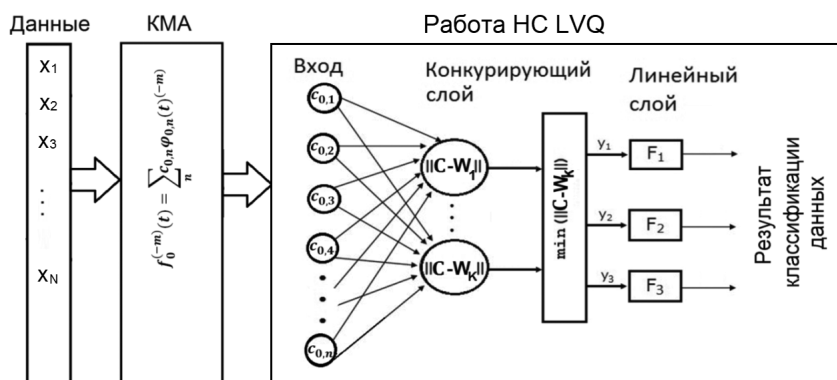


Рис. 11. Схема решения задачи классификации данных НМ

В экспериментах использовались минутные данные нейтронных мониторов станции Инувик, Иркутск, Новосибирск, Кингстон, Тул, Южный полюс, Апатиты, и Москва [http://ipg.geospace.ru], анализировались периоды сильных и умеренных магнитных бурь за период 2015–2019 гг. При построении обучающей выборки отбор данных для каждого введенного класса (см. п. 1-3) основывался на анализе показателей геомагнитной активности — использовались A , K и Dst индексы [https://omniweb.gsfc.nasa.gov/form/dx1.html]. Класс «спокойный» формировался из данных за временные интервалы, в которые A -индекс имел значения < 7 , K -индекс < 3 , Dst -индекс в пределах ± 4 . Класс «слабовозмущенный» формировался из данных за временные интервалы, в которые A -индекс < 18 , K -индекс < 5 , Dst -индекс в пределах ± 8 . Класс «возмущенный» включал временные интервалы, в которые A -индекс > 18 , K -индекс > 5 , Dst -индекс за пределами ± 8 . Для обучения сетей использовалось 72 вектора: 32 векторов, геомагнитные индексы которых соответствовали классу «спокойный»; 24 векторов — соответствовали классу «слабовозмущенный»; 16 вектора — соответствовали классу «возмущенный». Для тестирования сетей использовались 230 векторов (данные не использовались при обучении сетей): 76 векторов, геомагнитные индексы которых соответствовали классу «спокойный»;

114 векторов — соответствовали классу «слабовозмущенный»; 40 векторов — соответствовали классу «возмущенный». Кратномасштабные разложения данных выполнялись с использованием вейвлетов Добеши и Койфлеты. Размерность входного вектора НС, определялась в соответствии с продолжительностью спорадических эффектов и соответствовала одним суткам (1440 отсчетов) — сеть LVQ3, двум суткам (2880 отсчетов) — сеть LVQ2 и трем суткам (4320 отсчетов) — сеть LVQ1. Кратномасштабные разложения выполнялись до уровня разложения $m=1$. Для уменьшения влияния краевого эффекта, выполнялось зеркальное дополнение функции. Результаты с наименьшей погрешностью получены с использованием вейвлетов Добеши порядка 3 и Койфлеты порядка 3.

Таблица 4. Результаты работы нейронных сетей

Вход НС	LVQ1 (высокая СА)			LVQ2 (низкая СА)			LVQ3 (высокая СА)		
	1 кл.	2 кл.	3 кл.	1 кл.	2 кл.	3 кл.	1 кл.	2 кл.	3 кл.
НМ	100%	80%	93%	73%	75%	67%	90%	80%	90%
db3_1	100%	87%	93%	—	—	—	97%	90%	95%
coif3_1	100%	93%	93%	80%	75%	83%	93%	85%	95%

С учетом особенностей динамики космических лучей нейронные сети обучались отдельно для периодов с высокой (2013–2016 гг.) и низкой (2017–2019 гг.) солнечной активностью (активность Солнца определялась по значениям индексов $f_{10.7}$). Представленные в табл. 4 результаты оценок подтверждают эффективность предлагаемого метода и показывают результативность применения процедуры предобработки данных на основе КМА (соотн. (25)) [43, 44]. Сопоставление результатов, полученных для периодов с высокой и низкой солнечной активностью, показывает, что в периоды высокой солнечной активности эффективность метода выше. Результат подтверждает зависимость динамики космических лучей от уровня солнечной активности и свидетельствует о более сложном разделении пространств признаков классов в периоды низкой солнечной активности. Поскольку мерой возмущенности потока ГКЛ является амплитуда отклонения вариаций от характерного уровня [2], вероятно, в периоды низкой солнечной активности шкалы амплитуд вариаций КЛ каждого класса имеют меньший размах. Для повышения эффективности метода, по-видимому, необходимо в дальнейшем увеличить число анализируемых станций и дополнить правило принятия решения по совокупности ответов нейронных сетей сети станций.

Результаты экспериментов

На рис. 12 представлены результаты обработки данных НМ в период умеренной магнитной бури, произошедшей 20 апреля 2018 г. Анализируемое событие вызвано неоднородным скоростным потоком из корональной дыры. По данным космической погоды [<http://ipg.geospace.ru>]

накануне бури 17 апреля скорость солнечного ветра была около 300 км/с, флуктуации южной компоненты ММП $Bz = \pm 3$ нТл (рис. 12з). В течение 18 и 19 апреля ССВ находилась в пределах $v = 280 - 313$ км/с, флуктуации южной компоненты ММП $Bz = \pm 5$ нТл. В конце суток 19 апреля пришел неоднородный (плотность протонов составила > 80 частиц/см³) ускоренный поток от корональной дыры (CIR), 20 апреля ССВ увеличилась до 650 км/с и оставалась в пределах $v = 520 - 650$ км/с до конца суток 21 апреля, флуктуации южной компоненты ММП 20 апреля усилились до $Bz = \pm 19$ нТл. Затем из-за ослабления влияния корональной дыры ССВ с 22 по 24 апреля плавно уменьшалась до 350 км/с, флуктуации южной компоненты ММП до $Bz = \pm 5$ нТл. В конце анализируемого периода 25 и 26 апреля ССВ находилась в пределах $v = 300 - 400$ км/с, флуктуации южной компоненты ММП $Bz = \pm 5$ нТл.

Результаты работы НС по данным станции Москва (рис. 12а,в) показывают, что накануне магнитной бури во второй половине суток 18 апреля состояние потока КЛ изменилось и возникли спорадические эффекты («возмущенный» класс). Сопоставление результатов НС с данными ММП и К-индексом показывает, что момент изменения состояния КЛ совпадает с моментом возрастания флуктуаций ММП и К-индекса. Анализ результатов порогового алгоритма (рис. 12г,д, алгоритм описан в пункте "Алгоритм выделения локальных аномалий в КЛ (алгоритм 2)") показывает, что в течение 18 апреля в динамике КЛ наблюдались аномальные изменения умеренной интенсивности, за несколько часов до начала магнитной бури интенсивность аномальных изменений существенно возросла и оставалась высокой в период начальной и основной фаз магнитной бури. По данным НС в этот период состояние КЛ оставалось возмущенным, восстановление уровня КЛ наблюдается с начала суток 26 апреля («слабовозмущенный» класс). Отметим, что во время возникновения в динамике КЛ аномальных изменений малой интенсивности в период 21-26 апреля (результаты порогового алгоритма, рис. 12г,д) наблюдаются локальные возрастания К-индекса (рис. 12е). Сопоставление результатов работы НС с данными о космической погоды и порогового алгоритма указывает на верность решений сети, и подтверждает эффективность предлагаемого метода.

Результаты применения метода в периоды сильных и умеренных магнитных бурь представлены в табл. 5. События периода высокой солнечной активности (магнитные бури 2015-2016 г.г.) детально рассмотрены в работах [21, 22, 41, 42]. Анализ результатов табл. 5 показывает высокую эффективность предлагаемого метода и возможность его применения в задачах прогноза космической погоды (в качестве дополнительного фактора).

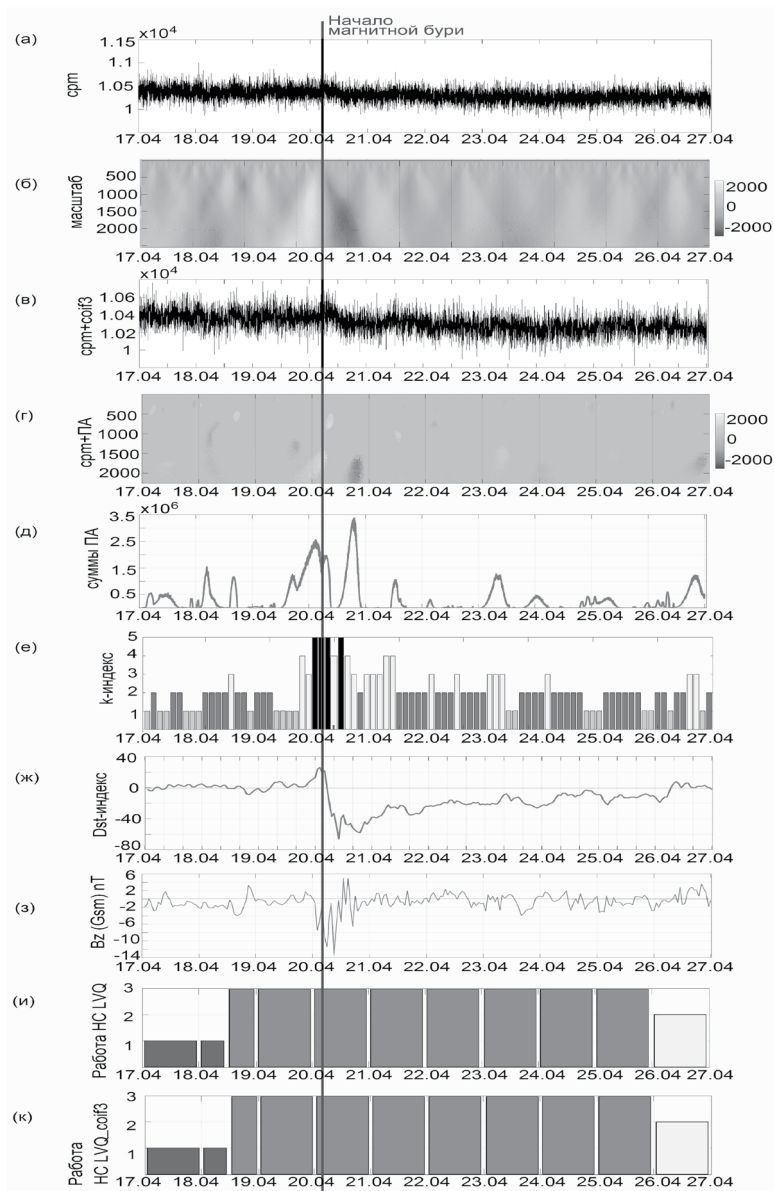


Рис. 12. Результаты обработки данных. (а) — данные нейтронного монитора, ст. Москва (17.04.2018-26.04.2018); (б) — вейвлет-спектр данных НМ; (в) — данные НМ с применением базиса Койфлет 3, разложение до уровня $m=1$; (г) — результат применения порогового алгоритма; (д) — интенсивность выделенных аномальных изменений; (е) — K -индекс; (ж) — Dst -индекс; (з) — Bz -составляющая ММП; (и) — выход НС LVQ1; (к) — выход НС LVQ1_coif3 с предобработкой сигнала на основе КМА, использовался вейвлет Койфлет 3.

Таблица 5. Результаты применения метода в периоды магнитных бурь

Анализируемые магнитные бури (станция)	Аномалии накануне бури (класс / время до бури)	Основная фаза бури (класс)	Фаза восста- новления (класс)
Июль 10-16 2013 Kingston	2 / 24 часа 3/ 12 часов	3	2
Март 15-20 2015 Kingston	2/ 48 часов 3/ 12 часов	3	2
Январь 16-22 2016 Kingston	2 / 24 часа	3	2
Август 21-28 2018 Moscow	2/ 18 часов	3	2
Март 12-19 2018 Moscow	2/ 48 часов 3/ 24 часа	3	2
Апрель 17-26 2018 Moscow	3/ 24 часа 3/ 24 часа	3	1
Апрель 17-26 2018 Novosibirsk	3/ 24 часа 3/ 24 часа	3	1
Октябрь 4-11 2018 Moscow	2/ 68 часов 3/ 9 часов	3	2
Июль 05-12 2019 Moscow	2/ 68 часов 3 / 12 часов	3	1
Июль 05-12 2019 Novosibirsk	3/ 68 часов	3	1
Июнь 4-11 2019 Moscow	2/9 часов	2	1
Апрель 4-16 2014 Inuvik	3/12 часов	3	2
Апрель 4-16 2014 Thul	3/32 часов	3	1
Сентябрь 12-16 2014 Thul	3/24 часов	3	2
Сентябрь 12-16 2014 Inuvik	2/60 часов	3	2
Апрель 4-16 2014 Moscow	2/48 часов	3	1
Сентябрь 12-16 2014 South Pole	2/24 часа	3	1

Влияние солнечной и сейсмической активности на формирование грозовых облаков на Камчатке в зимний период

Зимние грозы на полуострове Камчатка – очень редкое метеорологическое явление, которое наблюдается, по одним данным, один-два

раза в течение пяти лет, а по другим – в течение двух лет. Синоптики связывают это явление с особенностями местного климата, который отличается сильной неустойчивостью, определяемой влиянием окружающих морей, постоянным движением воздушных масс из-за перепадов атмосферного давления и влиянием циклонов, приходящих с Тихого океана. Тропические циклоны приносят на полуостров теплый и влажный воздух, вызывая летом продолжительные обильные ливни, а зимой снежные бури. Несмотря на высокую циклоническую активность, среднее число грозовых дней в год на полуострове, согласно данным [45], составляет величину 10,8. Следовательно, для образования грозовых облаков, кроме циклонов, возможно действие и других источников дополнительной тепловой энергии, поступающей в приземную атмосферу. Действительно, в работах [46, 47] было обнаружено появление грозовых процессов после мощных солнечных вспышек, сопровождаемых усилением солнечного излучения в видимом и инфракрасном диапазонах спектра. Кроме этого, в работе [48] также были обнаружены грозовые явления за 6–7 суток до сильных землетрясений (ЗТ) с магнитудой $M > 8$.

Настоящий параграф посвящен детальному анализу условий появления зимних гроз на Камчатке, включая одновременные записи напряженности квазистатического электрического поля и метеорологических величин, а также данных солнечной, циклонической и сейсмической активностей для оценки их вклада в развитие грозовых процессов в приземной атмосфере. Особого внимания заслуживают вариации метеорологических величин (температура, давление, влажность воздуха и скорость ветра), которые оказывают непосредственное влияние на электрические и электромагнитные процессы в приземной атмосфере. По трехчасовым значениям этих величин, зарегистрированных на местной метеостанции, за две недели до ЗТ было отмечено резкое повышение температуры атмосферы до $T \sim 0^\circ\text{C}$ (при среднем сезонном уровне, равным минус $15\text{--}18^\circ\text{C}$) и выпадение обильных осадков. Поскольку эти процессы развивались на фоне мощной хромосферной вспышки, авторы полагали, что именно ее действие привело к перераспределению глобальной атмосферной циркуляции и усилению циклонической деятельности. В другом случае накануне сильного ЗТ наблюдался высокий уровень температуры, влажности и сильные вариации атмосферного давления, которые могут быть связаны с прохождением циклона. Более полные исследования вариаций электрических и метеорологических величин на Камчатке накануне сильных ЗТ выполнены в работе [48]. А исследование связи грозовой активности с тропическими циклонами выполнены в работе [25].

Исходные экспериментальные данные

В качестве индикатора грозовой активности рассмотрены суточные вариации напряженности квазистатического электрического поля (Ез-компоненты) одновременно с вариациями метеорологических величин в приземной атмосфере на обсерватории «Паратунка» ИКИР ДВО РАН

($\varphi = 52^{\circ}58,3'N$, $\lambda = 158^{\circ}14,9'E$). Напряженность электрического поля измерена флюксметром «Поле-2» с дискретностью по времени 1 мин, а метеорологические величины (температура $T^{\circ}C$; давление P , гПа; относительная влажность Hm , %; осадки, мм и скорость ветра V , м/с) – цифровыми станциями WS-2000 и WS-2300 с дискретностью по времени 10 мин. Для оценки уровня солнечной активности использованы записи потоков рентгеновского излучения (X-лучей, Bm/m^2) [49], сейсмической активности [50], циклонической активности в акватории Тихого океана [51]. Зимние грозы непродолжительны по времени, поэтому они не всегда отмечаются в метеорологических данных, которые традиционно на местных станциях измеряются через каждые три часа в течение суток, либо как среднесуточные их значения [45]. В отличие от этих методов, на обсерватории «Паратунка» их записи ведутся практически непрерывно (через 10 мин). Поэтому детальная регистрация временных вариаций напряженности электрического поля и метеорологических величин позволяет наиболее надежно и достоверно оценивать состояние грозовой активности в приземной атмосфере.

На временных записях напряженности электрического поля грозовые процессы проявляются как знакопеременные колебания большой величины, порядка кВ/м, вызванные зарядами обильных осадков, в отличие от регулярных колебаний в условиях «хорошей погоды» (~ 100 В/м) и бухтообразных понижений напряженности перед землетрясениями [52].

Для сравнения этих величин с потоками уходящего от земли теплового (инфракрасного) излучения использованы данные, полученные в NOAA, Earth System Research Laboratory (ESRL), Physical Sciences Division (PSD) [53].

Известно, что регистрируемое на метеорологических спутниках тепловое излучение включает в себя тепловой поток, поступающий непосредственно от земли, от нижних слоев атмосферы и от облаков. Пространственные и временные вариации этого излучения и представляют наибольший интерес для его связи с сейсмической активностью. Для этой цели для каждого дня были считаны величины потоков и температуры в эпицентрах ЗТ и в удаленной от них обсерватории.

Основные результаты

Землетрясение 15 ноября 2006 г.: $t = 11:14$ UT; $M = 8,3$; $h = 30,3$ км; $\varphi = 46,614^{\circ}N$; $\lambda = 153,23^{\circ}E$ ($R = 10^{0,43M} = 3707$ км; $r \sim 800$ км, где R – радиус сейсмически активной зоны в земной коре накануне ЗТ; r – расстояние от обсерватории до эпицентра). Эпицентр был расположен на островном склоне центральной зоны Курило-Камчатского желоба в 170 км от о-ва Симушир Курильской гряды.

Как показано на рис. 13а, потоки излучения, измеренные в эпицентре (точки) и в обсерватории (крестики), как по величине, так и по форме временных вариаций, несмотря на их разнесение в пространстве, совпадают между собой. Этот результат указывает на большой пространственный масштаб явления. На фрагменте рис. 13б приведены су-

точные вариации температуры в обсерватории, измеренные с дискретностью по времени $\Delta t = 10$ мин (кривая 1), среднесуточные величины в ноябре месяце (усредненные за 2009–2016 гг., кривая 3) и среднесуточные величины на уровне земли (кривая 2), оцененные по спутниковым данным. Как видно, на кривой 1 в период со 2 по 7 ноября в условиях «хорошей погоды» (см. [48]) наблюдается регулярный суточный ход с максимумом в местный полдень (01:30 UT) и минимумом перед восходом Солнца. В день 7 ноября этот суточный ход начал нарушаться, и далее вплоть до 16 ноября (момента главного толчка ЗТ) температура последовательно возрастала от 0 °C до 6 °C, вопреки отрицательному тренду в это время года [www.gismeteo.ru].

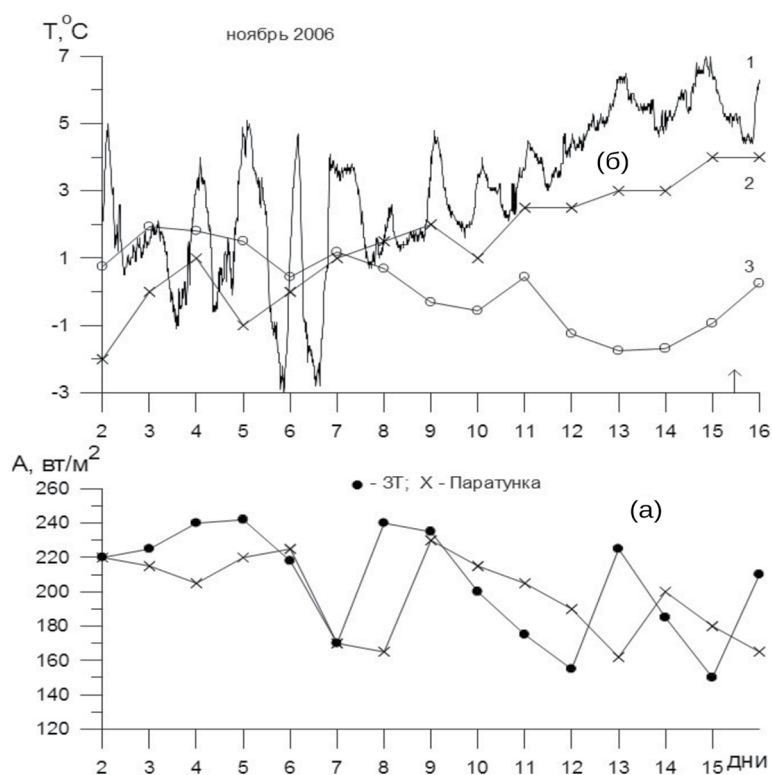


Рис. 13. Землетрясение 15 ноября 2006 г. Среднесуточные величины потоков уходящего инфракрасного излучения, измеренные над эпицентром землетрясения и над обсерваторией (а), и вариации температуры (б), измеренные в обсерватории (1), оцененные по спутниковым данным (2) и среднесуточные величины, усредненные за период 2009–2016 гг. (3). Стрелкой указан момент землетрясения

Наблюдаемый положительный тренд температуры в этот период, по-видимому, вызван включением дополнительного источника тепла,

который продолжал действовать некоторое время и после ЗТ 16 ноября. Затем в приземной атмосфере установились условия «хорошей погоды». Одновременно подобный положительный тренд наблюдался также в величинах температуры, оцененных на уровне обсерватории со спутников (кривая 2).

Землетрясение 13 января 2007 г.: $t = 04:23$ UT; $M = 8.1$; $h = 10$ км; $\varphi = 46.48^\circ N$, $\lambda = 154.07^\circ E$ ($R = 3041$ км; $r \sim 850$ км). Потoki уходящего инфракрасного излучения в эпицентре и в обсерватории совпадают между собой и по величине, и по характеру изменения во времени, но отличаются от предыдущего случая. Вариации температуры в этой комбинации величин также близки по характеру изменения во времени. В дни 3 и 4 января в атмосфере сохранялись условия «хорошей погоды» с регулярным суточным ходом температуры от $-15^\circ C$ в максимуме до $-27^\circ C$ в минимуме. В день 5 января включился дополнительный источник тепла, который действовал вплоть до 13 января. В результате температура возросла до $-10^\circ C$ и далее достигла максимума $0^\circ C$ за шесть дней до землетрясения.

События в ноябре 2004 г. Особенность этих событий состоит в том, что они развивались на фоне мощных солнечных вспышек, сопровождаемых двумя магнитными бурями [46]. Это привело к возбуждению аномально сильных грозовых процессов в приземной атмосфере на Камчатке. В период с 4 по 9 ноября наблюдалась высокая солнечная активность с аномальными потоками X-лучей ($\sim 10^{-4}$ Вт/м²), сопровождаемыми, как известно, усилением потоков излучения в видимом и инфракрасном диапазонах. Это привело к нарушению их регулярного суточного хода 3 и 4 ноября. В результате действия солнечных вспышек температура ночью возросла от минус $15^\circ C$ до нулевых и положительных величин, а относительная влажность — до 80 и более процентов. Это привело к формированию грозовой активности 7 и 10 ноября (характерные знакопеременные колебания Ez-компоненты электрического поля). В этот период циклоническая активность в Тихом океане была спокойной, тайфун MUIFA зародился только 14 ноября в очень отдаленном месте от Камчатки. Не исключено, что его мощность и продолжительность (более 10 дней) обусловлена усилением солнечной активности в предшествующие дни. Сейсмическая активность в этот период также была относительно спокойной.

Из анализа состояния циклонической и сейсмической активностей, можно с уверенностью сделать вывод о том, что грозовая активность в ноябре была вызвана усилением солнечной активности в этот период.

События в октябре 2003 г. Эффекты в приземной атмосфере развивались в период аномального усиления солнечной активности 21–31 октября, когда потоки рентгеновского излучения при вспышках достигали аномальных величин порядка 10^{-3} Вт/м². При этом возрастали потоки излучения и в видимой части спектра. Поступление дополнительной тепловой энергии привело к заметному нарушению регулярного суточного хода температуры 21 и 22 октября, увеличив отрицательные ночные значения ($-3^\circ C$) до положительных значений ($+4$ – $5^\circ C$). В течение периодов 23–27 и 29–31 октября сохранялась очень

высокая влажность воздуха ($\sim 90\%$). Это привело к формированию интенсивной и продолжительной грозовой активности 24 и 30 октября (колебания напряженности Ez -компоненты, сильные ветры, обильные осадки). Именно в эти дни отмечена максимальная интенсивность тайфуна PARMA, когда минимальное давление в «глазу» его составило 930 гПа, а максимальная скорость – 95 узлов/ч. Этот мощный тайфун зародился 21 октября на $\varphi \sim 20 - 35^\circ \text{ N}$ и в течение 10 дней смещался вдоль широты от 140° до 180° E . Одновременно в тот же период 19-26 октября в акватории Тихого океана действовал менее мощный ($V = 90$ узлов/ч; $P = 940$ гПа) тайфун KETSANA. Одновременное развитие этих тайфунов, вызванных появлением аномальных солнечных вспышек, позволяет сделать вывод о том, что только сверхмощные тайфуны способны вызвать грозовые процессы в зимнее время в приземной атмосфере Камчатки. Сейсмическая активность в этот период была относительно спокойной ($M \sim 5$).

События в ноябре 2006 г. и январе 2007 г. Эти события связаны с сильными Курильскими землетрясениями, магнитуда которых превышала величину $M \sim 8$. Начиная с 8 ноября и 5 января, в приземной атмосфере изменились условия «хорошей погоды» с регулярным суточным ходом температуры и относительной влажности Hm , %. При наличии высокой влажности ($\sim 90\%$) температура последовательно возрастала в течение нескольких дней, вплоть до момента сильного землетрясения. В отдельные дни повышение температуры сопровождалось усилением ветра ($V \sim 18-25$ м/с) и развитием мощной грозовой активности (8 и 13 ноября и 7-8 января). Более того, 13 ноября в вариациях электрического поля одновременно наблюдались эффекты грозовой активности, совпадающие с бухтообразным понижением напряженности поля, обусловленным сильным землетрясением 15 ноября. Солнечная активность в эти периоды сохранялась относительно спокойной, величины потоков X -лучей были порядка 10^{-6} Вт/м^2 . Циклоническая активность тоже была очень низкой: тайфун СНЕВИ зародился на широте ниже 20° N и смещался в течение четырех суток (9–13 ноября) в интервале долгот $115-135^\circ \text{ E}$ с максимальной скоростью ветра ~ 100 узлов/ч, т.е. был далеко от Камчатки. В январский период не были зарегистрированы ни тайфуны, ни штормы в рассматриваемой нами части Тихого океана. Таким образом, обнаруженный аномальный рост температуры, вопреки отрицательному регулярному тренду в это время года [48], вызван, на наш взгляд, появлением дополнительного источника тепла. Состояние солнечной, сейсмической и циклонической активностей позволяет сделать вывод, что этот источник сейсмической природы.

Событие 26 – 31 декабря 2008 г. При низком уровне солнечной активности $\sim 10^{-8} \text{ Вт/м}^2$, начиная с 26 декабря на фоне бухтообразного понижения напряженности Ez -компоненты поля отмечается всплеск колебаний до 300 В/м грозовой природы. Этот момент совпадает по времени с резким изменением метеорологических величин: повышением температуры и относительной влажности воздуха соответственно от -10° C до 0° C и от 60 до 80 % и усилением ветра от единиц до 25 м/с. В

Тихом океане за десять дней до рассматриваемого события (с 12 по 18 декабря) действовал тропический циклон DOLPHIN ($V_{max} = 33$ м/с) и его влияние на метеоусловия маловероятно. Вместе с тем в период с 28 по 31 декабря вблизи южного побережья Камчатки произошла серия землетрясений с магнитудой $M \sim 5,0-5,5$. Их действие проявилось в бухтообразном понижении напряженности электрического поля. Не исключено, что дополнительный приток тепла, необходимый для зарождения грозовой активности, поступил в приземную атмосферу от источника сейсмической природы [24].

Событие 18 – 19 ноября 2012 г. 15 ноября при низкой относительной влажности воздуха ($\sim 70\%$) температура возросла от низких отрицательных значений до нулевых и положительных значений. А с 18 ноября относительная влажность увеличилась до максимальных значений ($\sim 90\%$). Таким образом, в приземной атмосфере возникли условия для развития грозовой активности. Это состояние сохранилось вплоть до 23 ноября и четко проявилось в вариациях Ez-компоненты, а также в усилении ветра. 19 декабря так же, как и в предыдущем случае, грозовой процесс совпал с сейсмическим процессом. Солнечная активность в этот период была относительно спокойной ($\sim 10^{-5}$ Вт/м²). Спокойной была и циклоническая активность в тропических широтах: циклоны не наблюдались. Но вблизи полуострова в этот период произошла серия ЗТ с магнитудой $M \sim 5,0-6,5$. По-видимому, эти сейсмические события и обеспечили дополнительный приток тепла, необходимый для зарождения грозовой активности.

Событие 2 декабря 2012 г. В период с 27 ноября по 7 декабря на Камчатке наблюдалась аномально теплая для этого периода погода. Кроме отдельных дней, 29 и 30 ноября температура воздуха превышала нулевую отметку. А в отдельные периоды при высокой температуре и относительной влажности воздуха ($\sim 90-95\%$) в приземной атмосфере формировались условия грозовой активности. Отрицательный всплеск 27 ноября — это предвестник ЗТ. В период с 26 ноября по 9 декабря в Тихом океане действовал мощный тропический циклон ВОРНА с максимальной скоростью $V_{max} \sim 51$ м/с, который подпитывался повышенной солнечной радиацией ($\sim 10^{-6} - 10^{-5}$ Вт/м²). И хотя он развивался далеко от полуострова ($\varphi = (5 - 20)^\circ N$; $\lambda = (160 - 120)^\circ E$), его, по-видимому, следует рассматривать как источник дополнительного притока тепла в приземной атмосфере для обеспечения аномально высокой температуры и связанной с этим грозовой активностью. При этом не исключено влияние на температурный режим и сейсмических источников, т.е. ЗТ, которые имели место вблизи полуострова.

Событие 12 декабря 2014 г. Мощный циклон HAGUPIT с максимальной скоростью $V_{max} = 59$ м/с действовал продолжительное время (~ 10 сут), поддерживая температуру воздуха с регулярными суточными колебаниями ниже нулевого уровня. В это время сохранялась высокая относительная влажность воздуха, т.е. имели место обильные осадки. Накопившаяся тепловая энергия на стадии затухания циклона, по-видимому, вызвала рост температуры 12 декабря выше нулевого уровня и при высокой влажности привела к возникновению грозового

процесса, сопровождаемого ураганным ветром ($V \sim 15$ м/с). Солнечная активность была при этом относительно спокойной ($\sim 10^{-6}$ Вт/м²). Эпицентр землетрясения средней интенсивности ($M \sim 5,5$) находился вблизи Курильских островов.

Событие 21 декабря 2014 г. В период с 17 по 20 декабря вариации напряженности электрического поля были в пределах условий «хорошей погоды», без предвестника ЗТ 19 декабря. Суточные вариации температуры и относительной влажности воздуха, характерные для этих условий, были в противофазе. Но 21 декабря возросла температура одновременно с влажностью воздуха, и в приземной атмосфере возникли метеорологические условия для возникновения грозовой активности, сопровождаемые усилением ветра. В этот период с 17 по 27 декабря в Тихом океане циклоны не наблюдались, землетрясение с $M \sim 5,0$ вблизи полуострова произошло только 19–20 декабря. Но 26 декабря на фоне относительно слабой солнечной активности произошли солнечные вспышки с потоком Х-лучей $\sim 10^{-4}$ Вт/м². По-видимому, они и стали причиной возрастания температуры воздуха.

Событие 11 марта 2015 г. В период с 6 по 10 марта в отсутствие циклона и умеренных солнечной ($< 10^{-5}$ Вт/м²) и сейсмической ($M \sim 5,0$) активностей наблюдались регулярные суточные вариации температуры и относительной влажности воздуха. В день вступления циклона BAVI ($V_{max} = 23$ м/с) регулярный ход этих величин был нарушен: температура превысила нулевой уровень, а влажность увеличилась до значений $\sim 90\%$. Это привело к формированию грозовой активности с усилением ветра до 15 м/с. В последующие дни в процессе развития циклона восстановился регулярный суточный ход температуры, но при более высоких значениях (днем $\sim +5^\circ\text{C}$) с последующим уменьшением относительной влажности. В рассматриваемый период произошло землетрясение с магнитудой $M \sim 5,0$ при умеренной солнечной активности ($\sim 10^{-5}$ Вт/м²).

Событие 19 ноября 2017 г. На протяжении десяти дней наблюдались хаотические колебания температуры вблизи нулевого уровня и столь же хаотические колебания относительной влажности воздуха в очень широких пределах (60 – 90%) с порывистыми ветрами до 10 м/с, т.е. очень неустойчивые метеорологические условия. Лишь 19 ноября при увеличении температуры выше нулевого уровня при максимальной относительной влажности ($\sim 90\%$) наблюдался всплеск грозовой активности. При этом в течение наблюдаемого периода была очень низкая солнечная активность ($\sim 10^{-7}$ Вт/м²), слабый циклон KIROGI ($V_{max} = 18$ м/с) был кратковременным (всего один день 18 ноября) и сильно удален от полуострова ($\varphi = 10^\circ\text{N}$ и $\lambda = (115 - 125)^\circ\text{E}$). В период 20–23 ноября произошло два очень слабых землетрясения ($M \sim 4,5 \div 4,7$) на близких расстояниях ($R \sim 110$ км). Факт совпадения периода грозовой активности с действием циклона позволяет с осторожностью принять циклон как источник дополнительного притока тепла в приземной атмосфере.

События 26 – 28 декабря 2017 г. В период с 18 по 28 декабря действовали два циклона KAI-TAK (14–21 декабря, $V_{max} = 21$ м/с)

и TEMBIN (12–25 декабря, $V_{max} = 36$ м/с) в удаленной области ($\varphi \sim 10^\circ N$ и $\lambda = 100 - 140^\circ E$). При высокой относительной влажности ($\sim 80\%$) суточная температура воздуха изменялась регулярно в пределах от -8 до $-20^\circ C$. Но, начиная с 25 декабря, температура резко возросла практически до нулевых значений, а влажность увеличилась до 90% . Эти условия сохранились вплоть до 28 декабря, в течение которых наблюдались мощные грозовые процессы 25 и 28 декабря, сопровождаемые обильными осадками и усилением ветра до 15 м/с. При слабой солнечной ($\sim 10^{-8}$ Вт/м²) и слабой сейсмической ($M \sim 4.6 \div 4.9$; $R \sim 100$ км) активностях можно предположить, что источником дополнительного притока тепла явился сильный циклон TEMBIN.

Событие 3 января 2018 г. Согласно данным [45], в рассматриваемый период наблюдалась ясная погода с низкими значениями температуры при относительно высокой относительной влажности воздуха. Исключение составили сутки 3 января, когда выпал обильный снег без явных признаков грозовой активности. В этот день действовал довольно слабый ($V_{max} = 18$ м/с) и удаленный циклон BOLAVEN ($\varphi \sim 10^\circ N$ и $\lambda = (110 - 140)^\circ E$). Кроме того, этот день предшествовал близкому к восточному побережью Камчатки землетрясению с магнитудой $M \sim 5.3$. На фоне слабой солнечной активности ($\sim 10^{-8}$ Вт/м²) тепловой энергии циклона оказалось недостаточно для возбуждения грозовых процессов в приземной атмосфере Камчатки.

События 20 – 28 января 2018 г. Эти события интересны тем, что в течение продолжительного времени в приземной атмосфере сохранялись условия грозовой активности. При слабой солнечной активности ($\sim 10^{-7} - 10^{-6}$ Вт/м²) и отсутствии циклонов в Тихом океане температура и относительная влажность воздуха изменялись в очень широких пределах: от ~ -20 до $0^\circ C$ и $(50 - 90)\%$, соответственно. В этот период вблизи полуострова произошло 15 землетрясений средней интенсивности с магнитудой M от 4.0 до 6.1 , которые по совокупности и могли стать источником дополнительного притока тепла в приземную атмосферу.

Событие 18–22 ноября 2018 г. В период с 14 по 24 ноября существенно был нарушен суточный ход и температуры и относительной влажности воздуха. А в вариациях Ez-компоненты электрического поля выделены грозовые явления 18, 21 и 22 ноября. В эти периоды при высокой относительной влажности температура ночью возросла от отрицательных до положительных значений, сравнимых с дневными значениями. При низкой солнечной активности ($\sim 10^{-8}$ Вт/м²) этот факт указывает, что дополнительный приток тепла поступал от земной поверхности. 14 и 17 ноября вблизи восточного побережья Камчатки произошли три ЗТ с магнитудой $M \sim 5.0 \div 6.1$. Можно предположить, что они являются источниками дополнительно притока тепла. Циклоны MAN-YI ($V_{max} = 41$ м/с) и USAGI ($V_{max} = 33$ м/с) действовали позже с 20 ноября и не могли оказать влияния на событие 18 ноября.

Обсуждение результатов

Тропические циклоны зарождаются с появлением атмосферного возмущения в довольно узкой по широте полосе $\sim (5 - 20)^\circ$ и развиваются продолжительное время (от суток и более), перемещаясь с востока на запад [54]. Их появление связано с ростом температуры воды на глубине ~ 50 м до величины $\sim 27^\circ\text{C}$ на огромной площади поверхности океана. По мере развития это возмущение переходит в состояние депрессии со скоростью ветра менее 17 м/с, далее в шторм ($V_{max} \leq 32$ м/с) и в ураган ($V_{max} \sim 33 - 62$ м/с) с образованием «глаза». По введенной терминологии это состояние тропического циклона и называется в Тихом океане тайфуном. Заканчивается тропический циклон стадией разрушения. В процессе его развития происходит интенсивное испарение водяного пара. В результате потоков вверх теплого и влажного воздуха в нижней атмосфере возникают благоприятные условия для образования мощной кучево-дождевой облачности с сильными грозами, обильными осадками и ураганскими ветрами. При конденсации водяного пара выделяется скрытая теплота, к которой добавляется теплота, поступающая от поверхности океана при остывании, а также от разрядов молний. Таким образом, не вдаваясь в детали этого сложного метеорологического явления, тропические циклоны можно рассматривать как мощные источники электромагнитного излучения молниевыми разрядами в диапазоне частот от единиц Гц до десятков кГц.

При этом, как следует из архивов погоды, тропические циклоны происходят достаточно часто, особенно в осенние и зимние сезоны, когда поверхность океана прогревается до высоких температур и усиливается испарение влаги. Вместе с тем зимние грозы случаются крайне редко. Следовательно, тепловой энергии, приносимой циклонами, не всегда достаточно для зарождения грозовой активности и необходимо наличие дополнительного источника теплового излучения в приземной атмосфере, способного вызвать грозовую активность. Сравнительный анализ данных электрических и метеорологических величин, а также данных солнечной, сейсмической и циклонической активностей позволил выделить эти дополнительные источники. Оказалось, что при сильных солнечных вспышках, подобных случившимся в 2003 и 2004 годах, происходящих не часто, возникает поток тепла в видимом и инфракрасном диапазонах, достаточный для создания условий образования грозовой активности. Кроме того, дополнительным источником тепла в инфракрасном диапазоне могут быть сейсмические процессы в земной коре перед мощными землетрясениями [23], которые случаются также крайне редко. В нашем случае оба эти источника действовали либо при слабой, либо при мощной циклонической активности, роль которой, по-видимому, свелась к возникновению температурной неустойчивости в тропосфере.

Мониторинг магнитного поля Земли на обсерваториях ИКИР ДВО РАН «Мыс Шмидта», «Магадан», «Паратунка», «Хабаровск»

Организация и особенности магнитного мониторинга на обсерваториях ИКИР ДВО РАН показана на результатах, полученных в 2018-2020 гг.

Аппаратура, инфраструктура, условия измерений

ГФО «Паратунка»

Вариационные измерения выполнялись с помощью феррозондового компонентного вариометра FGE-DTU (Дания) с карданным подвесом блока датчиков и Оверхаузеровского скалярного магнитометра GSM-90 (Канада), установленных в вариационном павильоне (предоставлены Потсдамским центром Гельмгольца Немецкого исследовательского центра по геонаукам, Германия). В качестве резервной аппаратуры для заполнения пропусков в данных основных приборов использовался компонентный магнитометр dIdD GSM-19FD (Канада, установлен в отдельном павильоне) и скалярный Оверхаузеровский магнитометр POS-1 (Россия, установлен в абсолютном павильоне). В некоторых случаях, например, во время близких землетрясений, когда подвешенные на кардане магнитные датчики раскачиваются сейсмической волной, пропуски заполнялись данными японского вариометра FRG-601 или российского компонентного магнитометра POS-4 (УрФУ, г. Екатеринбург), жёстко связанных с постаментом. *Абсолютные наблюдения* магнитного склонения D и наклона I выполнялись с помощью fDI-магнитометров LEMI-203 (Украина, основной) и Mag-01H (Великобритания, резервный) в ручном режиме, наблюдения модуля поля F - с помощью скалярного Оверхаузеровского магнитометра POS-1 (Россия, основной), в качестве резервного предполагался Оверхаузеровский магнитометр GSM-19W (Канада). Для контроля достоверности получаемых данных и выделения помех использовались результаты измерений с помощью непрерывно работающих магнитометров MAGDAS (Япония, установлен в основном вариационном павильоне) и POS-4 (Россия, отдельный павильон).

Все магнитометры, накопители и регистрирующие ПК имели индивидуальные системы бесперебойного питания, обеспечивающие автономную работу в течение нескольких часов. Таймеры магнитометров, за исключением POS-4, синхронизировались с UTC с помощью встроенных GPS-приёмников. Температура внутри павильонов и наружная контролировалась с помощью цифровых термодатчиков DS18B20. С помощью цифровых метеостанций Davis Vanage Pro, WS2000 и метеодатчиков электрометра CS110 фиксировались метеопараметры (влажность, давление, скорость и направление ветра, уровень осадков). Летом-осенью на удалённой станции «Карымшина» (15 км от ГФО «Паратунка») устанавливался магнитометр dIdD GSM-19FD.

Основные работы по обеспечению магнитного мониторинга на ГФО «Паратунка» были связаны со стабилизацией температурного режима в магнитных павильонах. В 2018 г. внутренняя сторона наружных стен и пол вариационного павильона были утеплены пенополистиролом толщиной 10 см, на пол дополнительно были уложены плиты ОСП. Вместо старых нагревателей (нихромовая спираль на асбестовой трубе) в вариационном и абсолютном павильонах были установлены нагревательные панели «Теплоплит» (нихромовый провод, запрессованный в кварцевом песке), имеющие высокую теплоотдачу и эксплуатационную безопасность. В течение всего отчётного периода в вариационном павильоне выполнялся плановый перевод температурного режима с зимнего на летний (температура в павильоне повышалась до уровня срабатывания терморегулятора) и обратно (температура понижалась), что было вызвано ограниченной мощностью нагревательных элементов. Подробное описание наблюдательной базы и инфраструктуры представлено в [56, 57]. Фотография основных павильонов обсерватории показана на рис. 14.

ГФО «Хабаровск»

Вариационные измерения выполнялись с помощью компонентного вариометра dIdD GSM-19FD (Канада) с карданным подвесом колечной системы и датчика, а также скалярных Оверхаузеровских магнитометров POS-1 (до августа 2019 г.) и GSM-19W (Канада, с августа 2019 г.). В качестве резервных вариометров использовались кварцевые станции ЦМБС «Кварц-6» (Россия) и ЦАИС (Россия). *Абсолютные наблюдения* магнитного склонения D и наклона I выполнялись с помощью fDI-магнитометра Mag-01H (Великобритания), измерения модуля поля F — с помощью скалярного Оверхаузеровского магнитометра POS-1 и GSM-19W. Все магнитометры, накопители и регистрирующие ПК были подключены к единой системе бесперебойного питания, обеспечивающей автономную работу в течение нескольких часов. Таймеры магнитометров и регистрирующих ПК синхронизировались с UTC с помощью встроенных (POS-1, GSM-19W и dIdD) и внешних GPS-приёмников (ЦМБС «Кварц» и ЦАИС). Температура внутри павильонов и на улице контролировалась сетью цифровых датчиков DS18B20.

В начале января 2019 г. из-за сбоев и отказов основного ИБП обсерватории результаты измерений с помощью магнитометра dIdD были сильно зашумлены и минутные значения вариаций вычислялись ненадёжно. После установки 21.01.2019 г. нового мощного ИБП проблема с помехами была решена. 31 июля во время сильной грозы близкий удар молнии вывел из строя основной скалярный магнитометр POS-1, а также регистрирующий ноутбук и некоторое вспомогательное оборудование. Поэтому с августа для абсолютных наблюдений модуля поля и в качестве непрерывно измеряющего скалярного прибора использовался резервный Оверхаузеровский магнитометр GSM-19W. Осенью 2019 г. был выполнен дополнительный ремонт стен вариационного павильона. Ежегодно для поддержания оптимального температурного режима выполнялось каскадное отключение (весной) и включение (осенью) нагревателей в вариационном и абсолютном павильонах. Фотография

основных павильонов обсерватории показана на рис. 14.

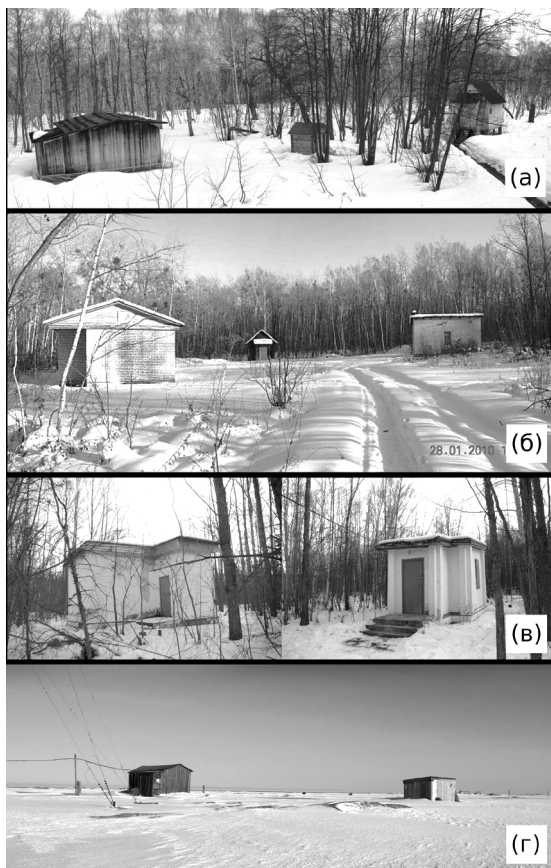


Рис. 14. Магнитные павильоны на обсерваториях ИКИР ДВО РАН: (а) — ГФО «Паратунка» - вариационный (слева) и абсолютный (справа) павильоны, в центре павильон POS-4; (б) — ГФО «Хабаровск» - вариационный (слева), абсолютный (в центре) и технический (справа) павильоны; (в) — ГФО «Магадан» - вариационный (слева) и абсолютный (справа) павильоны; (г) — ГФО «Мыс Шмидта» - вариационный (слева) и абсолютный (справа) павильоны.

ГФО «Магадан»

Вариационные измерения выполнялись с помощью феррозондового компонентного вариометра FGE-DTU с карданным подвесом блока датчиков, Оверхаузеровского скалярного магнитометра GSM-90, установленных в вариационном павильоне (предоставлены Потсдамским центром Гельмгольца Немецкого исследовательского центра по геонаукам, Германия). В качестве резервной аппаратуры для заполнения пропусков в данных основных приборов использовались компонентный магнитометр dIdD GSM-19FD (Канада, установлен в отдельном павильоне) и

скалярный Оверхаузеровский магнитометр POS-1 (Россия, установлен в абсолютном павильоне). В некоторых случаях пропуски заполнения данными вариометра FRG-601, жёстко связанного с постаментом. *Абсолютные наблюдения* магнитного склонения D и наклона I выполнялись с помощью fDI-магнитометра на базе немагнитного теодолита Theo-020B (Германия) и феррозондового датчика Model G (Бельгия), наблюдения модуля вектора напряженности поля F - с помощью скалярного Оверхаузеровского магнитометра POS-1, резервные абсолютные магнитометры отсутствуют. Все магнитометры, накопители и регистрирующие ПК имели системы бесперебойного питания, обеспечивающие автономную работу в течение нескольких часов. Таймеры магнитометров синхронизировались с временем UTC с помощью встроенных GPS-приёмников. Температура на улице контролировалась цифровым датчиком DS18B20.

Существенных работ по поддержанию инфраструктуры в 2018–2020 гг. не было. Для обеспечения оптимального температурного режима выполнялось каскадное включение (осенью) и выключение (весной) нерегулируемых нагревателей в вариационном павильоне. Фотография основных павильонов обсерватории показана на рис. 14.

В декабре 2020 г. на территории обсерватории в мониторинговом режиме был запущен радар когерентного рассеяния MAGW (аналог SuperDARN), установленный и эксплуатируемый ИСЗФ СО РАН. Для оценки электромагнитной совместимости с аппаратурой для магнитных измерений, уже установленной на обсерватории, в октябре-декабре были выполнены специальные наблюдения и выбран оптимальный режим работы радара, минимизирующий уровень помех в результатах магнитных измерений. Результаты исследований показали, что вопросы воздействия радара на высокоточные магнитометры не решены окончательно, в т.ч. и из-за низкой предсказуемости такого воздействия на этапе проектирования.

ГФО «Мыс Шмидта»

Вариационные измерения выполнялись с помощью компонентного вариометра dIdD GSM-19FD с карданным подвесом колечной системы и датчика, а также скалярного Оверхаузеровского магнитометра POS-1. В качестве резервных вариометров использовался компонентный феррозондовый магнитометр MAGDAS COLD (Япония). Для *абсолютных наблюдений* магнитного склонения D и наклона I имеется fDI-магнитометр Mag-01H (Великобритания), для измерения модуля поля F - скалярный Оверхаузеровский магнитометр POS-1 (Россия). Абсолютные наблюдения полного вектора F на ГФО «Мыс Шмидта» в 2019–2020 гг. не выполнялись. Магнитометры, накопители и регистрирующие ПК подключены к единой системе бесперебойного питания, обеспечивающие автономную работу в течение нескольких часов. Таймеры магнитометров и регистрирующих ПК синхронизировались с временем UTC с помощью встроенных GPS-приёмников. Температурный режим в вариационном павильоне обеспечивался с помощью нерегулируемых обогревателей. В 2019 г. на обсерватории был установлен новый источник бесперебойного питания и оборудован новый техниче-

ский павильон для регистрирующей и вспомогательной аппаратуры (на базе утеплённого контейнера). Фотография основных магнитных павильонов обсерватории показана на рис. 14.

Программное обеспечение, обработка данных

Управление магнитометрами и сбор первичных данных практически полностью выполняется с помощью программного обеспечения (ПО), предоставленного разработчиками аппаратуры вместе с оборудованием. Последующая обработка, включающая работу с первичными данными, анализ их качества, выделение помех, подготовка выходных данных в форматах, требуемых стандартами INTERMAGNET, выполняется на всех обсерваториях с помощью ПО, разработанного в ИКИРе в рамках нескольких проектов и госзадания [56]. ПО предназначено для работы в программных пакетах MATLAB и Octave, работоспособно на ПК с ОС Windows и Linux (после некоторой адаптации). Вся обработка (получение промежуточных и итоговых данных) выполняется непосредственно на обсерваториях. На обсерватории «Мыс Шмидта», в силу кадровых и организационных проблем, обработка не выполняется - первичные данные присылаются на ГФО «Паратунка», где они обрабатываются с полнотой, которая возможна в таком режиме.

Методическое и программное обеспечение магнитных измерений на всех обсерваториях ИКИР представляет собой единую систему технологий, алгоритмов и программных модулей, объединенных типовой аппаратурой и инфраструктурой обсерваторий, условиями для мониторинга, персоналом, стандартами измерений, анализа и обработки результатов (IAGA, INTERMAGNET). Различия существуют только на уровне первичных данных при использовании магнитометров различных типов. Все дальнейшие процедуры для работы с полученными данными максимально унифицированы. Это позволяет практически без проблем выполнять обработку результатов измерений одной из обсерваторий ИКИР на любой другой. Такая взаимозаменяемость частично снижает остроту проблем с недостаточностью штатного состава и квалификацией сотрудников.

Каналы связи между обсерваториями и институтом, реализованные с помощью сотрудников группы информационных технологий ИКИР, обеспечивают оперативный обмен результатами измерений. На обсерватории «Паратунка» и частично на обсерваториях «Магадан» и «Хабаровск» первичные данные собираются на сервер данных ИКИР непосредственно с регистрирующих компьютеров в режиме, близком к реальному времени. Это обеспечивает сохранность первичных данных, а также позволяет сотрудникам института получать к ним оперативный доступ.

Результаты измерений

Задержки в передаче данных

Обсерватории — члены INTERMAGNET следуют принятым в этой сети стандартам [55], которые определяют допустимые задержки при передаче информации в узлы сбора данных (GIN) INTERMAGNET. Согласно требованиям обсерватория обязана в течение трёх суток передать данные в статусе Reported (с минимальной предварительной обработкой), в течение следующих семи суток — отправить данные в статусе Adjusted (с исключением помех, заполнением пропусков и с обязательным учётом базисных значений, т.е. полный вектор поля). В GIN Эдинбурга, куда обсерватории ИКИР ДВО РАН отправляют минутные данные, ведётся соответствующая статистика. Её анализ показывает, что минимальная задержка составляет около 1 сут, в соответствии с требованиями ФСТЭК РФ. Задержки более двух суток связаны с выходными и праздничными днями и проблемами со связью. Сравнение статистики за 2020 г. с предыдущими годами показывает, что благодаря специальной организации работы эффективность магнитного мониторинга на обсерваториях ИКИР практически не изменилась в период действия режима самоизоляции в условиях пандемии COVID-19.

Обсерватории ИКИР КНВ, MGD и PET в 2018–2020 гг. продолжали подготавливать и отправлять в GIN INTERMAGNET данные в статусе «квази-окончательные» (Quasi-definitive) — данные, которые по точностным параметрам близки к итоговым (Definitive) данным, однако публикуются с задержкой 2–4 недели (в отличие от итоговых данных с годовой задержкой).

Пропуски в рядах данных

Потери данных при измерениях зачастую неизбежны. Критерием надёжности работы обсерватории, в общем случае, может быть оценка количества пропусков в базах данных INTERMAGNET. Ежедневная статистика объёма присланных данных ведётся в GIN Эдинбурга. Пропуски в минутных данных обсерваторий ИКИР за 2018–2020 гг. показаны на рис. 15. Количество пропусков в данных обсерватории «Мыс Шмидта» получено по суточным файлам, отправляемым в ГЦ РАН (Москва). Общее количество пропусков за рассмотренный интервал для PET — 18 минутных значений, для КНВ — 26995, для MGD — 2416, для CPS — 613182 и 271940 (*D*- и *HZ*-составляющие), или в процентном отношении <0,01, 1,71, 0,15 и 38,82 (17,22)%, соответственно. Отметим, что реальные пропуски на обсерваториях ИКИР, имеющих статус INTERMAGNET, могли бы быть более существенными, однако использование результатов измерений резервных магнитометров позволяет заполнить значительную часть потерь.

Пропуски на обсерватории «Хабаровск» в январе 2019 г. вызваны сильными помехами из-за сбоев в работе ИБП, заполнение пропусков сделано на этапе подготовки итоговых данных. Пропуски на обсерватории «Магадан» связаны с задержками при синхронизации таймера регистратора MAGDALOG по GPS после перезапуска основных магнитометров FGE и GSM-90. Значительное количество пропусков на обсерватории «Мыс Шмидта» — результат низкого качества электроснабжения, из-за чего исходные данные магнитометра dIdD, преимущественно канал D, сильно зашумлены, отбраковка помех при-

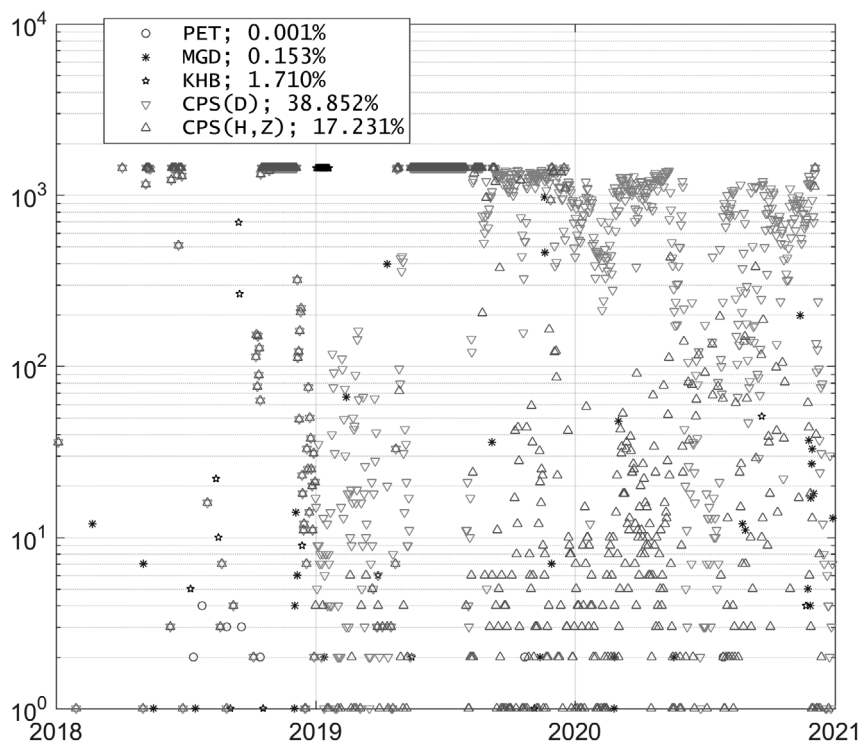


Рис. 15. Пропуски минутных данных обсерваторий ИКИР (в статусе Reported и Adjusted), отправленных в GIN INTERMAGNET в 2018–2020 гг. Статистика для CPS получена по данным, отправляемым в ГЦ РАН. Значения в легенде показывают общее количество потерянных минутных значений, в процентах.

водит к критическому количеству потерянных минутных данных. На ГФО «Паратунка» основным источником потерь в 2018–2020 гг. были помехи при аварийных перезагрузках системы регистрации основных магнитометров FGE и GSM-90. Второй по значимости источник потерь — эффекты землетрясений в измерениях магнитометров с датчиками на карданных подвесах, соответствующие фрагменты записей приходится удалять. Заполнение пропусков выполнялось по данным вариометров, имеющих жёсткую связь датчиков с постаментом.

Итоговые (Definitive) данные

Важнейшим, а возможно и основным, результатом работы любой обсерватории INTERMAGNET являются итоговые (Definitive) минутные значения полного вектора магнитной индукции. Эти данные готовятся по завершении года, обычно к 1 июля. Они д.б. максимально очищены от помех, с минимумом пропусков, вычисленные по оптимально полученным базисным значениям основного (и резервных) вариационных магнитометров. Эти данные проходят двойную проверку

- специально назначенными проверяющими от INTERMAGNET, обычно магнитологами с большим опытом работы с магнитными данными, и руководителем комиссии по подготовке итоговых данных Операционного комитета INTERMAGNET. Обсерваториями ИКИР «Магадан», «Паратунка» и «Хабаровск» в 2018–2019 гг. были подготовлены итоговые данные за 2017 и 2018 гг., которые были приняты и опубликованы в INTERMAGNET, данные ГФО «Паратунка» и «Хабаровск» за 2019 г. также уже прошли полную проверку и приняты.

Абсолютные наблюдения

Абсолютные магнитные наблюдения (определение полного вектора магнитной индукции в абсолютном смысле) является важнейшей задачей магнитной обсерватории, поскольку именно эти измерения позволяют получать информацию о долговременных изменениях магнитного поля. Результаты этих наблюдений используются, чтобы контролировать и дополнять результаты высокочастотных чувствительных вариационных измерений. К сожалению, абсолютные определения полного вектора магнитного поля выполняются вручную, т. е. они трудоёмкие, низкопроизводительные и, в общем случае, менее точные, чем вариационные. Тем не менее, только благодаря этим наблюдениям обсерватории обеспечивают долговременную (от недель до десятилетий) достоверность своих результатов.

На обсерваториях ИКИР «Хабаровск», «Магадан» и «Паратунка» абсолютные наблюдения ведутся регулярно в течение десятков лет. Частота наблюдений в общем случае определяется стабильностью вариометров, организационными возможностями, кадровой обеспеченностью и др. Магнитологи-наблюдатели должны обладать достаточной квалификацией, начальная подготовка занимает до месяца, полностью подготовленным наблюдатель становится примерно через полгода. В табл. 6 представлена сводная информация о количестве абсолютных наблюдений на обсерваториях ИКИР за 2018–2020 гг., включая распределение по наблюдателям (в процентах) и общее количество полученных базисных значений. Для ГФО «Паратунка» в статистику не включены результаты измерений на резервном fDI-магнитометре Mag-01H, а также результаты наблюдений при свёрках.

Ревизия, переобработка и новая обработка архивных данных

Многие магнитные обсерватории, в т.ч. и обсерватории ИКИР ДВО РАН, длительное время выполняют измерения практически непрерывно, получая достаточно однородные ряды данных. Однако в силу различных обстоятельств (технических, организационных и др.) полученная информация не передаётся в международные центры данных, т.е. остаётся недоступной для научной общественности. Подобная ситуация сложилась на ГФО «Паратунка», где до 2006 г. не прерывались магнитные измерения с регистрацией на фотобумагу, а с 2000 г. появились первые цифровые магнитометры. Для этого переходного периода собран большой архив аналоговых и цифровых данных, значительная часть которого не была обработана или была обработана не в соответствии с

Таблица 6. Абсолютные наблюдения на обсерваториях ИКИР ДВО РАН

Обсерватория	Наблюдатель	2018	2019	2020
Магадан	Ануфриева М.	22	20	14
	Затравкина В.	78	19	
	Давыдова А.	<1	61	49
	Игнатенко Е.			37
	кол-во наблюдений	456	628	766
Мыс Шмидта	Бобылёв Я.			
	Нахов А.	100		
	кол-во наблюдений	2		
Паратунка	Райкевич А.	18	19	9
	Богунова О.	20	20	21
	Бабаханов И.	23	19	29
	Хомутова И.	19	22	21
	Хомутов С.	20	19	20
	Бирюков А. (п)	<1		
	Панченко Э. (п)		<1	
	Шевченко Е. (п)		<1	
	кол-во наблюдений	1677	1693	1658
Хабаровск	Бондарь Т.		5	5
	Батенёв А.	59	67	10
	Чарсова С.	41	23	
	Горбатовский И.		5	63
	Сорокина Л.			22
	кол-во наблюдений	745	743	688

Примечания:

- 1) распределение по наблюдателям дано в процентах;
- 2) кол-во наблюдений — количество принятых базисных значений;
- 3) наблюдатели обсерватории «Паратунка» с кодом «(п)» — студенты ДВФУ, проходящие летнюю практику в ИКИР ДВО РАН.

принятыми стандартами (IAGA). При этом образовалась многолетняя брешь в рядах магнитных данных обсерватории и задача её заполнения, несомненно, является актуальной [58, 59].

С 2013 г. на ГФО «Паратунка» начались активные работы с имеющимися архивами, поскольку в системе МЦД (<http://www.wdc.bgs.ac.uk/catalog/master.html>) отсутствовали ча-

совые данные PET за 1991 г. и с 1996 г. (стандарт IAGA), а цифровые минутные данные в системе INTERMAGNET были только за 2013-2014 гг., полученные на момент принятия в INTERMAGNET. К концу 2020 г. были проверены и при необходимости переобработаны архивные часовые данные за 1991, 1996-2000 гг., пропуски были заполнены данными, полученными оцифровкой оригинальных аналоговых магнитограмм. Архивные данные контролировались:

- 1) визуально, в т.ч. используя первые разности часовых значений;
- 2) сравнением с часовыми и минутными данными ближайшей магнитной обсерватории «Мемамбетцу» (ММВ, Япония);
- 3) сравнением с результатами измерений цифровым феррозондовым магнитометром DCR (Япония), установленным на станции «Карымшина» в 15 км от обсерватории «Паратунка».

Проблемные фрагменты данных и пропуски заполнялись оцифровкой аналоговых магнитограмм. Результатом этой работы стали часовые ряды полных значений составляющих магнитного поля H, D, Z , которые были переданы в МЦД по солнечно-земной физике (Москва; <http://www.wdcb.ru>) и WDC for Geomagnetism (Эдинбург; <http://www.wdc.bgs.ac.uk>). В 2020 г. по имеющимся цифровым измерениям были подготовлены часовые данные за 2006 г., которые также были переданы в МЦД.

Другим направлением работ с архивами была обработка имеющихся результатов цифровых магнитных измерений и получение минутных данных в соответствии со стандартами INTERMAGNET - были получены итоговые ряды (Definitive) за 2007–2012 гг., которые были приняты и опубликованы в INTERMAGNET. Кроме того, была выполнена практически полная проверка имеющихся исходных цифровых записей с 2001 по 2006 гг. (вариометры ЦМВС «Кварц-9» и FRG-601), и были получены предварительные минутные данные, соответствующие или близкие к стандартам INTERMAGNET. Данные за 2006 г. были подготовлены в статусе «Quasi-definitive» и опубликованные в INTERMAGNET, данные за 2001–2005 гг. ожидают дальнейшей официальной проверки.

К настоящему времени не представленными в мировых базах данных остаются данные обсерватории «Паратунка» за 2001–2005 гг. Основные проблемы при обработке старых цифровых данных связаны с отсутствием метаданных, т.е. информации об условиях, при которых выполнялись измерения. Это значительно затрудняло надёжную идентификацию помех и снижало достоверность получаемых базисных значений. В 2019 г. начаты работы с цифровыми архивными данными обсерватории «Магадан», с целью получить минутные данные в соответствии со стандартом INTERMAGNET (в статусе Definitive) или близкие к нему (статус Quasi-definitive).

Выводы

Исследование показало, построенные многокомпонентные модели параметров ионосферы (ОМКМ) позволяют с заданной доверитель-

ной вероятностью отражать характерные изменения и возмущения в ионосфере в области средних широт. Предложенные алгоритмы анализа ионосферных данных позволяют обнаруживать аномальные периоды в ионосфере и оценивать интенсивность ионосферного возмущения. Важным прикладным результатом является способность обнаруживать слабые ионосферные возмущения, которые возникают до начала магнитных бурь и служат их предикторами.

Методом кросс-корреляционного анализа подтверждено наличие линейной статистически значимой связи между параметрами межпланетного магнитного поля и введенной мерой интенсивности ионосферных возмущений. Полученные оценки подтвердили эффективность введенной меры для определения интенсивности ионосферного возмущения в периоды отрицательных фаз ионосферных бурь.

Эмпирически доказана эффективность предложенного метода анализа геомагнитных данных для изучения нестационарных процессов в магнитосфере и в прикладных исследованиях в области задач прогноза космической погоды. Метод позволяет выделить предшествующие магнитным бурям слабые короткопериодные геомагнитные возмущения, коррелирующие с изменениями параметров межпланетной среды.

Сравнение результатов предлагаемого метода расчета Dst-индекса с классическим подходом и с методом, используемым в Мировом центре данных в Киото, показало их идентичность. Экспериментально подтверждена эффективность разработанного метода для получения данных с 1-минутным разрешением. Предложенный вычислительный алгоритм обеспечивает оперативный режим получения значений Dst-индекса, что является важным результатом исследования.

Разработанный метод моделирования и анализа данных нейтронных мониторов показал его эффективность для изучения динамики космических лучей в периоды повышенной солнечной активности и магнитных бурь. В моменты прихода ударной волны в данных космических лучей зафиксированы понижения интенсивности, характерные для Форбуш-понижений. В периоды, предшествующие началу магнитных бурь, выделены локальные повышения малой интенсивности. Разработанные вычислительные алгоритмы показали их эффективность для выделения периодов понижений и повышений интенсивности ГКЛ, которые могут быть использованы в качестве дополнительного фактора в задачах прогноза космической погоды.

Исследование влияния солнечной и сейсмической активностей на формирование грозových облаков на Камчатке показало, что тропические циклоны в Тихом океане являются возможным, но не единственным источником дополнительного потока тепла для возникновения локальных зимних гроз. Дополнительными факторами формирования грозовой активности, помимо циклонов, могут быть повышенная солнечная и сейсмическая активности.

В 2018-2020 гг. на обсерваториях ИКИР ДВО РАН выполнялся непрерывный мониторинг магнитного поля Земли, в том числе, на обсерваториях «Магадан», «Паратунка», «Хабаровск» — в соответствии со стандартами INTERMAGNET, на обсерватории «Мыс Шмидта» — в

режиме измерения только магнитных вариаций. Полученные ряды минутных данных доступны через сайты ИКИР, МЦД и INTERMAGNET. В рамках работ с архивами ИКИР ДВО РАН была выполнена ревизия часовых магнитных данных обсерватории «Паратунка» стандарта IAGA, данные за 1991, 1996-2000 гг. переобработаны и дополнены. Полностью обработаны цифровые архивные магнитные данные обсерватории за 2006-2012 гг. в соответствии со стандартами INTERMAGNET. Начата ревизия цифровых архивных данных обсерватории «Магадан» за 2010-2011 гг. Для полной обработки результатов магнитных измерений на обсерваториях ИКИР ДВО РАН создана унифицированная рабочая среда, включающая методическое и программное обеспечение.

Литература

1. Danilov A.D. Ionospheric F-region response to geomagnetic disturbances // *Advances in Space Research*. — 2013. — Vol. 52. — No. 3. — pp. 343-366. Doi: <https://doi.org/10.1016/j.asr.2013.04.019>.
2. Мандрикова О.В., Полозов Ю.А., Хомутов С.Ю., Заляев Т.Л., Фетисова Н.В., Гешпенер В.В, Мандрикова Б.С. Теоретические и программные средства анализа геофизических данных и выделения аномальных проявлений космической погоды. — Владивосток: изд-во Дальнаука. — 2019. — 184 с.
3. Mandrikova O., Fetisova N. Modeling and analysis of ionospheric parameters based on multicomponent model // *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*. — 2020. — Vol. 208. — 105399. — Doi: 10.1016/j.jastp.2020.105399.
4. Zaourar N., Hamoudi M., Manda M., Balasis G., Holschneider M. Wavelet-based multiscale analysis of geomagnetic disturbance // *Earth Planets Space*. — 2013. — Vol. 65. — No. 12. — pp. 1525-1540. Doi: 10.5047/eps.2013.05.001.
5. Soloviev A., Bogoutdinov S., Gvishiani A., Kulchinskiy R., Zlotnicki J. Mathematical Tools for Geomagnetic Data Monitoring and the Intermagnet Russian Segment // *Data Science Journal*. — 2013. — Vol. 15. — pp. 114-119. Doi: <http://doi.org/10.2481/dsj.WDS-019>.
6. Getmanov V.G., Gvishiani A.D., Peregoudov D.V., Yashin I.I., Soloviev A.A., Dobrovolsky M.N., Sidorov R.V. Early diagnostics of geomagnetic storms based on observations of space monitoring systems // *Solar-terrestrial physics*. — 2019. — Vol. 5. — No. 1. — pp. 43-50. Doi: 10.12737/stp-51201906.
7. Константинова А.В., Данилов А.Д. Ионосферные предвестники геомагнитных бурь. 2. Анализ данных ст. Slough // *Геомагнетизм и аэронавигация*. — 2020. — Т. 60. — No. 3. — С. 329-336. Doi: 10.31857/S0016794020030104.
8. Mandrikova O., Polozov Yu., Fetisova N., Zalyaev T. Analysis of the dynamics of ionospheric parameters during periods of increased solar activity and magnetic storms // *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*. — 2018. — V. 181. — P. 116-126. Doi: <https://doi.org/10.1016/j.jastp.2018.10.019>.

9. Мандрикова О.В., Геппенер В.В., Фетисова Н.В. Обобщенная многокомпонентная модель временного ряда параметров ионосферы // Известия СПбГЭТУ ЛЭТИ. — 2018. — № 10. — С. 31-41.
10. Mandrikova O., Fetisova N., Polozov Yu. Method of ionospheric parameter analysis in the problems of real-time data processing // Journal of Physics: Conf. Series by IOP Publishing. — 2018. — V. 1096. — 012091. Doi:10.1088/1742-6596/1096/1/012091.
11. Фетисова Н.В. Алгоритм выделения интенсивных аномальных изменений во временном ходе параметров ионосферы // Компьютерная оптика. — 2019. — Т. 43. — № 6. — С. 1064-1071.
12. Polozov Yu., Fetisova N. Estimation of ionosphere state in AURORA online data analysis system // X Anniversary International Conference "Solar-Terrestrial Relations and Physics of Earthquake Precursors". E3S Web of Conf. — 2019. — V. 127. — 01003.
13. Mandrikova O., Fetisova N. Automated method for detection of ionospheric disturbances // Proceedings of the IEEE 2020 International Conference on Information Technology and Nanotechnology (ITNT). — 2020 (в печати).
14. О.В. Мандрикова, Н.В. Фетисова, Ю.А. Полозов Метод моделирования параметров ионосферы и обнаружения ионосферных возмущений // Журнал вычислительной математики и математической физики. - 2021. - Т. 61. - № 5. (в печати).
15. О.В. Мандрикова, Ю.А. Полозов, Т.Л. Заляев, В.В. Геппенер Анализ динамики космических лучей и параметров ионосферы в периоды повышенной солнечной активности и магнитных бурь (по данным наземных станций) // Известия СПбГЭТУ «ЛЭТИ». — 2018. — No 7. — С. 96 – 108.
16. Мандрикова О.В., Полозов Ю.А., Заляев Т.Л. Анализ ионосферных параметров и данных космических лучей в периоды магнитных бурь 2015 года. // «Вестник КамчатГТУ» — 2018. — No 43. — С. 22–29.
17. Mandrikova O.V., Solovev I.S., Zalyaev, T.L. Methods of analysis of geomagnetic field variations and cosmic ray data // Earth, Planets and Space. — 2014. — Vol. 66(1). DOI:10.1186/s40623-014-0148-0.
18. Мандрикова О. В., Заляев Т. Л. Моделирование вариаций космических лучей на основе совмещения кратномасштабных вейвлет-разложений и нейронных сетей переменной структуры // Цифровая обработка сигналов. — 2015. — No 1. — С. 11-16.
19. Mandrikova O.V., Zalyaev T.L., Mandrikova B.S. Analysis of cosmic rays variations on the basis of neural networks, Journal of Physics: Conference Series, 2018. Doi 10.1088/1742-6596/1096/1/012137.

20. Mandrikova O., Polozov Yu., Mandrikova B. Analysis of cosmic ray dynamics and ionospheric parameters during increased solar activity and magnetic storms // X Anniversary International Conference "Solar-Terrestrial Relations and Physics of Earthquake Precursors". E3S Web of Conferences.—2019.—V. 127.—02002.
21. Mandrikova O.V., Geppener V.V., Mandrikova B.S. Method of analysis of cosmic ray data based on neural networks of LVQ, Journal of Physics: Conf. Series, 2019, Vol. 1368. Doi 10.1088/1742-6596/1368/5/052026.
22. Геппенер В.В., Мандрикова Б.С. Автоматизированный метод анализа данных космических лучей и выделения спорадических эффектов. // Журнал вычислительной математики и математической физики, 2021, (в печати).
23. Михайлова Г.А., Капустина О.В., Михайлов Ю.М., Смирнов С.Э. Особенности вариаций температуры атмосферы перед сильными землетрясениями на Камчатке и их связь с потоками уходящего от земли инфракрасного излучения // Геомагнетизм и аэрономия. — 2018. — Т.58. — №4. — С. 567–572.
24. Смирнов С.Э., Михайлов Ю.М., Михайлова Г.А., Капустина О.В. Особенности зимних гроз на Камчатке // Геомагнетизм и аэрономия. — 2019. — Т. 59. — №6. — С. 742–749.
25. Михайлов Ю.М., Смирнов С.Э., Михайлова Г.А., Капустина О.В. Тропические циклоны и возможные зимние грозы на Камчатке // Геомагнетизм и аэрономия. — 2020. — Т.60. — №5. — С. 655–671.
26. Polozov Yu., Mandrikova O. Regression analysis of ionospheric disturbance factors // XI Anniversary International Conference "Solar-Terrestrial Relations and Physics of Earthquake Precursors". E3S Web of Conferences. — 2020. — V. 196. — 02025.
27. Little R.J.A., Rubin D.B., Statistical analysis with missing data. — N.-Y.: Wiley-Interscience, 2002. — 408 p.
28. Mandrikova O.V., Solovev I.S., Khomutov S.Yu., Geppener V.V., Klionskiy D.M., Bogachev M.I. Multiscale variation model and activity level estimation algorithm of the Earth is magnetic field based on wavelet packets // Ann. Geophys. — 2018. — Vol. 36. — P. 1207 - 1225. DOI: <https://doi.org/10.5194/angeo-36-1207-2018>.
29. Mandrikova O., Solovev I., Zaitsev A. Detection and analysis of short-period geomagnetic perturbations during increased solar activity and magnetic storms // Solar-Terrestrial Relations and Physics of Earthquakes Precursors. E3S Web of Conferences. — 2018 — Vol. 62. —02005.

30. Mandrikova O., Solovjev I., Geppener V., Taha Al-Kasasbeh R., Klionskiy D. Analysis of the Earth is magnetic field variations on the basis of a wavelet-based approach // Digital Signal Processing. — 2013. — Vol. 23(1). — P. 329–339.
31. Zhang X.Y., Moldwin, M.B. Probabilistic forecasting analysis of geomagnetic indices for southward IMF events // Space Weather. — 2015. — Vol. 13.— P. 130–140. DOI: 10.1002/2014SW001113.
32. Мандрикова О.В., Степаненко А. А. Автоматизированный метод вычисления Dst-индекса на основе вейвлет-пакетной модели вариаций геомагнитного поля // Компьютерная оптика. — 2020. — Вып. 44. — № 5. DOI: 10.18287/2412-6179-CO-709.
33. Mandrikova O.V., Rodomanskay A.I., Mandrikova B.S. Analysis of geomagnetic field data during periods of increased solar activity and magnetic storms // Journal of Physics: Conf. Series.- 2019. - Vol. 1368. DOI: 10.1088/1742-6596/1368/5/052012.
34. Мандрикова О.В., Родоманская А.И., Зайцев А.Н. Особенности возникновения и распространения геомагнитных возмущений в периоды повышенной солнечной активности и магнитных бурь (по измерениям сети станций INTERMAGNET) // Сборник общероссийской открытой научной конференции «Пушковские чтения» — 2019: Магнетизм на Земле и в Космосе. — 2019. — С. 118–122.
35. Мандрикова О.В., Родоманская А.И. Анализ данных геомагнитного поля в периоды повышенной солнечной активности и магнитных бурь. // Сборник трудов ИТНТ-2019 [Текст]: V междунар. конф. и молодеж. шк. «Информ. технологии и нанотехнологии»: 21-24 мая: в 4 т. / [под ред. В.А. Фурсова]. — Самара: Новая техника, 2019. — Т. 4: Науки о данных. — 2019. — С. 140–152.
36. Mandrikova O., Rodomanskay A., Zaitsev A. Analysis of the geomagnetic disturbances dynamics during periods of increased solar activity and magnetic storms (by measurements of INTERMAGNET station network) // E3S Web of Conf. — 2019. — Vol. 127. — 02003.
37. Mandrikova O., Rodomanskay A. Dynamics and spatio-temporal distribution of geomagnetic disturbances during periods of increased solar activity and magnetic storms // E3S Web of Conf. — 2020. — Vol. 196. — 02009.
38. Мандрикова О.В., Заляев Т.Л. Методы анализа вариаций космических лучей в задачах исследования гелиосферных процессов и выделения спорадических эффектов: монография // —П.-Камч.: изд.-во КамчатГТУ.— 2016.— 129 с.
39. Заляев Т.Л. Алгоритм выделения аномалий в вариациях космических лучей в периоды гелиосферных возмущений // Известия «ЛЭТИ». —2015. — № 10. — С. 25-32.

40. Mandrikova B., Dmitriev A. Estimation of the state of the cosmic ray flux based on neural networks, E3S Web of Conf. – 2020. – 196. – 01007.
41. Geppener V.V., Mandrikova B.S. Method for cosmic ray variation analysis based on the data from global network of neutron monitors, Proceedings IEEE, 2020 (in print).
42. Geppener V., Mandrikova B. An automated method for detecting sporadic effects in cosmic rays, E3S Web of Conf. – 2020. – 196. – 02003.
43. Мандрикова О.В., Заляев Т.Л., Геппенер В.В., Мандрикова Б.С. Анализ данных нейтронных мониторов и выделение спорадических эффектов на основе нейронных сетей и вейвлет-преобразования. Машинное обучение и анализ данных. 2018. р.– 248-265, Doi 10.21469/22233792.4.4.03.
44. Геппенер В.В., Мандрикова Б.С. Анализ вариаций космических лучей по данным мировой сети нейтронных мониторов, Информационные технологии и нанотехнологии сборник трудов ИТНТ-2020, с. 511-519, eLIBRARY ID: 43576484, 2020.
45. <https://yandex.ru/pogoga/paratunka/month> .
46. Смирнов С.Э., Михайлова Г.А., Капустина О.В. Вариации квазистатического электрического поля в приземной атмосфере на Камчатке во время геомагнитных бурь в ноябре 2004 г. // Геомагнетизм и аэрономия. – 2013. – Т.53. – №4. – С. 532–545.
47. Смирнов С.Э., Михайлова Г.А., Капустина О.В. Вариации электрических и метеорологических величин в приземной атмосфере на Камчатке во время солнечных событий в октябре 2003 г. // Геомагнетизм и аэрономия. – 2014. – Т.54. – №2. – С. 257–265.
48. Смирнов С.Э., Михайлова Г.А., Михайлов Ю.М., Капустина О.В. Эффекты сильных землетрясений в вариациях электрических и метеорологических величин в приземной атмосфере на Камчатке // Геомагнетизм и аэрономия. – 2017. – Т.57. – №5. – С. 656–663.
49. Solar Influences Data Analysis Center (SIDC), <http://www.staff.oma.be/default.jsp>.
50. Search for earthquakes, <https://www.emsc-csem.org/Earthquake/?filter=yes> .
51. Циклоническая активность в акватории Тихого океана [<http://agora.ex.nii.ac.jp/digital-typhoon/search.date.html.en>].
52. Smirnov S. Association of the negative anomalies of the quasistatic electric field in atmosphere with Kamchatka seismicity // Nat. Hazards Earth Syst. Sci. – 2008. – V.8. – P. 745–749.

53. Earth System Research Laboratory (ESRL), Physical Sciences Division (PSD), <https://www.esrl.noaa.gov/psd/data/gridded/> .
54. Матвеев, Л.Т. Физика атмосферы. – С.-Петербург: Гидрометеиздат, 2000. – 778 с.
55. INTERMAGNET Technical Reference Manual. Version 4.6. Edited by Benoit St-Louis. Edinburg: BGS, 2012. - 92 с. - (https://intermag.net.org/publications/intermag_4-6.pdf).
56. Khomutov S.Y. Magnetic observations at Geophysical Observatory «Paratunka» IKIR FEB RAS: tasks, possibilities and future prospects // E3S Web of Conferences. - 2017. - Vol. 20, N 02002. - 18 p. (DOI: 10.1051/e3sconf/20172002002) - VIII International Conference «Solar-Terrestrial Relations and Physics of Earthquake Precursors».
57. Хомутов С.Ю. Прикладные аспекты мониторинга температуры на обсерватории «Паратунка» ИКИР ДВО РАН // Проблемы комплексного геофизического мониторинга Дальнего Востока России. Труды Седьмой научно-технической конференции 29 сентября – 5 октября 2019 г., Петропавловск-Камчатский. Обнинск: ФИЦ ЕГС РАН, 2019. - С.490-494 - (<http://www.emsd.ru/conf2019lib/pdf/techn/homutov.pdf>).
58. Khomutov S.Y., Khomutova I.N., Solovev I.S., Papsheva S.Y. The revision of archival magnetic data of the observatories of IKIR FEB RAS: actuality, progress and prospects // Conrad Observatory Journal. - 2019. - N 5. - P.22. - [ISBN: 978-3-903171-05-3, <http://www.conrad-observatory.at/zamg/index.php/downloads-en/category/5-cobsjournal>].
59. Khomutov S.Y., Lingala M. Some problems with old magnetic data processing // E3S Web Conf. - 2020. – Vol. 196. – 02029.

Геофизические факторы эффективности радио и электротехнических систем

Сивоконь В.П.

По мере усложнения технических систем возрастает роль природных факторов, способных снизить их эффективность. Для радиотехнических систем декаметрового диапазона таковыми являются вариации электродинамических свойств среды, в которой происходит распространение электромагнитного излучения, например магнитоориентированные неоднородности ионосферы. Электротехнические системы могут быть подвержены воздействию геомагнитно-индуцированных токов (ГИТ). Для исследования и формирования искусственных неоднородностей ионосферы применяется дорогостоящее оборудование: нагревные стенды, радары когерентного и некогерентного рассеяния и другая диагностическая аппаратура. Для диагностики ГИТ используется прямое измерение либо разветвленная сеть магнитометров. К сожалению, в нашей стране, по ряду причин, подобные исследования в полной мере недоступны. Поэтому актуальным становится подход, основанный на использовании нестандартных решений. Для исследования искусственных магнитоориентированных неоднородностей нами предложено использовать сети приемников на основе технологии Software-defined radio. Диагностика ГИТ производится на основе спектрального анализа высших гармоник промышленного тока.

Фактор планирования в эффективности воздействия на ионосферу

Для обеспечения передачи информации на суда в высоких широтах широко используются декаметровые каналы связи. Для увеличения их эффективности может быть использован механизм волноводного ионосферного распространения. Реализация этого механизма возможна, в том числе, путем создания искусственных неоднородностей ионосферы, как следствие активного воздействия на неё мощным коротковолновым излучением. В силу малой, по сравнению с естественными процессами, энергетики воздействия, необходимо учитывать гелиогеофизические условия, которые отличаются динамичностью. На основе анализа экспериментов, проводившихся в октябре-ноябре 2017 года на

нагревном стенде Тромсе, предпринята попытка оценки возможности использования нагревных технологий для формирования условий волноводного распространения декаметровых волн в ионосфере.

В статье [1] рассматривался вопрос возможности возбуждения ионосферного волновода с использованием искусственных магнитоориентированных неоднородностей. Показано, что при определённых условиях такая задача выполнима, что подтверждено приёмом нагревного излучения на Камчатке. Дальнейшее развитие этого направления исследований ограничивается тем обстоятельством, что проведение нагревных экспериментов в стране не осуществляется: собственный нагревной стенд «Сура» морально устарел и технически изношен. Работы, выполнявшиеся ранее нашими исследователями на EISCAT [2, 3], прекращены на неопределенное время. Сложилась ситуация, которую президент РАН охарактеризовал следующим образом: «... в ряде областей науки мы не можем конкурировать с зарубежными коллегами, но должны хотя бы понимать, что происходит во всей науке и не пропустить новые направления» (<http://allpravda.info/novyyu-prezident-ran-aleksandr-sergeev-48751.html>). Отсюда можно сделать вывод, что в выбранном нами направлении исследований необходимо ориентироваться на анализ экспериментов на зарубежных нагревных стендах, таких как EISCAT, благо, пока доступ к данным <https://www.eiscat.se/scientist/data/> открыт. Для понимания отработываемых технологий целесообразно сопоставление их особенностей с геофизическими условиями, в которых они проводятся.

Осенью 2017 года в Тромсе проводились следующие работы:

Октябрь :

B. Gustavsson (программа NO (42)):

- Исследования роли стратификации электронной концентрации в распространении L -моды через F -слой ионосферы;
- Исследование роли нагревной волны в распространении L -моды через F -слой ионосферы и увеличения обратного рассеяния ионно-акустических волн верхней ионосферой.
- Изучение горизонтальных вариаций электронной концентрации на эффективность нагревных экспериментов.

Hiroatsu Sato (программа PP (20)):

- Наблюдение плазменных неоднородностей, созданных нагревом EISCAT, с использованием системы GNSS+SAR (Global Navigation Satellite System + Search And Rescue).

Ноябрь:

Xu Tong (программа CN (4)):

- исследования гиромагнитных эффектов при излучении необыкновенной волны и резонансного поглощения при генерации обыкновенной волны.

Hiroatsu Sato (программа PP (20)):

- Наблюдения плазменных неоднородностей, созданных нагревом EISCAT.

Xu Tong (программа CN (8)):

- Нагревные эксперименты с целью генерации экстремально низких и сверхнизких частот с использованием амплитудной модуляции и технологии «Beat-wave»

B. Gustavsson (программы NO (42), SE (30)):

- Изучение эффекта магнитного зенита для обыкновенной волны в условиях невозмущенной ионосферы. Исследование распространения L-моды в условиях возможной самофокусировки нагревной волны.

Воздействие на ионосферу мощным коротковолновым излучением в любом случае приводит к изменению свойств ионосферной плазмы, но конечный результат определяется высотой и технологией воздействия. Для увеличения эффективности воздействия используют эффекты гиромагнитного резонанса и магнитного зенита. При воздействии электромагнитной волны на плазму ионосферы электроны совершают движение вокруг силовой линии магнитного поля Земли с частотой:

$$f_H = \frac{e \cdot H}{2 \cdot \pi \cdot m \cdot c}, \quad (1)$$

где e и m — заряд и масса электрона, c — скорость света, H — напряженность магнитного поля Земли.

В том случае, когда наблюдается равенство нагревной и гиромагнитной частот, имеет место гиромагнитный резонанс. Величина f_H определяется H , которая в свою очередь зависит от широты и высоты, и, составляет 1,32–1,45 МГц. На таких низких частотах трудно получить высокие значения коэффициента усиления передающих антенн, поэтому используют гармоники гиромагнитной частоты до шестой включительно [3].

Эффект магнитного зенита связан с селективным поляризационным возбуждением характеристических волн в ионосфере. Если использовать нагревную волну линейной поляризации, то у основания ионосферы происходит расщепление исходной волны на обыкновенную и необыкновенную магнитоионные компоненты. Эти компоненты имеют различные поляризационные характеристики и степень воздействия на

плазму ионосферы. Поэтому, на высокоширотных станциях применяют селективное возбуждение одной из компонент. Однако в случае вертикального излучения с учётом магнитного наклона излучаемая волна должна обладать эллиптической поляризацией с возможностью управления коэффициентом поляризации и положением большей оси эллипса, что трудно решить технически. В случае излучения вдоль силовой линии магнитного поля Земли имеет место продольное распространение, для которого характеристические волны обладают круговой поляризацией. В этом случае управление селективным возбуждением сводится к изменению направления вращения вектора напряжённости излучаемой волны. Использование эффекта магнитного зенита позволяет значительно увеличить эффективность воздействия, однако, как показали наши исследования [4], степень селективного возбуждения одной из магнитоионных компонент зависит от состояния магнитного поля Земли.

Еще одним способом повышения эффективности воздействия является создание дактов плотности — интенсивных вытянутых вдоль геомагнитного поля неоднородностей плотности плазмы. Размеры создаваемых дактов зависят от решаемых задач. Так, например, для закачки ОНЧ излучения наземного передатчика в магнитосферу используются крупномасштабные неоднородности [5]. Вместе с тем, в [6] показано, что в зависимости от используемых частот и поляризаций нагревной волны, размеры неоднородностей электронной концентрации могут быть от мелкомасштабных с поперечными размерами меньшими десятков метров до крупномасштабных в несколько десятков километров. Используя дакты плотности, можно сформировать своеобразные линзы для декаметровых волн [7].

При проведении нагревных экспериментов была установлена возможность трансформации обыкновенной волны в L -моду, от *left-handed polarisation* [8]. Такая волна отличается траекторией [9] и может быть использована для возбуждения межслоевого волновода [10]. Из вышеприведенного анализа следует, что эксперименты, проводившиеся по программам NO (42), SE (30) соответствуют интересующему нас направлению.

Поскольку нами планировалось сопоставление реальной геофизической обстановки с той, в которой технологии наиболее эффективны, мы провели это сравнение для программ CN (4) и CN (8), выполнявшихся китайскими коллегами. Если программа CN(4) близка по направлению к ранее описанным, то программа CN(8) отличается как уровнем воздействия (слой E , а не F), так и способом воздействия: амплитудномодулированное коротковолновое излучение в отличие от гармонического колебания на гармонике гиромагнитной частоты. Генерация ионосферными токами электромагнитного излучения на частоте модуляции нагревной волны была получена впервые в нашей стране [11]. В этой же работе указывалось, что эффективность воздействия будет выше, когда сила тока в электроструе будет большей, что соответствует возмущённому магнитному полю Земли. Технология «Beat-wave» апробировалась в рамках программы HAARP, заключалась в использовании

двух близких по величине частот, что приводит к биениям и генерации излучения в диапазоне крайне низких частот. Метод направлен на увеличение эффективности генерации крайне низких частот и уменьшение её зависимости от тока в электроджете.

Одним из условий эффективности нагревных экспериментов является использование нагревной частоты, не превышающей критической частоты слоя, на который оказывается воздействие. Используя данные ионозонда DPS-4, проведем такое сравнение, рис. 1

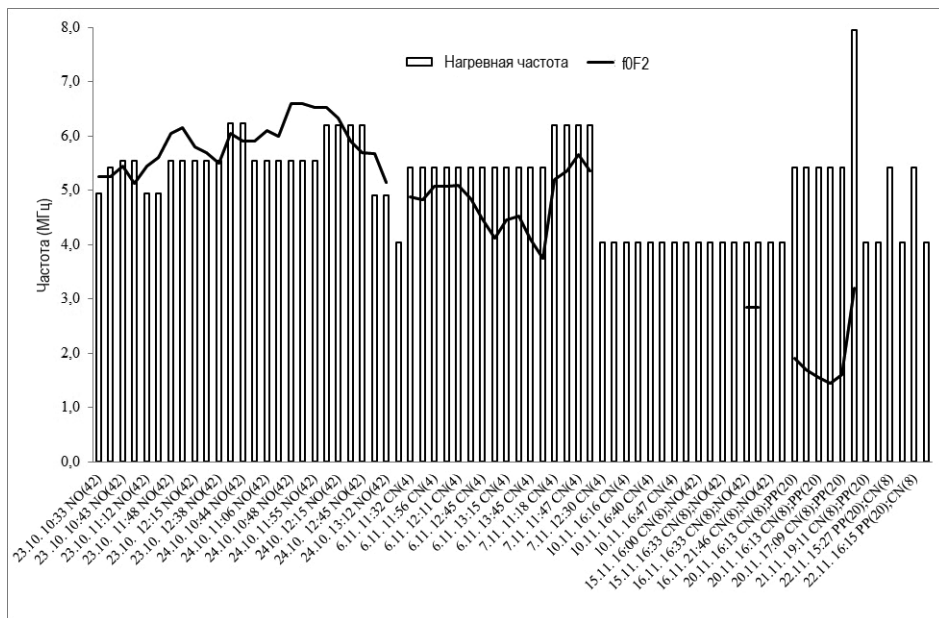


Рис. 1. Сопоставление нагревной и критической частоты слоя F

Из рисунка видно, что вторая половина экспериментов проходила в неоптимальных условиях, а в отдельных случаях на ионограммах наблюдалось F-рассеяние.

При проведении экспериментов по формированию искусственных неоднородностей ионосферы желателен минимум естественных возмущений электронной концентрации, что соответствует спокойному магнитному полю Земли. В то же время, в экспериментах по генерации электромагнитного излучения путем модуляции электроджета ток в нем по возможности должен быть максимальным, что соответствует возмущенному полю. Для оценки используем вариации D_{st} (http://wdc.kugi.kyotou.ac.jp/dst_realtime/201710/index.html) университета Киото, рис. 2.

Из сопоставления ионосферных и магнитных данных в рамках проведенных экспериментов следует, что относительно благоприятные условия были у В. Gustavsson (программа NO (42)). Если учесть, что программа проведения исследований была составлена как минимум за

месяц, а такой долгосрочный прогноз в настоящее время невозможен, следует признать, что планирование проведения экспериментов должно быть краткосрочным.

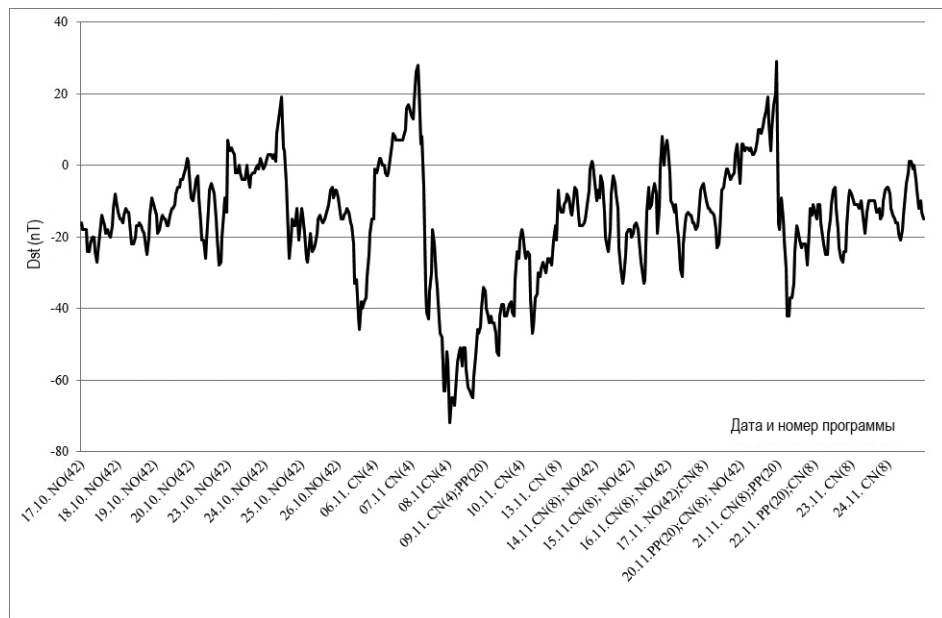


Рис. 2. Вариации D_{st} во время проведения экспериментов

В работе [1] нами показана возможность наблюдения нагревного излучения на Камчатке, но при этом приходится использовать сложную аппаратуру. В Европе увеличивается количество программно-определяемых радиосистем SDR (Software-defined radio) — радиоприемник, который использует технологию, позволяющую с помощью программного обеспечения устанавливать рабочую частоту, тип модуляции, полосу частот и записывать сигнал [<http://www.websdr.org>]. Приёмники не отличаются стабильностью частоты, что не позволяет без специального подхода использовать их для оценки эффекта Доплера. Нет упорядоченности в типах применяемых антенн. Однако они имеют широкую географию, и при большой выборке наблюдений можно судить о направленных свойствах рассеиваемой на искусственных неоднородностях ионосферы нагревной волны. Более того, часть приемников находится в пределах прямой видимости зоны воздействия. Используя ионосферные данные, можно определить, какие станции будут находиться в пределах прямой видимости, рис. 3.

В отличие от SDR приёмника университета Twente, который имеет полосу частот до 29,16 МГц, в других пунктах наблюдения выделены узкие полосы частот, которые не всегда совпадают с нагревной частотой. Тем не менее, 6 ноября в 13:15–13:45 UT нагревное излучение наблюдалось в Ulvila, Shlezwig, Twente, Bedford и Череповце на частоте

те 5423 кГц. При этом азимуты на эти пункты распределились следующим образом: Bedford — 217 градусов, Twente — 203 градуса, Shlezwig — 200 градусов, Ulvila — 167 градусов, Череповец — 131,6 градуса.

Кроме того, из рис.3 видно, что Череповец и Ulvila находятся в пределах прямой видимости, что позволяет определить угол наблюдения относительно горизонта: 8° и 14° , соответственно. Магнитное склонение в Тромсе составляет $8,74^\circ$. Тогда отклонение от направления в магнитный зенит излучения в горизонтальной плоскости для Bedford составит $+28,64^\circ$, а для Череповца $-57,14^\circ$. Такое большое отклонение вряд ли может быть объяснено ракурсным рассеянием, а рассеянием на магнитоориентированных неоднородностях, показанным нами ранее [1, 12], вполне объясняет.

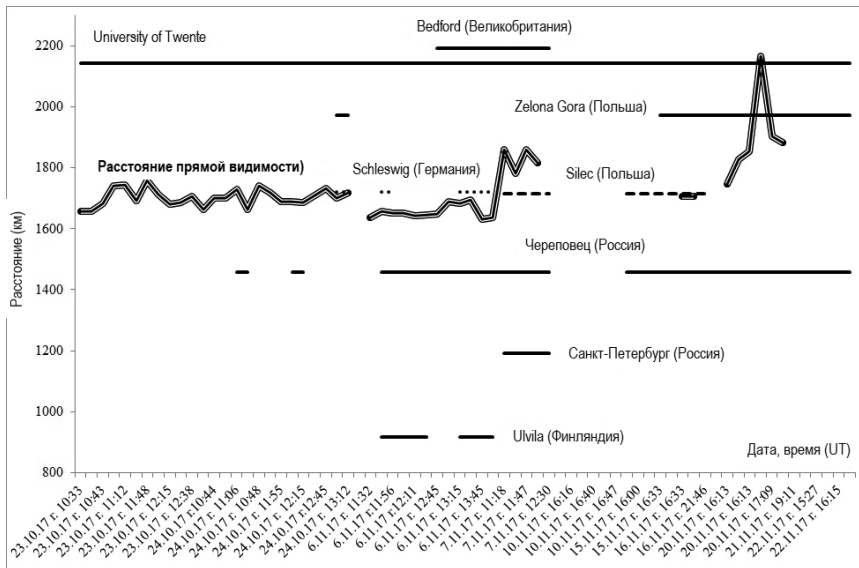


Рис. 3. Распределение наблюдений нагревного излучения в разных пунктах

Отметим, что в указанное время проводились эксперименты по программе CN4: исследования гиромангнитных эффектов при излучении необыкновенной волны и резонансного поглощения при генерации обыкновенной волны, в ходе которых генерация искусственных магнитоориентированных неоднородностей весьма вероятна.

Таким образом, показана возможность использования программно-определяемых радиосистем для определения результатов активного воздействия на ионосферу. Установлена нецелесообразность долгосрочного планирования экспериментов по модификации ионосферы: большую эффективность можно получить при оценке в реальном масштабе состояния космической погоды. Выявлено, что при проведении активных экспериментов возможно рассеяние нагревной волны в значительном телесном угле, а не только в конусе рассеяния.

Электромагнитная совместимость мобильного нагревного стенда

Нами было показано деструктивное воздействие обратного рассеяния на магнитоориентированных неоднородностях ионосферы излученного радиолокатором электромагнитного излучения [12]. Подобные неоднородности могут быть естественного и искусственного происхождения.

Интерес к магнитоориентированным неоднородностям обусловлен, в том числе, возможностью решения прикладных задач, повышающих эффективность радиотехнических систем путем создания искусственных неоднородностей ионосферы. В этих целях используются нагревные стенды. В патенте США 9423495, опубликованном 23 августа 2016 года, описывается реализация подобного подхода с использованием мобильного нагревного стенда. Однако, при формировании искусственных магнитоориентированных неоднородностей возможно деструктивное проявление активного воздействия на ионосферу и за счёт формирования интенсивного электромагнитного излучения декаметрового диапазона. Нами проведен анализ и показаны возможные негативные проявления для телекоммуникационных систем при реализации мобильного нагревного стенда, предложенного специалистами Мэрилендского университета. Объектом исследования является мобильный нагревной стенд морского базирования, разрабатываемый для активного воздействия на ионосферу в экваториальных широтах. Малые площади морских платформ, по сравнению со стационарными нагревными стендами, приводят к необходимости использовать новые принципы генерации высокочастотных колебаний и построения антенных систем. Целью работы является общий анализ электромагнитной совместимости аппаратуры разрабатываемых стендов с радиотехническими системами декаметрового диапазона.

Нагревные радиочастотные стенды используются для активных воздействий на ионосферу с разнообразными практическими применениями. В настоящее время в мире функционирует несколько таких объектов: в приполярных областях HAARP на Аляске, EISCAT в Норвегии; в средних широтах СУРА в России и на юге Arecibo в Пуэрто-Рико. Поскольку при воздействии используются мощные декаметровые передатчики, отмечались случаи, когда эксперименты негативно сказывались на состоянии коротковолновых каналов связи [13, 14].

Важную роль для понимания динамики ионосферы играют исследования экваториальных токовых структур [15, 16], для которых необходимы радиочастотные нагревные стенды в экваториальных широтах. При этом большая часть экваториального электроджета находится над морской поверхностью, что обусловило реализацию в США проекта создания нагревного стенда на морской платформе [17]. Относительно небольшие размеры подобных платформ предъявляют особые требования: как к источнику высокочастотных колебаний, так и к антенным устройствам, в связи с чем актуальна задача оценки электромагнитной совместимости таких стендов.

Работы, проводившиеся на нагревном стенде НААРР, позволили получить значимые результаты по сбросу энергичных частиц из радиационных поясов Земли, передачи информации на подводные лодки и другие удаленные заглубленные объекты, но вместе с тем они показали локальный характер воздействия на ионосферно-магнитосферные связи. Изучение экваториальных токовых структур и моделирование воздействия на них мощным коротковолновым излучением, может дать более значительный эффект чем в случае воздействия на полярный электроджет. Ширина экваториального электроджета составляет несколько градусов от геомагнитного экватора, следовательно, стационарный экваториальный нагревный стенд можно реализовать в Африке или в Южной Америке. Но если исходить из задач передачи информации на подводные лодки в юго-восточном регионе, как предлагает D. Papadopoulos [17], тогда целесообразнее выполнить стенд морского базирования. Современные морские платформы имеют размеры около 100 на 30 метров. Такие площади не позволяют использовать антенны и твердотельные передатчики, применяющиеся на нагревном стенде НААРР.

Вместе с тем, снабжение мобильных нагревных стендов необходимой энергией задача сложная, поэтому система генерации высокочастотных мощностей и их излучения должна иметь высокий коэффициент полезного действия. В рамках междисциплинарных исследований «Collaborative Research on Novel High Sources for and Physics of Ionospheric Modification» разрабатываются две технологии:

1. На основе электровакуумных приборов Grid-less Inductive Output Tube (IOT).
2. С использованием лазерного коммутатора Photoconductive Semiconductor Switch (PCSS).

Для повышения коэффициента полезного действия, в первом случае используется режим усиления D , а во втором — прямое преобразование постоянного тока в прямоугольные импульсы необходимой частоты. В обоих случаях будут присутствовать гармонические составляющие большой интенсивности, с учетом используемых мощностей. Спектр прямоугольных импульсов, формируемых во втором способе, можно оценить по формуле

$$A_n = \frac{2E}{\pi n} \cdot \sin(n\pi \cdot \frac{\tau_u}{T}) \quad (2)$$

где E — амплитуда прямоугольных импульсов, n — номер гармоники, τ_u — длительность импульса, T — период следования импульсов. Если принять использованное при натурном моделировании излучающего элемента мобильного нагревного стенда напряжение 6 кВ на характерной длине 1 м и скважность $\frac{\tau_u}{T} = 0,5$ то спектральное распределение нагревной волны будет выглядеть следующим образом, рис. 4.

Из приведенного графика следует, что в спектре преобладают нечетные гармоники значительной интенсивности. Как правило, высокое значение коэффициента полезного действия нелинейного резонанс-

ного усиления достигается за счёт выбора оптимального угла отсечки и использования резонансного контура на его выходе.

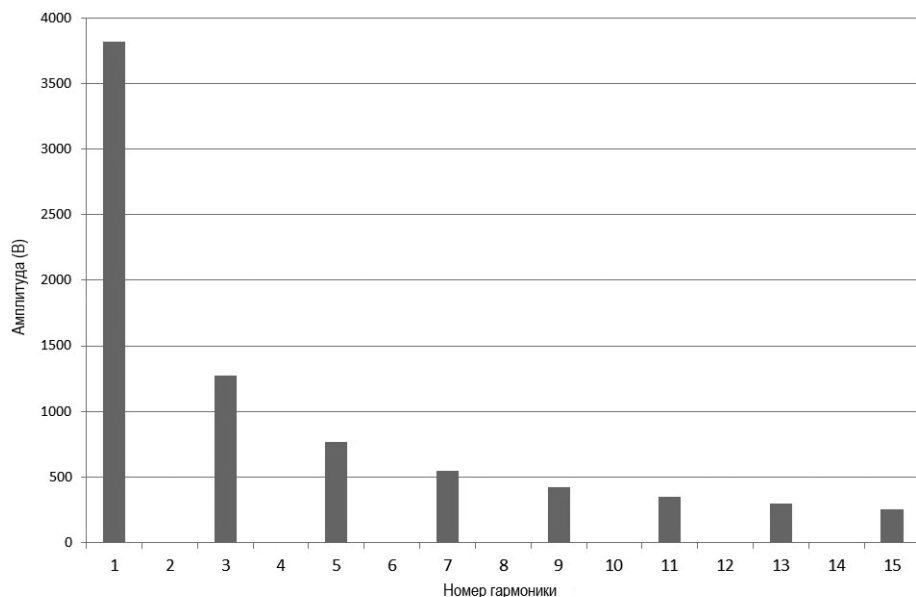


Рис. 4. Спектральное распределение гармоник нагревной волны

При выборе конструкции антенны для мобильного нагревного стенда специалисты университета штата Мэриленд исходили из необходимости минимизировать её размеры. При малых размерах антенны её входное сопротивление является комплексным с большой реактивной составляющей, что затрудняет согласование с передатчиком. Специалистами Техасского технического университета, на основе антенны УКВ диапазона [18], разработана малогабаритная антенна, состоящая из двух элементов Small Loop Antenna (SLA) и Capacitively Loaded Loop (CLL), рис. 5.

Введение дополнительного элемента, емкости, величина которой может изменяться путем введения в него диэлектрической пластины, позволяет получить резонансный контур. Первоначально было проведено натурное моделирование на частоте 100 МГц, в ходе которого исследовались направленные свойства, зависимость коэффициента отражения от материала, из которого выполнена диэлектрическая пластина, распределение напряженности поля по конструкции антенны с целью определения максимальной подводимой мощности. Затем, для частоты 10 МГц был изготовлен макет антенны, показанный на рис. 6.

Макет имеет размеры $3 \times 2,5 \times 1,2$ м. Эквивалентная схема устройства, для случая PCSS, показана на рис. 7. Элементы, указанные на схеме, имеют следующие величины [18]: $L_1 = 1 \mu\text{Гн}$, $L_0 = 20 \text{ нГн}$, $C_1 = 20 \text{ пФ}$, $k = 0,154$, $L_2 = 2 \mu\text{Гн}$, $C_2 = 126 \text{ пФ}$, $R = 1,6 \text{ мОм}$.

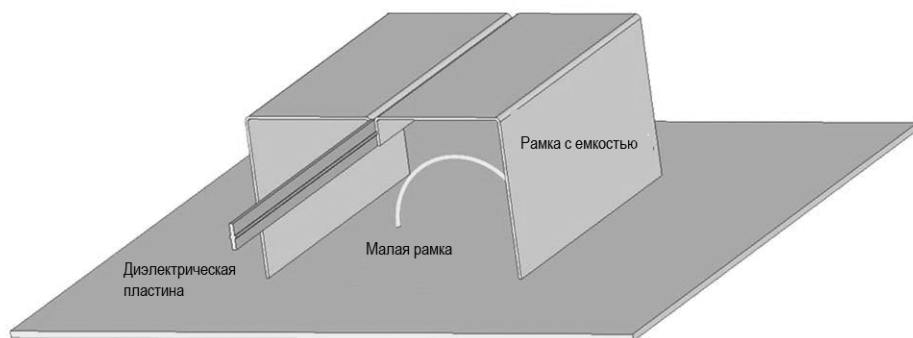


Рис. 5. Эскиз антенного устройства [18]



Рис. 6. Внешний вид макета антенного элемента [18]

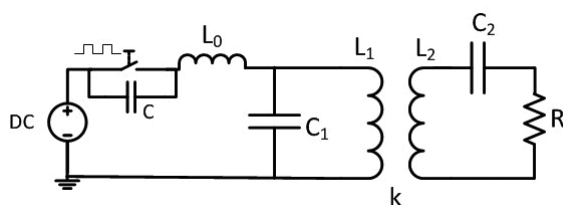


Рис. 7. Эквивалентная схема устройства PCSS [18]

Определим резонансные частоты контуров по известной формуле:

$$f_0 = \frac{1}{2\pi\sqrt{LC}} \quad (3)$$

Для первого контура она равна 35,6 МГц, а для второго около 10 МГц. Полагаем, что выделение первой гармоники нагревной волны должно осуществляться во втором контуре, добротность которого может быть определена, как

$$Q = \frac{1}{R} \cdot \sqrt{\frac{L_2}{C_2}}, \quad (4)$$

и для указанных параметров контура равна $Q = 78,7$. Амплитудно-частотная характеристика второго контура выглядит, как показано на рис. 8.

На первый взгляд, относительно узкая полоса (около 100 кГц) позволит избежать повышения амплитуды высших гармонических составляющих за счет резонансных свойств второго контура. Однако этому препятствуют следующие обстоятельства:

1. Экранировка SLA CLL незначительна. Длина CLL равна 3 метрам. Если учесть, что Small Loop Antenna расположена посередине CLL, то расстояние от нее до его края составляет на частоте 10 МГц 0,05 длины волны.
2. Коэффициент связи между антеннами мал и равен $k = 0,154$, тогда как коэффициент рассеяния $\sigma^2 = 1 - k^2 = 0,976$.
3. Контур SLA имеет резонансную частоту в районе 3 гармоники нагревной волны.

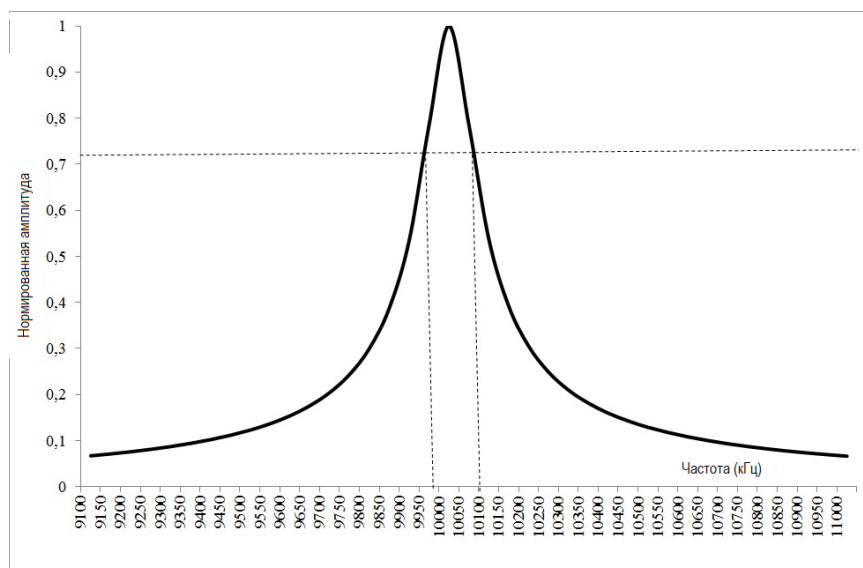


Рис. 8. Амплитудно-частотная характеристика CLL

Поэтому можно сделать вывод о том, что элемент SLA способен играть роль самостоятельного излучателя высших гармонических составляющих.

Особо остановимся на выборе поляризации излучаемой волны. Для высокоширотных нагревных стендов для повышения эффективности, в частности, используется:

- эффект магнитного зенита. Максимум диаграммы направленности передающей антенны направлен вдоль силовой линии магнитного поля Земли;
- селективное поляризационное возбуждение. За счёт изменения поляризационных характеристик электромагнитного поля возбуждается обыкновенная или необыкновенная магнитоионная компонента.

Для экваториальных широт, на которых магнитное поле Земли горизонтально, эффект магнитного зенита не реализуем, а поляризация излучаемой волны должна быть линейной. Эти особенности существенно упрощают реализацию антенной системы, однако для получения выраженных направленных свойств элементы предполагается объединить в решетки, при этом разбив их на группы с различной поляризацией. Такие группы должны иметь ортогональное расположение излучателей, что с учётом диаграммы направленности SLA обеспечивает ненаправленное излучение высших гармоник в горизонтальной плоскости. Разработчики проекта для варианта с антенным комплексом, размещенным на двух платформах, ширину диаграммы направленности в вертикальной плоскости намереваются реализовать в пределах $30^\circ - 40^\circ$. Если сравнить этот параметр с шириной диаграммы направленности антенной системы HAARP в несколько градусов, то очевидно, что побочное излучение в случае экваториального нагревного стенда, будет намного выше.

Существует ещё один фактор, который необходимо учитывать при рассмотрении электромагнитной совместимости мобильного нагревного стенда. Известно, что при воздействии на ионосферу проявляется эффект саморассеяния нагревной волны [19], который заключается в формировании в области воздействия искусственных магнитоориентированных неоднородностей и рассеяния на них нагревной волны. Такие неоднородности ориентированы вдоль силовой линии магнитного поля Земли и имеют поперечные размеры во много раз меньше продольных. В высоких широтах они наклонены к горизонту, например в Тромсё, под углом 78° . В этом случае нагревная волна падает на такие неоднородности под малым углом, что не позволяет получить максимальный эффект саморассеяния, тем не менее, рассеянная волна наблюдается на больших расстояниях.

В работе [20] показана возможность резонансного рассеяния на естественных магнитоориентированных неоднородностях ионосферы при выполнении следующих условий:

1. Волновой вектор падающей на магнитоориентированные неоднородности волны перпендикулярен силовой линии магнитного поля Земли.
2. Вектор напряженности электрического поля параллелен большей оси неоднородности.
3. Размеры неоднородности сопоставимы с половиной длины волны падающего электромагнитного излучения.

На высоких широтах первое и второе условия практически невыполнимы. Для экваториальной ионосферы нагревная волна падает на ионосферу под прямым углом, следовательно, первое условие выполняется автоматически. Поскольку у обыкновенной волны вектор напряженности электрического поля параллелен направлению магнитного поля Земли, то для её возбуждения на экваторе этот вектор должен быть направлен с севера на юг. Для возбуждения необыкновенной волны направление вектора должно быть восточно-западным. В том случае, когда вектор напряженности поля имеет промежуточную ориентацию, например 45° , будут возбуждаться обе волны. Следовательно, второе условие выполняется в экспериментах, использующих возбуждение обыкновенной волны.

Для определения возможности реализации третьего условия необходимо знать частоту нагревной волны и размеры магнитоориентированных неоднородностей экваториальной ионосферы. Поскольку нагревной стэнд Аресибо по широте наиболее близок из всех нагревных стэндов к экватору, для оценки используем применяемые на нем частоты, а именно 5,1 и 8,175 МГц. Информацию о размерах естественных магнитоориентированных неоднородностей можно найти в статье [21]. В работе на основе измерений, проведённых с использованием камер ночного неба и радара некогерентного рассеяния, приводятся результаты наблюдений неоднородностей электронной концентрации в период с 20 по 21 августа 2014 года, проводившихся на широте магнитного экватора обсерватории Jicamarca. Диапазон размеров зафиксированных неоднородностей простирается от долей метра до десятков километров, в который попадают длины волн частот всего декаметрового диапазона, а не только используемые в Аресибо. Отметим, что наблюдения проводились в условиях слабо возмущенного магнитного поля Земли $D_{st} = 0 \div 30$ нТл http://wdc.kugi.kyoto-u.ac.jp/dst_final/201408/index.html. Таким образом, имеются все условия для резонансного рассеяния как нагревной волны, так и её гармоник.

Величина потерь электромагнитной энергии декаметрового диапазона при её распротранении зависит от многих факторов, таких как геофизическая обстановка, используемая частота, географическое положение передатчика и приемника и т.д. Предположим, что мобильный стэнд находится в оптимальном с точки зрения разработчиков районе, межостровном море Тихого океана Сулу, а исследуемый на электромагнитную совместимость район во Вьетнаме, например в Камрани. Используя программу VOACAP, можно получить расчётные значения

уровня рассеянной нагревной волны относительно уровня шумов, рис. 9.

Из рисунка видно, что вне зависимости от времени суток найдется частота, или её гармоника, на которой уровень рассеянного излучения будет значительно превышать уровень шумов и быть сопоставимым с уровнем полезных сигналов, применяющихся в радиотехнических системах.

Такой уровень возможен в том случае, когда вектор напряжённости электрического поля лежит в плоскости север-юг, т.е. возбуждается обыкновенная волна. Этот эффект, как ранее отмечалась, связан с селективным поляризационным возбуждением характеристических волн. Отметим, что селективное поляризационное возбуждение хорошо проявляется в случае спокойного магнитного поля Земли [4]. При возмущении магнитного поля увеличивается количество неоднородностей электронной концентрации и селективное поляризационное возбуждение проявляется в меньшей степени, что может привести к значительному уровню рассеянной компоненты и при использовании необыкновенной волны. Тем не менее, по относительному изменению уровня рассеянной компоненты можно судить о переключении поляризации нагревной волны в ходе активного воздействия на ионосферу.

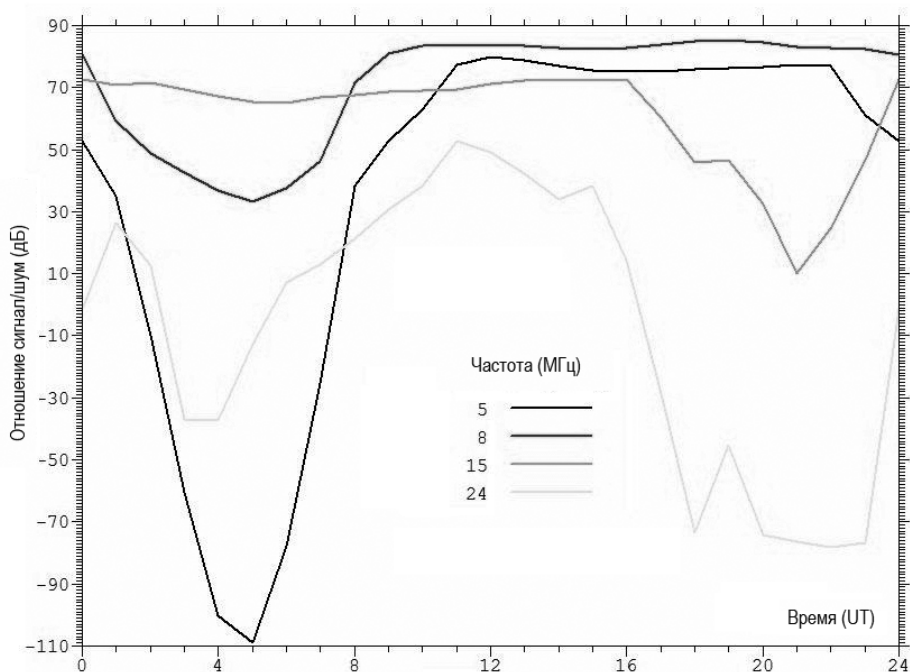


Рис. 9. Отношение сигнал/шум для разных частот

Следовательно, при реализации высокочастотных генераторов с использованием технологий Grid-less Inductive Output Tube или

Photoconductive Semiconductor Switch гарантировано присутствие высших гармоник нагревной волны. Эффективное подавление высших гармоник затруднено, поскольку введение специальных фильтров приведет к снижению коэффициента полезного действия системы в целом. Антенная система мобильного нагревного стенда, вероятнее всего будет формировать ненаправленное излучение в горизонтальной плоскости и относительно направленное излучение в вертикальной плоскости. Учитывая рассеивающие свойства возмущенной активным воздействием плазмы ионосферы основная частота нагревной волны и её высшие гармоники могут оказать негативное воздействие на декаметровые радиотехнические системы на значительном удалении.

Новый метод исследования магнитоориентированных неоднородностей ионосферы с использованием программно-определяемых радиосистем

Известно, что магнитоориентированные неоднородности ионосферы влияют на эффективность функционирования радиолокационных систем [22, 23]. При проведении экспериментов по активному воздействию на ионосферу они играют важную роль в эффекте саморассеяния нагревной волны [19]. При передаче информации на сверхдальние расстояния эти неоднородности в значительной степени определяют эффективность возбуждения ионосферного волновода [24]. Следовательно, актуальным является исследование их параметров. Для исследования свойств магнитоориентированных неоднородностей используются сложные системы, например SuperDARN и пеленгаторы с линейной частотной модуляцией сигнала. Как правило, в таких исследованиях получают сведения о размерах области, занимаемой магнитоориентированными неоднородностями, и скорость, с которой эта область движется. При этом параметры самих неоднородностей и их структура мало изучены. Проведенные нами исследования показали возможность оценки направленных свойств рассеянного на магнитоориентированных неоднородностях ионосферы поля, на основе приемов, применяющихся для оценки диаграмм направленности линейных излучателей. Сочетание этого подхода с возможностями технологии «Soft Defined Radio» (SDR) позволяет дистанционно проводить эксперименты по исследованию свойств магнитоориентированных неоднородностей в декаметровом диапазоне длин волн.

Магнитоориентированные неоднородности располагаются вдоль силовых линий магнитного поля Земли и имеют продольные размеры во много раз большие поперечных, что позволяет представить их в виде системы диполей, наклоненных к поверхности Земли под углом, равным

магнитному наклонению. В этом случае, результирующее пространственное распределение рассеянного поля будет определяться, рис. 10, продольными размерами магнитоориентированных неоднородностей L и расстояниями между ними поперек D_1 и вдоль D_2 линий магнитного поля Земли. Рассмотрим каждую из этих составляющих.

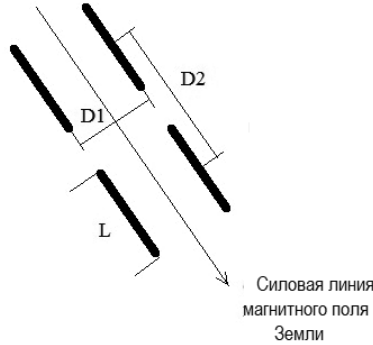


Рис. 10. Модель топологии магнитоориентированных неоднородностей

Диаграмма направленности диполя в горизонтальной плоскости зависит от соотношения его длины к длине электромагнитной волны, излучаемой им, и угла наблюдения

$$F(\phi) = \frac{\cos(kl \cdot \sin(\phi)) - \cos(kl)}{\cos(\phi)}, \quad (5)$$

где ϕ — угол, отсчитываемый от перпендикуляра к оси диполя; l — длина диполя; $k = \frac{2\pi}{\lambda}$; λ — длина волны.

Как правило, при оценке пространственного распределения излучаемого поля используют зависимость от угла наблюдения. Однако, если взять два направления, например $\phi_1 = 10^\circ$ и $\phi_2 = 80^\circ$, то можно получить отношение интенсивностей, характерное для определенного отношения длины излучателя к длине волны. Поскольку возможно несколько близких по величине соотношений, то путем моделирования установили, что при шаге изменения длины излучателя к длине волны, равном $\frac{\Delta l}{\lambda} = 1,7 \cdot 10^{-5}$, и точности совпадения отношений интенсивностей до 10^{-4} , снимается неоднозначность определения длины неоднородности. Следовательно, измерив интенсивности излучения для двух направлений и взяв их отношение, можно определить параметры неоднородности.

Суммарное поле, создаваемое парой неоднородностей поперек силовой линии магнитного поля Земли, можно представить, как результат сложения их полей

$$E_{[p]} = \sqrt{E_1^2 + E_2^2 + 2E_1E_2\cos(kD_1 - \Phi)}, \quad (6)$$

где E_1 и E_2 — поля, создаваемые первым и вторым излучателями; $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ — волновое число; Φ — разность фаз между полями; D_1 — расстояние между ними. Если предположить, что неоднородности облучаются плоской волной, а при использовании направленных антенн в активных экспериментах это близко к реальности, то в пределах пары неоднородностей $E_1 = E_2$, а $\Phi = 0$. Тогда при регистрации излучения по двум направлениям определяющее значение имеют расстояние между неоднородностями и углы наблюдения, а множитель системы из двух неоднородностей можно записать, как

$$F_n(\phi) = \sqrt{1 + \cos(kD_1 \cos(\phi))}. \quad (7)$$

Следовательно, проводя измерения в двух пунктах, можно определить вероятное расстояние между неоднородностями поперек силовых линий магнитного поля Земли.

Результирующее поле, формируемое двумя неоднородностями, расположенными вдоль силовой линии, зависит от расстояния между ними и фазовым сдвигом между полями. В общем случае, множитель системы можно записать, как

$$F_B(\phi) = \frac{\sin(0,5n(kD_2 \sin(\phi) - \Phi))}{\sin(0,5(kD_2 \sin(\phi) - \Phi))}, \quad (8)$$

где Φ — разность фаз между полями; D_2 — расстояние между ними.

Для $n = 2$ и $\Phi = 0$.

$$F_B(\phi) = \frac{\sin(kD_2 \sin(\phi))}{\sin(0,5kD_2 \sin(\phi))} \quad (9)$$

Тогда из результатов наблюдений в двух пунктах можно получить вероятное расстояние между неоднородностями вдоль силовой линии магнитного поля Земли.

Для реализации этого способа изначально предполагалось, что оба пункта наблюдения должны находиться в пределах прямой видимости области рассеяния, поскольку в этом случае исключается неоднозначность определения коэффициента ослабления в ионосфере. В идеальном случае, пункты наблюдений должны находиться на одинаковом расстоянии от области рассеяния. Реализовать такое требование затруднительно, поэтому для компенсации разности ослаблений поля, обусловленной отличными расстояниями, можно воспользоваться известной формулой зависимости напряженности поля от удаления

$$E = \frac{173\sqrt{PD}}{r}, \quad (10)$$

где P — мощность передатчика; D — коэффициент направленного дей-

ствия передающей антенны; r — расстояние. Поскольку величины P и D — параметры области рассеяния — относятся в равной степени к обоим пунктам наблюдения, то относительное изменение E_1/E_2 , как результата разности удалений, будет определяться только отношением расстояний r_1/r_2 . Используя поправочный коэффициент $\Delta = r_1/r_2$, можно учесть эту особенность в постановке эксперимента.

Осуществление такого подхода, до недавнего времени, было затруднено необходимостью дистанционного управления двумя приемными устройствами, расположенными на большом удалении от места нахождения экспериментаторов, например, Институт космифизических исследований и распространения радиоволн на Камчатке и нагревный стенд Аресибо в Пуэрто-Рико. С появлением технологии «Soft Defined Radio» (SDR) и широким ее распространением в мире эта задача существенно упростилась.

Приемники SDR имеют принципиальное отличие от обычных радиоприемников, как в части реализации, так и доступа к ним. В этой технологии сигнал, поступающий из антенны, подвергается дискретизации, и дальнейшая его обработка происходит в цифровом виде. При меньшей чувствительности SDR-приемников, технология позволяет установить одинаковый коэффициент усиления приемного тракта нескольких приемников, находящихся в разных пунктах. Если взять две однотипные приемные антенны и два однотипных SDR-приемника, то их можно использовать для наблюдений без предварительной калибровки, в случае супергетеродинных приемников такая операция обязательна. Безусловным достоинством технологии является дистанционный доступ и управление приемником, запись сигнала в формате «wave» с последующим его скачиванием.

В 2018 г. на сайте Аресибо (<http://www.naic.edu/vscience/schedule/scedfra2.htm>) появилась информация о планируемых экспериментах, в том числе нагревных. Наибольший интерес, применительно к нашему направлению исследований, представляет программа H3286: «ISR and Satellite Observation of Artificial Field Aligned Plasma Density Irregularities Generated by the Arecibo HF Heating Facility». Поскольку в районе Аресибо SDR-приемников сети Twente подыскать не удалось, использовали возможности другой сети KiwiSDR (<http://www.ve3sun.com/KiwiSDR/>). Для наблюдения наиболее подходящими оказались приемники, расположенные в Santo Domingo (Доминиканская республика) и Bonaire (Нидерланды). Расстояние от Аресибо до Santo Domingo составляет 340 км, азимут 271° . До Bonaire расстояние составляет 724 км, азимут равен 192° . Для оценки возможности прихода нагревной волны в эти пункты путем преломления в ионосфере провели моделирование с использованием программы VOACAP. Из технических данных нагревного стенда Аресибо (<http://www.AreciboObservatory.org/hf-policies.pdf>) известно, что ширина диаграммы направленности его антенны по уровню половинной мощности составляет 13° , что составляет $6,5^\circ$ от зенита или $83,5^\circ$ от горизонта. Моделирование на VOACAP позволило определить необходимые для прихода нагревного излучения путем преломления в ионосфере углы излучения в верти-

кальной плоскости, которые составили: излучение нагревного стенда происходит в конус, ограниченный углом $83,5^\circ$, для Santo Domingo этот угол должен составлять 44° и 21° для Bonaire. Очевидно, что при таких характеристиках нагревного стенда и параметрах трасс прием нагревной волны преломленной в ионосфере маловероятен. Тем не менее, для определения истинных углов на момент проведения экспериментов использовались ионограммы станции расположенной в Ramey (Пуэрто-Рико), которые показали незначительное отклонение от прогноза: для Santo Domingo 33° и 17° для Bonaire.

9 ноября в период с 16 до 17 часов мирового времени проводились наблюдения за активным воздействием на ионосферу в Аресибо с использованием SDR-приемников в Santo Domingo и Bonaire. Нагрев производился на частоте 5095 кГц по схеме: 10 с нагрев, 10 с пауза. Запись проводилась одновременно двумя приемниками блоками по 3 минуты. Длительность блока сделали небольшой для обеспечения гарантированного доступа к приемникам, поскольку они имеют ограниченное количество доступных слотов, и при большом времени записи возрастает вероятность отключения пользователя, как не востребовавшего. Из записей в формате «wave» с использованием анализатора спектра получаем информацию об амплитуде и частоте нагревной волны. При этом размер быстрого преобразования Фурье (FFT size) выбирается максимально возможным, что позволяет увеличить спектральное разрешение. Добиться одновременного начала записей невозможно, поэтому за точку отсчёта брали начало нагревного цикла в записях. Поскольку для точного определения соотношения амплитуд необходима синхронизация по времени, а начала записей не синхронизированы, то при определении линейных параметров неоднородностей за анализируемый период времени принят интервал нагрева, т.е. 10 с.

В качестве примера приведем результаты обработки записей с 16:30 до 16:45 UT 9 ноября 2018 года. Геофизическая обстановка в период измерений: Магнитное поле Земли слабо возмущенное. Планетарный магнитный индекс $K_p = 3$; $D_{st} = -21$ нТл (http://wdc.kugi.kyoto-u.ac.jp/dst_realtime/201811/index.html). Интенсивность солнечного излучения на длине волны 10,7 см – 69,02 (<http://www.spaceweather.gc.ca/solarflux/sx-5-en.php>). Ионосферные данные: $f_{min} = 5,25$ МГц; $f_0F2 = 7,1$ МГц; $h_mF2 = 229,5$ км (<http://lgdc.uml.edu/common/DIDBYearListForStation?ursiCode=PRJ18>).

Из приведенных данных следует, что особых возмущений в геофизической обстановке не отмечается, за исключением высокого значения f_{min} .

Обработав по описанному выше методу данные, получили:

1. Распределение продольных размеров неоднородностей, рис. 11.
2. Возможные расстояния между неоднородностями вдоль силовой линии, рис. 12.
3. Вероятные расстояния между неоднородностями поперек силовой линии, рис. 13.
4. Скорости перемещения неоднородностей, рис. 14.

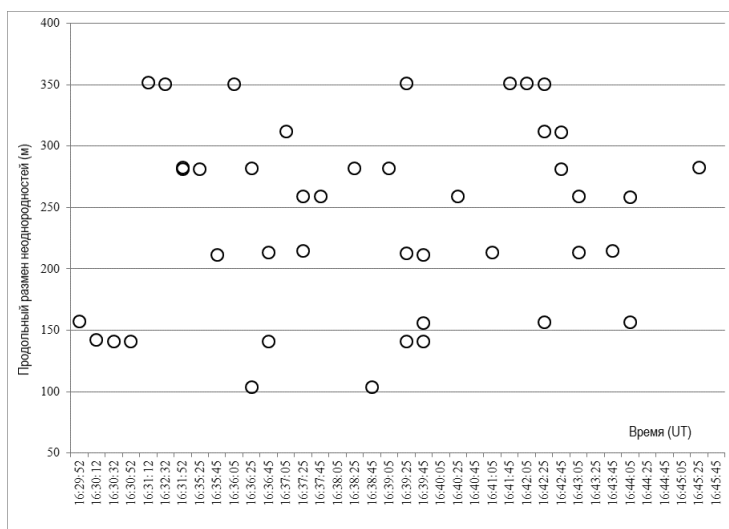


Рис. 11. Распределение продольных размеров неоднородностей

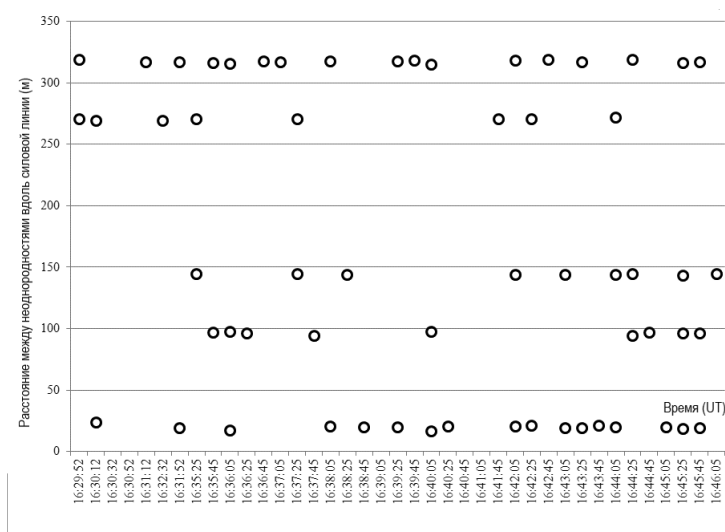


Рис. 12. Вероятное расстояние между неоднородностями вдоль силовой линии магнитного поля Земли

Расчет скоростей производился по спектрограммам также с усреднением в 10 секунд. Результаты определения скоростных характеристик показаны на рис. 14. Поскольку известен угол между векторами скоростей, можно определить результирующую скорость и направление перемещения неоднородностей. В указанный период времени неоднородности перемещались в юго-западном направлении. В работе [13] при-

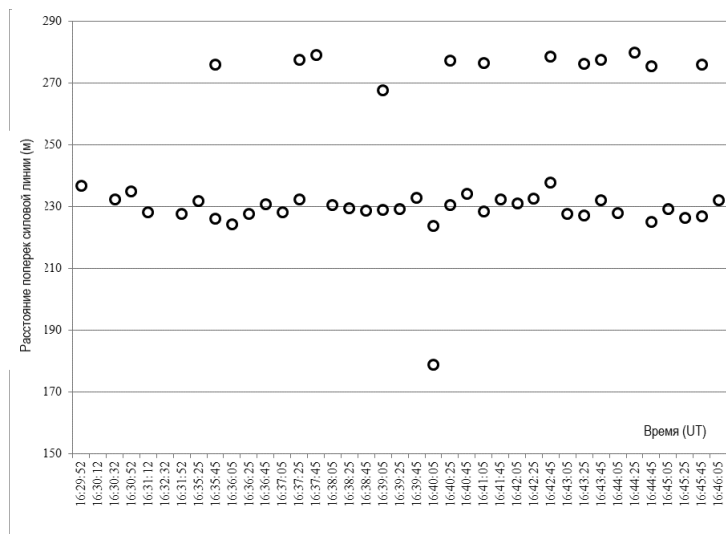


Рис. 13. Вероятное расстояние между неоднородностями поперек силовой линии магнитного поля Земли

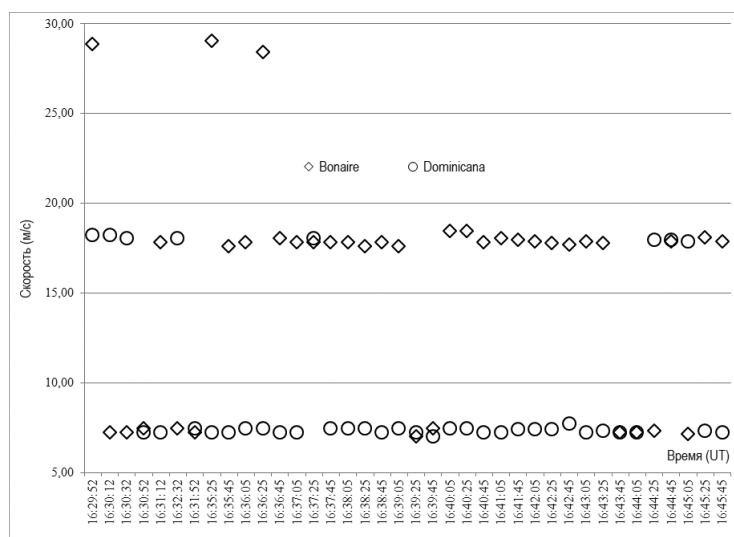


Рис. 14. Скорости перемещения магнитоориентированных неоднородностей

водятся результаты исследований параметров искусственных магнитоориентированных неоднородностей, сформированных при экспериментах на нагревном стенде «Сура». Полученные нами скорости перемещения неоднородностей практически идентичны приводимым в названной публикации.

Возможности метода существенно возрастают при наблюдениях на

нескольких частотах и в нескольких пунктах. Стремительное увеличение числа приемников SDR позволяет организовать наблюдения в трех и более пунктах. Для наблюдений на нескольких частотах можно использовать излучение пеленгатора с линейной частотной модуляцией сигнала [14], при соответствующем взаимном расположении области нагрева, пеленгатора и приемников SDR.

В результате проведенных исследований разработан метод определения параметров искусственных магнитоориентированных неоднородностей ионосферы на основе анализа параметров саморассеянной волны. Показана возможность его практической реализации с использованием технологии SDR, которая позволяет осуществить удаленную диагностику магнитоориентированных неоднородностей ионосферы. Полученные скорости неоднородностей практически совпадают с приводимыми в работе [24, 25]. Продольные размеры наблюдавшихся нами магнитоориентированных неоднородностей в целом совпадают с размерами искусственных магнитоориентированных неоднородностей, полученных в экспериментах, проводившихся на обс. Аресибо [26].

Снижение воздействия геомагнитно-индуцированных токов путем их косвенной диагностики

В 2019 году исследования проводились в двух направлениях:

1. Определение специфических источников нелинейных искажений в электрических сетях с целью использования их для диагностики геомагнитно-индуцированных токов.

2. Повышение эффективности косвенного метода оценки проявления геомагнитно-индуцированных токов в электрических сетях на основе спектрального анализа.

Нестандартные нелинейные процессы в электрических сетях

В ГОСТ 32144–2013 несинусоидальность напряжения определяется как «значения коэффициентов гармонических составляющих напряжения до 40-го порядка в процентах напряжения основной гармонической составляющей в точке передачи электрической энергии». Ограничиваться рассмотрением только высших гармонических составляющих, на наш взгляд, нецелесообразно, поскольку в этом же документе имеется следующий раздел «Интергармонические составляющие напряжения», в котором указано:

Уровень интергармонических составляющих напряжения электропитания увеличивается в связи с применением в электроустановках частотных преобразователей и другого управляющего оборудования.

Допустимые уровни интергармонических составляющих напряжения электропитания находятся на рассмотрении.

Очевидно, что четкого определения интергармоник и ограничений, накладываемых на них, в документе не имеется, хотя количество «частотных преобразователей и другого управляющего оборудования» растет значительными темпами. Возможно, это вызвано тем обстоятельством, что подобные явления у нас в стране малоизучены.

Европейским стандартом EN 50160 <http://www.cdtechnics.be/542-standard-en-50160-voltage-characteristics-in.pdf> интергармоники определяются как токи или напряжения, не являющиеся кратными основной частоте переменного тока. Под такое определение подпадают процессы, имеющие совершенно разный генезис.

Между тем, из радиотехники проявления нелинейности известны, например, в виде: интермодуляции, когда в результате нелинейного взаимодействия двух колебаний, имеющих разные частоты f_1 и f_2 , формируется колебание с частотами $f_{\text{инт}} = \pm m_1 f_1 \pm m_2 f_2$; субгармоник, колебания, частоты которых не кратны основной частоте $f_{\text{сг}} = f \cdot n$, где $n = \frac{1}{2}, \frac{1}{3}, \dots$; амплитудной модуляции, когда при воздействии на нелинейный элемент двух колебаний формируется третье, описываемое как

$$U(t) = U_0 \cos(\omega t) + \frac{MU_0}{2} \cos(\omega + \Omega)t + \frac{MU_0}{2} \cos((\omega - \Omega)t). \quad (11)$$

Следовательно, если исходить из определения стандарта EN 50160, то все проявления нелинейности, описанные выше, подпадают под понятие интергармоники, поскольку их частоты, в большинстве своем, не кратны основной частоте. Для нас представляет интерес исследование возможной амплитудной модуляции, поскольку она позволяет по новому подойти к оценке присутствия в электрических сетях геомагнитно-индуцированных токов [27–29]. Спектр амплитудно-модулированного колебания, исходя из выражения (11), выглядит следующим образом, рис. 15:

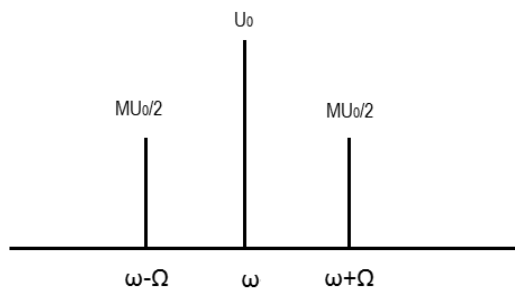


Рис. 15. Спектр амплитудно-модулированного сигнала

В радиотехнике частота ω называется несущей, а компоненты $\omega - \Omega$

и $\omega + \Omega$ называются соответственно нижней и верхней боковыми частотами. Для реализации амплитудной модуляции необходимо чтобы $\omega \gg \Omega$, а амплитуда модулирующего сигнала должна быть меньше амплитуды несущей, в противном случае будет иметь место перемодуляция, которая не позволит провести корректные наблюдения. Известно, что гармоники сети образуют ряд 100, 150, 200, 250, ... Гц. Ранее нами было показано [29], что для диагностики геомагнитно-индуцированных токов в большей степени пригодны четные гармоники, поскольку они малы по величине по сравнению с нечетными. Следовательно, в качестве возможной несущей частоты следует рассматривать вторую гармонику, частота которой равна 100 Гц, а модулирующая частота должна быть значительно меньше 100 Гц. Проанализируем возможные варианты получения колебаний с частотой значительно ниже 100 Гц.

Известен способ [30], в котором для оценки параметров сети используется специальный генератор. При всей привлекательности подобного решения, требуется достаточно сложное оборудование. Мы предположили, что источник необходимого нам напряжения может присутствовать в электрической сети, поскольку она насыщена нелинейными потребителями, имеющими разнообразные спектры. Сложность состояла в выборе источника, который можно было бы идентифицировать. Если исходить из того, что $\Omega \ll 100$ Гц, то число колебаний в минуту должно быть значительно меньше 6000. Такая величина попадает в диапазон рабочих параметров двигателей, например 1200 мин⁻¹ соответствует частоте 20 Гц. В последнее время широкое распространение получили асинхронные двигатели с регулируемой скоростью вращения вала. Как правило, в этом случае используется прибор, который вырабатывает напряжение необходимой частоты. Типовая схема такого устройства показана на рис. 16.

В идеале на выходе инвертора должно быть синусоидальное напряжение с необходимой частотой. Однако, как показано в [31], происходящие в системе процессы намного сложнее. Каждая трехфазная гармоническая составляющая напряжения создает в двигателе вращающееся магнитное поле, период которого зависит от периода гармоники, а направление вращения от порядка чередования фаз.

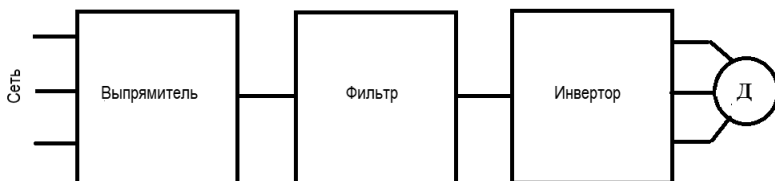


Рис. 16. Структурная схема устройства

Вследствие этого:

- отсутствуют гармоники кратные двум и трем;
- пятая, одиннадцатая и далее гармоники, имеют чередование фаз, противоположное чередованию фаз основной гармоники, вследствие чего они создают поля, вращающиеся в противоположном направлении в сравнении с направлением вращения поля, созданного основной гармоникой;
- седьмая, тринадцатая и далее гармоники, имеют чередование фаз, совпадающее с чередованием фаз основной гармоники, вследствие чего они создают поля, вращающиеся совпадающее с направлением вращения поля, созданного основной гармоникой.

Понятно, что спектральный состав тока оказывается достаточно сложным. Мы решили экспериментально оценить спектральный состав асинхронного двигателя с частотным регулированием скорости вращения вала. Для этого использовали асинхронный двигатель и инвертор из состава учебного лабораторного комплекса «Электрические машины». Измерения показали сложную волновую форму напряжения на входе двигателя, рис. 17.

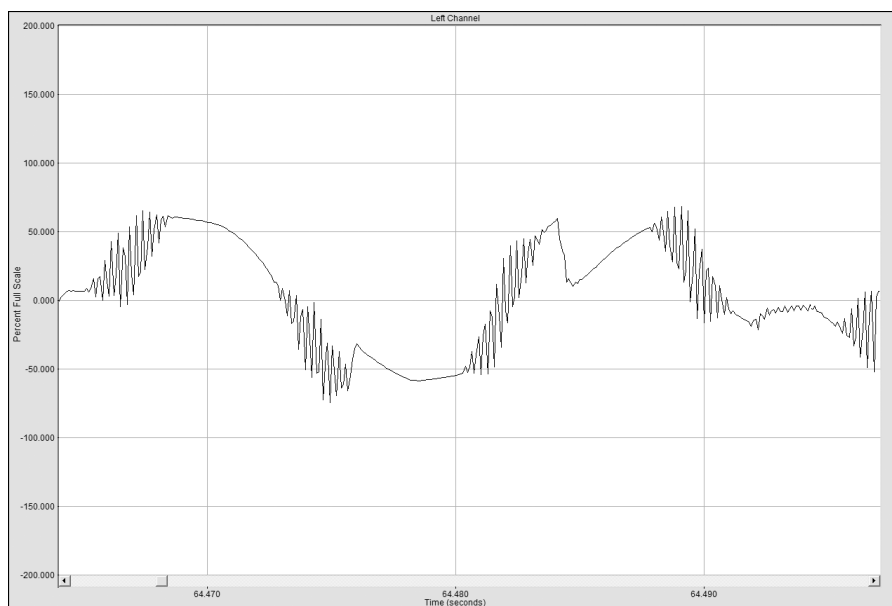


Рис. 17. Волновая форма напряжения на асинхронном двигателе

Очевидно, что форма напряжения далека от синусоидальной, что свидетельствует о насыщенности нелинейными процессами. Кроме того, в волновой форме присутствуют высокочастотные составляющие, около 4 кГц, к рассмотрению которых вернемся позднее.

Для идентификации напряжения характерного для асинхронного двигателя с изменяющейся скоростью вращения вала мы записали форму напряжения для разных угловых скоростей от 2000 до 750 мин⁻¹ с шагом 250 мин⁻¹ и временем записи каждого шага около одной минуты. В результате получена следующая спектрограмма, рис. 18.

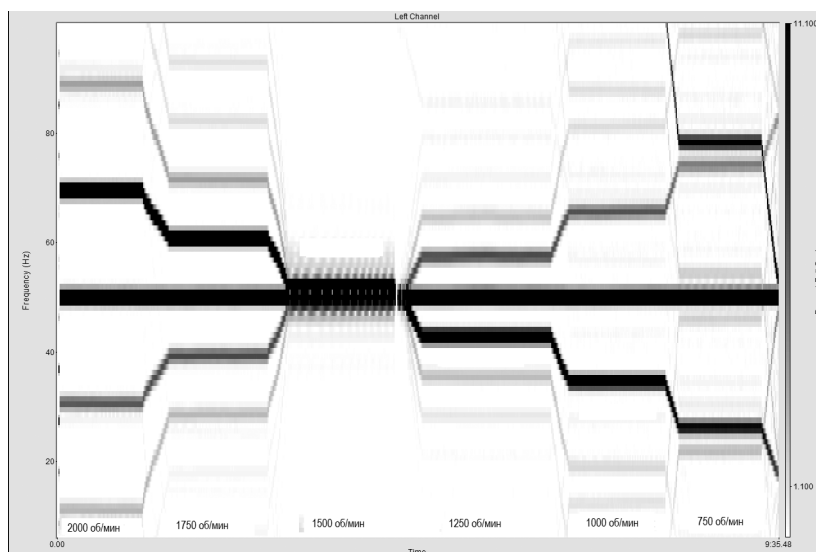


Рис. 18. Вариации спектра напряжения для разных скоростей вращения вала двигателя

Из рисунка видно, что наблюдаемый процесс крайне нелинейный, тем не менее, переход от одной скорости двигателя к другой четко фиксируется изменением характера спектральных линий. Из анализа рисунка можно сделать вывод о том, что в спектре присутствуют частоты значительно ниже 100 Гц, что может служить признаком возможной реализации амплитудной модуляции гармоник сети с использованием асинхронных двигателей с инвертором.

Продолжая наблюдения за вариациями высших гармоник сети, мы обнаружили спектры, имеющие признаки амплитудной модуляции. В качестве примера на рис. 19 показана спектрограмма записи, произведенной 21 июля 2018 года в 13:00 локального времени в г. Петропавловск-Камчатский.

Продолжительность зафиксированного сигнала 24 мин 19 с. Переходы по частоте происходили через 1,5–2–6–2 минуты, вариации частоты при этом составляли около 2 Гц. Если считать вторую гармонику сети несущей, то модулирующая частота изменялась соответственно: 13,7–15,8–17,8–15,8–17,8 Гц. Для того чтобы убедиться в том, что мы имеем дело с амплитудной модуляцией необходимо:

- сравнить уровень боковых частот, которые должны быть близки

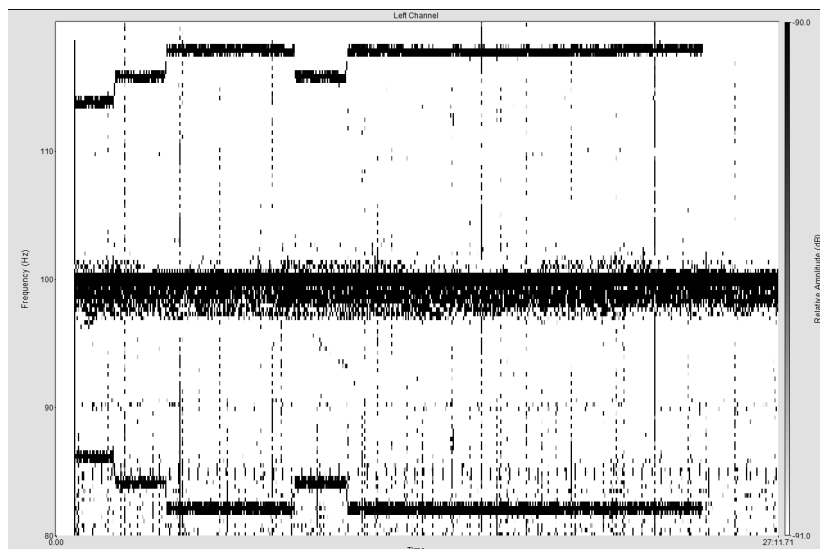


Рис. 19. Спектрограмма напряжения сети

по величине;

- их частоты должны быть симметричны относительно несущей;
- в спектре присутствует модулирующая частота.

Установив соответствующий диапазон анализируемых частот, получим спектр, рис.20, в котором:

- боковые частоты симметричны относительно несущей частоты со сдвигом ± 17 Гц;
- амплитуды боковых частот сопоставимы;
- присутствует частота равная по величине частотному сдвигу боковых частот — 17 Гц.

Следовательно, имеет место амплитудная модуляция высших гармонических составляющих, но только четных. Это связано, вероятнее всего с тем, что амплитуда четных гармоник значительно меньше амплитуд нечетных гармоник.

Если пересчитать частоты, присутствующие на спектрограмме рис.20, получим, соответственно, 822, 948, 1068, 948, 1068 оборотов в минуту, что соответствует диапазону скоростей регулируемого асинхронного двигателя. Тогда из полученных нами данных можно определить глубину модуляции M как

$$M = \frac{2U_s}{U_0}, \quad (12)$$

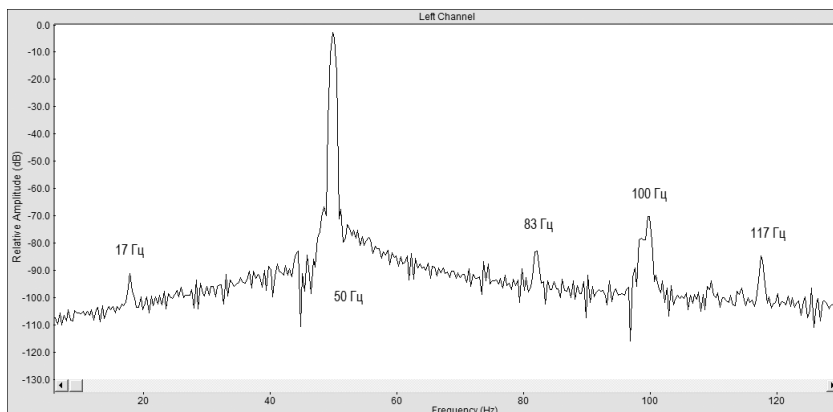


Рис. 20. Спектр в полосе 200 Гц

где U_0 — амплитуда боковой частоты.

Поскольку модулирующий сигнал и высшие гармоники - процессы независимы, то изменение любого из них, если наше предположения о амплитудной модуляции правильное, должно коррелировать с изменением глубины модуляции. С этой целью сделана выборка и обработка этих величин в разное время записи (рис.21).

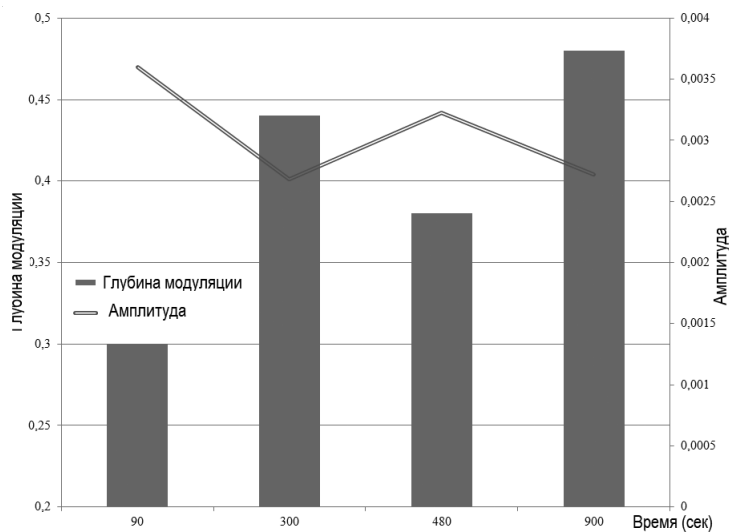


Рис. 21. Сопоставление глубины модуляции и амплитуды второй гармоники промышленного тока

Из рисунка следует, что изменение амплитуды второй гармоники (несущей) приводит к изменению глубины модуляции, что полностью соответствует выражению, описывающему амплитудную модуляцию.

Дополнительно проведена оценка корреляции этих процессов: она составляет $-0,966$, что может служить дополнительным подтверждением правильности вывода о том, что нами выявлено нестандартное проявление нелинейных процессов в электрических сетях в виде амплитудной модуляции четных гармоник промышленного тока.

Если измерить период высокочастотных колебаний, показанных на рис.17, можно рассчитать их среднюю частоту, которая находится в пределах 4 кГц. Согласно ГОСТ 32144–2013 измерения высших гармоник ограничиваются сороковой гармоникой, т.е. частотой 2 кГц. Записи, ранее производимые нами, с целью экономии памяти компьютера, производились с частотой дискретизации, позволяющей фиксировать указанный диапазон частот. Поскольку обнаруженные колебания имеют значительно отличающуюся величину, была проведена запись с повышенной частотой дискретизации, а именно 64 кГц, что позволило зафиксировать спектр в полосе до 32 кГц. В результате на спектрограмме удалось выявить более сложную картину, нежели только эти высокочастотные колебания, рис.22.

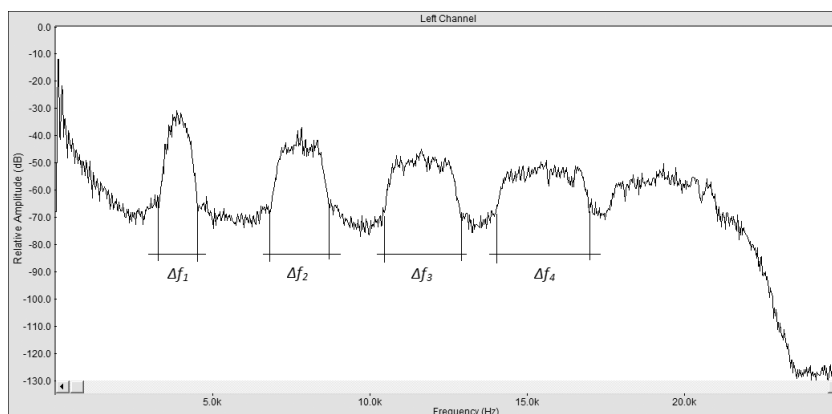


Рис. 22. Спектр напряжения на двигателе в широкой полосе частот

На рисунке виден ряд высокочастотных возмущений, значительно превышающий уровень шумов. Спад спектра на частотах выше 20 кГц объясняется, вероятнее всего, полосой пропускания внешней звуковой платы, которая используется при записи. При большей полосе частот звуковой платы, скорее всего, мы бы увидели и более высокочастотные возмущения.

На рисунке 22 обращают на себя два обстоятельства:

1. возмущения занимают определенную полосу частот, что не характерно для гармонических колебаний и, вероятнее всего, они обусловлены формой напряжения, отличающейся от синусоиды, например прямоугольной;
2. полосы частот возмущений существенно отличаются $\Delta f_1 < \Delta f_2 <$

$\Delta f_3 < \Delta f_4$. Существует закономерность, чем выше средняя частота возмущения, тем шире полоса его частот.

Прямоугольная форма напряжения используется в инверторе при реализации широтно-импульсной модуляции с частотой 4 кГц, поэтому можно предположить, что источником импульсов является инвертор.

Различие возмущений в полосе частот, вероятнее всего, обусловлено следующим механизмом. Форма возмущений, в особенности первого, сильно напоминает резонансную кривую колебательной системы. Полоса пропускания таких систем зависит от её добротности и потерь в ней:

$$\Delta f = \frac{f_0}{Q}, \quad Q = \frac{\rho}{R}, \quad (13)$$

где f_0 — резонансная частота; Q — добротность системы; ρ — волновое сопротивление; R — сопротивление потерь.

Известно, что при увеличении частоты подаваемого на двигатель напряжения растут потери в сердечнике двигателя. Следовательно, увеличение полосы возмущения с ростом частоты объясняется ростом потерь в двигателе, что приводит и к уменьшению амплитуды возмущения, что видно на рис.22.

Поскольку изменение скорости двигателя осуществляется изменением частоты подаваемого на него напряжения, можно предположить, что наблюдаемые возмущения обусловлены инвертором. Измерения, проведенные на разных скоростях вращения показали, что характер возмущений, частота и полоса частот не зависят от режима работы инвертора (рис.23).

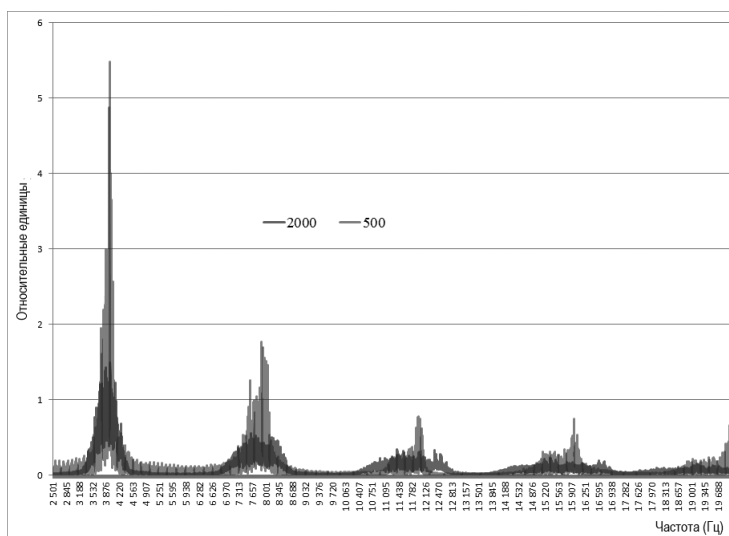


Рис. 23. Возмущения для скоростей двигателя 500 и 2000 оборотов в минуту

Приведенный рисунок характеризует качественно, но не количественно, отсутствие существенной связи возмущений с режимом работы инвертора. Для количественной оценки нами использовалась функция корреляции спектров возмущений для разных скоростей вращения двигателя. Корреляция оценивалась относительно спектра при вращении ротора двигателя со скоростью 2000 мин^{-1} , рис.23.

Очевидно, что при существенном изменении спектра при изменении режима двигателя коэффициент корреляции (рис.24) остается высоким, что может свидетельствовать о привязке генезиса возмущения к двигателю.

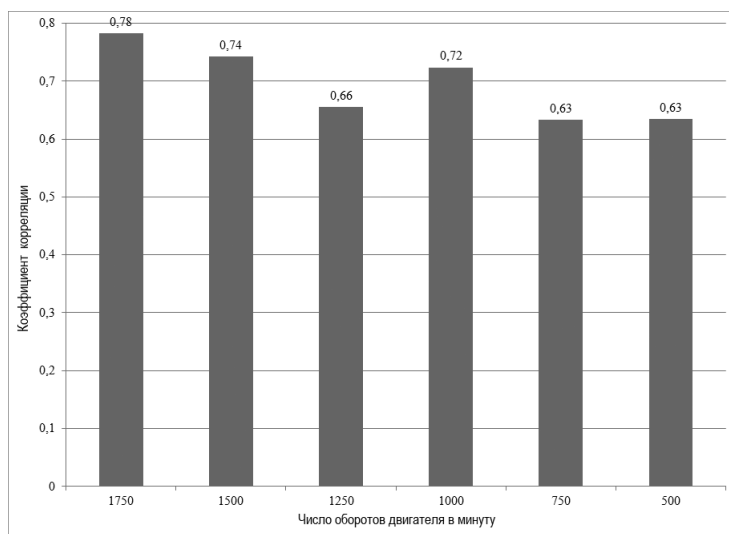


Рис. 24. Корреляция спектров возмущений для разных режимов двигателя

Высказывались предположения, что такие возмущения характерны именно для двигателя, на котором проводились эксперименты в силу его каких-то конструктивных особенностей. Произвели замену двигателя на двигатель несколько большей мощности и провели записи напряжений. Сравнение полученных результатов выглядит нагляднее при совмещении возмущений одного и того же порядка разных двигателей на одном графике (рис.25).

Из сопоставления можно сделать вывод о том, что отдельные параметры возмущений, такие как, амплитуда и спектральное распределение отличаются, но сам принцип формирования возмущений остается неизменным. Причиной подобных возмущений, вероятнее всего, является электромагнитный шум в асинхронных двигателях, вызываемый радиальными периодическими усилиями, возникающими в статоре. Эти, так называемые, максвелловы силы обязаны взаимодействию магнитных полей в зазоре.

Собственные частоты электромагнитных шумов двигателей зависят от их габаритов и полосности. Имеются эмпирические значения

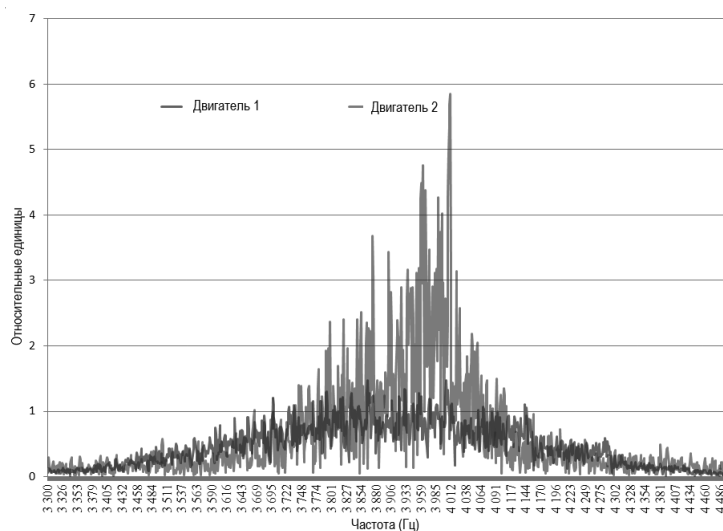


Рис. 25. Сопоставление спектров возмущений двух двигателей

частот исходя из высоты оси двигателя. Есть в этом ряду и зафиксированная нами частота 4 кГц, но этой частотой рассмотрение вопроса и ограничивается, в то время как нами зафиксирован целый ряд таких возмущений. Наличие такого ряда невозможно объяснить, не используя понятий временной и пространственной структур. В качестве аналога можно привести антенну в виде симметричного вибратора. Такая антенна запитывается генератором гармонических колебаний и имеет ряд резонансов на длине волн, кратных длине вибратора. Нечто подобное, вероятно, имеет место в асинхронных двигателях.

Питающее напряжение меняется во времени по определенному закону, а магнитное поле в двигателе образует пространственную структуру. Если провести аналогию с антенной, то для асинхронного двигателя характерной скоростью будет скорость звука, для электромагнитной волны это скорость света. Если считать скорость звука $330 \text{ м} \cdot \text{с}^{-1}$, то её длина волны для частоты 4 кГц составит 8,25 см, что практически совпадает с высотой оси двигателя.

Таким образом:

Показана возможность амплитудной модуляции четной гармоники промышленного тока в электрических сетях, насыщенных нелинейными потребителями.

Установлено наличие высокочастотных шумов в асинхронных двигателях с инверторами обусловленных резонансными явлениями.

Высокочастотные возмущения имеют несколько максимумов, по крайней мере, пять, занимающие звуковые и более высокие частот.

Наличие возмущений может привести к существенному ухудшению электромагнитной совместимости асинхронных двигателей, использующие инверторы.

Новый метод обнаружения геомагнитно-индуцированных токов

Разработанный в ИКИР ДВО РАН способ косвенной диагностики геомагнитно-индуцированных токов основан на оценке вариаций высших гармоник электрической сети. При простоте реализации и при проведении измерений на низковольтной стороне, способ подвержен влиянию собственных гармоник сети. Уменьшение этого влияния возможно при проведении измерений в цепях, где непосредственно формируются геомагнитно-индуцированные токи — высоковольтных линиях электропередач. Однако, внедрение дополнительного оборудования в такие линии всегда связано с организационными трудностями и обеспечением необходимых мер безопасности. Учитывая большую напряженность поля, создаваемую высоковольтными линиями, нами проведены экспериментальные исследования возможности бесконтактного съема необходимой информации. Наблюдения показали высокую, до 0,82, степень коррелированности вариаций шестой гармоники тока в линии с вариациями магнитного поля Земли и возможность практической реализации этого способа.

Электроэнергетика играет ключевую роль в бесперебойном функционировании современных технологических систем. События, произошедшие 13 марта 1989 года в провинции Квебек (Канада), когда внезапно и без видимых причин вышла из строя её система энергоснабжения, сделали необходимыми исследования влияния природных факторов на устойчивость систем энергоснабжения. Причиной названных событий явились геомагнитно-индуцированные токи, обусловленные возмущением магнитного поля Земли.

Для адекватного понимания актуальности проблемы геомагнитно-индуцированных токов, считаем необходимым напомнить, в США с 2019 года реализуется программа «Executive Order on Coordinating National Resilience to Electromagnetic Pulses». В частности, в данной программе ставится задача в течение четырех лет провести определение электродинамических свойств подстилающей поверхности на всей территории США, поскольку именно они определяют степень проявления ГИТ.

Заметим, что в разработке этого документа принимала участие Metatech Corporation, которая специализируется на защите технологических систем от геомагнитно-индуцированных токов. Токовую структуру электроджета, инициирующую геомагнитно-индуцированные токи, разделяют на восточную, западную и разрыв Харанга, при этом восточная компонента обладает максимальной интенсивностью. 13 марта 1989 года в 07:45 UT, когда произошла авария электросети провинции Квебек, именно она находилась над территорией Северной Америки.

Если предположить, что имеется возможность «запустить» (в ряде публикаций применяется термин «триггерировать») магнитную бурю раньше её естественного начала, то в указанное время максимум восточного электроджета располагался бы не над Канадой и она не

имела бы таких катастрофических последствий. Есть ли основания для подобного предположения? Приведем фрагмент работы [32]: «Результаты проведённых экспериментов дают веские основания предполагать, что при определённых состояниях ионосферно-магнитосферной системы локальное воздействие на ионосферу мощного КВ излучения стенда СУРА может триггерировать суббурю. Другими словами, существует возможность эффективного вмешательства в природные процессы с помощью нагревного стенда (или передатчика КВ) даже при небольшой (~ 10 МВт) эффективной мощности излучения».

В связи с этим заметим, что есть стенд НААРР намного более мощный, чем устаревший стенд СУРА, который при определенных условиях показал возможность триггерировать магнитную бурю. Более того, на подходе новые средства активного воздействия на ионосферно-магнитосферные связи. Для диагностики ГИТ в электротехнических системах применяется либо прямое измерение его в заземляющей цепи, либо вычисление на основе магнитных данных. Заметим, что оба способа развиваются и совершенствуются за рубежом и, к сожалению, мало исследуются в нашей стране. Например, первый способ предполагает установку дополнительного оборудования в систему электроснабжения, что всегда сопряжено, по крайней мере для исследовательских учреждений в нашей стране, с трудностями в получении разрешения эксплуатирующих организаций. При содействии европейской программы «EURORISK» в России этот способ был единично реализован на Кольском полуострове, что позволяет Полярному геофизическому институту проводить диагностику ГИТ и получать определенные результаты. Второй способ предполагает построение модели электротехнической системы, которая учитывает множество факторов: конфигурацию и топологию проводников системы, электродинамические характеристики подстилающей поверхности и т.д. В качестве электродинамических характеристик почвы применяются её проводимость σ и диэлектрическая проницаемость ϵ . Именно эти параметры должны быть определены для всей территории США к 2023 году. Понятно, что в нашей стране проведение подобных работ даже не озвучивается. Более того, сети магнитометров, позволяющей использовать подобный подход у нас в стране, занимающей значительную территорию, просто не существует.

Есть ли выход из этой ситуации? Известно, что в электрических сетях наиболее подверженными влиянию ГИТ являются трансформаторы. Их выход из строя обусловлен ростом высших гармонических составляющих тока в условиях протекания ГИТ через обмотки трансформаторов. Отметим, что даже при развитых системах оценки ГИТ путем прямых измерений, австралийские коллеги продолжают работы, направленные на исследования влияния геомагнитно-индуцированных токов на несинусоидальность промышленного тока. Следовательно, в нашей ситуации вариации гармоник тока можно и нужно использовать для диагностики геомагнитно-индуцированных токов, при этом актуальной задачей является повышение эффективности этого способа.

Как правило, влияние высших гармоник рассматривают применительно к качеству электроэнергии. Установлено, что высшие гармоники

влияют на работу систем автоматики и телемеханики, снижают экономичность и надежность работы электрических сетей, уменьшают срок службы электрооборудования и приводят к ряду других нежелательных последствий.

Результаты наших наблюдений, проводившихся в течении нескольких лет в трех пунктах Камчатки, в ряде случаев показали коррелированность вариаций уровня гармоник с изменением магнитного поля до 0,5, что делает возможным использование этого явления для диагностики ГИТ [27–29]. Однако, насыщенность сетей нелинейными потребителями ограничивает возможность дальнейшего повышения эффективности этого способа. Следовательно, необходимо:

- минимизировать влияние нелинейных потребителей на результаты измерений;
- определить номера четных гармоник, вариации которых мало зависят от режима работы энергосистемы;
- реализовать схему наблюдения в высоковольтных линиях электропередач.

Основным источником несинусоидальности в локальных электрических сетях Камчатки являются нелинейные потребители в сети 380 В. Следовательно, существенно уменьшить влияние нелинейных потребителей можно путем наблюдений вариаций гармоник в высоковольтных линиях электропередач. Исходя из расположения, типа используемого оборудования и способа подключения в общую сеть Камчатки для наблюдения выбрана линия электропередачи Мутновской геотермальной станции напряжением 220 кВ. Неподалеку от неё расположена магнитометрическая обсерватория ИКИР, что позволяет использовать локальные магнитные данные.

Используя модель намагничивания трансформатора и влияние этого процесса на спектр генерируемых им высших гармоник [27], показано, что вариации четных гармоник имеют значительно большую, нежели нечетные, коррелированность с возмущением магнитного поля Земли [29]. Однако, для определения номера четных гармоник, вариации которых наиболее восприимчивы к наличию ГИТ, такой подход оказался неэффективен, что привело к необходимости использовать иное решение. Подчеркнем, что в нашем случае вопрос качества электроэнергии не является определяющим, следовательно, актуальной информацией в этом случае являются не абсолютные значения гармоник, а характер их изменения в определенном интервале коэффициента несинусоидальности. Из проведенных нами наблюдений для сети 380 В он находится в пределах 5 – 10%. Заметим, что если для этих сетей значение коэффициента искажения синусоидальности кривой напряжения не должно быть больше 12%, то для сетей 110 кВ и выше он же не должен превышать 3%. Поэтому интервал значений коэффициента определим как 3–10%.

При математическом описании нелинейной зависимости тока (напряженности магнитного поля) в трансформаторе и магнитной индукции в его магнитопроводах, как правило, используют аппроксимацию степенным полиномом. Например, в работе [33] для конкретного магнитопровода задается зависимость напряженности H от магнитной индукции B , аппроксимируемая методом наименьших квадратов. В этой публикации зависимость $H = f(B)$ задана для холоднокатаной стали марок Э320 (Э330) и аппроксимирована методом наименьших квадратов:

$$H = 60,482 \cdot B^2 + 26,456 \cdot B + 0,2153, \text{ при } 0 \leq B \leq 0,8 \text{ нТ},$$

$$H = 19635 \cdot B^5 - 108900 \cdot B^4 + 24520 \cdot B^3 - 263770 \cdot B^2 + 143490 \cdot B - 30900, \\ \text{при } 0,8 \leq B \leq 1,8 \text{ нТ}.$$

Из уравнений видно, что при номинальных значениях зависимость близка к линейной, а в режиме насыщения явно нелинейная, что позволяет для решения поставленной задачи использовать не степенной полином, а кусочно-линейную аппроксимацию. В этом случае в радиотехнике для анализа и расчёта нелинейных цепей используют коэффициенты Берга:

$$\alpha_n(\theta) = \frac{I_n}{I_{max}}, \quad (14)$$

где θ — угол отсечки, угол, соответствующий изменению тока от максимального значения до нуля, I_n — величина n гармоники тока, I_{max} — максимальная амплитуда тока.

Для первой гармоники:

$$\alpha_1(\theta) = \frac{\theta - \cos(\theta)\sin(\theta)}{\pi(1 - \cos(\theta))}, \quad (15)$$

Известно, что коэффициент несинусоидальности (в радиотехнике коэффициент нелинейных искажений) это:

$$K_u = \frac{\sqrt{\sum_2^n U_n}}{U_1} \quad (16)$$

где U_n — амплитуда n гармоники.

Используя коэффициенты разложения Берга, можно определить диапазон углов отсечки, соответствующий интервалу несинусоидальности 3–10% (рис.26).

Из графика видно, что значениям коэффициента несинусоидальности 3–10% соответствует интервал 138° – 156° углов отсечки. Результаты расчёта коэффициентов Берга для 2,4,6,8 гармоник тока в пределах названных углов отсечки показаны на рис. 27.

Из характера изменения коэффициентов Берга следует, что вторая

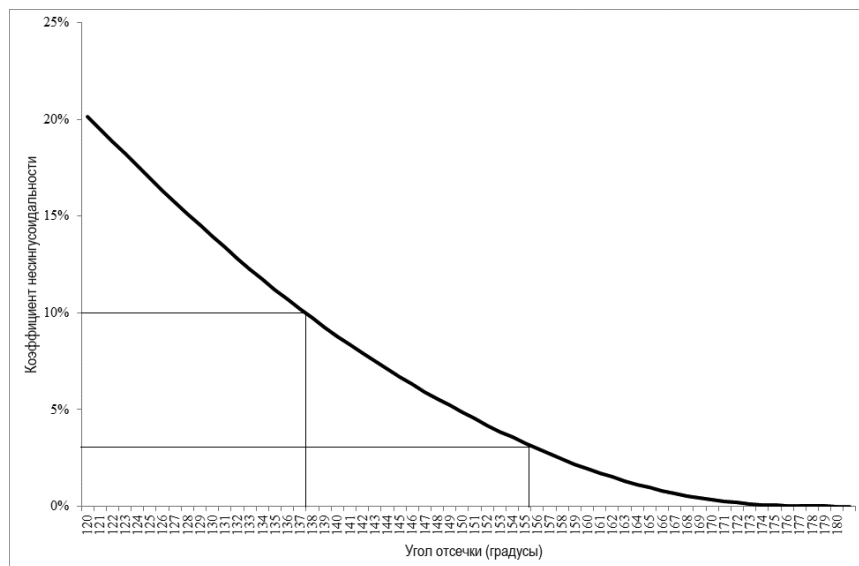


Рис. 26. Определение диапазона углов отсечки

гармоника в указанном диапазоне углов отсечки изменяется достаточно быстро, что свидетельствует о её значительной зависимости от режима нелинейного элемента – трансформатора, что делает её непригодной для использования в названных целях. Восьмая гармоника обладает малым уровнем. Следовательно, наиболее подходящими являются четвертая и шестая гармоники. При этом шестая гармоника стремится к нулю, следовательно, можно предположить, что именно она для этого диапазона углов отсечки и, соответственно, коэффициента несинусоидальности, является оптимальной.

На стадии экспериментальных исследований регистрирующее устройство должно обеспечить получение информации из линии 220 кВ и при этом, для исключения просачивания высших гармоник через цепи питания, устройство желательно обеспечить энергией от независимого источника питания. В Институте космофизических исследований и распространения радиоволн ДВО РАН проводятся исследования естественных шумов в диапазоне очень низких частот. Для этого используется ОНЧ-регистратор, находящийся на удалении около двух километров от линии Мутновская ГеоЭС – подстанция «Авача». Питание оборудования на ней осуществляется от аккумуляторных и солнечных батарей, что позволяет минимизировать влияние возможных собственных гармоник регистратора, если бы его питание осуществлялось от общей электросети. Рассчитав напряженность поля, создаваемого этой линией, получили, что на указанном расстоянии линия создает напряженность поля около $4 \text{ мВ} \cdot \text{м}^{-1}$. Чувствительность ОНЧ-регистратора позволяет уверенно регистрировать такие поля.

Полученные с ОНЧ-регистратора данные обрабатываются таким

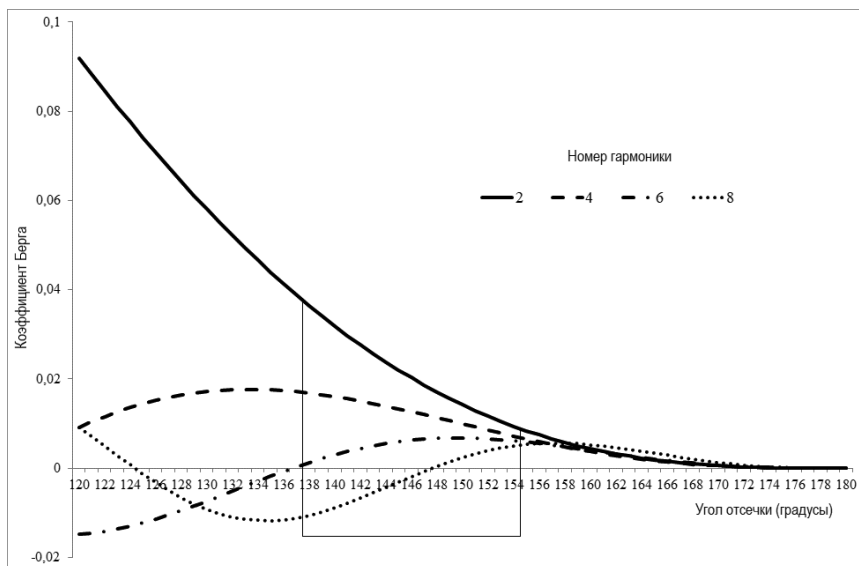


Рис. 27. Расчётные значения коэффициентов Берга

образом, чтобы получить минутные вариации гармонических составляющих. Для сопоставления этих вариаций с состоянием магнитного поля Земли использовались минутные вариации горизонтальных: север, восток и вертикальной компонент магнитного поля Земли, полученные магнитной обсерваторией ИКИР ДВО РАН.

Анализировались события 18–21 марта и 24–28 августа 2018 года. В качестве примера на рис.28 приведены данные записей в марте 2018 года. Для описания магнитного поля Земли применяются различные параметры, например планетарный магнитный индекс K_p , который вычисляется с трехчасовым усреднением по данным цепочки полярных магнитометрических станций. На основе среднеширотных станций с часовым усреднением вычисляется D_{st} индекс. В начале для проверки правильности обоснования выбора номера гармоник мы использовали D_{st} -вариации магнитного поля Земли <http://wdc.kugi.kyoto-u.ac.jp/wdc/Sec3.html>.

Из рисунка очевидна взаимосвязь вариаций 6 гармоники и индекса D_{st} . Для количественной оценки этой взаимосвязи можно использовать регрессионный или корреляционный анализ. Использование регрессионного анализа показало весьма низкое, менее 0,2, значение коэффициента детерминации, что не позволяет использовать этот подход. Мы предположили, что возможно это связано с распределением амплитуд гармоник. Анализ распределений показал, что четные гармоники имеют бимодальное распределение, которое особо контрастно проявляется в момент развития магнитной бури (рис.29). При этом нечетные гармоники имеют распределение амплитуд близкое к нормальному.

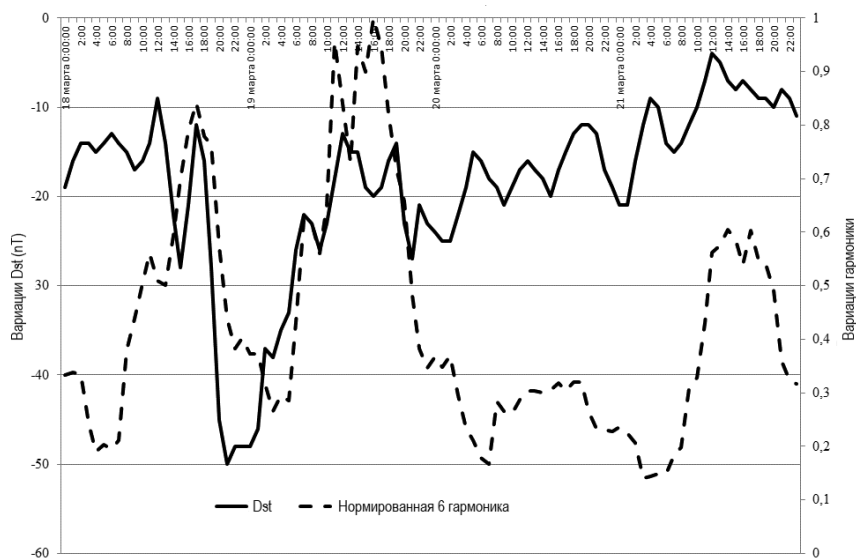


Рис. 28. Вариации 6 гармоники и индекса D_{st} в марте 2018 года

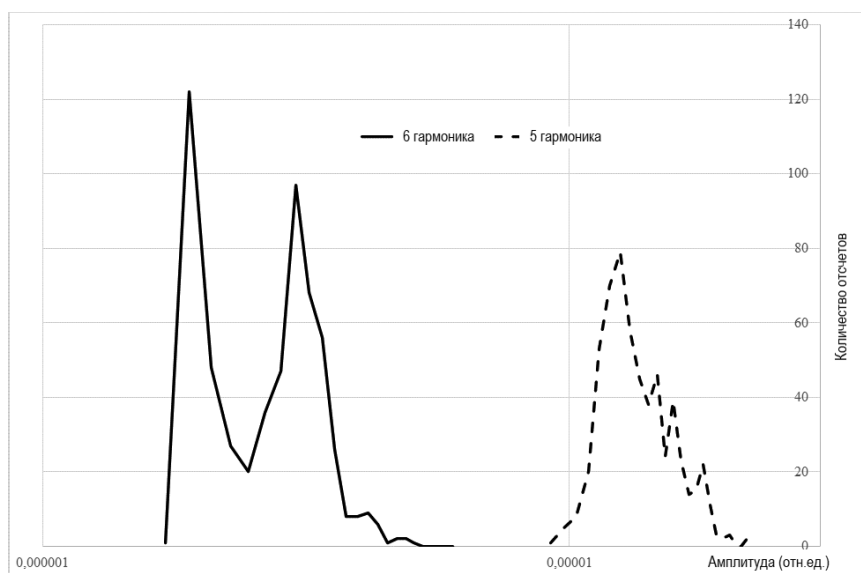


Рис. 29. Распределение амплитуд 5 и 6 гармоник в отрицательной фазе магнитной бури 18 марта

Результаты степени коррелированности вариаций четных гармоник высоковольтной линии с D_{st} индексом показаны на рис.30, которые показывают правильность выводов, сделанных в ходе теоретического анализа.

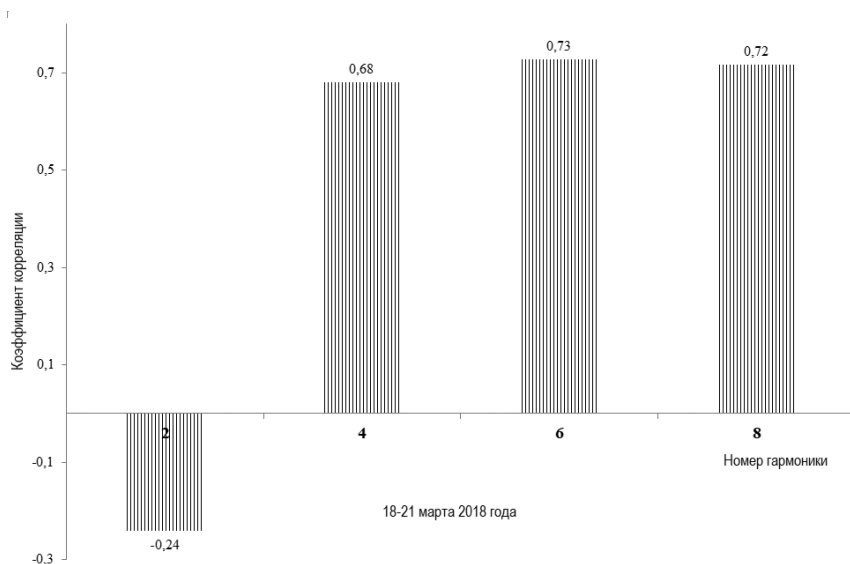


Рис. 30. Корреляция четных гармоник с D_{st} вариациями

Поскольку максимальное значение коэффициента корреляции получено для шестой гармоники, её и будем использовать в качестве маркера геомагнитно-индуцированных токов. В дальнейшем нами используются локальные данные магнитометров, расположенных непосредственно в месте наблюдений. Локальные возмущения магнитного поля Земли наблюдались с 15:30 UT 18 марта до 10:30 UT 19 марта и в августе с 10:30 UT 25 августа по 11:30 UT 26 августа.

Результаты обработки приведены на рис.31, 32. Время указано мировое.

Из рисунков видно, что вариации шестой гармоники тока имеют высокое значение корреляции с северной горизонтальной компонентой возмущенного магнитного поля Земли. Если отследить ориентацию линии электропередачи Мутновской ГЭС, то окажется что большая её часть проложена с юга на север.

Таким образом, подтверждается сделанный нами вывод [27] о необходимости учёта конфигурации линии электропередачи и топологии локального магнитного поля. Для использования полученных результатов на практике необходимо решить вопрос с датчиками, позволяющими получать необходимую информацию без использования уникального оборудования — ОНЧ-регистратора, который, отметим, находится на расстоянии около 2 километров от наблюдаемой линии. Напряженность поля, создаваемого высоковольтной линией, например 110 кВ на расстоянии 50 метров и высоте измерения 1 метр, составляет несколько десятков В·м⁻¹. Если датчик расположить в непосредственной близости от линии, то в качестве его можно использовать обычную катушку индуктивности, подключенную, например ко входу звуковой карты но-

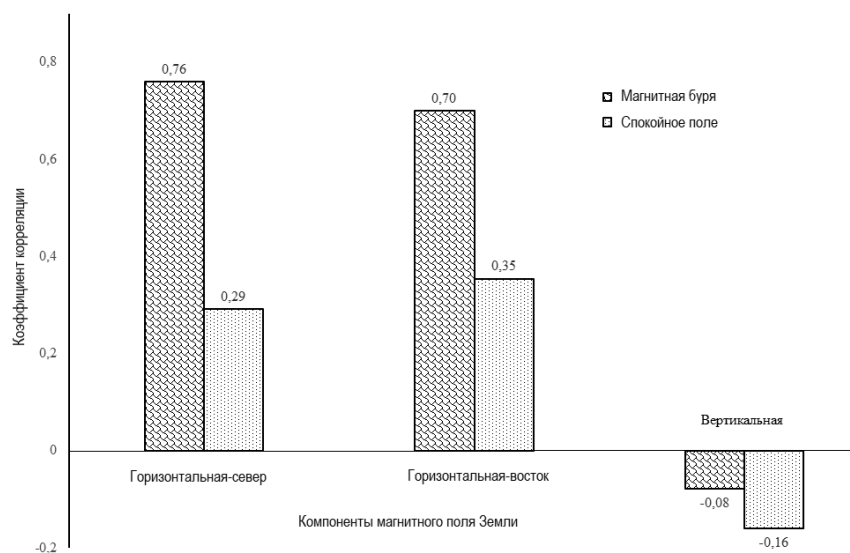


Рис. 31. Корреляция вариаций 6 гармоники и компонент магнитного поля Земли (март 2018 года)

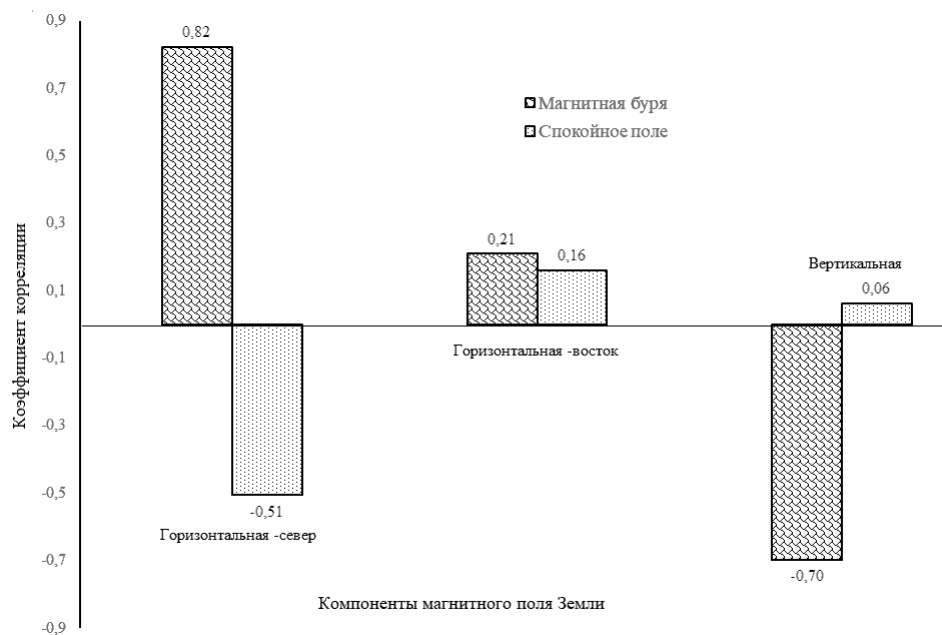


Рис. 32. Корреляция вариаций 6 гармоники и компонент магнитного поля Земли (август 2018 года)

утбука. Анализ записей, проведенных таким образом на линии 110 кВ в окрестностях г. Петропавловск-Камчатский показал принципиальную возможность реализации подобной схемы устройства регистрации.

Выводы

Показана возможность бесконтактной диагностики геомагнитно-индуцированных токов путем оценки вариаций гармоник в высоковольтных линиях электропередач.

Установлено, что вариации четных гармоник напряжения (4, 6, 8) высоковольтных линий могут использоваться в качестве индикаторов геомагнитно-индуцированных токов. Лучшие результаты диагностики достигаются при использовании в качестве маркера 6 гармоники напряжения высоковольтной линии электропередачи.

Мониторинг природных явлений, способных нарушить надежное функционирование технологических систем России, является актуальной задачей, которая может быть решена с помощью показанного метода.

Литература

1. Сивоконь В.П., Ворошилов И.М., Ханеня Б.Е. Наблюдения нагревного излучения на Камчатке // Вестник КамчатГТУ. — 2017. — №40. — С. 30–36.
2. Borisova, T.D., N.F.Blagoveshchenskaya, T.K.Yeoman, and I.Häggström, Excitation of Artificial Ionospheric Turbulence in the High-Latitude Ionospheric F Region as a Function of the EISCAT/Heating Effective Radiated Power, Radiophysics and Quantum Electronics. — 2017. — №60(4).
3. Borisova, T.D., N.F.Blagoveshchenskaya, A.S.Kalishin, M.T.Rietveld, T.K.Yeoman, and I.Haggstrom, Modification of the High-Latitude Ionospheric F Region By High-Power HF Radio Waves at Frequencies Near the fifth and Sixth Electron Gyroharmonics, Radiophysics and Quantum Electronics. — 2016. — V.58(8).
4. Сивоконь В.П., Дружин Г.И. Геомагнитный фактор D_{st} -вариаций в селективном возбуждении ионосферных характеристических волн // Геомагнетизм и аэрономия. — 2006. — №4. — С. 521–524
5. Фролов В.Л., Рапопорт В.О., Комраков Г.Я. и др. Создание дактов плотности при нагреве ионосферы Земли мощным коротковолновым радиоизлучением. // Письма в ЖЭТФ. — 2008. — Т.88. — Вып.12. — С. 908–913.
6. Фролов В. Л. Пространственная структура возмущений плотности плазмы, индуцируемых в ионосфере при ее модификации мощными КВ-радиоволнами: обзор результатов экспериментальных исследований. // Солнечно-земная физика. — 2015. — Т.1. — №2. — С.22–48.
7. Milikh G.M., Vartanyana A., Papadopoulos K., Parrot M. Focusing of HF radio-waves by ionospheric ducts. // Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics. — 2011, doi:10.1016/j.jastp.2011.02.022.
8. Leyser T. B., Nordblad E. Self-focused radio frequency L wave pumping of localized upper hybrid oscillations in high-latitude ionospheric plasma. // Geophysical research letters. — 2009. — V.36, L241058.
9. Nordblad E., Leyser T. B. Ray tracing analysis of L mode pumping of the ionosphere, with implications for the magnetic zenith effect. Ann. Geophys. — 2010. — 28, 1749–1759, doi:10.5194/angeo-28-1749-2010.

10. Leyser T. B. , James H. G., Gustavsson B. and Rietveld M. T. Possible Evidence of L-mode Electromagnetic Wave Pumping of Ionospheric Plasma in Geomagnetic Zenith. // 32nd URSI General Assembly and Scientific Symposium, Montreal, 19-26 August 2017.
11. Гетманцев Г.Г., Зуйков Н.А., Котик Д.С. и др. Обнаружение комбинационных частот при взаимодействии мощного коротковолнового излучения с ионосферной плазмой // Письма в ЖЭТФ. — 1974. — Т. 20. — № 14. — С. 229–232.
12. Сивоконь В.П. Обратное рассеяние декаметровых волн на магнитоориентированных неоднородностях ионосферы // Геомагнетизм и аэрономия. — 2017. — Т. 57. — № 3. — С. 343–352.
13. Сивоконь В.П. Вариации шумов коротковолнового диапазона как результат модификации ионосферы. // Электросвязь. — 2009. — № 1. — С. 55 —58.
14. Сивоконь В.П. Коротковолновые линии связи и модификация ионосферы. //Электросвязь. — 2010. — № 10. — С. 52-54.
15. Беспалов П.А., Савина О.Н. Экваториальная токовая струя и её отклик на внешние электромагнитные воздействия. // Известия вузов. Радиофизика. — 2012. — Т. LV. — № 4. — С. 237–254.
16. Babatunde Rabiun A. and e.t.c. Longitudinal variation of equatorial electrojet and the occurrence of its counter electrojet. Ann. Geophys. — 2017. — 35, — 535–545, doi:10.5194/angeo-35-535-2017
17. Papadopoulos D. A New Paradigm in Sources and Physics of High-Power Ionospheric Modification. Proceedings of 20th Annual RF Ionospheric Interactions Workshop. April 27–30, 2014, Arecibo, Puerto Rico. — 57 p.
18. Mankowski J. Tunable Electrically Small Antennas. Texas Tech University. MURI «Collaborative Research on Novel High Sources for and Physics of Ionospheric Modification» February 10, 2015.
19. Безродный В. Г., Галушко В. Г., Райниш Б. В. Ракурсное рассеяние ВЧ радиоволн на магнитоориентированных неоднородностях плоскостной ионосферы. // Радиофизика и радиоастрономия. — 2011. — Т. 16. — № 1. — С. 33–42.
20. Галушко В. Г., Безродный В. Г., Колосков А. В., Зализовский А. В. О возможном механизме «эффекта саморассеяния» мощных ВЧ сигналов в ионосфере. // Радиофизика и радиоастрономия. — 2012. — Т. 17. — № 2. — С. 112–124.
21. Dustin A. Hickey and e.t.c. Concurrent observations at the magnetic equator of small-scale irregularities and large-scale depletions associated with equatorial spread F. // J. Geophys. Res. Space Physics. —2015. — 120(10,883 –10,896), DOI:10.1002/2015JA021991.

22. Booker H. G. A theory of scattering by nonisotropic irregularities with application to radar reflections from aurora. // J. of Atmospheric and Terrestrial Physics. — 1956. — V. 8. — P. 204-221.
23. Кравцов Ю.А., Тинин М.В., Черкашин Ю.Н. О возможных механизмах возбуждения ионосферных волновых каналов // Геомагнетизм и аэрономия. — 1979. — Т.19. — № 5. — С. 769-787.
24. Урядов В.П. и др. Зондирование искусственно возмущенной области ионосферы с помощью ионозонда/пеленгатора с линейной частотной модуляцией сигнала // Изв. вузов. Радиофизика. — 2009. — Т. LI. — № 4. — С. 267-277.
25. Урядов В.П., Вертоградов Г.Г., Понятов А.А., и др. О структуре и динамике области ионосферы с искусственными мелкомасштабными неоднородностями по данным комплексных измерений характеристик рассеянных радиосигналов // Изв. вузов. Радиофизика. — 2008. — Т. LI. № 12. — С. 1011-1025.
26. Kelley M.C., Arce T.L., Saloway J., et al. Density depletions at the 10-m scale induced by the Arecibo heater. // J. Geophys. Res. — 1995. — V. 100. — P. 17367-17376.
27. Сивоконь В.П., Сероветников А.С., Писарев А.В. Высшие гармоники как индикатор геомагнитно-индуцированных токов // Электро. — 2011. — № 3. — С. 30-34.
28. Сивоконь В. П., Сероветников А. С. Геомагнитно-индуцированные токи в электрических сетях Камчатки // Электро. — 2013. — № 3. — С. 19-22.
29. Сероветников А. С., Сивоконь В. П. Вариации спектра тока трансформатора, подверженного геомагнитно-индуцированным токам // Электро. — 2015. — № 1. — С. 15-19.
30. Lechner H. et.al Amplitude modulation of control signals over electrical power lines utilizing the response of tuning fork filters. Patent USA, — 4782322.
31. Шрейнер Р.Т. Математическое моделирование электроприводов переменного тока с полупроводниковыми преобразователями частоты. Екатеринбург: УРО РАН, 2000, 654с.
32. Ружин Ю.Я., Кузнецов В.Д. Активные эксперименты: коротковолновый триггер суббуревой активности и авроральных высыпаний. <https://www.izmiran.ru/IZMIRAN75/IRP/Ruzhin.pdf>
33. Карташев И.И., Нгуен Динь Дык. Влияние характеристик намагничивания трансформатора на спектр генерируемых им высших гармоник // Вестник МЭИ. — 2007. — № 1. — С. 56-63.

Наблюдения естественного электромагнитного излучения на Камчатке

*Дружин Г.И., Малкин Е.И., Чернева Н.В., В.Н. Уваров,
Санников Д.В., Стасий И.Е.*

Электромагнитное излучение в диапазоне очень низких частот (ОНЧ) характеризуется многообразием форм принимаемых излучений. С применением регистраторов ОНЧ излучений можно исследовать источники грозовых разрядов атмосферного и магнитосферно-ионосферного происхождения [2, 5–7]. Основными источниками естественных электромагнитных излучений являются грозовые разряды и эффекты взаимодействия потоков частиц с электрическими и магнитными полями в магнитосфере. Электромагнитные излучения, возникающие в магнитосфере, наблюдаются в основном на высоких широтах, в то время как грозовые разряды от удаленных источников можно регистрировать с помощью ОНЧ аппаратуры практически в любой точке земного шара. ОНЧ диапазон характеризуется еще и тем, что в нем проявляются эффекты, связанные с сейсмическими событиями, что позволяет исследовать геофизические процессы, возникающие при подготовке землетрясений и в периоды извержений вулканов. Эти исследования наиболее актуальны в районах с повышенной сейсмической и вулканической опасностью, какой является территория Камчатки. Исследование выше указанных источников на Камчатке, в ИКИР ДВО РАН осуществлялось с применением ОНЧ аппаратуры, основные компоненты которой были разработаны в ИКИР. Последующие разделы посвящены описанию аппаратуры и методам измерений, приводятся результаты, полученные в ходе выполнения работ по исследованию естественного электромагнитного излучения.

Авторы выражают искреннюю благодарность и признательность д.ф.-м.н. П.П. Фирстову, заведующему лабораторией КФ ФИЦ ЕГС РАН - инициатору многих проведенных экспедиций, за интерес и вдохновение совместных исследований, опубликованных в работах [12–14, 18, 22, 25]. Так же весьма признательны Р.Р. Акбашеву, младшему научному сотруднику КФ ФИЦ ЕГС РАН за участие в совместных исследованиях и соавторство научных трудов [12, 18], В.М. Пухову, ведущему инженеру ИКИР ДВО РАН - за участие в разработке и изготовлении аппаратуры для исследований [6, 7], Б.М. Шевцову, директору

ИКИР ДВО РАН в 2002–2017 гг., который на всех этапах поддерживал данные исследования [12, 25]. Особую благодарность авторы выражают иностранным коллегам Роберту Холсфорду (Prof. Robert H. Holzworth, Departments of Earth and Space Sciences, and Physics, Director of World Wide Lightning Location Network, University of Washington, Seattle, USA) и Яношу Лихтенбергеру (Prof. János Lichtenberger, Space Research Group, Department of Geophysics and Space Sciences, Eötvös University, Budapest, Hungary) – руководителям сетей WWLН и AWDAnet за совместное и взаимовыгодное сотрудничество, свидетельством которого являются публикации по данной теме [12, 18, 21, 25].

Программно аппаратный комплекс наблюдения ОНЧ излучений

ОНЧ-регистратор

ОНЧ-регистратор, принимающий шумовые излучения в диапазоне очень низких частот (ОНЧ), позволил исследовать эффекты, связанные с естественными электромагнитными излучениями. В 1993 г. в комплексном геофизическом экспедиционном стационаре (КГЭС) «Карымшина» ($\phi = 52^{\circ}49' \text{ N}$, $\lambda = 158^{\circ}07' \text{ E}$) был установлен ОНЧ-регистратор, разработанный в ИКИР ДВО РАН, принимающий излучения с направления север–юг на магнитную антенну. В дальнейшем ОНЧ-регистратор многократно модернизировался и в 2019 году была опубликована статья с описанием его работы [6].

ОНЧ-регистратор (рис.1) состоял из многовитковой рамочной антенны (РА), предварительного усилителя (ПУ), расположенного непосредственно у основания антенны, кабельной линии связи (клс), с помощью которой сигнал подавался на устройство обработки сигналов, состоящего из широкополосного усилителя (ШУ), полосовых фильтров (ПФ), детекторов (Д), интеграторов (ИНТ), усилителей постоянного тока (УПТ), аналого-цифрового преобразователя (АЦП) и телеметрического канала (Т). Питание аппаратуры осуществлялось от аккумуляторных батарей. ОНЧ-регистратор был изготовлен по схемам, аналогичным приведенным в [2]. Для уменьшения влияния помех от сети 50 Гц антенна вместе с предварительным усилителем была установлена на расстоянии 200 метров от источника возможных местных помех. Антенна имела эффективную площадь 3300 м^2 и была согласована со входом усилителя с помощью трансформатора.

Предварительный усилитель был собран на малощумящих микросхемах и содержал фильтр нижних частот с частотой среза 8,5 кГц.

В 2005 г. была проведена модернизация имеющегося в КГЭС «Карымшина» ОНЧ-регистратора. Была подключена антенная система, состоящая из двух взаимно-перпендикулярных рамочных антенн и одной штыревой электрической антенны. Рамочные антенны, предназначенные для приема магнитной составляющей электромагнитного поля, были расположены вертикально, плоскостью в направлении север–юг

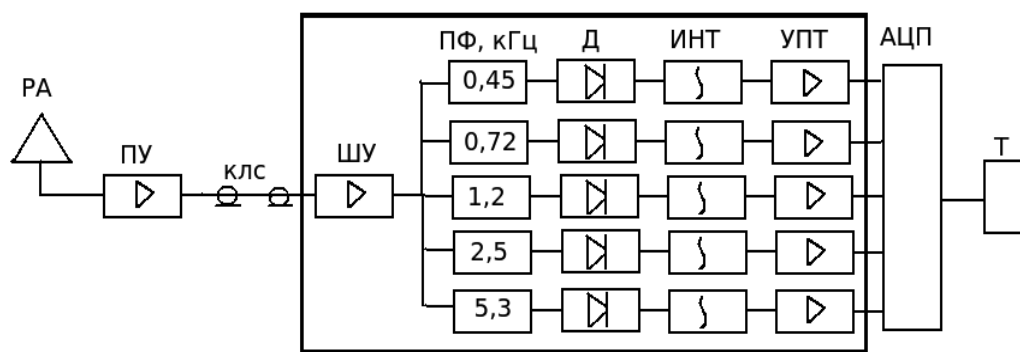


Рис. 1. Структурная схема ОНЧ-регистратора

и восток–запад. Высота рамочных антенн $h = 8$ м, ширина $l = 8$ м, количество витков $N = 100$. Штыревая антенна длиной 2 м была закреплена на верхнем основании рамочных антенн. В центре антенной системы была установлена малая рамочная антенна, предназначенная для калибровки ОНЧ-регистратора по магнитной составляющей излучений. Вблизи нижнего основания антенн находились предварительные усилители, сигналы с которых поступали по кабельной линии связи длиной 200 м на блок повторителей напряжения и записывались на персональный компьютер через 16-bit звуковую плату Fast Track Ultra 8R с частотой дискретизации 48 000 Гц. Затем сигналы по системе телеметрии поступали в центр обработки данных, где проводилась предварительная обработка и хранение информации.

С помощью установленной аппаратуры была проведена запись сигналов в период солнечного затмения 1 августа 2008 года, в результате которой были получены новые сведения о влиянии лунной тени на характеристики принимаемых излучений; были исследованы излучения, возникшие в период глубокофокусного камчатского землетрясения, произошедшего 24 мая 2013 года; приняты на большом расстоянии слабые сигналы КНЧ-ОНЧ передатчика; рассмотрена связь суточных периодов Земли с рентгеновскими источниками Солнца и галактики.

В 2015 г. была построена и установлена новая антенная система, в которой к вертикально расположенным магнитным антеннам, ориентированных в направлениях север–юг и восток–запад, была добавлена горизонтально расположенная около поверхности земли рамочная антенна, а также проведена замена электрической антенны, расположенной в верхней части магнитных антенн, на отдельно стоящую от магнитных штыревую антенну.

Основные параметры антенн

Вертикальные рамочные антенны имеют следующие характеристики: длина $l = 11,6$ м; высота $h = 8,9$ м, геометрическая площадь $S = lh = 103,24$ м². Количество витков приемной антенны $N = 98$, дополни-

тельной калибровочной, намотанной вплотную к приемной, $N_d = 2$. Индуктивность приемной антенны север-юг $L_{ns} = 0,58$ Гн, восток-запад — $L_{ew} = 0,56$ Гн. Собственная емкость антенны север-юг $C_{ns} = 6,8$ нФ, восток-запад — $C_{ew} = 6,6$ нФ, активное сопротивление постоянному току антенны север-юг $R_{ns} = 433$ Ом, восток-запад — $R_{ew} = 393$ Ом. *Горизонтальная рамочная антенна* расположена у поверхности земли, имеет сторону квадрата $l_h = 9,9$ м, количество витков $N = 98$, количество витков калибровочной антенны $N_d = 2$, индуктивность горизонтальной приемной антенны $L_h = 0,55$ Гн, собственная емкость $C_h = 7,5$ нФ, активное сопротивление постоянному току $R_h = 433$ Ом. *Предварительные усилители* рамочных антенн расположены у нижнего основания вертикальных антенн и имеют коэффициенты усиления $K_{pH} = 2000$.

Электрическая антенна представляет собой штырь высотой $h = 6$ м, установленный на фундаменте высотой $h_f = 3$ м. Действующая высота электрической антенны $h_E = (h + h_f)/2 = 4,5$ м. Наведенная в электрической антенне ЭДС усиливается предварительным усилителем (ПУ) с коэффициентом усиления $K_{pE} = 20$. После предварительных усилителей электрической и магнитных антенн сигналы по кабельным линиям связи поступают на повторители напряжения, с выходов которых они подаются на входы аналого-цифрового преобразователя, в качестве которого используется 16-bit звуковая плата Fast Track Ultra 8R, а также на блок звукового контроля сигнала. Частота оцифровки сигнала составляет 48 000 Гц. Вся аппаратура в КГЭС «р. Карымшина» питается от аккумуляторных батарей, подзарядка которых производится от местного дизель-генератора.

Принятые в КГЭС «Карымшина» сигналы по системе телеметрии передаются в центр обработки данных, расположенный в пункте «Паратунка», в главном здании ИКИР ДВО РАН. Для передачи данных между пунктами «Карымшина» и «Паратунка» используется радиосеть на базе оборудования компании Ubiquiti. В связи с тем, что между этими пунктами нет прямой видимости, для функционирования радиосети используются два сегмента. Первый обеспечивает радиомост между КГЭС «Карымшина» и промежуточным пунктом, второй — между промежуточным и п. «Паратунка». Общее расстояние радиомоста 20 км, мощность передатчика 600 мВт, пропускная способность 100 Мбит, диапазон частот 5470-5825 МГц.

В центре обработки данных проводится запись и хранение 15-минутных файлов. Обработка данных, полученных в КГЭС «Карымшина», производится в пункте «Паратунка». С помощью программы, использующей быстрое преобразование Фурье с окном Чебышева, соответствующей секундной выборке, с перекрытием 93,75%, проводилась частотная фильтрация принятых с электрической и магнитных антенн излучений. Регистрируемые частоты (в Гц) показаны в правой части рис. 2. Частотный интервал был выбран таким образом, чтобы отфильтрованные частоты были распределены по возможности равномерно в логарифмическом масштабе и чтобы они не совпадали с частотами гармоник сети 50 Гц.

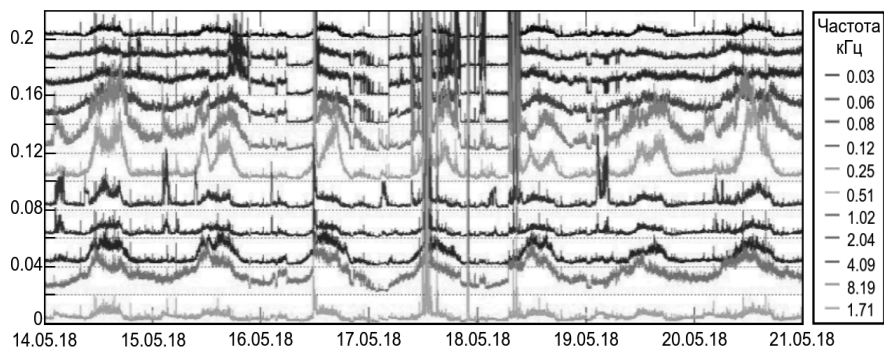


Рис. 2. Амплитудные значения сигналов, зарегистрированных в КГЭС «Карымшина» с 15 по 26 июня 2018 г.

ОНЧ-пеленгатор

В пункте наблюдения «Паратунка» ИКИР ДВО РАН ($\varphi = 52^{\circ}58' \text{ N}$, $\lambda = 158^{\circ}15' \text{ E}$) для исследования мощных электромагнитных излучений от гроз создан ОНЧ-пеленгатор, способный записывать параметры магнитных и электрических компонент электромагнитного поля и определять направления прихода излучений в реальном времени [7].

ОНЧ-пеленгатор состоит из антенной системы, блока аналоговой и блока цифровой обработки сигналов, рис.3. Антенная система установлена в п. Паратунка около главного здания ИКИР ДВО РАН.

Магнитные антенны расположены вертикально, плоскостью в направлении север–юг (РА1) и восток–запад (РА2), и имеют следующие параметры: высота антенн $h = 4 \text{ м}$; ширина антенн $l = 8 \text{ м}$; геометрическая площадь $S = 32 \text{ м}^2$; количество витков $N = 100$; эффективная площадь антенн $S_{ef} = SN = 3200 \text{ м}^2$; активное сопротивление постоянному току $R = 240 \text{ Ом}$; индуктивность $L = 0,385 \text{ Гн}$; собственная емкость $C_m = 5,5 \text{ пФ}$.

Для приема электрической составляющей излучений применяется штыревая электрическая антенна (ЭА), которая включает в себя металлическое основание высотой $h_o = 1 \text{ м}$, в верхней части которого находится изолятор, на который крепится штырь длиной $l_e = 8 \text{ м}$. Общая высота штыревой антенны от верхней части штыря до его основания $l = 9 \text{ м}$. Следовательно, действующая высота электрической антенны $h_E = l \cdot 0,5 = 4,5 \text{ м}$. С целью расширения динамического диапазона и расширения частотного диапазона параллельно выходным клеммам антенны включен дополнительный конденсатор $C_{add} = 620 \text{ пФ}$.

Согласование электрической и магнитных антенн. С целью расширения частотного диапазона магнитных антенн и получения значений в рабочем диапазоне действующих высот антенн, слабо зависящих от частоты, выходы магнитных антенн зашунтированы сопротивлением $R_H = 100 \text{ Ом}$.

Шунтирование входа предварительных усилителей (ПУ), подклю-

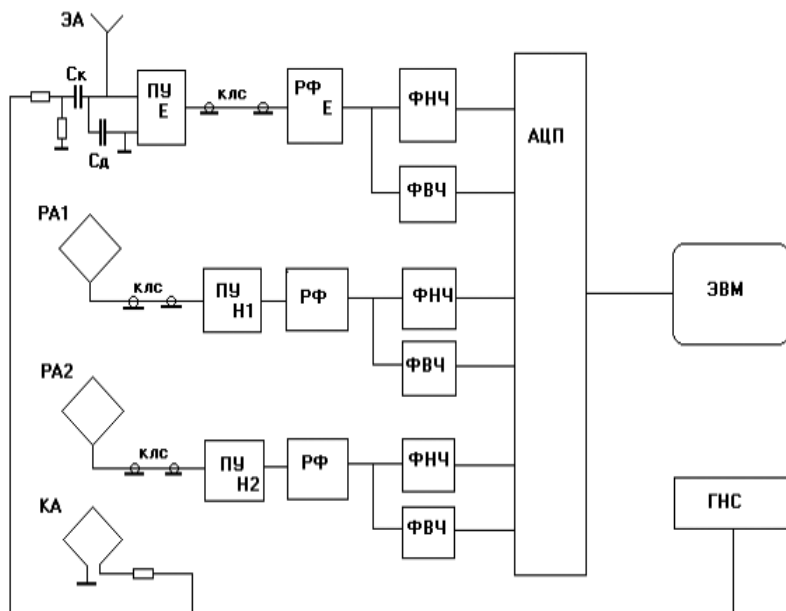


Рис. 3. Структурная схема ОНЧ-пеленгатора

ченных к выходам магнитных антенн, связано с тем, что действующая длина электрической антенны не зависит от частоты и не имеет фазового сдвига между значениями напряженности электрического поля и наведенной ЭДС, в то время как действующая длина магнитной антенны линейно зависит от частоты и имеется фазовый сдвиг $\pi/2$ между напряженностью магнитного поля и наведенной ЭДС. Для устранения указанных зависимостей использована простая схема коррекции, основанная на шунтировании входа ПУ магнитных антенн сопротивлением.

ЭДС электрической антенны U_E связана с действующей высотой h_E и напряженностью электрического поля следующим образом:

$$U_E = h_E E. \quad (1)$$

ЭДС магнитной антенны:

$$U_M = j h_M E, \quad (2)$$

действующая высота магнитной антенны:

$$h_M = \frac{\omega N S}{c}, \quad (3)$$

где ω — циклическая частота, N — количество витков, S — площадь антенны, c — скорость света.

Чтобы исключить частотную и фазовую зависимости, последовательно с индуктивностью L_M магнитной антенны включено сопротивление нагрузки, подключенное ко входу ПУ, много меньшее индуктивного сопротивления антенны, $R_H \ll j\omega L$. В результате для дальней зоны приема излучения на входе предварительного усилителя магнитной составляющей сигнала в рабочем диапазоне частот получаем напряжение, не зависящее от частоты и без фазового сдвига. При этом коэффициент передачи антенной цепи по напряжению (от источника ЭДС до входа предварительного усилителя):

$$K = \frac{R_H}{j\omega L_M}, \quad (4)$$

а напряжение на входе предусилителя:

$$U_V = \frac{ENSR_H}{cL_M}, \quad (5)$$

Усилительные устройства. Предварительные усилители по магнитной составляющей излучений собраны на микросхемах типа 544УД1Б. Первый каскад выполнен по дифференциальной схеме и служит для согласования антенны со входом усилителя. Частотный диапазон ПУ — 1 Гц ÷ 100 кГц. В области, ограниченной фильтром нижних частот (ФНЧ), коэффициент усиления $K_{PL} = 20$, а фильтром верхних частот (ФВЧ) — $K_{PH} = 220$. ФНЧ и ФВЧ включены с целью ограничения влияния на усилительные устройства вне полосных помех, а для ограничения помех сети 50 Гц в схему усилительного тракта введен режекторный фильтр (РФ), ослабляющий сигналы частоты 50 Гц на 50 Дб, собранный на микросхемах типа 157УД2. ПУ электрической антенны расположен непосредственно у её основания и имеет коэффициент передачи по напряжению $K_E = 1$, выполнен на микросхеме 544УД1Б, защищен по входу от перенапряжений, имеет большое входное сопротивление, обеспечивающее согласование его с антенной в широком диапазоне частот. Запись полученного сигнала осуществляется на ЭВМ (персональный компьютер) через аналого-цифровой преобразователь (АЦП), в качестве которого используется звуковая плата M-Audio-Delta 1010. Оцифровка производится с разрядностью 16 бит и частотой дискретизации 48 кГц.

Регистрация сигнала может осуществляться либо в диапазоне нижних частот, либо в диапазоне верхних частот. При регистрации сигнала в диапазоне верхних частот включается ФВЧ, который ограничивает влияние излучений, частотный диапазон которых ниже 3 кГц. В качестве ФВЧ используется активный фильтр с усилением по напряжению в рабочей полосе частот $K_{FFF} = 11$. Прием атмосфериков осуществляется при превышении порогового уровня 1 В/м. Персональный компьютер обрабатывает получаемую информацию в реальном времени.

Максимальная длительность выделенных излучений выше этого порога составляет 400 точек. ФНЧ включается при регистрации сигналов ниже 3 кГц с усилением $K_{FLF} = 47$.

В результате обработки сигнала создаются 2 суточных файла, в один из которых записываются реализации сигнала (E и H компоненты электромагнитного поля выделенных излучений), в другой — только определенные параметры реализации (дата, время, средние значения E и H компонент поля, длина реализации, азимутальные углы). В дальнейшем файлы обрабатываются с помощью стандартных программ (EXEL, MATLAB и др.) и специально разработанного программного обеспечения.

Определение направления прихода электромагнитной волны

Определению направления прихода электромагнитных волн происходит по измерениям напряжений на выходе магнитных антенн, при этом возникает неопределенность, которая устраняется с помощью измерений амплитуд и фаз напряжений на выходе электрической антенны. По измерениям излучений, наведенных на магнитных антеннах, направление приема волны (без учета квадранта) определяется следующим выражением:

$$\phi = \arctg(U_{ew}/U_{ns}),$$

где U_{ns} — напряжение на выходе антенны, плоскость которой ориентирована в направлении север–юг; U_{ew} — напряжение на выходе антенны, плоскость которой ориентирована в направлении восток–запад.

Поскольку угол ϕ может находиться в любой четверти (квадранте), то возникает неоднозначность в определении направления прихода волны. Неоднозначность в определении пеленга устраняется с помощью измерения напряжения на выходе электрической антенны U_e . Например в случае, если $U_{ns} U_e > 0$ и $U_{ew} U_e > 0$, то азимутальный угол прихода волны $Fi = \phi$ находится в 1-ом квадранте (излучение приходит с азимутального направления, лежащего в диапазоне азимутальных углов от 0 до 90 град).

На рис. 4 (сверху вниз) показан пример записи: азимутального распределения излучений от гроз и поминутного количества пришедших излучений. Видно, что 7 и 8 декабря 2018 г. наибольшее количество излучений от грозовых разрядов приходило с юго-западного направления, а максимальное количество излучений наблюдалось примерно в 10 и 20 UT.

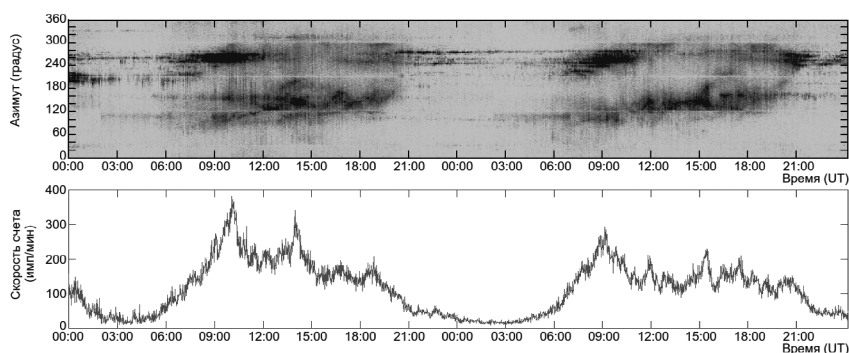


Рис. 4. Пример записи излучений, пришедших от грозовых источников 7 и 8 декабря 2018 г.: (вверху) — азимутальное распределение, в котором каждая точка соответствует одному грозовому разряду; (внизу) — поминутное распределение числа грозовых разрядов с азимутов $0^0 - 360^0$.

Локальная сеть наблюдений молниевых разрядов на действующих вулканах Камчатского полуострова

Для исследования грозовой активности создается локальная сеть наблюдений электромагнитного излучения, которая будут располагаться вблизи вулканов Ключевская сопка, Шивелуч, Толбачик. На наблюдательных пунктах будут установлены радиопеленгаторы ОНЧ, датчики электрического поля, система синхронизации, вспомогательное оборудование. На основе анализа сигналов и спектрально-временных характеристик будут определены местоположения источников излучения, их принадлежность к определенному классу, будут определены параметры, по которым вулканические молнии отличаются от обычных. Информация может быть в дальнейшем использована для мониторинга грозовой и вулканической активности [22].

Для удаленной инфраструктуры, населения и особенно авиалайнеров наибольшую опасность во время извержения представляют выбросы пепла и газа, образующие эруптивные облака (ЭО). Соответственно, мониторинг распространения ЭО позволяет быстро предупредить о надвигающейся опасности. Основными методами отслеживания распространения ЭО являются прямые наблюдения в видимом и инфракрасном спектре электромагнитных волн. Но такой тип наблюдения не всегда возможен. Например, с высокой плотностью облачного покрова. Однако во время эксплозивных извержений вулканов в результате резкого снятия литостатического давления происходит фрагментация (разрушение) магмы. Впоследствии пепло-газовая смесь образует эруптивную колонну и образует ЭО. Этот процесс сопровождается электризацией продуктов извержения с возникновением электрических разрядов различной интенсивности. Соответственно, расположение этих разрядов даст представление о пространственном положении ЭО, даже с плотным облачным покровом.

Основным методом определения высокотоковых электрических разрядов атмосферного происхождения является разностно-дальномерный, который состоит в точном определении временной задержки между регистрацией одного и того же импульса на разнесенных базовых станциях с последующим восстановлением семейства гипербол и поиском их пересечения. Базовые станции регистрации образуют сеть грозолокации. Наиболее ярким представителем такой сети является NLDN (National Lightning Detection Network), расположенная в США. Определение местоположения молниевых разряда в рамках этой сети осуществляется по алгоритму TOA (Time Of Arrival).

В рамках данного алгоритма фиксация времени происходит при достижении максимума первой полуволны «земной» составляющей сигнала, регистрируемого в полосе частот 1–400 кГц. В пределах внутренней зоны данной сети точность определения местоположения молниевых разряда составляет ~ 500 м. Аналогичная по методу, но отличающаяся в реализации, является глобальная сеть WWLLN (World Wide Lightning Location Network). Данная сеть также относится к разностно-дальномерным системам местоопределения (РДСМ), но методика определения временных задержек подчиняется алгоритму TOGA (Time Of Group Arrival), суть которого заключается в измерении групповой задержки сигнала, записанного в полосе частот 6–22 кГц. На рис. 5б показаны молниевые разряды, зарегистрированная сетью WWLLN во время извержения вулкана Шивелуч 16 июня 2017 года.

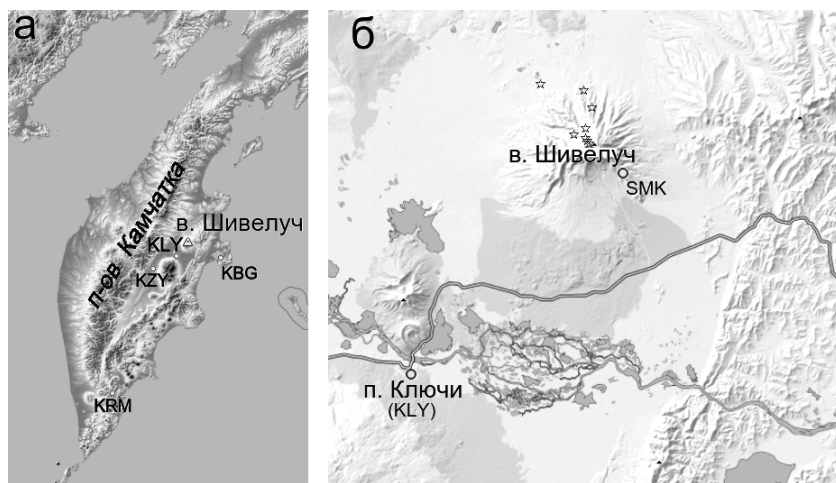


Рис. 5. Схема расположения радиопеленгатора ОНЧ (KRM–КТЭС "Карымпина ИКИР ДВО РАН) и вулкана Шивелуч на Камчатке (а), точки наблюдения за вулканами (KLY, SMP, ЦФ ФИТС ЭГС РАН) в районе северной группы вулканов и центры разрядов, зарегистрированные WWLLN (б).

Если сравнить приведенные выше системы, следует отметить, что обнаружение разрядов молнии сетью WWLLN относительно сети NLDN составляет $\sim 10\%$ при токах разряда > 25 кА и $\sim 35\%$ при токах > 130

кА. В эксплозивных извержениях вулканов подавляющее большинство составляют разряды с током разряда < 75 кА. Соответственно, опираться на данные всемирной сети WWLLN для мониторинга распространения ЭО не представляется возможным, но имеет смысл использовать данные сети для проверки наличия грозовой активности в регионе.

Для функционирования РДСМ необходима высокая точность определения времени на всех базовых станциях и плотность их расстановки. Поэтому для построения нашей локальной сети этот метод не подходит. За базовый метод для построения локальной сети был выбран метод однопунктовой пеленгации. Данный метод заключается в определении азимута прихода электромагнитной волны по отдельно регистрируемым Е и Н компонентам поля. Базовая станция имеет антенную систему, состоящую из двух взаимно перпендикулярных рамочных магнитных и одной штыревой электрической антенн, системы передачи и обработки сигнала. Для функционирования сети при точности определения местоположения ~ 500 м в радиусе 1000 км необходимо иметь 3 пункта наблюдений с базой 300 км и точностью сведения по времени не хуже 100 мкс.

В состав базовой станции входят: антенная система; предварительные усилители; согласованная кабельная линия передачи аналогового сигнала; аналого-цифрового преобразователь; микрокомпьютер; программный комплекс обработки цифровой информации.

В мае–июле 2017 года произошли извержения вулкана Шивелуч. Отдельные грозовые разряды вблизи вулкана были зарегистрированы WWLLN (рис. 5б), а более полная информация о динамике грозовых разрядов была получена с помощью ОНЧ-регистратора [6], расположенного в КГЭС «р. Карымшина».

На рис. 6а показана скорость счета электромагнитных импульсов (ЭМИ) по наблюдениям излучений с применением ОНЧ-регистратора. Электромагнитные импульсы регистрировались с азимутальных направлений $25,6^\circ \pm 10^\circ$, совпадающих с направлением на вулкан Шивелуч, сразу после начала извержения вулкана наблюдается первая фаза грозы. Она характеризуется резким увеличением количества электромагнитных импульсов с последующим их резким спадом. Продолжительность первой фазы составляла от 2 до 5 минут, затем, после относительного затишья от 1 до 3 минут, возникла вторая более длинная фаза, сопровождаемая увеличением частоты счета импульсов. Продолжительность второй фазы составляла примерно полчаса. Извержения были подтверждены регистрацией эксплозивных землетрясений (рис. 6б). Подобные вулканические грозы наблюдались во время извержений вулканов на Аляске (Августин и Редут в 2006 и 2009 годах, соответственно), которые показали, что первая фаза грозы связана с началом извержения вулкана и образованием эруптивной колонны из-за выброса горячей пепло-газовой смеси в атмосферу, а вторая – с образованием эруптивных облаков на высоте тропопаузы и их ветровым переносом.

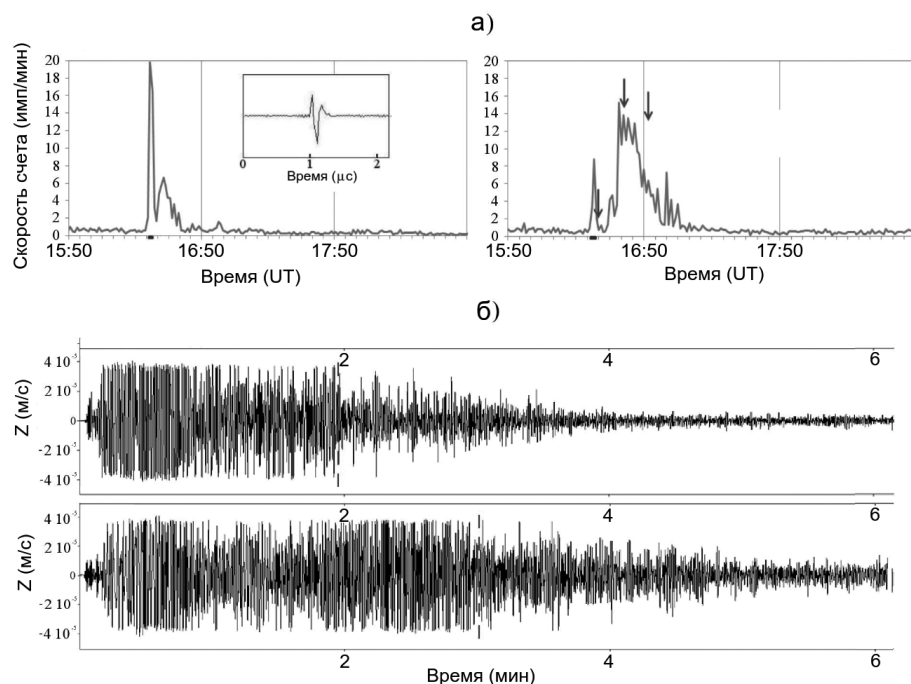


Рис. 6. Электромагнитные излучения в периоды извержения вулкана Шивелуч в 2017 г. (а) — скорость счета ЭМИ с азимута на вулкана Шивелуч - $14,3^{\circ} - 32,7^{\circ}$ (слева 14.06.2017, справа 18.06.2017), стрелки показывают моменты регистрации молнии WWLLN. На вставке показана волновая форма зарегистрированного сигнала; (б) — скорость сдвига вертикальной составляющей грунта на РТСС SMK (вверху 14.06.2017, внизу 18.06.2017)

Методы комплексного анализа параметров ОНЧ излучений

Влияние геомагнитных возмущений на уровень атмосферных помех

При исследовании ОНЧ излучений, связанных с источниками грозового и магнитосферно-ионосферного происхождения, были рассмотрены вариации атмосферных шумов на частоте 5,3 кГц, зарегистрированные в сентябре-октябре 1999 года на Камчатке. Обнаружено, что во время солнечных вспышек внезапное затухание атмосферных шумов наблюдается только для потоков рентгеновских лучей класса М, превышающих значения $\sim 10^{-5} \text{ Вт/м}^2$. Наблюдалось также снижение уровня атмосферных шумов в течение дня с повышенной геомагнитной активностью ($Kp > 29$) [8].

Измерения во внешней ионосфере спектров частично-диспергированных свистящих атмосфериков (СА), т.е. сигналов

Влияние солнечной активности на уровень атмосферных помех

Солнечные вспышки, как известно, продолжаются очень короткое время: от 15–20 мин до 1,5–2 ч и сопровождаются потоками рентгеновского излучения W от $1 \cdot 10^{-6}$ до $2 \cdot 10^{-4}$ Вт/м² (баллы C , M , X , соответственно), проникающего глубоко в ионосферу до высоты $h \sim 60$ км. Анализ записей атмосферных помех на частоте 5,3 кГц показал, что при серии вспышек средней интенсивности в течение суток наблюдаются слабые вариации, едва превышающие среднеквадратичные отклонения. Существенное влияние на уровень атмосферных помех, уменьшая его, оказывают одиночные вспышки при значениях W , превышающих $1 \cdot 10^{-5}$ Вт/м² (балл M). В качестве иллюстрации на рис. 8 приведены случаи единичной слабой вспышки (C , $1,2 \cdot 10^{-5}$ Вт/м² в 13:50–14:10 UT) 7 сентября, серии вспышек средней интенсивности 17 сентября (11:52–12:19 UT C , $4,5 \cdot 10^{-5}$ Вт/м²; 01:30–02:00 UT M , $1,5 \cdot 10^{-5}$ Вт/м²; 14:30–14:45 UT C , $1,4 \cdot 10^{-6}$ Вт/м²) и единичной мощной вспышки 14 октября в 08:54 UT $1,4 \cdot 10^{-4}$ Вт/м².

Полученные в работе экспериментальные результаты согласуются с результатами других исследований АП, а также с результатами теоретических расчетов распространения электромагнитных волн в диапазоне 0,5–10 кГц в волноводе Земля — нижняя ионосфера [1].

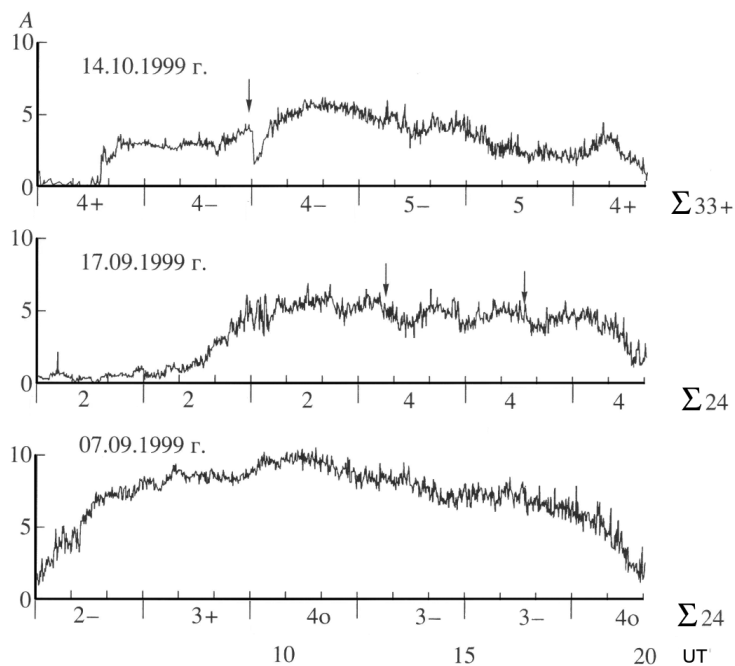


Рис. 8. Эффекты солнечных вспышек: слабых 7 сентября, средних 17 сентября и сильной 14 октября

Свистовые характеристики в периоды возмущений ионосферы

Регулярные исследования свистов были начаты в 60-х годах прошлого столетия Р.А. Хеллиуэлом. Он показал богатые возможности свистов как средства изучения свойств ионосферы. Целью исследований ОНЧ-излучений ИЗМИРАН, начатых в содружестве с ИКИР с 2001 г., было, в частности, уточнение свойств свистов в Дальневосточном и Тихоокеанском регионах, а также выявление возможностей свистов в части диагностики ионосферы в указанных регионах [9].

Для регистрации ОНЧ-сигналов использовалась аппаратура АНЧ-2МЕ [3] в комплексе с АЦП и ПК. Аппаратура была соединена с антенной и обеспечивала регистрацию одной или двух магнитных компонент электромагнитного поля в широкой полосе от 20 Гц до 20 кГц в течение 1 мин в начале каждого часа. Аналоговый сигнал через АЦП записывался на диск с шагом по времени $dt = 20$ мкс.

23.12.2008 00:00 UT на ст. Иркутск был зарегистрирован аномальный рост критической частоты f_0F_2 при значительном уменьшении высоты hF_2 в условиях, когда значительные изменения магнитного и электрического полей, а также солнечной активности отсутствовали. Такие события объясняют авторы работы [4] как изменением состава термосферы, так и возникновением западной составляющей электрического поля, градиента электронной концентрации, а также изменением направления северной компоненты межпланетного магнитного поля. Их было принято характеризовать изменчивостью параметров в условиях спокойной ионосферы. Этот эффект проявлялся и на Камчатке, хотя был выражен слабее, а в южном полушарии подобная аномалия не наблюдалась.

В периоды, следующие за максимумом изменения характеристик ионосферы, 23, 24, 27, 29, 30 декабря наблюдалось резкое возрастание количества свистов в дневное время до $\sim 50 \text{ мин}^{-1}$ (рис. 9). Возможно, что в данном случае источником свистов являлись атмосферные разряды, инициируемые в тайфуне Billy, который наблюдался вблизи сопряженной области в южном полушарии.

Ионосферные данные других станций, близких к КГЭС «Карымшина», а также к сопряженной точке, носят фрагментарный характер и не позволяют восстановить полную картину эффекта. Однако мы воспользовались результатами модельных расчетов параметров ионосферы, выполненных в ИЗМИРАН на основе данных многих станций (<http://www.izmiran.ru/services/iweather/daily/>), для сравнения суточного хода f_0F_2 вблизи пунктов Иркутск, Карымшина и Брисбен.

Свисты, наблюдаемые в КГЭС «Карымшина», относятся к «one-hop whistlers» в классификации Хелливелла [20], т.е. их источники находятся в южном полушарии. Сопряженная область находится у восточного побережья Австралии (магнитная долгота $\sim 120^\circ$, магнитная широта $\sim 46^\circ$). Также были обнаружены группы из одинаковых следующих друг за другом сигналов. Согласно классификации Хелливелла мы бы отнесли их к «multiflash-whistlers», что можно перевести как «пучок»

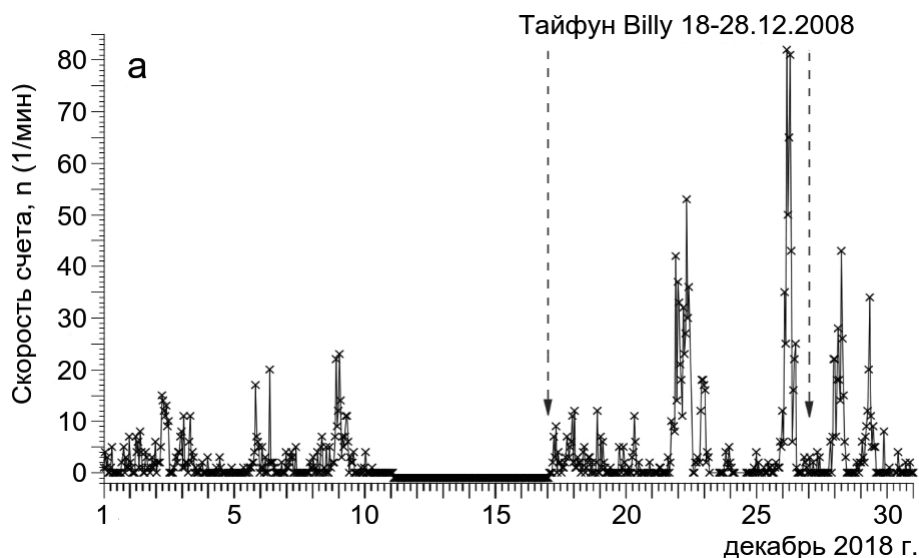


Рис. 9. Зависимость количества зарегистрированных вистлеров от времени в декабре 2008 г.

или «связка» свистов, т.к. их траектории близки, но они могут иметь разные, хотя и близкие источники. Некоторые сигналы из этой «связки» имеют довольно высокую дисперсию ($D_0 > 100\text{с}^{-\frac{1}{2}}$) и в соответствии с классификацией Хелливелла можно сказать, что эти сигналы ближе к триггерным.

Перспективы комплексного мониторинга электрического поля атмосферы и электромагнитного излучения в центральной части полуострова Камчатка

Электрическое поле, обусловленное мировой грозовой активностью, которая повсеместно формирует унитарную вариацию с максимумом 19–20 часов UT, в каждом регионе планеты имеет свои особенности под действием региональных факторов [13]. На основании многолетних наблюдений на обсерватории ИКИР ДВО РАН «Паратунка» предложена феноменологическая модель локального электрического поля атмосферы (ЭПА) с учетом основных процессов, воздействующих на приземный слой атмосферы [14].

Влияние вулканической активности на параметры ЭПА

Одной из локальных особенностей ЭПА на полуострове Камчатка являются вулканические молнии и аэроэлектрические структуры, возникающие при извержениях вулканов. Во время эксплозивных извер-

жений происходит фрагментация магмы, при этом в атмосферу выбрасывается большое количество газа и пирокластики. Во время возникновения и формирования эруптивных облаков происходит его электризация, что приводит к возникновению многочисленных молний. Исследование связи молниевых разрядов с интенсивностью извержений свидетельствует о большой роли статического электричества при формировании эруптивных облаков. В настоящее время на полуострове Камчатка имеются два пункта регистрации естественных ЭМИ, осуществляющих прием и регистрацию сигналов в ОНЧ диапазоне. Приемно-регистрирующая аппаратура расположена в пунктах «Карымшина» (KRM) и «Паратунка» (PRT). Прием излучений в обоих пунктах осуществляется с помощью двух взаимно-перпендикулярных магнитных рамочных антенн, ориентированных по сторонам света, и одной штыревой электрической антенны. В пункте «Карымшина» ведется регистрация слабых шумовых электромагнитных излучений, превышающих уровень аппаратных шумов по магнитной составляющей – $2 \cdot 10^{-7}$ нТл \cdot Гц $^{-\frac{1}{2}}$, по электрической – $6 \cdot 10^{-8}$ В \cdot м $^{-1}$ \cdot Гц $^{-\frac{1}{2}}$; в пункте «Паратунка» – мощных импульсных излучений от гроз по пороговому уровню 1 В \cdot м $^{-1}$. Для развития сети регистрации естественных ЭМИ, на сейсмических станциях Камчатского филиала Федерального исследовательского центра «Единая геофизическая служба РАН» (КФ ФИЦ ЕГС РАН) в пунктах «Козыревск» (KZY), «Ключи» (KLY) и «Крутоберегово» (KRB) планируется установить регистраторы ЭМИ в диапазоне ОНЧ. Градиент потенциала ЭПА регистрируется на обсерватории ИКИР ДВО РАН «Паратунка» (PRT), измерения ведутся с 1992 года. В настоящее время на обсерватории параллельно работают два флюксметра «Поле-2» и CS110, обеспечивающие регистрацию градиента потенциала ЭПА в динамическом диапазоне ± 2000 В \cdot м $^{-1}$.

На сейсмических станциях КФ ФИЦ ЕГС РАН в пунктах «Карымшина» (KRM), «Ключи» (KLY), «Козыревск» (KZY) работают три флюксметра ЭФ-4. Последние два пункта расположены в центральной части полуострова Камчатка вблизи Северной группы вулканов, где располагаются самые активные вулканы Камчатки (Шивелуч, Ключевской, Безымянный). Эти пункты позволяют, наряду с традиционными задачами атмосферного электричества (изучение унитарной вариации и т.д.), детально изучить атмосферно-электрические эффекты, возникающие во время эксплозивных извержений вулканов при формировании и распространении эруптивных, газо-пепловых облаков вблизи пунктов наблюдений.

В качестве примера на рис. 10 приведен отклик градиента потенциала ЭПА на прохождение эруптивного облака, возникшего во время извержения вулкана Шивелуч 14 июня 2017 года. В этом случае наблюдалось удачное сочетание направления ветра и условие хорошей погоды, позволившие зарегистрировать вариации градиента потенциала ЭПА при прохождении эруптивного облака над пунктами KLY и KZY. На основании записи сейсмического сигнала (рис. 10а), возникшего во время извержения, высота эруптивного облака была оценена в 12 км н.у.м. При этом в атмосферу было выброшено значительное количество

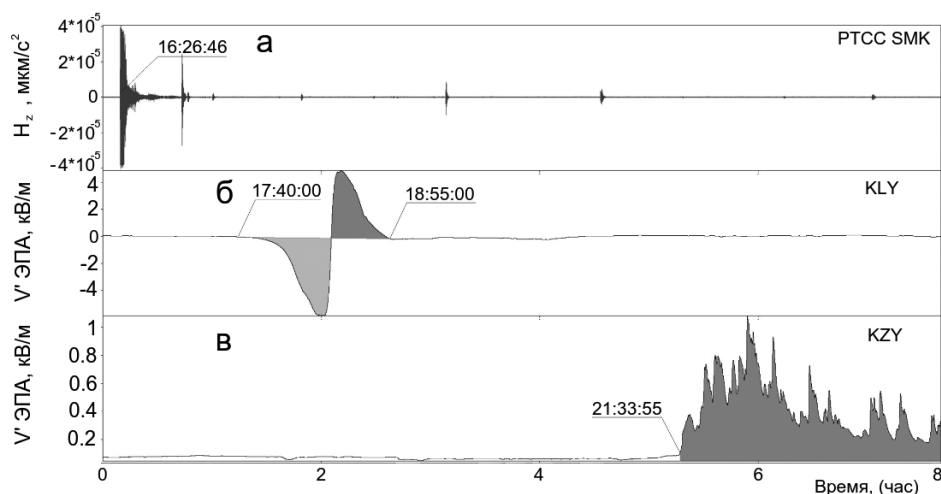


Рис. 10. Фрагмент записи скорости смещения грунта на сейсмической станции SMK во время извержения (а), градиент потенциала ЭПА в пунктах KLY и KZY (б, в) при прохождении эруптивного облака от извержения вулкана Шивелуч 14 июня 2017 г.

пепла, так в пункте KLY пепла выпало $\sim 100 \text{ г} \cdot \text{м}^{-2}$. Форма записи градиента потенциала ЭПА указывает на источник типа горизонтального диполя со значительным зарядом, т.к. $E_{\max-\min} = \pm 4000 \text{ В} \cdot \text{м}^{-1}$ (рис. 10б). На расстоянии более 100 км над пунктом KZY эруптивное облако уже представляло аэрозольную структуру, отклик на которую на флюксметре наземного базирования имел значительно меньшую амплитуду.

Источники электромагнитного излучения различной физической природы

Регионы источников вистлеров

WWLLN (<http://www.wwlln.com/>) — это глобальная сеть ОНЧ датчиков. В этой сети применяется метод TOGA (Time Of Group Arrival), работающий, как минимум, с пятью станциями для того, чтобы локализовать отдельные грозовые разряды.

Количество станций в сети, начиная с 2005 года, постепенно увеличивалось с 23 станций до ~ 70 станций на настоящий момент. После обновления алгоритма обработки, такое расширение привело к увеличению общего количества локализованных грозовых разрядов от 36 миллионов в 2005 году до 208 миллионов в 2017 г. WWLLN может определять как и разряды облако-земля (ОЗ), так и межоблачные (МО), достаточной мощности. Общая эффективность определения (ОЗ+МО)

была рассчитана и увеличилась с 2.6% в 2005 г. до $\sim 15\%$ в 2017 г. [16, 24]. Помимо этого, эффективность определения сильно зависит от максимального тока и может достигать $\sim 35\%$ для токов > 130 кА [16]. Эффективность определения местоположения гроз самая низкая над территориями, покрытыми льдами, такими как Гренландия и Антарктида. В данном исследовании использовались 2×10^9 грозовых разрядов, записанных с помощью WWLLN в 2007–2018 гг.

Продолжением в развитии сети WWLLN является сеть AWDANet — это глобальная наземная сеть ОНЧ станций, которые автоматически определяют и анализируют вистлеры. На первом этапе обработки данных обнаружение вистлеров дает временной ряд трассировки. Второй этап включает в себя пересчет и параметризацию каждого вистлера и дает значение плотности плазмосферных электронов вдоль силовой линии распространения L (значение силовой линии и расчет времени возникающего грозового разряда). Далее устанавливается связь исходных разрядов с вистлерами (только 1 – 5% входящих данных удачно преобразуются алгоритмом, что значительно уменьшает статистику). Заметим, что обе сети используют время по GPS [21].

В ИКИР ДВО РАН имеется необходимое оборудование, которое используется для предоставления данных обеим глобальным сетям, в рамках международных соглашений. Один из результатов взаимовыгодного сотрудничества отражен в работе [21] по данным, полученным AWDANet, которая работала в реальном времени, предоставляя оперативные результаты с 2014 г. Для того, чтобы расширить этот ряд данных, авторы работы обработали доступные исходные данные с 2007 по 2014 гг. Более ранние измерения (2002–2007 гг.) не были привязаны к точному времени по GPS, поэтому они были исключены из анализа. В табл. 1 приведен список станций - детекторов по региональным группам, года наблюдений и общее количество вистлеров.

На рис. 11 показано распределение источников гроз и показатель перехода атмосфера в вистлер для четырех станций, расположенных в разных областях по миру. Они демонстрируют, что грозы, являющиеся источниками вистлеров, располагаются в пределах нескольких тысяч километров от магнитосопряженной точки. Глобальные центры гроз в тропиках играют небольшую роль (или совсем не играют никакой роли) в генерации вистлеров, регистрируемых на Земле.

Таблица 1. Результаты обработанных записей вистлеров (Whistler) в региональных группах [21]

Станция	Геодез. координаты	L-знач. ^a	Года наблюдений	Общее кол-во вистлеров	Макс. скорость передачи (%)
Dunedin	45,7° S, 170,5° E	2,78	2007–2017	3660000	75
Karymshina	53,0° N, 158,7° E	2,18	2012–2016	3110000	25
Palmer	64,8° S, 64,0° W	2,52	2009–2010	17600000	50
Rothera	67,5° S, 68,1° W	2,82	2008–2016	43300000	20
Halley	75,6° S, 26,6° W	4,75	2012–2015	4300000	30
SANAE	71,7° S, 2,8° W	4,60	2006–2016	1780000	20
Sutherland	32,4° S, 20,6° E	1,78	2007–2011	30000	0,5
Grahamstown	33,3° S, 26,5° E	1,82	2015–2018	124000	0,5
Marion Island	46,9° S, 37,9° E	2,68	2009–2016	3540000	12
Tihany	46,9° N, 16,9° E	1,83	2007–2017	820000	4
Gyergyoujfalú	46,7° N, 25,5° E	1,84	2007–2016	120000	2
Nagycenk/Muck	47,6° N, 17,7° E	1,81	2007–2018	285000	3
Humain	50,2° N, 5,2° W	2,09	2011–2018	128000	4
Eskdalemuir	55,3° N, 3,2° E	2,72	2011–2018	10000	≥ 12
Tvarminne	59,8° S, 23,0° E	3,32	2013–2018	346000	≥ 15

Гибридные волны земной коры

В основе электромагнитных проявлений динамики литосферы лежит электромагнитная природа формообразования твердых тел. Деформация твердого тела, в том числе и горной породы, сопровождается электромагнитным излучением, обусловленным так называемыми

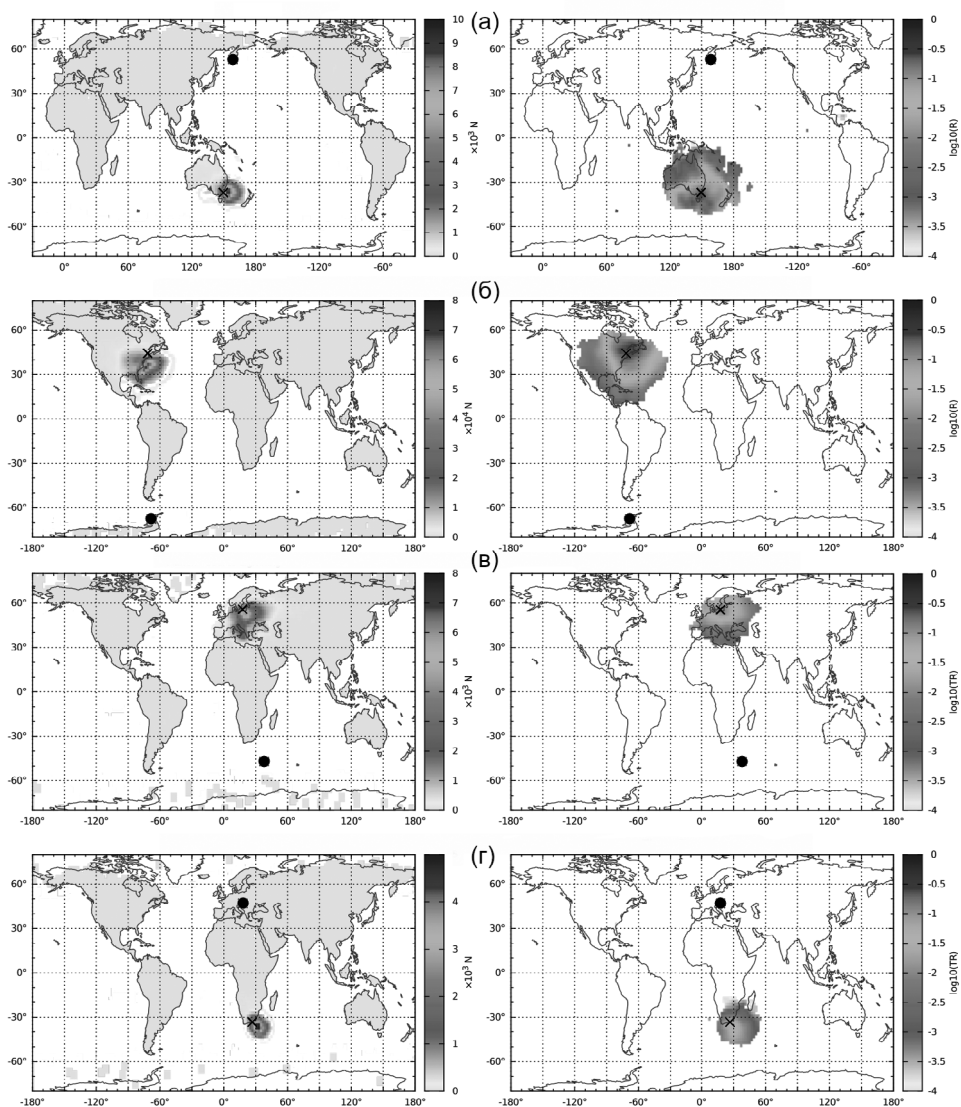


Рис. 11. Расположение базовых станций и распределение гроз – источников вистлеров (слева) и коэффициент перехода атмосфера в вистлер (справа): (а) – Карымшина (Karymshina), (б) – Ротера (Rothera), (в) – Остров Марион (Marion Island), (г) – Тихани (Tihany). Точками отмечены местонахождения станций, крестиками - источники гроз. [21]

механо-электромагнитными механизмами. Некоторые из этих механизмов достаточно хорошо известны и имеют практическое приложение, например, пьезоэлектрический и пьезомагнитный эффекты. Все механизмы имеют физические модели разной степени детализации и тео-

ретического обоснования. Часть из них достаточно часто привлекается для интерпретации наблюдаемых явлений полевых и лабораторных экспериментов [10].

Виды механоэлектромагнитных преобразований

Электромагнитные сигналы литосферного происхождения, сопутствующие землетрясениям, ассоциируют с процессами релаксации тектонических напряжений. Возникновение этих сигналов обусловлено механическим электромагнитным преобразованием (МЭМП). Учет этих механизмов приводит к ряду последствий, которые неизбежно влияют на понимание физики явления и определяют подходы к регистрации сигналов литосферного происхождения. Проанализируем известные механизмы МЭМП.

Около 60% вещества земной коры является окисью кремния, наиболее часто встречающейся в форме кварца, которая обладает пьезоэффектом (электроупругость, пьезоэлектрический эффект) и имеет применение в геофизической разведке.

Около 5% вещества земной коры приходится на железо, обладающее ферромагнитными свойствами. Структура доменов ферромагнетика, ориентированная по постоянному геомагнитному полю, под воздействием сейсмоакустических возмущений или напряжений претерпевает нарушения, вызывая изменение магнитной индукции и эффективной магнитной проницаемости.

Порода земной коры представляет собой конгломерат минералов в разных фазах — твердой, жидкой или газообразной. Твердые минералы в большинстве своем представлены в виде кристаллитов, формирующих матрицу, в порах и трещинах которой находятся флюиды: жидкие и газообразные. При этом из-за неравенства работы выхода на границе раздела различных минералов возникает двойной электрический слой. Перемещение флюида с находящимися в нем зарядами вызывает ток, пропорциональный скорости перемещения флюида относительно минеральной матрицы — электрокинетический эффект, приводящий к преобразованию акустических колебаний в электрические (волны Френкеля-Био). Данный эффект нашел применение в геофизической разведке.

Помимо перечисленных выше эффектов, известен еще ряд эффектов преобразования механических возмущений в электромагнитные волны:

- инерционный — ионный аналог эффекта Стьюарда-Толмена в пористой двухфазной среде, связанный с инерционностью ионов относительно перемещающейся жидкости в порах породы.
- индукционный — при движении проводящей среды в магнитном поле. Поляризация пропорциональна произведению величины магнитного поля на скорость деформации.

- деформационный, обусловленный изменением проводимости при дилатансии горных пород, сопровождающейся диффузией жидкости по поровым каналам и приводящей к модуляции теллурических токов; динамикой дислокаций; различием подвижности носителей заряда при переносе заряда ядром дислокации в дислокационном течении в кристаллитах породы; изменением дипольных моментов микротрещин с противоположно заряженными бортами при растрескивании горных пород; возникновением между бортами трещин плазменного разряда;
- трибоэлектрический, обусловленный различием работы выхода из контактирующих материалов при их разделении; возникновением электродвижущей силы от миграции подвижных кристаллических дефектов в поле градиента механического напряжения;
- магнитогидродинамический, обусловленный растяжением магнитных силовых линий, вмороженных в проводящую среду горной породы при деформации.

Наконец нельзя не упомянуть о глобальном пьезоэффекте земной коры, связанном с отсутствием инверсии вдоль вертикальной оси земной коры из-за наличия поля силы тяжести, ростом горного давления с глубиной и стратификацией коры в процессе корообразования. Это обстоятельство, в соответствии с принципом Кюри, должно приводить к возникновению глобального пьезоэлектрического эффекта.

По видимому, этот список не исчерпывает всех возможных МЭМП. Следует отметить, что основные эффекты (пьезоэлектрический, пьезомагнитный, электрокинетический и индукционный) в области упругих деформаций обратимы.

Все эти эффекты связывают скорость изменения деформационно-индуцированной поляризации со скоростью деформации $\dot{\sigma}$. Поэтому учитывая все приведенные в работе [10] соотношения, можно записать для деформационно-индуцированной поляризации коры

$$\dot{P} = (A + B \frac{\partial \rho}{\partial \sigma} + C \frac{\partial \mu}{\partial \sigma}) \dot{\sigma}, \quad (6)$$

здесь A, B, C — константы, определяющие вес каждого из множителей.

Наличие этих эффектов приводит к электромагнитным проявлениям динамики литосферы, в частности, к появлению сопутствующих электромагнитных волн, сопровождающих сейсмоакустические возмущения. Исследование этих явлений привело к появлению понятия «сейсмоэлектромагнетизм», как области радиофизики природных сред [19].

Возникновение электромагнитных волн является физическим проявлением нестационарности электромагнитной структуры среды. В свою очередь, эта нестационарность возникает при ускоренном движении электрических зарядов разной полярности друг относительно друга под действием внешних сил. Описанные выше процессы возникают при

изменении структуры зарядов горной породы при ее деформации, вызывая электромагнитное излучение деформационного происхождения.

Полная мощность возникающего излучения дается соотношением Лармора:

$$W = \frac{2}{3} \frac{(\ddot{\vec{P}})_{tt}^2}{c^3}. \quad (7)$$

Здесь $\vec{P} = Q \cdot \vec{d}$ — результирующий дипольный момент, c — скорость света.

При рассмотрении единичного объема: W — это интенсивность излучения от элементарного объема, \vec{P} — поляризация вещества в области деформации, Q — плотность заряда, \vec{d} — эффективная база эквивалентного диполя.

Для простоты введем предположение о том, что тензор деформации полностью определяется модулем его главного вектора σ и пропорционален базе дипольного момента $\vec{d} \sim \sigma$. Выполняя необходимые подстановки, получим

$$W \sim \alpha^2 \ddot{\sigma}^2 + 2\alpha \dot{\sigma} \ddot{\sigma} + \alpha^2 \ddot{\sigma}^2, \quad (8)$$

где $\alpha = (A + B \frac{\partial \rho}{\partial \sigma} + C \frac{\partial \mu}{\partial \sigma})$.

Из анализа полученных выражений видно, что электромагнитное проявление является откликом как на изменение механоэлектрических свойств среды в процессе деформации, так и на кинетические параметры деформационного процесса. Иными словами, преобразование структуры среды при деформационной релаксации порождает электромагнитное возмущение, отражающее как динамику процесса тектонической перестройки коры, так и характер ее электромагнитных свойств.

Электромагнитные проявления деформационной активности литосферы

В качестве исходных данных использовались результаты регистрации лазерного деформографа и системы регистрации электромагнитного ОНЧ-СНЧ излучения (вертикальная электрическая и три ортогональных магнитных компоненты поля), регистрируемые антеннами, установленными в КГЭС «Карымшина». Стационар расположен в области пересечения региональных разломов Малко-Петропавловской зоны поперечной дислокации северо-западной ориентировки в Паратунской раздвиговой зоне у подножия экструзивного купола сопки Горячая. Эта территория характеризуется низким уровнем промышленных помех и высокой микросейсмичностью.

Деформограф имеет точность измерения относительных деформаций не хуже 10^{-8} . Частота дискретизации данных деформографа 1 кГц.

Чувствительность системы, регистрирующей электромагнитное поле, по магнитной компоненте была не хуже $2 \cdot 10^{-7}$ нТл·Гц $^{-\frac{1}{2}}$ и $6 \cdot 10^{-8}$ В·м $^{-1}$ Гц $^{-\frac{1}{2}}$) по электрической. Регистрация осуществлялась в оцифрованном виде с частотами дискретизации 48 кГц и 44.1 кГц.

Для анализа использовались результаты фильтрации исходных сигналов в частотном диапазоне $55 \div 495$ Гц, из которого, с целью уменьшения уровня техногенных помех, удален набор полос шириной 10 Гц, центрированных относительно частот, кратных промышленной частоте (50 Гц). В предыдущих исследованиях было выяснено, что этот диапазон частот содержит достаточно интенсивное сейсмогенное излучение при относительно низком уровне влияния излучения атмосферно-грозового происхождения. После фильтрации модуль электромагнитного сигнала усреднялся в окне шириной 1 с. В результате электромагнитный сигнал представляет среднее значение отфильтрованной от промышленных помех амплитуды поля, усредненной за одну секунду. Измерения были проведены за период с 01.02.2018 по 31.03.2018. После удаления дефектных данных в нашем распоряжении осталось 1 294 405 секундных отсчетов, что соответствует общей длительности периода изменения несколько более 15 суток.

Для анализа связи между деформационной активностью и естественным электромагнитным полем использовался анализ двумерных гистограмм величины ускорения деформации в зависимости как от прямых характеристик поля (амплитуды поля горизонтальной и вертикальной магнитных и вертикальной электрической компонент), так и косвенных (отношения амплитуд вертикальной электрической к вертикальной магнитной, вертикальной электрической к горизонтальной магнитной и произведение вертикальной электрической на горизонтальную магнитную, дающей представление о мощности поля). Косвенные относительные характеристики в значительной мере определяются параметрами горной породы и характером происходящих в ней процессов. Все эти гистограммы представлены на рис. 12.

На гистограммах имеется несколько точек притяжения, соответствующих максимумам плотности частоты совместных электромагнитно-деформационных событий.

Прежде всего следует обратить внимание на наибольшие максимумы, соответствующие малым значениям амплитуды электромагнитного поля при достаточно широком диапазоне ускорений деформации, расположенные в нижней части гистограмм рис. 12. Это можно трактовать как отсутствие электромагнитного проявления деформации.

Остальные максимумы говорят о наличии нескольких видов стационарных условий возникновения и протекания процессов. Такими условиями могут быть как различные величины порога напряжения между упругой и пластической деформацией для разных пород и условий их залегания, так и различная эффективность механо-электромагнитных преобразований, обусловленная петрографическим составом породы в области протекания деформационных процессов.

Если предположить, что максимумы частоты появления событий

определяются значением порога упруго-пластической деформации, то можно сказать, что существуют два порога, соответствующие двум диапазонам ускорений деформации со значениями $15 \div 30$ и $35 \div 50$ условных единиц. Это может соответствовать породам двух различных петрографических составов или двум различным физическим условиям (например, различным температурам).

Аналогичным образом можно оценить значения максимумов, соответствующих характерным значениям механо-электромагнитным преобразований - $5 \div 8$, $13 \div 17$, $43 \div 48$ и $65 \div 75$ условных единиц. Можно предположить, что эти максимумы обусловлены различными значениями механо-электромагнитных преобразований минералов в области деформации. Значения числа максимумов (точек притяжения) на различных гистограммах варьируются. Наибольшее число максимумов на гистограмме (Def-Hz) равно 7.

Следует отметить значительные различия гистограмм разных параметров. На гистограмме ускорение - вертикальная магнитная компонента (Def-Hz) присутствуют два максимума, отмеченных окружностями, соответствующие большим значениям ускорений, которые крайне слабо выраженный на гистограмме с горизонтальным направлением магнитного поля (Def-Hwe). Это позволяет предположить, что эффективность механо-электромагнитных преобразований является величиной анизотропной и связана с направлением силы тяжести.

Нестационарные процессы акусто-электромагнитного излучения литосферы в сейсмически активной области

До сих пор исследования электромагнитных сигналов литосферного происхождения — одна из наименее разработанных проблем. В значительной степени это связано с выделением электромагнитных сигналов литосферного происхождения из мощного маскирующего фона грозового, магнитосферного и техногенного излучения [11].

Условия распространения волн в земной коре с увеличением глубины улучшаются. Поэтому для эффективного исследования волновых полей литосферы необходимо получение сигналов с возможно большей глубины. Это возможно в рудниках, шахтах или с помощью скважин, охватывающих большие территории и разнообразные геологические условия. Была проведена серия экспериментов при расположении катушки магнитной антенны на обсадной трубе скважины, а компенсационной антенны на поверхности. С этой целью на буровой скважине 74 на ручье Коркина в бассейне реки Паратунка (Южная Камчатка) был поставлен полевой эксперимент. Эта скважина была пробурена в 1968 г. до глубины 649 м при исследовании Паратунского гидротермального месторождения Камчатки. Обсадка выполнена стальной трубой диаметром 168 мм с поверхности до глубины 195 м. Максимальная температура воды $56,8^{\circ}\text{C}$ была отмечена на глубине 620 м. Скважина находится в зоне субширотного левосдвигового разлома на пересечении с Северо-Западной трансформной зоной. Здесь же проходит зона центрального планетарного разлома ССВ 20° , т.е. имеет место зона со-

пряжения разломов (зона «раскрытия» СВ 50° , субпараллельная зоне субдукции Курило-Камчатского желоба).

В скважинных измерениях существенно больший уровень имеют помехи техногенного характера. Для их подавления использовался алгоритм оптимального выбеливания, описанный в [15]. При этом удается существенно ослабить фон и выделить информационные компоненты, связанные литосферной активностью. После проведенного анализа был сделан вывод, что спектры выбросов литосферного происхождения как при поверхностных, так и скважинных измерениях совпадают.

Регистрация атмосферно-электрических эффектов от вулканических облаков на полуострове Камчатка (Россия)

Во время эксплозивных извержений вулканов фрагментация (разрушение) магмы с последующим образованием эруптивной колонны и эруптивного облака сопровождается электризацией, возникающей в результате различных физических процессов. Значительная напряженность электрического поля в эруптивной колонне (ЭК), а в последствии и в эруптивном облаке, приводит к формированию электрических разрядов различной интенсивности. При извержении вулкана Святого Августина (Аляска) 11 – 28 января 2006 года на одноимённом острове, у побережья Аляски, было замечено, что разряды молний возникали в две фазы: первая совпадает с началом извержения, а вторая начинается через 4 – 12 минут после начала извержения. Также, на основании результатов радиопеленгации в диапазоне ультракоротких волн (УКВ) (30 – 300 МГц), зарегистрированные электромагнитные импульсы (ЭМИ) были условно разделены на три типа. Позже, в работе [17], при анализе извержения вулкана Редубт 23-29 марта 2009 г. авторами дано более детальное описание :

- вентиляционные разряды — разряды, регистрируемые на начальном этапе формирования эруптивной колонны, длительность которых составляет порядка 10^{-4} с, что соответствует молниевому каналу длиной 10–100 м;
- около-вентиляционные разряды — разряды, регистрируемые при формировании ЭК на автотельном участке, длительностью 0,01 – 0,1 с и длиной молниевых каналов 1–7 км;
- шлейфовые молнии — классические молниевые разряды, аналогичные регистрируемым в атмосферных облаках. Данный тип разрядов развивается, когда эруптивное облако достигло области плавучести с образованием плюма с длительностью молниевых каналов длиной более 10 км.

Соответственно, наблюдая за грозовой активностью в районе действующих вулканов, можно оперативно отслеживать наличие активной вулканической деятельности. Важность соответствующих наблюдений

на Камчатском полуострове обусловлена непосредственной близостью активных вулканов к международным авиатрассам [18].

Наблюдение за молниями ведётся при помощи наземных сетей грозопеленгации. Сеть WWLLN функционирует в области очень низких частот и для определения местоположения источников использует методы расчета времени прибытия группы широкополосного импульсного излучения молниевых разряда (TOGA). Это позволяет нам регистрировать электромагнитные импульсы с точностью до нескольких микросекунд и определять местоположение разрядов от сильной вулканической молнии (молниевых разрядов, протекающего в эруптивном облаке) для мониторинга распространения эруптивных облаков. В работе [16] показана эффективность обнаружения WWLLN, которая составляет 26% для молнии от облако-земля и 10% для молнии облако-облако. В связи с этим, в дополнение к данным WWLLN мы используем данные, полученные при помощи ОНЧ пеленгатора, разработанного в ИКИР ДВО РАН [6].

На Камчатском полуострове имеются 30 действующих вулканов. Наиболее активными из них являются вулканы Шивелуч, Ключевской, Безымянный и Толбачик, которые образуют Северную группу вулканов. Самый северный активный андезитовый вулкан Камчатки Шивелуч представляет собой разрушенное вулканическое сужение возрастом 60–70 тысяч лет с основанием 45×40 км и площадью не менее 1300 км^2 . Последнее катастрофическое извержение, которое произошло 12 ноября 1964 года, разрушило несколько куполов и образовало кратер размером $1,5 \times 3,0$ км. После 16-летнего перерыва в извержении вулкана, с августа 1980 года по настоящее время, в новом кратере растет короткий экструзионный купол с короткими паузами. Рост сопровождается взрывными извержениями, которые могут быть весьма полезны для естественных наблюдений за атмосферными и электрическими воздействиями. Частые взрывные извержения происходят на вулкане Безымянный, на котором 30 марта 1956 г. произошло пароксизмальное извержение. В результате на месте пика образовался кратер размером $1,5 \times 2,8 \text{ км}^2$ и глубиной 700 м. В настоящее время в кратере образовался экструзионный купол, на котором периодически происходят сильные взрывные извержения с образованием, как правило, пирокластических потоков. Стратовулкан Эбеко на острове Парамушир состоит из нескольких четвертичных вулканических конусов. Он расположен в северной части хребта Вернадского, в 7 км к западу от Северо-Курильска (рис. 13а). Пик Эбеко состоит из трех примыкающих кратеров диаметром 250–320 м и глубиной 70–100 м, которые являются источниками взрывов (<https://www.youtube.com/watch?v=upX-qyLM764>). В последнее время извержение вулкана Эбеко можно отнести только к взрывно-фреатическим или фреато-магматическим, продолжительность которых, как правило, составляет 2–4 года, а период активности извержения — 20–30 лет [19]. Вулкан рассматривается авторами как естественная лаборатория для исследований атмосферно-электрических эффектов от слабых взрывных извержений.

Для пяти сильнейших взрывов вулкана Шивелуч в 2017 году и

двух взрывов вулкана Безымянный в 2019 году (<http://www.emsd.ru/~ssl/monitoring/main.htm>) мы рассмотрели параметры взрывного извержения, характеризующиеся интенсивностью и продолжительностью процесса фрагментации магмы, проявляющегося в электромагнитном и сейсмоакустическом излучении. Для вулкана Шивелуч рассматривались максимальные амплитуды скорости колебаний грунта от взрывного землетрясения (A_{zmax}) и избыточного давления в воздушной волне (ΔP) на площадке KLY, расположенной в 45 км от вулкана. Длительность землетрясения определялась по данным вибрации грунта на с/с SMK, расположенном в 9 км от вулкана, когда амплитуда колебаний была $A > \frac{1}{3} \cdot A_{zmax}$. Также было построено азимутальное распределение для зарегистрированных ЭМИ, которое показало наличие источников излучения в эруптивном облаке. Рис. 13 иллюстрирует активность ЭМИ (имп./мин) в двухчасовом интервале во время извержений вулкана Шивелуч, параметры которых сведены в табл. 2.

Для всех рассматриваемых случаев характерны две фазы генерации ЭМИ. Ранее они были обнаружены во время извержений вулканов Св. Августина и Редут на Аляске [17]. Они четко определены и разделены на фоновые значения скорости счета 1–3 минуты. Интервал первой фазы 2–5 минут связан с началом взрыва и образованием теплового или турбулентного потока. Это результат выброса горячей пеплогазовой смеси в атмосферу после фрагментации магмы. Вторая фаза связана с образованием эруптивного облака в точке зависания вблизи высоты тропопаузы. Очевидно, длительность электромагнитного излучения зависит от количества изверженного материала, на что указывает корреляция частоты счета импульсов с A_{zmax} . Длительности электромагнитных импульсов первой фазы варьируются от $1,1 \cdot 10^{-4}$ с до $7,8 \cdot 10^{-4}$ с, а максимум спектральной плотности находится на частотах ~ 35 кГц. Во время второй фазы их длительность варьируется в пределах $10^{-2} \div 0,5$ с, а максимальное излучение приходится на частоту 10 кГц. Похожие результаты наблюдений справедливы для всех извержений вулканов Шивелуч и Безымянный. Аналогичный результат был получен в [17]. Для самых сильных взрывов 1 и 3 (таблица 2), сопровождаемых воздушными волнами с избыточным давлением $\Delta P > 20$ Па, зарегистрированным на расстоянии 45 км от вулкана, четко определена первая фаза, которая, вероятно, будет определяться высокой начальной скоростью пеплогазовой смеси. На рис. 13б виден эффект от воздействия воздушной волны на землю. На основании данных о температуре и ветровой стратификации атмосферы, полученных при зондировании, сильноточные разряды, зарегистрированные WWLLN, возникли после прохождения изверженного облака через изотерму -25°C .

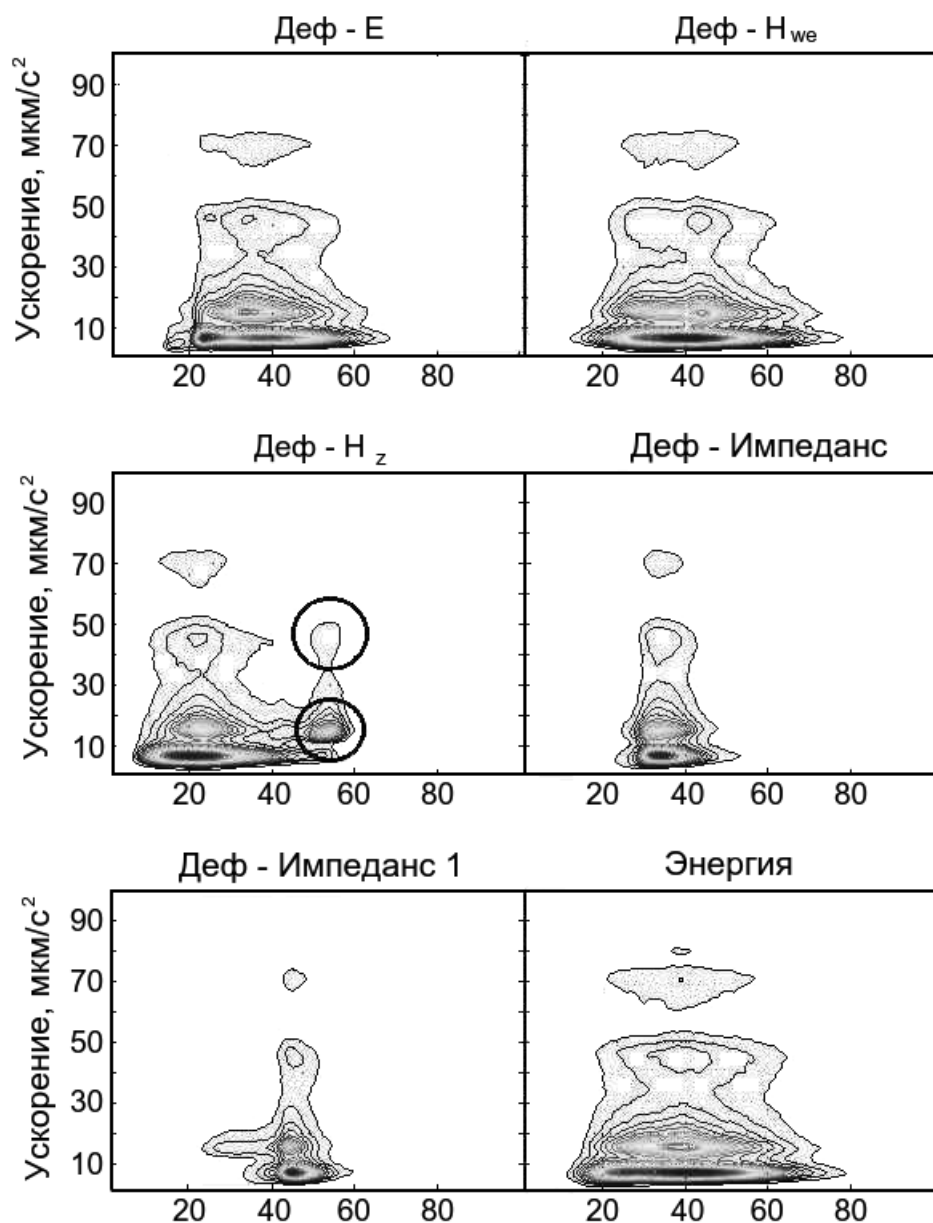


Рис. 12. Двумерные гистограммы логарифма плотности частоты совместных событий ускорения деформации и характеристик электромагнитного поля. Ось Y — ускорение деформации. Ось X для (*Def-Ez*) — амплитуда вертикального электрического поля; (*Def-Hwe*) — амплитуда WE-компоненты магнитного поля; (*Def-Hz*) — амплитуда Z-компоненты магнитного поля; (*Def-Impedanse*) — амплитуда Ez/Hwe; (*Def-Impedanse1*) — амплитуда Ez/Hz; (*Energy*) — Ez · Hwe (мощность). Все значения в относительных единицах

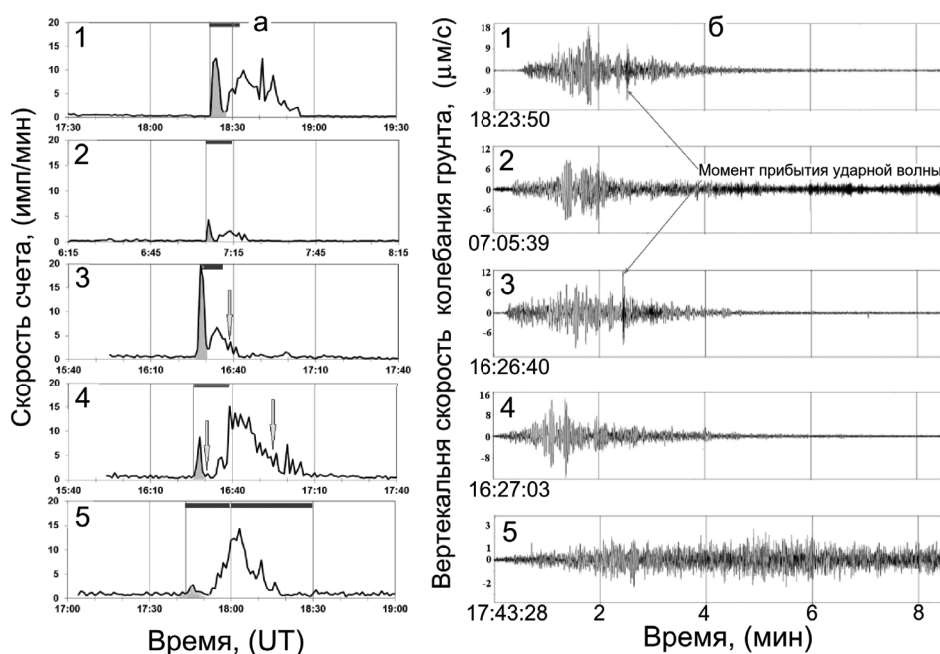


Рис. 13. Скорость счета ЭМИ в минуту пришедших с направления $(25.6^\circ \pm 10^\circ)$ на вулкана Шивелуч (а), запись вертикальной составляющей взрывных землетрясений на с/с KLY (б). Номера панелей соответствуют табл. 2. Стрелки указывают грозовые разряды, зарегистрированные сетью WWLLN, а квадраты показывают длительность сейсмического сигнала на с/с SMK

Таблица 2. Описание эруптивной и грозовой активности эксплозивных извержений вулкана Шивелуч в 2017 г.

Дата	Характеристики извержения						Характеристики ЭМИ				
	t_0	H	A_{max}^Z	Δt	ΔP	Δt_1	C_{max}	N_1	Δt_2	C_{max}	N_2
11.05.17	18:24:19	10	18.5	11.2	37.9	4	13	36	28	12	144
16.05.17	07:05:52	10	9.3	9.4	1.2	2	4	6	11	2	16
14.06.17	16:26:44	12	8.1	6.5	22.9	3	20	41	10	7	42
18.06.17	16:26:57	11	15.4	12.4	0.8	4	9	15	38	15	207
23.06.17	17:43:23	8	2.7	48.5	No data	3	3	6	36	14	158

H — высота подъема эруптивного облака, определенная по спутниковым снимкам, км; A_{max}^Z — максимальная амплитуда колебаний грунта, зарегистрированная на станции KLY, $\mu\text{м/с}$; Δt — длительность сейсмического события, зарегистрированного на станции SMK, мин; ΔP — величина избыточного давления ударной волны, зарегистрированного на станции KLY, Па; Δt_1 , Δt_2 — длительность первой и второй стадии вулканической грозы, мин; C_{max} — максимальная активность, имп./мин; N_1 , N_2 — общее количество зарегистрированных импульсов во время первой и второй фаз вулканической грозы.

Выводы

В ходе проведения работы были получены следующие результаты:

- В ИКИР ДВО РАН разработан и создан ОНЧ-регистратор для исследования электромагнитных излучений, установленный в экспедиционном пункте «Карымшина» на Камчатке и позволяющий проводить непрерывную запись электрических и магнитных компонент электромагнитного поля как в отдельных частотных полосах, так и широкополосных излучений в диапазоне частот до ~ 10 кГц. Применение ОНЧ-регистратора позволило исследовать различные геофизические процессы, проявившиеся в записях электромагнитных сигналов.
- Для исследования электромагнитных излучений от гроз в ИКИР ДВО РАН создан ОНЧ-пеленгатор, способный записывать параметры магнитных и электрических компонент электромагнитного поля, определять направления прихода излучений в реальном времени. Применение пеленгатора позволило рассмотреть грозовые источники излучений, наблюдавшиеся на Камчатке.
- С целью исследования очагов грозовой вулканической активности создается локальная сеть наблюдений за грозовыми разрядами вблизи Северной группы активных вулканов на полуострове Камчатка. Создание локальной сети позволит: детально исследовать электромагнитные процессы, связанные с вулканической активностью; разработать дистанционные методы зондирования окружающей среды; проводить мониторинг состояния погодных систем в нижних и верхних слоях атмосферы; исследовать вероятность повышения грозовой активности в периоды эксплозивных извержений вулканов.
- Анализ суточных вариаций интенсивности атмосферных помех на частоте $f = 5,3$ кГц в сентябре-октябре 1999 г. на Камчатке показал следующее. Во время геомагнитных возмущений с $\Sigma Kp > 29$ в течение нескольких дней понижается уровень атмосферных помех. Во время солнечных вспышек уровень атмосферных помех внезапно понижается на период от нескольких минут до 2 ч.
- При регистрации атмосферных излучений была обнаружена высокая активность дневных свистов, более 50 мин^{-1} . Свисты часто группировались в пучковые образования, в которые входят компоненты от различных источников и с разной дисперсией. Предполагается, что источником аномальной активности свистов являлся тайфун Billy в Юго-западной акватории Тихого океана.
- Представлен метод для идентификации общего месторасположения грозовых разрядов, которые вызывают вистлеры, детектируемые с помощью наземных приемников. Данный метод позволяет также отображать географическое распределение показателя

перехода из грозы в вистлеры. Метод является общим и может применяться к любым рядам данных, состоящим из временных рядов вистлеров в фиксированном месторасположении и к базам данных гроз. Применяя разработанный метод к временным рядам вистлеров для 15 наземных станций за более чем 12 летний период, удалось подтвердить, что самая высокая вероятность перехода атмосферика в вистлер, наблюдаемого в сопряженном полушарии, соответствует случаю, когда грозовой разряд произошел в магнитно-сопряженной точке к станции наблюдения вистлера.

- Для выделения близкорасположенных источников естественного электромагнитного излучения из мощного фона удаленных источников использован дифференциальный метод, физически сводящийся к использованию квадрупольной антенны и не использующейся в системе связи из-за сильных ограничений на дальность распространения сигналов. Применение этого метода в сейсмоактивной зоне Камчатки позволило обнаружить наличие ранее неизвестных видов электромагнитных сигналов – электромагнитных проявлений геоакустической эмиссии, проявляющихся главным образом в вертикальной компоненте естественного электромагнитного поля. Основная энергия излучения приходится на полосу частот примерно 50 – 500 Гц, причем вид спектра может быть устойчив на протяжении десятков минут, претерпевая существенные изменения в течение суток. Низкочастотные излучения, проявившиеся в каналах вертикальной магнитной компоненты и в квадрупольном, наиболее вероятно, имеют литосферное происхождение. Предложенный подход может быть использован для мониторинга геодинамической активности.
- Установлено, что при извержениях вулкана Шивелуч наблюдались две фазы возникновения молний от вулканической грозы. Первая фаза связана с формированием эруптивной колонны, а вторая – с образованием и развитием эруптивных облаков.

Литература

1. Борисов Н.Д., Дубовой А.П., Флигель Д.С., Ярославцев А.А. Влияние солнечных вспышек на распространение низкочастотных волн (0,5–10 кГц) в волноводе Земля-ионосфера // Геомагнетизм и аэрономия. — 1991. — Т. 31. — №5. — С. 792–800.
2. Вальков С.П. Дружин Г.И. Швецов В.Д. и др., Аппаратура для регистрации ОНЧ излучений // Низкочастотные сигналы во внешней ионосфере. Якутск. ЯФ СО АН СССР. — 1976. — С. 107–116.
3. Воробьев О.В., В.В.Коробовкин, Я.И.Лихтер, Ю.М.Михайлов, Я.П.Соболев, Я.Войта, И.Хорват. Дифракционные эффекты коротких волн. — М.: ИЗМИРАН, 1981. С.173–192.
4. Деминов М.Г., Деминова Г.Ф., Жеребцов Г.А, Пирог О.М., Полех Н.М., Очень сильные увеличения электронной концентрации в максимуме слоя зимней ночной ионосферы над Иркутском” //Геомагнетизм и аэрономия. — 2011. —Т.51— №3. — С. 360–367.
5. Дружин Г.И. Геофизические процессы в ОНЧ-излучениях// История науки и техники. — 2017. — №8. — С. 59–66.
6. Дружин Г.И., Пухов В.М., Санников Д.В., Малкин Е.И., Стасий И.Е. ОНЧ-Регистратор для исследования естественных радиоизлучений// Вестник КРАУНЦ. Физико-математические науки. — 2019. — Т. 27(2). — С. 105–116. DOI:10.26117/2079-6641-2019-27-2-95-104.
7. Дружин Г.И., Пухов В.М., Санников Д.В., Малкин Е.И. ОНЧ-пеленгатор грозových разрядов // Вестник КРАУНЦ. Физико-математические науки. — 2019. — Т. 27. — № 2. — С. 95–104. DOI:10.26117/2079-6641-2019-27-2-105-116.
8. Михайлов Ю.М., Г. А. Михайлова, О. В. Капустина, Г.И.Дружин, Вариации атмосферных помех на Камчатке во время солнечных вспышек и геомагнитных возмущений. // Расширенные абстракты конференции «Астрономия-2018. Том 2. Солнечно-земная физика — современное состояние и перспективы». 22-26 октября 2018 года. — С. 159–162. DOI:10.31361/eaas.2018-2.040.
9. Михайлов Ю. М. Капустина О. В. Дружин Г. И. Свистовые характеристики в периоды возмущений ионосферы // Вестник КРАУНЦ. Физ.-мат. науки. — 2019. — Т. 29. — №4. — С. 173–181. DOI: 10.26117/2079-6641-2019-29-4-173-181/

10. Уваров В. Н., Ларионов И. А., Малкин Е. И. Электромагнитные проявления активной земной коры // Вестник КРАУНЦ. Физ.-мат. науки. — 2018. — Т. 25. — №5. — С. 115–129. DOI: 10.18454/2079-6641-2018-25-5-115-129.
11. Уваров В.Н., Ло И., Луценко В.И., Нгуен С.А. Нестационарные процессы акусто-электромагнитного излучения литосферы в сейсмически активной области. Результаты поверхностных и скважинных измерений// Сборник трудов «Всероссийские открытые Армандовские чтения. Совр. проблемы дистанц. зондир., радиолокации, распростран. и дифракции волн», Муром. — 2019. — С. 683–689.
12. Фирстов П.П., Акбашев Р.Р., Холзворт Р., Чернева Н.В., Шевцов Б.М. Атмосферно-электрические эффекты во время эксплозии вулкана Шивелуч 16 ноября 2014 г // Известия Российской академии наук. Физика атмосферы и океана. — 2017. — Т. 53. — №1. — С. 29-37.
13. Чернева Н.В., Фирстов П.П. Влияние метеорологических факторов на электрические параметры нижней атмосферы // Метеорология и гидрология. — 2013. — Т. 3. — С. 56–65.
14. Чернева Н.В., Фирстов П.П. Формирование локального электрического поля атмосферы на Камчатке под действием природных процессов. — Владивосток: Дальнаука, 2018. — 128 с.
15. Ширман Я.Д., Лосев Ю.И., Минервин Н.Н. и др. Радиоэлектронные системы: основы построения и теория. Справочник // Под ред. Я. Д. Ширмана. — М.: ЗАО «МАКВИС». — 1998. — 757 с.
16. Abarca S.F., Corbosiero K.L., Galarneau T.J. Jr. An evaluation of the Worldwide Lightning Location Network (WWLLN) using the National Lightning Detection Network (NLDN) as ground truth // J.Geophys. Res. — 2010. — Vol. 115. — D18206. DOI: 10.1029/2009JD013411.
17. Behnke S.A., Thomas R.J., McNutt S.R., and others. Observations of volcanic lightning during the 2009 eruption of Redoubt Volcano. // J.V.G.R. — 2013. — Vol. 259. — P. 214–234.
18. Firstov P.P., Malkin E.I., Akbashev R.R., Druzhin G.I., Cherneva N.V., Holzworth R.H., Uvarov V.N. and Stasiy I.E. Registration of Atmospheric-Electric Effects from Volcanic Clouds on the Kamchatka Peninsula (Russia) // Atmosphere. — 2020. — Vol. 11. — №6. — P. 634. DOI:10.3390/atmos11060634.
19. Hayakawa M. Seismo-electromagnetics as a new field of radiophysics: Electromagnetic phenomena associated with earthquakes / M. Hayakawa, O. A. Molchanov // Radio Sci.Bull. — 2007. — №320. — P. 8–17.
20. Helliwell R, Whistlers and Related Ionospheric Phenomena // Stanford University Press, Stanford , California. 1960.

-
21. Koroncay D., Lichtenberger J., Clilverd M.A., Rodger C.J., Lotz S.I., Sannikov D.V., et al. The source regions of whistlers// JGR: Space Physics. — 2019. — V. 124. — P. 5082–5096. DOI:10.1029/2019JA026559.
 22. Malkin E., Druzhin G., Firstov P., Cherneva N., Uvarov V., Sannikov D. and Stasiy I. Principles of Creation of Local Network for Lightning Discharge Observations on Active Volcanoes of Kamchatka Peninsula. //E3S Web Conf. — 2019. — Vol. 127. — 02021. DOI:10.1051/e3sconf/201912702021.
 23. McNutt S.R., Volcanic lightning: global observations and constraints on source mechanisms. // Bull. Volcanol. — 2010. — Vol. 72. — №10. — P. 1153–1167.
 24. Rodger C.J., Brundell J.B., Holzworth R.H. and Lay E.H. Growing detection efficiency of the World Wide Lightning Location Network// American Institute of Physics Conference Series. — 2009. — Vol. — 1118. — P. 15–20. DOI:10.1063/1.3137706.
 25. Shevtsov B. M., Firstov P.P., Cherneva N.V., Holzworth R.H., Akbashev R.R. Lightning and electrical activity during the Shiveluch volcano eruption on 16 November 2014 // Nat. Hazards Earth Syst. Sci. — 2016. — 16. — 871–874. DOI:10.5194/nhess-16-871-2016

Многоканальная структурно-лингвистическая обработка геоакустических и электромагнитных сигналов

Сенкевич Ю.И., Гапеев М.И.

На сегодняшний день объем накопленных геофизических данных в ИКИР ДВО РАН измеряется сотнями терабайт. В связи с этим возникает проблема обработки большого потока разнородных данных («Big data problem» [1]), требующая применения специальных методов анализа. Эта проблема решается в рамках быстро развивающегося научного направления «Data Mining». Методы, применяемые в рамках этого направления, крайне чувствительны к «качеству» данных. Поэтому необходим их препроцессинг, причем такой, чтобы скрытая информация, хранящаяся в данных, не была потеряна. В отсутствие стандартных решений был разработан метод многоканальной структурно-лингвистической обработки и анализа сигналов (СЛОАС), с помощью которого осуществляется поиск скрытых закономерностей в массивах данных геоакустических и электромагнитных измерений в реальном масштабе времени. Сущность СЛОАС состоит в трансформации потоков импульсов в символьное сообщение, где алфавит символов сообщения представлен объектами, описывающими амплитудно-фазовые характеристики близких по форме импульсов. Такое представление позволяет сохранить информативные признаки потока импульсов в сообщении и при этом применять методы лингвистического анализа для поиска скрытых закономерностей в структуре сообщения.

К настоящему времени задача разработки инструмента препроцессинга «Big data» (больших данных), накопленных в ИКИР ДВО РАН, была решена в части методов, касающихся классификации данных [2] и распознавания аномалий. Разработана программная среда интерактивной обработки потоков сигналов и данных различной геофизической природы, которая обеспечила автоматическое обнаружение, а также автоматическую идентификацию и сегментацию типовых паттернов (символов) в потоке импульсов [3]. На основании выделенных программой символов автоматически формируются множества алфавитов. Для дальнейшей лингвистической обработки геофизический сигнал (ГФС) преобразуется в символьное сообщение. Метод многоканальной структурно-лингвистической обработки расширяет инструмента-

рий препроцессинга геофизических данных. Разработанные алгоритмы, реализованные в виде программных средств, прошли успешную апробацию на данных высокочастотной геоакустической эмиссии (ГАЭ) и электромагнитного излучения в ОНЧ-диапазоне (ЭИ), полученных в ИКИР ДВО РАН с 2016 г. по настоящее время. Обрабатываемые сигналы ГАЭ регистрировались в диапазоне частот от 0.1 Гц до 10 кГц приемником акустического давления, установленным на глубине 1–3 м у дна естественных и искусственных водоёмов. Сигналы ЭИ регистрировались в диапазоне частот от 300 Гц до 10 кГц с помощью многоканального ОНЧ-регистратора, состоящего из двух рамочных и одной вертикальной штыревой антенн.

Применение метода структурно-лингвистической обработки и анализа сигналов

Метод структурно-лингвистической обработки и анализа сигналов реализован в виде программного комплекса (ПК СЛОАС) [4]. В его основе лежит идея поиска отличительных особенностей сигналов на основе сравнения их вычисляемых характеристик. Алгоритмы, реализованные в макете ПК СЛОАС, осуществляют поиск аномалий в двух режимах: классификация «с учителем», когда известны состояния геофизической системы и периоды её пребывания в каждом фиксируемом состоянии, а также определен вектор сравниваемых параметров сигнала; кластеризация «без учителя», когда размыты границы состояний геофизической системы и не удастся четко определить вектор параметров сигнала, а также существуют нечеткие критерии распределения сигналов по кластерам.

Макет ориентирован на обработку и анализ ГФС, представленных потоками импульсов различных форм (со сложными амплитудной вариацией огибающей и частотной модуляцией), широким динамическим диапазоном пиковой амплитуды импульсов (до 100 дБ и выше) и периодом следования, изменяющимся в широких пределах (от единиц микросекунд до сотен миллисекунд).

Отличительной особенностью реализованного информационного подхода в макете ПК СЛОАС является переход от прямых вычислений характеристик сигналов к лингвистическим формам обработки сообщений. Этот переход реализуется в два этапа.

На первом этапе проходит преобразование графического паттерна каждого выделенного импульса в соответствующую матрицу структурного описания, которая составляется на основании амплитудно-фазовых отношений (больше, меньше или равно) локальных экстремумов. Этот процесс назван структурным описанием.

На втором этапе осуществляется автоматическая кластеризация импульсов по степени совпадения их матриц-образов структурного описания. Отбор импульсов в кластеры реализуется на основе известного критерия — коэффициента сходства. Матрицы-образы, являющиеся центроидами кластеров, обозначаются как символы. Полученное мно-

жество символов, ранжированное по числу соотнесенных к определенному кластеру импульсов, составляет алфавит, характеризующий импульсное разнообразие на временном интервале наблюдения. Этот процесс назван фонетическим разбором и является первичным действием структурно-лингвистической обработки. В результате такого преобразования физический сигнал получает свое символическое описание и его дальнейшие обработка и анализ переносятся в область применимости информационно-лингвистических методов. Достоинства таких методов для обработки нестационарных и хаотических сигналов широко обсуждались в [5, 6].

Для удобства дальнейших рассуждений и описания результатов исследования приведем основные определения и понятия СЛОАС.

Определение 1: Символ — это объект, описываемый базовой матрицей структурного описания определенного кластера. Матрица структурного описания импульса строится на основе отношений амплитуд локальных экстремумов и временных промежутков между соседними экстремумами:

$$\{a_i\} = a_0, a_1, \dots, a_N \text{ и } \{\tau_i\} = \tau_0, \tau_1, \dots, \tau_{N-1}.$$

На основе степени совпадения матрицы структурного описания импульса с матрицами других выделенных импульсов, формируется кластеры. Матрица, соответствующая центроиду кластера, является структурным описанием символа.

Атрибуты символа: имя — условное обозначение; размер — порядок матрицы структурного описания; статистика — частота встречаемости символа в сигнале; паттерн — вектор матриц структурного описания импульсов, описываемых символом, в порядке их появления; нумерация — вектор порядковых номеров импульсов в сигнале; протяженность — вектор длительностей импульсов; мощность — вектор энергоемкостей импульсов.

Определение 2: Алфавит — есть упорядоченное множество вида

$$A = \{a = (s, p, D) | s \in S; D \in \check{D}\},$$

где $a = (s, p, D)$ — символ, описываемый кортежем; s — размер символа; S — множество всех размеров символов, p — статистика символа; $D \in \check{D}$ — матрица структурного описания символа; \check{D} — множество всех матриц структурного описания.

Определение 3: Сообщение — это конечный продукт структурно-лингвистического преобразования сигнала, последовательность импульсов заменена соответствующими символами из состава выделенного алфавита.

Определение 4: Объединением двух алфавитов A_i и A_j является алфавит A_Σ , построенный по правилу

$$A_\Sigma = A_i \cup A_j = \{a_k : a_k \in A_i \text{ или } a_k \in A_j\},$$

где $a_k = (s_i, p_i, D_i)$, если $a_k \notin A_j$; $a_k = (s_j, p_j, D_j)$ если $a_k \notin A_i$; $a_k = (s_i, p_i + p_j, D_i)$, если $a_k \in A_i$ и $a_k \in A_j$. Иначе, для символов, попадающих в пересечение множеств, их статистики складываются, для остальных — статистики остаются без изменений.

При этом мощность результирующего множества:

$$W_\Sigma = |A_i \cup A_j|.$$

Определение 5: Пересечением двух алфавитов A_i и A_j является алфавит A_Δ , построенный по правилу

$$A_\Delta = A_i \cap A_j = \{a_k : a_k \in A_i \text{ и } a_k \in A_j\},$$

где $a_k = (s_i, p_i + p_j, D_i)$.

При этом мощность результирующего множества:

$$W_\Delta = |A_i \cap A_j|.$$

Следующая функция ПК СЛОАС — выделение классов (режим 1 — «обучение с учителем») и формирование кластеров (режим 2 — «обучение без учителя») аномалий по результатам сравнения алфавитов.

В режиме 1 для получения алфавитов используются фрагменты ГФС, для которых достоверно определено состояние порождающей сигнал системы, а также временной интервал нахождения ее в этом состоянии. Традиционно один из классов определяется на фоновых фрагментах сигнала, в результате ПК СЛОАС формирует алфавит «нормального» состояния системы. Классы, алфавиты которых отличаются от алфавита «нормального» состояния, будут считаться аномальными.

В режиме 2 получаемые алфавиты кластеризуются. Для определения семантической нагрузки кластера в ПК СЛОАС выполняется полуавтоматическая процедура сопоставления «аномальных» алфавитов с метками зафиксированных событий. Сопоставление подразумевает вычисление условных вероятностей совместных событий и сравнение полученных значений с эмпирическим порогом.

Правила выявления аномалий. Результаты статистического анализа геофизических сигналов показывают, что эти сигналы нестационарны и нелинейны [7], поэтому для обработки и анализа таких сигналов логично применять методы оценки поведения и анализа состояний нелинейных динамических систем [8, 9]. Выделяют следующие основные состояния таких систем:

- устойчивое состояние (предельный цикл, аттрактор);

- неустойчивое состояние (точка бифуркации и ее окрестности);
- переходное состояние;
- состояние хаоса.

Построение алфавитов методами СЛОАС показало, что:

1. В стационарном состоянии система генерирует определенное множество символов, то есть размерность множества символов ограничена сверху. Это объясняется движением фазовой траектории системы в ограниченном фазовом пространстве с повторяющейся топологией предельного цикла, поэтому график функции, описывающий зависимость размерности алфавита от времени, будет асимптотически приближаться к некоторому значению N_0 (рис. 1 — непрерывная линия).

Для определения стационарного состояния применяется следующий показатель: среднее количество символов, обнаруживаемых за N равных минимальных интервалов измерения.

$$m = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N n_i \leq N_0,$$

$$N = \left\lfloor \frac{T}{\tau} \right\rfloor, \quad T \gg \tau,$$

где n_i — число символов, обнаруженных за i -й временной интервал измерения τ ; N_0 — эмпирический порог; T — эпоха анализа.

Этот показатель отражает суммарное значение средней размерности алфавитов за эпоху анализа и не чувствителен к качественным изменениям алфавитов, которые отражают вероятные изменения состояния системы. Чтобы избежать данной ошибки, одновременно контролируется показатель изменения скорости потока импульсов

$$\nu = \frac{\Delta N}{\Delta t},$$

где ν — скорость производства новых символов, ΔN — количество новых символов, обнаруживаемых в единицу времени Δt .

Для определения момента вхождения системы в стационарное состояние предложен следующий критерий:

$$\Omega = \lim_{\Delta \tau \rightarrow T\{A\}} \frac{\Delta N}{\Delta \tau} = 0,$$

который фиксирует снижение скорости производства новых символов до нуля (момент достижения верхней границы размерности алфавитов в данном состоянии).

2. В переходном состоянии физическое равновесие системы под действием внешних сил, потока массы и/или энергии нарушается, что

сопровождается выходом из стационарного состояния (точка бифуркации). Это приводит к изменению фазовой траектории, что сопровождается качественными изменениями характеристик сигнала, следовательно, количественными и качественными изменениями алфавитов (рис. 1 — жирная пунктирная линия).

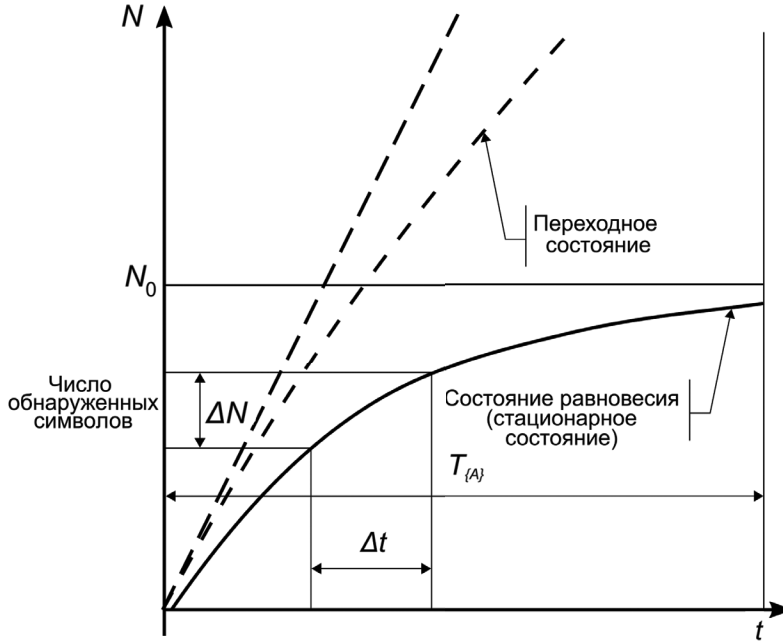


Рис. 1. Поведение показателя размерности алфавитов N в различных состояниях динамической системы с течением времени t

Для определения переходного состояния системы рассчитываются следующие показатели:

- кумулятивный показатель

$$\begin{aligned}\beta_1(L) &= \#(A_1 \cup A_2 \cup \dots \cup A_{L-1} \cup A_L) = \#(\bigcup_{i=1}^L A_i) \\ \beta_{L+1}(M) &= \#(A_{L+1} \cup A_{L+2} \cup \dots \cup A_{L+M-1} \cup A_{L+M}) = \\ &= \#(\bigcup_{j=L+1}^{L+M} A_j) \\ \beta_1(L) &\neq \beta_{L+1}(M), \quad L = M;\end{aligned}$$

где $\#(\cdot)$ — мощность множества.

- дистрибутивный показатель

$$\alpha_i(L) = \#(\beta_i(L) \setminus A_i),$$
$$\frac{\Delta\alpha(L)}{\Delta t} = \frac{1}{k \cdot \Delta t}(\alpha_i(L) - \alpha_{i+k}(L)).$$

Первый показатель определяет изменение размерности составного алфавита (уменьшение или увеличение от L -го до M -го периодов измерений). Второй показатель отслеживает нормированное ко времени измерения Δt приращение мощности составного алфавита, что позволяет обнаруживать локальные изменения составного алфавита на разных масштабах эпохи анализа.

3. В случае вхождения системы в хаотическое состояние возникают количественно-качественные изменения составов алфавитов, похожие на изменения, которые характеризуют быструю смену состояний динамической системы. В такой ситуации перечисленные выше показатели и критерии несостоятельны, и на основе оценки информационной энтропии алфавитов вычисляется вероятностный показатель

$$I = \Delta H = H_i - H_j$$
$$I = I/I_{\max}.$$

Алгоритмическое обеспечение программного комплекса. Алгоритмическое обеспечение макета ПК СЛОАС условно разделено на три основные части (рис. 2): фонетический разбор, синтаксический разбор, семантический разбор.

Фонетический разбор обеспечивает структурно-лингвистическое преобразование оцифрованного сигнала в последовательность символов.

Синтаксический разбор осуществляется на базе потока символов и предполагает:

- составление, хранение и использование алфавитов в режиме обучения и распознавания;
- составление закодированных сообщений;
- определение устойчивых сочетаний символов (слов), формирование словаря и его использование для обучения и составления признаков изменений сообщений;
- оценка текста и распознавание грамматических связей в сообщениях.

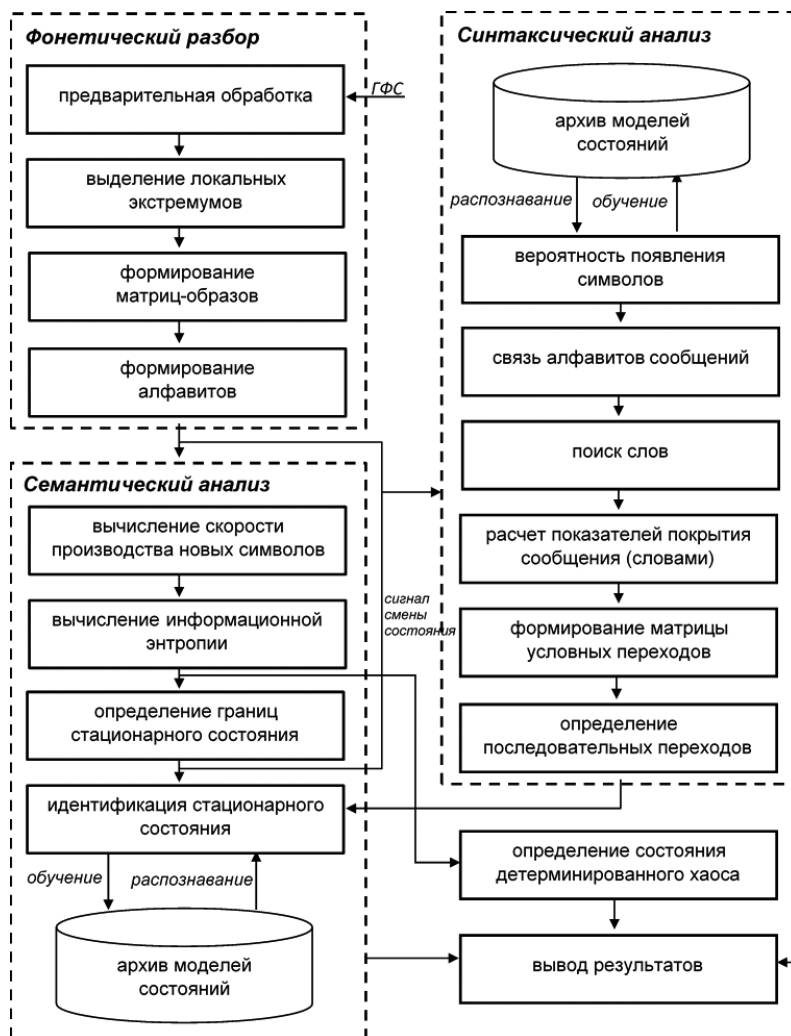


Рис. 2. Схема алгоритмического обеспечения ПК СЛОАС

Семантический разбор определяет грамматику сообщения по результатам предыдущих разборов:

- формируются параметры перехода в новое состояние и вектор параметров этого состояния;
- определяются временные рамки текущего состояния;
- проводится сравнение вектора параметров текущего состояния с ранее полученными векторами;

- проверяется, находится ли система в состоянии хаоса, если это не так, то проверяется, находится ли она в состоянии близком к состоянию неустойчивого равновесия;
- определяется вероятностная схема переходов из одного состояния в другое; строится матрица переходов;
- с использованием вероятностных критериев идентифицируется состояние системы.

Тестирование метода многоканальной структурно-лингвистической обработки

Оценка помехоустойчивости. Важную роль в качественном кодировании сигнала символами алфавита играет корректное выделение импульсов на фоне сопутствующих помех. Для оценки помехоустойчивости алгоритма выделения импульсов был проведен вычислительный эксперимент. Тестовые сигналы содержали по 100 импульсов Берлаге, имитирующих импульсы ГФС. К каждому из 50 тестовых сигналов добавлялся гауссов шум таким образом, чтобы от файла к файлу отношение сигнал-шум (SNR) равномерно уменьшалось от 32 дБ до -4,6 дБ. Далее применялся алгоритм порогового выделения импульсов со значениями порога от 2 до 5σ . Вероятность ошибок второго рода (выделение ложных импульсов) для сигнала с $\text{SNR} = 4$ дБ составила 18% для значений порога от 2 до 5σ (рис. 3а).

Для подавления этих ошибок применялся алгоритм выделения, представляющий эмпирическое правило отбора, построенное на основе известного свойства импульсов ГФС: ввиду колебательного характера между локальными экстремумами сигнал пересекает линию среднего значения. Главная идея правила заключается в подсчете числа локальных экстремумов, между которыми нет разрыва функции сигнала и значения которых превышают установленный порог. Далее количество локальных экстремумов в выделенном фрагменте сигнала сопоставляется с протяженностью этого фрагмента.

Описанный алгоритм был назван логической фильтрацией. Результаты эксперимента по сравнению алгоритмов выделения импульсов без использования и с использованием логического фильтра представлены на рис. 3. Выигрыш в помехоустойчивости при использовании логической фильтрации составил от 2,8 до 3,5 дБ в зависимости от значения выбираемого порога. Применение алгоритма логической фильтрации позволило для 22 тестовых сигналов (с SNR более 2,7 дБ) снизить ошибку второго рода до значений менее 3%.

Оценка чувствительности алгоритмов структурного описания к искажениям импульсов. Практика выделения импульсов из ГФС показывает, что шумы и среда распространения заметно искажают первоначальную форму порождаемых сигналов, что приводит к выделению неопределенно большого разнообразия импульсов. Эксперименты

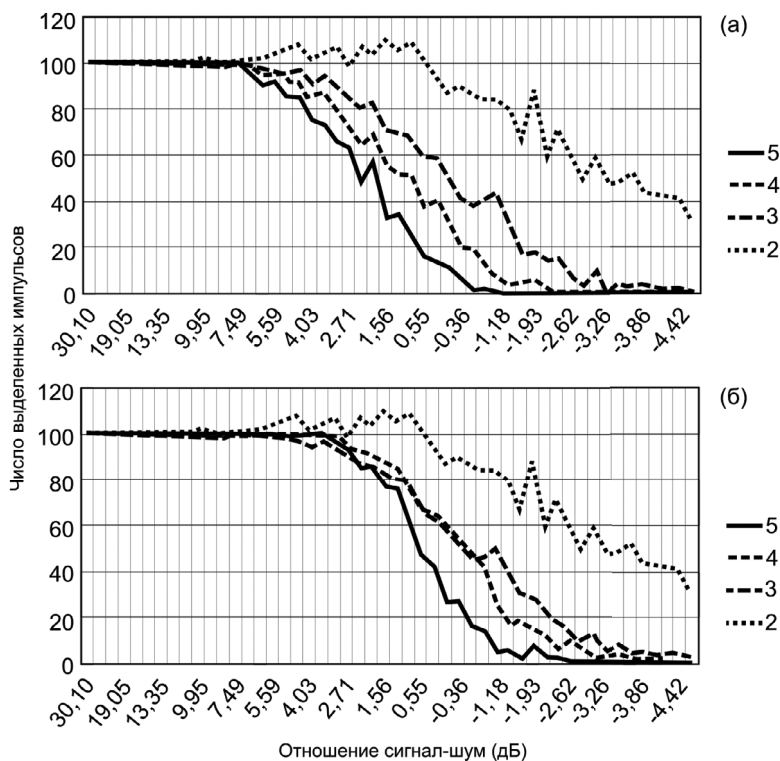


Рис. 3. Оценка помехоустойчивости метода выделения импульсов ГФС (а) — без применения логического фильтра и (б) — с применением логического фильтра для значений порога 2, 3, 4 и 5 σ

по идентификации импульсов ГАЭ путем описания их в различных базах показали, что размерность выявляемого таким образом разнообразия форм импульсов чрезвычайно высока и превышает значения в несколько тысяч уникальных форм для сигнала длительностью 15 минут.

Следовательно, одной из задач обработки и анализа ГФС является поиск базового множества паттернов импульсов. Для уменьшения наблюдаемого разнообразия выделяемых импульсов был разработан алгоритм сужения множества паттернов, в основе которого лежит операция определения степени сходства матриц структурного описания, которые соизмеримы по значениям порядка. Матрицы $A_{n \times n}$ и $B_{m \times m}$ ($n > m$) сравнимы, если

$$0 \leq (n - m)/n < S_0,$$

где S_0 — эмпирически подбираемый порог допустимого перекрытия порядков сравниваемых матриц; m, n — значения порядков сравниваемых матриц.

Сравнение матриц одинакового порядка осуществляется путем подсчета совпадений их элементов при наложении матриц друг на друга. Если значения порядков отличны ($n > m$), осуществляется $n - m + 1$ сравнений, при этом при первом сравнении матрица порядка m сопоставляется с матрицей порядка n таким образом, чтобы первые элементы первых строк совпадали. При дальнейших сравнениях сдвиг осуществляется вдоль диагонали большей матрицы, то есть матрица меньшего порядка смещается на один элемент вправо и вниз. По итогам $n - m + 1$ сравнений выбирается результат с наибольшим количеством совпадений.

Этот результат сравнивается с пороговым значением, отражающим степень допустимого совпадения элементов матриц и рассчитанным на основании эмпирически составленной формулы:

$$R = R_0 \cdot m^2,$$

где R_0 — названо порогом степени совпадения символов.

При превышении наибольшим количеством совпадений значения R принимается решение о допустимой близости структур сравниваемых импульсов. При этом символ с матрицей меньшего порядка считается совпадающим с символом со структурной матрицей большего порядка, и символ с матрицей меньшего порядка удаляется из алфавита проанализированного сигнала. Поясняющий пример сравнения двух матриц порядков 5 и 3 показан на рис. 4.



Рис. 4. Операции, выполняющиеся при сравнении матриц порядков 5 и 3

Для оценки чувствительности алгоритма сужения множества паттернов к искажениям формы сигналов был проведен вычислительный

эксперимент. Для 22 сигналов с минимальным количеством ложно выделенных импульсов (отобранных в результате эксперимента по оценке помехоустойчивости алгоритмов выделения импульсов) определялись размерности алфавитов при различных значениях S_0 и R_0 . Предобработка подготовленных сигналов проводилась следующим образом: низкочастотная фильтрация с частотой среза 4800 Гц (подавление частот — минус 80 дБ, неравномерность в полосе пропускания — 6 дБ); выделение импульсов (порог обнаружения импульсов равен 3σ , логическая фильтрация с минимальным захватом 10 локальных экстремумов).

На первом этапе эксперимента сравнивались структурные матрицы с порядками, отличающимися менее, чем на 30% ($S_0 = 0,3$). Значение порога степени совпадения символов выбиралось $R_0 = 1$ (матрица меньшего размера является подматрицей большего размера). Зависимости размерности базового алфавита от SNR при различных значениях порога допустимого перекрытия порядков S_0 (0–0,3) представлены на рис. 5. При значениях SNR меньше 6 дБ механизм сужения множества паттернов перестает работать из-за сильных искажений импульсов, поскольку критерий совпадения матриц на 100% ($R_0 = 1$) не выполняется. При SNR больше 30 дБ помехи слабо искажают паттерны импульсов, что приводит к полному поглощению всего множества одним паттерном, что и должно происходить. Экспериментально подтверждено, что суммарное количество выделенных импульсов, рассчитываемое путем суммирования частот паттернов после применения операции сужения множества, остается постоянным и равным 100, как и ожидалось.

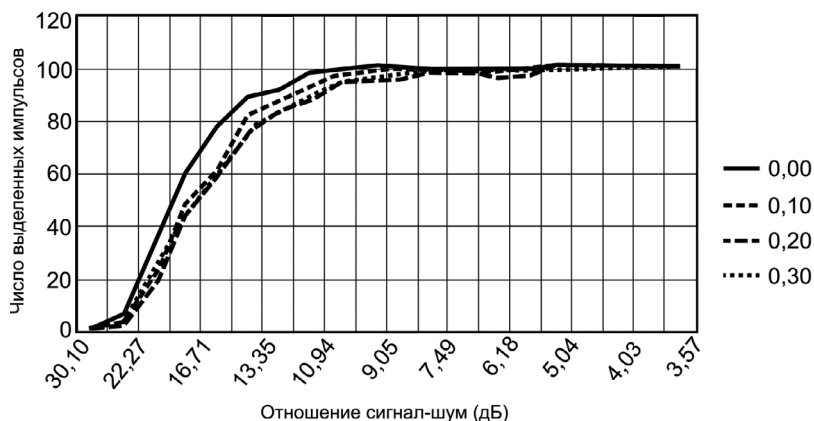


Рис. 5. Зависимости размерности базового алфавита от SNR при различных значениях порога S_0 (0–0,3) и при фиксированном значении порога $R_0 = 1$

На следующем этапе вычислительного эксперимента изучалась возможность сужения множества паттернов при изменении порога степени совпадения символов R_0 . Сужение множества паттернов проводилось

для R_0 от 0,6 до 0,9, при этом сравнивались матрицы одинакового порядка ($S_0 = 0$). Результаты второго этапа вычислительного эксперимента проиллюстрированы на рис. 6. Графики показывают, что уменьшения порога степени совпадения символов ($R_0 < 0,9$) приводит к значительному сокращению размерности алфавитов. Причем степень сокращения размерности уменьшается с уменьшением R_0 , а при $R_0 = 0,7$ график становится практически линейным.

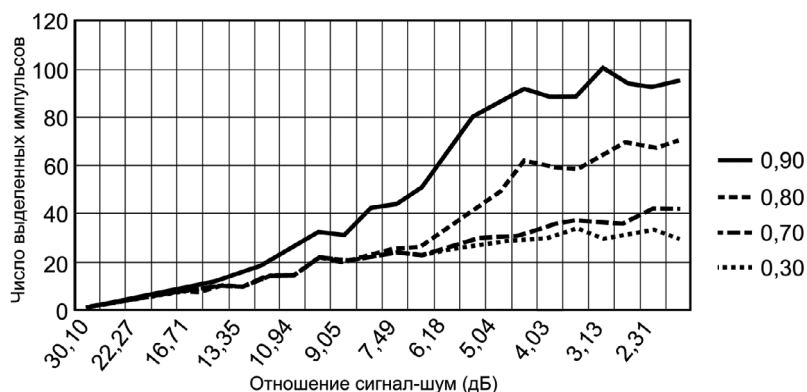


Рис. 6. Зависимости размерности базового алфавита от SNR для различных значений порога R_0 (0,6–0,9) и при фиксированном значении порога $S_0 = 0$

На третьем этапе вычислительного эксперимента изучалась зависимость размерности алфавита от значения порога допустимого перекрытия S_0 . Результаты, полученные при значении $S_0 = 0,2$, представлены на рис. 7.

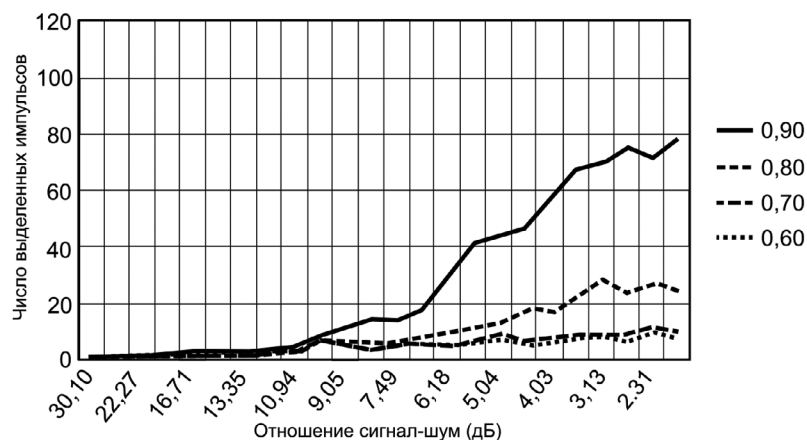


Рис. 7. Зависимости размерности базового алфавита от SNR для различных значений порога R_0 (0,6–0,9) и при фиксированном значении $S_0 = 0,2$

В табл. 1 приведены количества фиксируемых за различные временные периоды импульсов и размерности соответствующих алфавитов. Результаты эксперимента показывают, что применение алгоритма сужения множества паттернов позволило на несколько порядков сократить размерности получаемых множеств идентифицированных импульсов.

Таблица 1. Результаты применения процедуры сужения множества паттернов

	ГАЭ			ЭИ		
Длительность	15 мин	1 ч	1 сутки	15 мин	1 ч	1 сутки
Кол-во импульсов	6332	25116	607864	5365	60145	1482032
Размерность алфавита	13	28	37	15	36	59

Представленный алгоритм тестировался на искусственно синтезированном сигнале, содержащем 100 одинаковых импульсов Берлаге. Из тестового сигнала выделялись импульсы, для которых строились структурные описания. Полученное множество паттернов затем подвергалось процедуре сужения (со значениями порогов $S_0 = 0,2$ и $R_0 = 0,8$). После добавления к тестовому сигналу гауссова шума ($\text{SNR} = 9,9$ дБ) у всех выделенных импульсов структурное описание оказалось разным (размерность алфавита равна 100). После применения процедуры сужения множества паттернов суммарное количество выделенных импульсов осталось равным 100, а размерность алфавита сократилась до 4 символов.

В ходе повторения эксперимента обнаружено, что полученное распределение устойчиво к изменению начальных значений генератора гауссова шума. Следовательно, результирующие символы составляют характерный алфавит, который можно сопоставить некоторому состоянию системы, порождающей сигнал.

Апробация алгоритмов структурно-лингвистической обработки и анализа на натурных данных.

Рабочие параметры программы обработки:

- число последовательных трехминутных акустических «WAVE» файлов — 11;
- период наблюдений — 15–17 декабря 2013 г.;
- частота дискретизации сигналов — 44100 Гц;
- ширина окна для подсчета среднеквадратического отклонения (СКО) для адаптивного порога — 4096 отсчетов;

- рабочая полоса частот — от 20 Гц до 16 кГц;
- ширина окна логического фильтра — 12 экстремумов;
- коэффициенты алгоритма сужения множества паттернов:
 $S_0 = 0,2$; $R_0 = 0,8$;
- минимальная статистика отбираемых в алфавит символов — 2.

Результаты эксперимента. Получены следующие оценки:

- максимальный коэффициент ВКФ — 0,42;
- СКО количества импульсов — 173,65;
- СКО мощности алфавитов — 2,94.

Как было описано в предыдущих пунктах, программный комплекс реализует алгоритм поиска количественно-качественных изменений потока импульсов путем сопоставления алфавитов последовательных эпизодов сигнала. Приведем пример результатов работы алгоритмов (рис. 8).

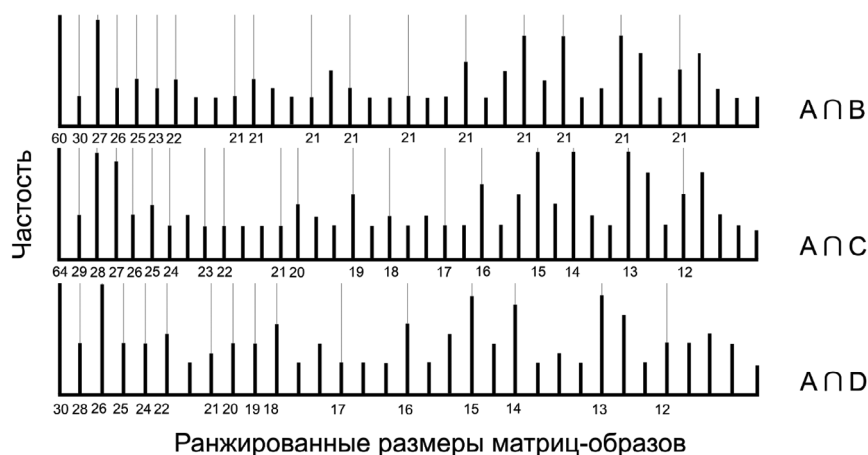


Рис. 8. Пример последовательного сопоставления алфавитов сигналов ГАЭ, зарегистрированных 15.12.2013 в 20:45 UT (алфавит обозначен A), 15.12.2013 в 20:48 UT (B), 16.12.2013 в 18:06 UT (C) и 16.12.2013 в 11:30 UT (D)

В ходе исследований возникала необходимость оценивать степень связи соседних алфавитов, для этого использовался показатель степени перекрытия алфавитов:

$$k_{A,B} = \frac{|A \cap B|}{|A \cup B|}.$$

Поиск аномалий и связей. На всех этапах обработки и анализа сигналов осуществлялся визуальный контроль результатов автоматического поиска аномалий. На рис. 9 показан пример графического представления динамики размерности алфавита ЭИ: присутствуют суточные периодические колебания размерности алфавитов.

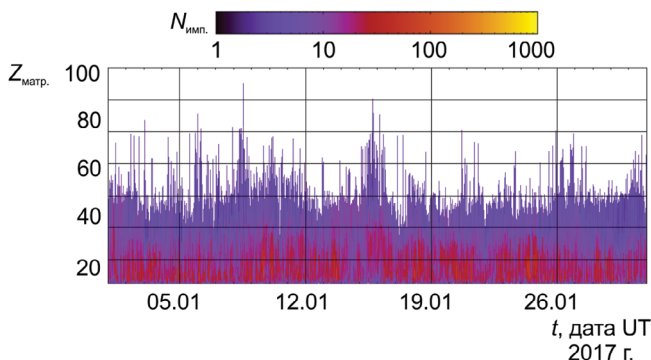


Рис. 9. Графическое представление динамики размерности алфавита ЭИ, зарегистрированного в период с 01.01.2017 по 31.01.2017. $N_{\text{имп.}}$ — количество импульсов, описываемых соответствующим символом, $Z_{\text{матр.}}$ — размерность матрицы структурного описания символа

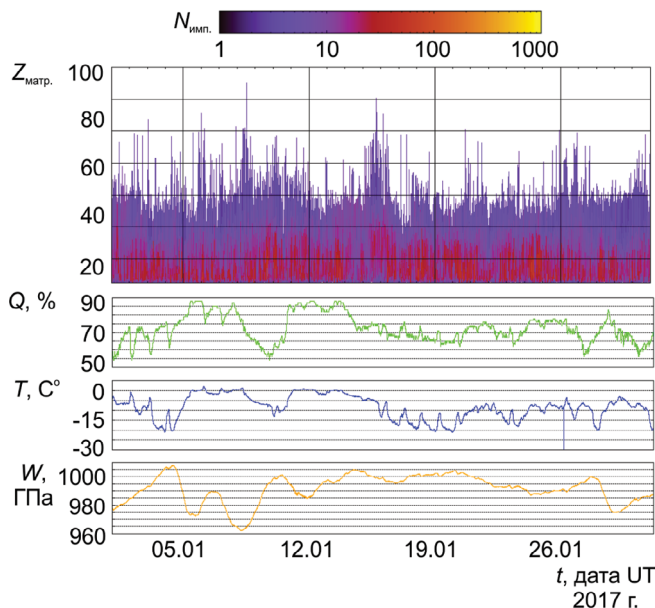


Рис. 10. Графики динамики алфавита сигнала ГАЭ, зарегистрированного в январе 2017 г., влажности (Q), температуры воздуха (T) и атмосферного давления (W)

Для исключения влияния погодных условий одновременно с динамикой размерности алфавитов анализируются изменения температуры, влажности и атмосферного давления. На рис. 10 представлены графики динамики алфавита сигнала ГАЭ, температуры, влажности и атмосферного давления. Результаты анализа показывают, что большее влияние на сигналы оказывает изменение влажности и температуры воздуха.

ПК СЛОАС позволяет проводить анализ исследуемых параметров на различных временных масштабах. Такой анализ выполняется усреднением размерностей алфавитов во временных окнах от 1 часа до 1 месяца. Данные для месячных и годовых периодов показаны на рис. 11.

Символическое описание импульсных сигналов позволяет перевести их обработку и анализ из области классических численных вычислений в область обработки и анализа кодовых последовательностей, делая доступным применение методов лингвистики, поиска скрытых правил и грамматических форм мета-языка.

Включенный в разработанный метод алгоритм сужения множества паттернов преобразует неопределенное разнообразие форм импульсов к определенному, характеризующему состояние системы, генерирующей сигнал, набору паттернов — алфавиту. Это открывает возможности выявления скрытых закономерностей и, как следствие, построения решающих правил обнаружения аномалий в сигнале, что в совокупности делает возможным создание детектора состояний системы.

Как показали результаты экспериментальной проверки метода структурного описания импульсных сигналов, для корректной работы алгоритмов необходимо обеспечить минимальное влияние шума на формы импульсов. Наборы базовых символов, описывающих классы импульсов, чувствительны к выбираемым порогам детектора обнаружения импульсов, поэтому на первых этапах обработки важно обеспечить сокращение количества ошибок второго рода, которые приводят к появлению ложных классов. С этой целью следует использовать эмпирические правила и/или приемы выделения импульсов, основанные на априорных сведениях о частотной, фазовой и амплитудной модуляциях импульсов. На примере построения логического фильтра была показана эффективность такого подхода.

В результате внедрения механизма автокластеризации удалось составить обучающую библиотеку классов для дальнейшего развития алгоритмов распознавания аномалий. Разработанные алгоритмы лингвистического анализа, включенные в ПК СЛОАС, показали экспериментальную пригодность для использования в системе автоматического выделения аномалий в потоках импульсных сигналов. Подобранные решающие правила для поиска отклонений от нормы в динамике контролируемых показателей сигналов на различных масштабах наблюдения, построенные на сопоставлении составов алфавитов, могут успешно функционировать в условиях нелинейности и нестационарности.

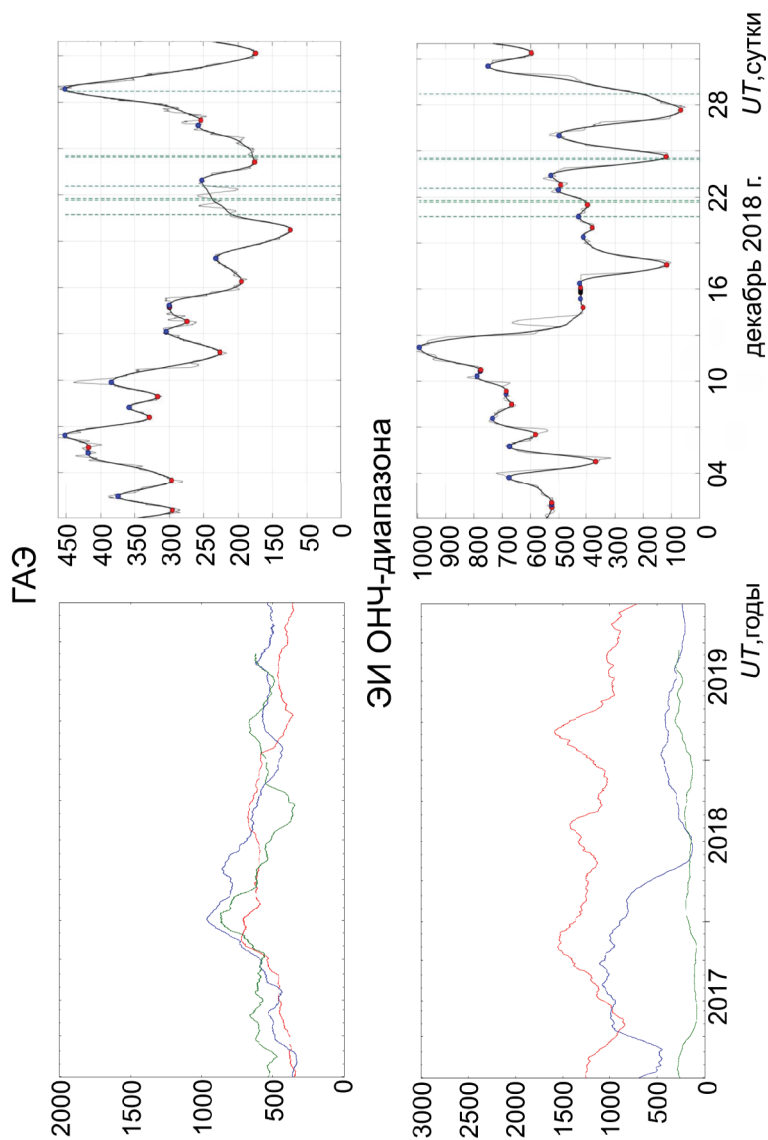


Рис. 11. Примеры поиска аномалий в сигналах на различных масштабах. Слева представлены графики динамики размерности алфавитов за 3 года (2018–2020 гг.) с усреднением во временном окне 14 дней: вверху — для ГАЭ, внизу — для ЭИ. Справа представлены графики динамики размерности алфавитов за 2018 г. с усреднением во временном окне 1 сутки: вверху — для ГАЭ, внизу — для ЭИ

Литература

1. Майер-Шенбергер В., Кукьер К. Большие данные. Революция, которая изменит то, как мы живём, работаем и мыслим. М: Манн, Иванов и Фербер, 2014. — 240 с.
2. System approach to identification of geopulses / Gapeev M.I., Senkevich Yu.I., Lukovenkova O.O. [et al.] // J. Phys.: Conf. Ser. — 2019. — No. 1368. — 052034.
3. Гапеев М.И., Сенкевич Ю.И. Интерактивная программная среда, обеспечивающая полуавтоматический поиск фоновой и аномальной активности атмосферно-литосферной системы // Официальный бюллетень Федеральной службы по собственности «Программы для ЭВМ. Базы данных. Топологии интегральных микросхем». — 2018. — № 12. (Св-во о гос. регистрации программы для ЭВМ 2018661561 от 13.09.2018)
4. Сенкевич Ю.И. Структурно-лингвистическая обработка геофизических сигналов и рядов данных // Официальный бюллетень Федеральной службы по интеллектуальной собственности «Программы для ЭВМ. Базы данных. Топологии интегральных микросхем». — 2019. — № 6. (Св-во о гос. регистрации программы для ЭВМ 2019617637 от 18.06.2019)
5. Заде Л., Ринго Н.И. Понятие лингвистической переменной и его применение к принятию приближенных решений. М.: Мир, 1976. — 165 с.
6. Руфус Б. Методы символической динамики: сб. статей. М.: Мир, 1979. — 245 с.
7. Марапулец Ю.В., Шевцов Б.М. Мезомасштабная акустическая эмиссия. Владивосток: Дальнаука, 2012. — 126 с.
8. Хакен Г. Информация и самоорганизация. Макроскопический подход к сложным явлениям. М.: Мир, 1991. — 240 с.
9. Глухов В.В. Техническое диагностирование динамических систем. М.: Транспорт, 2000. — 96 с.

Акустическое излучение у границы литосфера — атмосфера: характеристики, предсейсмические возмущения, связь с другими геофизическими полями

Ларионов И.А., Луковенкова О.О., Марапулец Ю.В., Мищенко М.А., Солодчук А.А., Торгонский В.Е., Щербина А.О.

Граница между землей и атмосферой характеризуется сильными изменениями свойств контактирующих сред, большими потоками массы и энергии, широким перечнем одновременно существующих разнородных полей и их взаимодействием. На этой границе приповерхностные породы и приземная атмосфера обмениваются различными субстанциями, импульсом и энергией. Составной частью взаимодействия твердой и газообразной геосфер является воздействие литосферы на атмосферу. Оно проявляется, в частности, в аномальных изменениях геофизических полей в приземной атмосфере в результате геодинамических процессов в земной коре и происходит наиболее интенсивно на заключительной стадии подготовки землетрясений. В это время у границы земля — атмосфера в обеих средах регистрируются аномальные возмущения разных по своей сущности полей. Для их исследования в ИКИР ДВО РАН проводится комплексный геоакустический мониторинг в литосфере и атмосфере, анализируется поведение электрического поля в атмосфере и грунте. Комплекс измерений в приповерхностных породах включает в себя лазерный деформограф-интерферометр, геофон, широкополосную акустическую систему и две ортогонально расположенные измерительные линии с электродами для измерения электрического поля в грунте. В атмосфере у поверхности земли установлены микробарометр и электростатический флюксметр. Измеряются: деформация приповерхностных пород, геоакустическая эмиссия в диапазоне от 0,5 Гц до 10 кГц, электрическое поле в грунте, акустическое давление в воздухе у поверхности земли в диапазоне 0,6–10 Гц и вертикальная составляющая атмосферного электрического поля. Для частотно-временного анализа данных используются методы системного анализа на основе разреженной аппроксимации. В работе обсуждаются основные результаты, полученные в период 2018–2020 гг.

Авторы благодарны с.н.с. ИВиС ДВО РАН к.ф.-м.н. Руленко О.П. за активное участие в совместных исследованиях геоакустической эмиссии и электрического поля в атмосфере и грунте, обсуждение и интерпретацию полученных результатов. Применение методов фрактального анализа и статистической механики для исследования сейсмоакустических сигналов производилось совместно с сотрудниками Научной станции РАН в г. Бишкек к.ф.-м.н. Сычевым В.Н., к.ф.-м.н. Имашевым С.А., Чешевым М.Е.

Локация источников геоакустического излучения и оценка их мощности

Акустическая эмиссия представляет собой упругие колебания, возникающие в результате перестройки внутренней структуры твердых сред. Характеристики данного импульсного излучения непосредственно связаны с особенностями деформационного процесса, в связи с чем пассивный акустоэмиссионный метод получил широкое распространение при изучении источников геоакустических колебаний в широком диапазоне масштабов: от трещин в образце горной породы до очага землетрясения. Локация источников геоакустического излучения и оценка их мощности являются важными задачами, требующими решения при изучении характеристик напряженно-деформируемого состояния пород в пункте наблюдений.

Особенностью экспериментов на Камчатке является использование для регистрации геоакустической эмиссии широкополосных пьезокерамических гидрофонов, установленных в воде у дна природных и искусственных водоемов. Применение приемников такого типа позволяет по сравнению со стандартными геофонами увеличить верхнюю границу частотного диапазона принимаемых сигналов с 1 до 10 кГц.

В результате многолетних наблюдений геоакустической эмиссии на Камчатке выявлен высокочастотный акустоэмиссионный эффект, заключающийся в росте интенсивности геоакустического излучения при увеличении скорости деформации породных массивов [1]. Данный эффект определяется деформациями пород в пунктах наблюдений и наиболее ярко проявляется в килогерцовом диапазоне частот за 1–3 суток перед землетрясениями. Возникновение на таких расстояниях зон повышенных деформаций, на порядок превышающих приливные, подтверждается результатами модельных исследований. В периоды проявления акустоэмиссионного эффекта также возникает ярко-выраженная анизотропия геоакустического излучения [2].

В исследованиях на Камчатке задача определения направления прихода звуковой волны решается с применением векторно-фазовых методов, концепция которых опирается на основное правило гидродинамики: для полного описания волнового движения в среде необходимы одна векторная характеристика поля и две скалярные [3]. В качестве векторной величины могут быть использованы три взаимно ортогональные проекции колебательной скорости или градиента давления, а в качестве

скалярных величин — акустическое давление и плотность. Таким образом, в точке приема сигнала одновременно должны регистрироваться давление и колебательная скорость (градиент давления) с учетом фазовых соотношений между ними. Скорость распространения акустических сигналов должна быть известна, как минимум в окрестности этой точки.

Для реализации такого подхода используется комбинированный приемник (КП) производства ЗАО «Геоакустика» при ВНИИФТРИ, представляющий собой сферическое тело диаметром 6 см с нейтральной плавучестью в водной среде. В соответствии с размером он оптимизирован для работы на частотах несколько килогерц и ниже. Приемник установлен на Камчатке у дна озера Микижа на глубине около 4 м. Размеры водоема 400×700 м. КП позволяет одновременно измерять акустическое давление и три взаимно ортогональных компоненты градиента давления, являющихся проекциями вектора градиента давления на соответствующие координатные оси. При обработке этих четырех сигналов можно найти векторы колебательной скорости, смещения и плотности мощности акустического излучения. Характерный сигнал геоакустической эмиссии представляет собой череду достаточно коротких по времени ударных импульсов с различной амплитудой. Учитывая наличие реверберации, информативной с точки зрения определения направления прихода волны, оказывается лишь начальная часть этих импульсов, обычно не превышающая 1–2 периода. Для обнаружения, высокоточного определения направления на источник излучения и анализа потока геоакустических импульсов разработан метод автоматизации, в котором рассматривается форма огибающей сигнала и определяется его вступление. По максимальным значениям огибающей находится амплитуда, и далее выделяются импульсы в определенном интервале амплитуд и определяется их направленность. Рассмотрение выделенного интервала амплитуд вследствие самоподобия эмиссии оказывается достаточным при исследовании пространственных характеристик геоакустических сигналов [1].

Задача определения мощности источника сферической волны решается достаточно просто. Через сферическую поверхность площадью S и радиусом r , за единицу времени протечет количество звуковой энергии W , равное акустической мощности источника. В случае со сферической волной через единицу площади поверхности будет проходить звуковая волна со средней интенсивностью J_s , равной

$$J_s = \frac{W}{S}.$$

Здесь интенсивность звука и его мощность определяются усреднением за один период колебания.

Интенсивность звуковой волны в точке приема J_r определяется как

$$J_r = \frac{1}{2} P_0 V, \quad (1)$$

где P_0 , — давление, V — колебательная скорость.

Интенсивность звуковой волны в точке приема можно выразить через звуковую мощность:

$$W_r = J_r S_r,$$

где S_r — площадь сечения приемника в плоскости, перпендикулярной направлению прихода волны.

В случае, когда радиус фронта звуковой волны r равен расстоянию от источника до приемника, будут справедливы следующие выражения:

$$J_r = J_s, \quad \frac{W_r}{S_r} = \frac{W}{S}, \quad W = W_r \frac{S}{S_r}.$$

Таким образом, зарегистрировав часть мощности звукового излучения в точке приема W_r и зная расстояние от источника до приемника, можно определить мощность источника, предварительно определив площадь поверхности фронта звуковой волны S .

В связи с тем, что прочность пород по отношению к касательным напряжениям меньше, чем к сжатию, то в области излучения геоакустической эмиссии преобладают сдвиговые источники. Ранее установлено, что ориентация сдвиговых источников обусловлена направлением максимальных касательных напряжений, ориентированных преимущественно под углом 45° к оси наибольшего сжатия. При этом максимумы продольных акустических колебаний приходятся на направления, перпендикулярные этой оси (рис. 1, [4]). Так как приемник расположен в водной среде можно исключить из рассмотрения поперечные колебания.

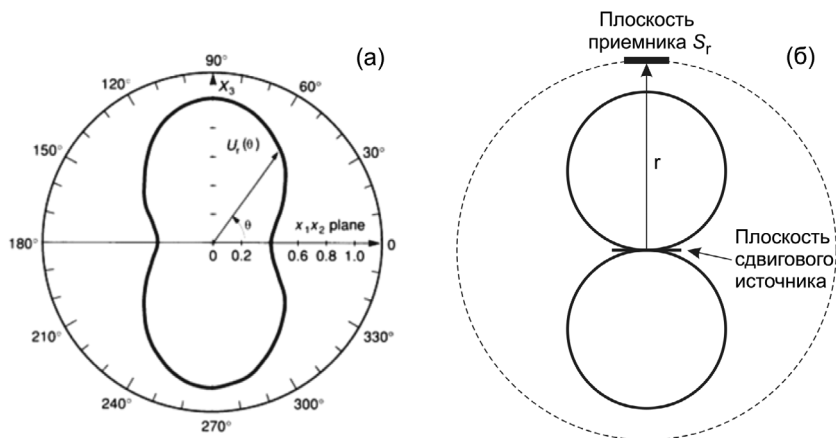


Рис. 1. (а) — диаграмма направленности акустической эмиссии сдвигового источника, (б) — ее аппроксимация. Пунктирной линией обозначен фронт звуковой волны

В случае сдвигового источника сигнала с неравномерной диаграммой направленности [2] интенсивность звуковой волны будет меняться в зависимости от угла между направлением прихода сигнала и плоскостью сдвига, и расчет мощности такого источника усложняется. В таком случае мощность источника можно вычислить как

$$W = \int \int J(\alpha, \varphi) d\alpha d\varphi.$$

Для получения верхней оценки мощности излучения источника будем считать, что диаграмма направленности акустической эмиссии источника имеет вид, как показано на рис. 16. Также предположим, что приемник фиксирует мощность с направления с максимальным уровнем излучения. Тогда мощность излучения источника можно рассчитать, как

$$W = 2\pi \int \arccos^2 \left(\frac{x}{J_r} \right) dx.$$

Вычислив интеграл, получим соотношение:

$$W = 2\pi J_r (\pi - 2). \quad (2)$$

Вычисление интенсивности звука в точке приема осуществлялось путем усреднения сигналов за время T , равное или превышающее период волны от одного до трех раз, на участке импульса с наибольшей амплитудой (рис. 2). Оставшаяся часть импульса, как правило, не имеет четкой периодичности и существенно меньше по амплитуде, чем основная часть сигнала. Вклад участка затухания импульса в суммарную интенсивность не значителен, поэтому в расчет не включался.

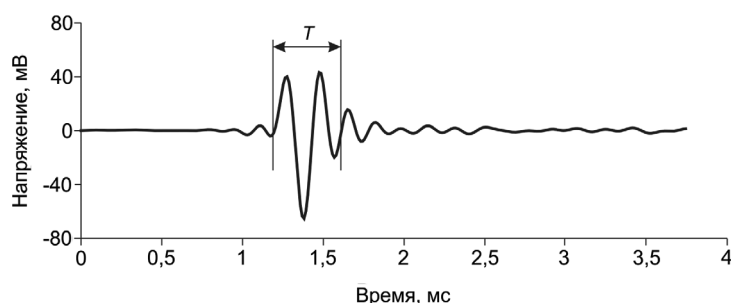


Рис. 2. Форма сигнала геоакустической эмиссии, T — время усреднения сигналов

Для вычисления мощности источника согласно формуле (1) необходимы сведения о расстоянии до него, которое можно получить путем

анализа фазового портрета регистрируемого сигнала. При определенных условиях распространения и регистрации сигнала можно различить характерное изменение фазы движения частиц среды, обусловленное влиянием отраженной от поверхности части волны. В условиях размещения комбинированного приемника у дна мелкого водоема часто наблюдается суммирование сигнала, прошедшего напрямую от источника, и его отражения от поверхности воды или нижней кромки льда.

Как видно на представленном примере (рис. 3), в начальной фазе регистрируемого импульса наблюдается возвратно-поступательное движение приемника вдоль оси, направленной на источник сигнала. По прошествии примерно 0,5 мс происходит заметное изменение годографа, вызванное наложением на основной сигнал его отраженной вертикальной составляющей. Эти особенности регистрируемого сигнала можно использовать для определения расстояния до его источника [5].

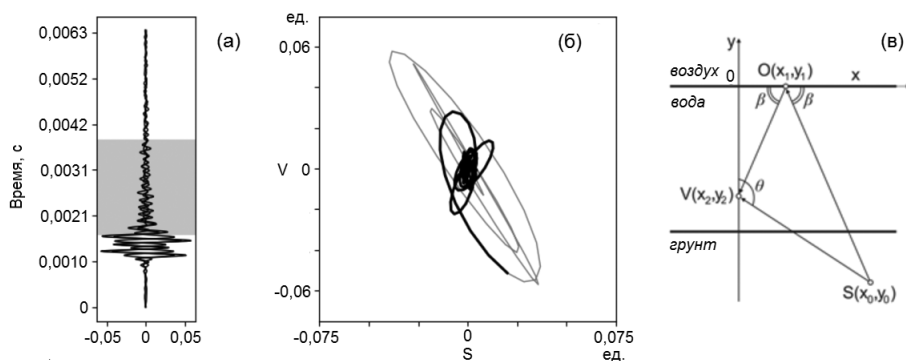


Рис. 3. (а) — пример геоакустического импульса, зарегистрированного совместно с отраженным сигналом, (б) — его отображение в вертикальной плоскости, параллельной оси север-юг (серой областью на (а) и жирной линией на (б) выделен фрагмент сигнала, сформированного прямой и отраженной волнами), (в) — схема распространения прямой волны (SV) и отраженной волны (OV). $S(x_0, y_0)$ — источник, $O(x_1, y_1)$ — точка падения, $V(x_2, y_2)$ — приемник

Дистанция до источника сигнала будет соответствовать длине вектора SV , зависящего от геометрических размеров системы и задержки между моментами регистрации прямой и отраженной волн. Полученные предложенным способом значения не учитывают эффекты преломления звуковой волны на границе раздела сред. Но стоит отметить, что учет преломлений в наших условиях не даст заметного увеличения точности, так как расстояния до источников сигналов сопоставимы с их линейными размерами.

Необходимо учесть, что при своем распространении звуковая волна проходит часть пути через осадочные породы (рис. 3в), коэффициент поглощения в которых оценивается от 0,17 дБ/м на частоте 1 кГц до 4 дБ/м на частоте 10 кГц.

Результаты вычисления расстояний до источников геоакустических сигналов показывают, что они составляют десятки сантиметров – первые метры от комбинированного приемника, что в целом соответствует оценкам дистанций, представленным в [2]. В табл. 1 приведены примеры вычисления расстояний по конкретным импульсам. Сигналы были зарегистрированы в зимний период, в это время расстояние от приемника до нижней кромки льда по оценкам составляло до 0,9 м. В летние периоды определить время прихода отраженной волны с достаточной точностью практически невозможно.

Таблица 1. Локация источников геоакустического излучения и оценка их мощности на разных стадиях сейсмической активности

№	Дата, УТ	Азимут, градусы	Угол возвышения, градусы	Расстояние до источника, м	Мощность, Вт
1	05.12.2014 00:12	11	155	0,87	$1,36 \cdot 10^{-10}$
2	05.12.2014 00:48	11	155	5,10	$1,72 \cdot 10^{-9}$
3	05.12.2014 01:03	162	140	0,80	$4,59 \cdot 10^{-13}$
4	05.12.2014 07:32	20	156	3,71	$9,34 \cdot 10^{-10}$
5	05.12.2014 07:40	20	156	4,00	$1,19 \cdot 10^{-9}$
6	05.12.2014 08:42	15	150	1,70	$4,79 \cdot 10^{-10}$
7	05.12.2014 15:29	20	153	4,70	$5,59 \cdot 10^{-10}$
8	08.12.2014 14:09	356	150	2,30	$4,63 \cdot 10^{-5}$
9	08.12.2014 14:31	270	138	1,60	$3,17 \cdot 10^{-5}$
10	08.12.2014 15:18	274	137	2,30	$9,91 \cdot 10^{-6}$
11	08.12.2014 15:19	274	137	8,20	$7,54 \cdot 10^{-5}$

Результаты оценки мощности источников геоакустических сигналов приведены в табл. 1: в фоновый период времени (строки с 1 по 7) и в окрестности землетрясения с локальной магнитудой $M_L = 5,6$ ($K_s = 12,8$) (строки с 8 по 11). Землетрясение зарегистрировано 08.12.2014 в 9:52 UT на эпицентральной дистанции 303 км по азимуту 179° , координаты гипоцентра $50,26^\circ$ N, $158,27^\circ$ E, глубина 66 км.

Таким образом, расстояние до источников геоакустических сигналов оценивалось как первые метры от комбинированного приемника. Среднее значение мощности источников геоакустического сигнала в фоновый период времени составляло $7,43 \cdot 10^{-10}$ Вт, что на несколько порядков меньше, чем в период сейсмической активности ($4,08 \cdot 10^{-5}$ Вт) [6, 7].

Разработка и апробация методов системного анализа сигналов геоакустической эмиссии

Исследования геоакустической эмиссии в сейсмоактивном регионе на Камчатке показывают, что при подготовке землетрясений и последующей релаксации поля локальных напряжений в пункте наблюдений в геоакустических сигналах возникают ярко выраженные аномалии. Чаще всего они проявляются в виде изменения интенсивности и направленности геоакустической эмиссии. Предварительные наблюдения показывают, что вероятно будут наблюдаться и изменения в частотно-временной структуре пред- и постсейсмических импульсных геоакустических сигналов.

Процесс исследования частотно-временной структуры импульсов геоакустической эмиссии сталкивается с рядом трудностей: широкое разнообразие волновых форм сигналов, усложняющее поиск и выделение импульсов; сильное искажение импульсов как природными, так и техногенными помехами; короткая длительность импульсов, не позволяющая использовать классические частотные и частотно-временные методы; нестационарность и нелинейность сигналов геоакустической эмиссии. Для решения перечисленных проблем для геоакустических сигналов требуется разрабатывать специальные методы обработки и анализа.

Выбор алгоритма выделения импульсов зависит от характеристик обрабатываемых сигналов и выделяемых импульсов: короткая длительность, сильная зашумленность, различная частота следования. В сигналах геоакустической эмиссии наблюдаются как отдельные импульсы, так и их группы с перекрытием («решетки»). Разрабатываемый метод должен выделять два основных вида аномалий: одиночные импульсы с частотой следования в пределах 0,1–0,5 событий в секунду; импульсные решетки, возникающие при усилении скорости деформаций пород.

Для выделения отдельных импульсов из сигнала часто используются пороговые методы, суть которых заключается в том, что регистрация импульса производится по превышению сигналом некоторого

порогового значения. В случае стационарных сигналов с постоянным уровнем шума порог может быть постоянной эмпирически определяемой величиной. Для нестационарных сигналов порог должен адаптироваться к текущему уровню шума в сигнале. Для сигналов геоакустической эмиссии было решено использовать адаптивный пороговый детектор импульсов, автоматически настраиваемый под текущий уровень шума в сигнале [8–10]. Пороговое значение рассчитывается на основе n предыдущих отсчетов сигнала по формуле:

$$S_k = \mu_{k-1} + B \cdot \sigma_{k-1},$$

где S_k — текущее пороговое значение, μ_{k-1} и σ_{k-1} — среднее значение и среднеквадратическое отклонение амплитуд предыдущих n отсчетов сигнала, B — экспериментально определяемый параметр.

Начало импульса фиксируется, когда средняя амплитуда сигнала, рассчитанная в окне длиной 0,1 мс, превышает пороговое значение S_k . После определения начала импульса алгоритм переходит в состояние поиска его конца. Конец импульса фиксируется, когда амплитуда сигнала становится ниже порогового значения S_k .

Следует отметить, что последовательность из n отсчетов не непрерывна, из нее исключаются отсчеты выделенных импульсов, таким образом значение S_k зависит только от уровня шума. В ходе экспериментов было определено, что для исследуемых сигналов наилучшее качество работы алгоритма достигается при n от 200 до 400 отсчетов. Уменьшение n повышает вероятность ложного срабатывания детектора, увеличение — вероятность пропуска цели. Оптимальное значение параметра B — от 2,1 до 2,5. При уменьшении значения B увеличивается количество ложно выделенных импульсов, при увеличении — пропусков цели. Для того чтобы увеличить число корректно выделенных импульсов, значение B было специально занижено, но к алгоритму была добавлена дополнительная проверка формы импульсов. Для этого выделенный детектором фрагмент сигнала разбивается на три равных части, для каждой из которых вычисляется среднее значение амплитуды. Рассматриваемый фрагмент сигнала считается импульсом, если его длительность более 1 мс; средняя амплитуда одной из частей превышает средние амплитуды других более, чем в 1,2 раза; максимальная амплитуда импульса превышает пороговое значение S_k более, чем в 1,8 раза. Такая проверка основывается на особенностях формы геоакустических импульсов, обычно импульсы имеют крутой передний фронт.

Пример адаптации порогового значения к уровню фоновому шума приведен на рис. 4а. Пример фрагмента сигнала, не прошедшего проверку формы, изображен на рис. 4б.

Использование предложенной пороговой схемы позволяет эффективно обнаруживать одиночные импульсы, но в случае увеличения частоты следования импульсов пороговые значения могут резко возрастать, что приводит к потере информативных данных. В связи с этим предлагается одновременно с поиском конца импульса осуществлять поиск начала следующего импульса путем сравнения средних амплитуд

сигнала в текущем и следующем окнах длительностью 0,6 мс. В случае обнаружения увеличения средней амплитуды в следующем окне более, чем в 2,5 раза, принимается решение о конце текущего и начале следующего импульса. На рис. 5а изображен корректно выделенный одиночный геоакустический импульс, на рис. 5б амплитуда сигнала выше порога, но разница средних амплитуд сигнала в соседних окнах верно интерпретируется как завершение текущего и начало следующего импульсов.

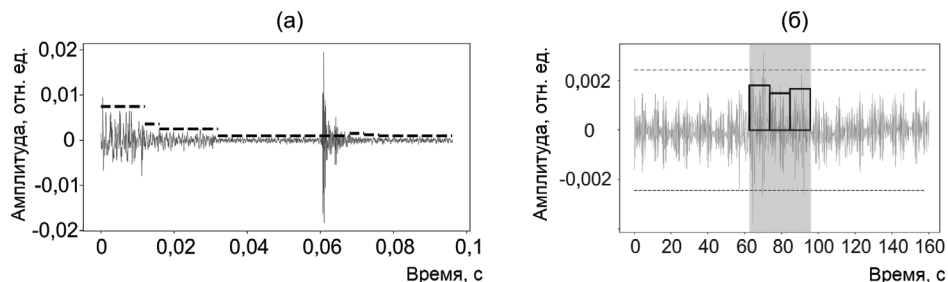


Рис. 4. Работа порогового детектора импульсов: (а) — адаптация порогового значения к уровню фоновых шумов; (б) — пример фрагмента сигнала, не прошедшего проверку формы

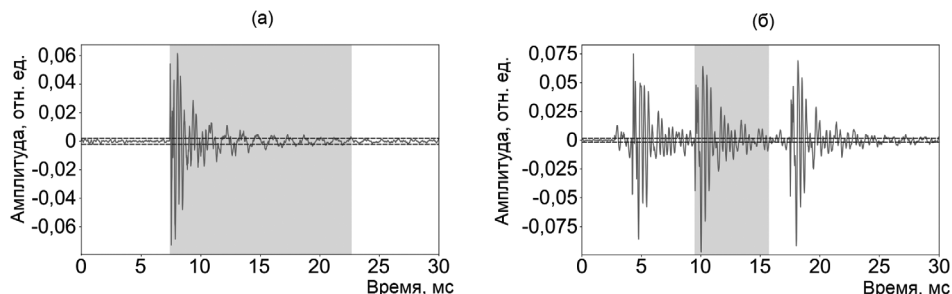


Рис. 5. Работа порогового детектора импульсов: (а) — одиночный импульс; (б) — импульсная решетка

Разработанный метод автоматического выделения импульсов геоакустической эмиссии был протестирован на реальных данных, после чего внедрен в лаборатории акустических исследований ИКИР ДВО РАН как подсистема предобработки сигналов перед дальнейшим частотно-временным анализом [9]. Это позволило значительно снизить временные затраты на выборку аномалий и увеличить базу исследуемых сигналов.

Анализ выделенных импульсов предлагается производить методом разреженной аппроксимации [9, 11]. Использование жестких схем аппроксимации с фиксированным набором базисных функций не всегда является адекватным при анализе природных сигналов. Разреженная аппроксимация предполагает построение такой модели сигнала, которая содержит наименьшее число функций из предварительно сформированного набора. В теории разреженной аппроксимации набор функций называют «словарем», а сами функции «частотно-временными атомами».

$$s(t) = \sum_{m=0}^{M-1} \alpha_m g_m(t),$$

$$\|\alpha\|_0 \rightarrow \min,$$

где $s(t)$ — сигнал, $g_m(t)$ — атомы словаря, α_m — веса, $\|\cdot\|_0$ — l_0 -норма, псевдонорма, равная числу ненулевых элементов вектора.

Состав используемого словаря существенно влияет на точность и разреженность построенных аппроксимаций. Для геоакустических сигналов выбор словаря осуществлялся тестированием различных аналитических функций. Аппроксимации с высокой точностью были получены с использованием словаря, состоящего из сдвинутых и модулированных функций Гаусса и Берлаге [9, 11].

Поиск разреженной аппроксимации в словаре из N функций относится к NP-жестким задачам, и на сегодняшний день не существует алгоритма, способного выполнить его за полиномиальное время. Алгоритм точного решения требует полного перебора всех возможных комбинаций функций, т.е. имеет факториальную сложность $O(N!)$. Приближенное решение задачи разреженной аппроксимации дает предложенный Mallat S. и Zhang Z. алгоритм согласованного преследования (Matching Pursuit, MP) [12]. Согласованное преследование имеет кубическую $O(N^3)$ или квадратично-логарифмическую $O(N^2 \log N)$ (если вычисления производятся с помощью быстрого преобразования Фурье) вычислительную сложность. Главными недостатками алгоритма согласованного преследования являются, во-первых, необходимость использования словарей огромных размеров для обеспечения достаточной точности аппроксимаций, во-вторых, невозможность изменения и дополнения словаря и, следовательно, «грубая» дискретизация в пространстве параметров (рис. 6).

Если словарь состоит из аналитически задаваемых функций, каждая из которых однозначно зависит от набора параметров \mathbf{p} (например, частота модуляции), $g(t, \mathbf{p})$, то на каждой итерации алгоритма согласованного преследования определяются параметры атома, имеющего наибольшее скалярное произведение с сигналом, следовательно, при фиксированном исходном сигнале итерацию согласованного преследования условно можно описать в виде задачи поиска максимума функции многих переменных:

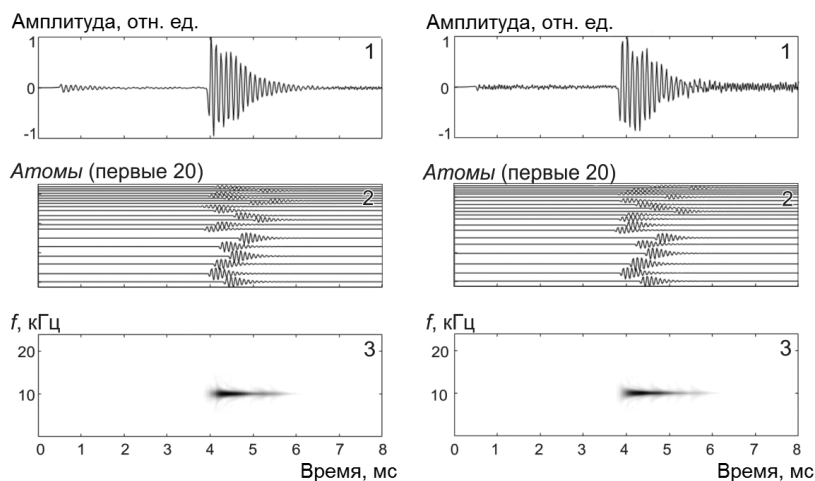


Рис. 6. Примеры «грубой» дискретизации в пространстве параметров словаря. Оба импульса имеют частоту около 9 кГц, однако ввиду отсутствия функции с такой частотой в словаре раскладываются на функции с частотой 10 кГц. 1 — сигнал, 2 — атомы, включенные в аппроксимацию, 3 — частотно-временная структура

$$F(\tau, \mathbf{p}) = \langle g(t - \tau, \mathbf{p}), s(t) \rangle \rightarrow \max_{\mathbf{p}}.$$

С целью повышения качества аппроксимации в условиях ограниченных вычислительных ресурсов на основе согласованного преследования был разработан алгоритм адаптивного согласованного преследования (Adaptive Matching Pursuit, AMP). Главная идея предлагаемых улучшений — добавить к алгоритму процедуру уточнения параметров выбираемого \mathbf{p} атома.

Уточнение может производиться различными методами. Для выбора лучшего варианта уточнения был проведен вычислительный эксперимент. Результаты эксперимента показали, что методы градиентного спуска требуют более тонкой настройки параметров, сеточные методы более универсальны и просты в использовании. Метод сеточного поиска дает лучшую точность по сравнению с остальными методами, поэтому данный вариант уточнения реализован в алгоритме адаптивного согласованного преследования [9, 11].

На рис. 7 изображены разложения сигналов, изображенных на рис. 6, алгоритмом адаптивного согласованного преследования. В результате были построены разложения из 4 и 7 функций с частотой около 9 кГц. Проблема «грубой» дискретизации решена.

Несмотря на то что адаптивное согласованное преследование позволяет использовать словари небольших объемов, высокая вычисли-

тельная сложность данного алгоритма не позволяет проводить обработку данных в режиме реального времени. Наиболее практичным и экономически выгодным способом наращивания вычислительной мощности является организация параллельных вычислений. Самой затратной процедурой алгоритма является нахождение ковариаций сигнала с атомами словаря: время вычисления матрицы ковариаций составляет более 90% от времени выполнения всего алгоритма. Выполнение однотипной обработки позволяет выполнить простое разделение данных: каждая подзадача вычисляет один элемент матрицы ковариаций. Предложенная декомпозиция алгоритма подходит для эффективного исполнения на программно-аппаратной платформе CUDA, используемой для организации параллельных вычислений на графических процессорах (GPU). Основная часть алгоритма выполняется на центральном процессоре (CPU), но затратный процесс вычисления матрицы ковариаций отправляется на видеокарту (GPU) (рис. 8). Алгоритм уточнения атомов также использует ресурсы GPU для вычисления матриц ковариаций [8].

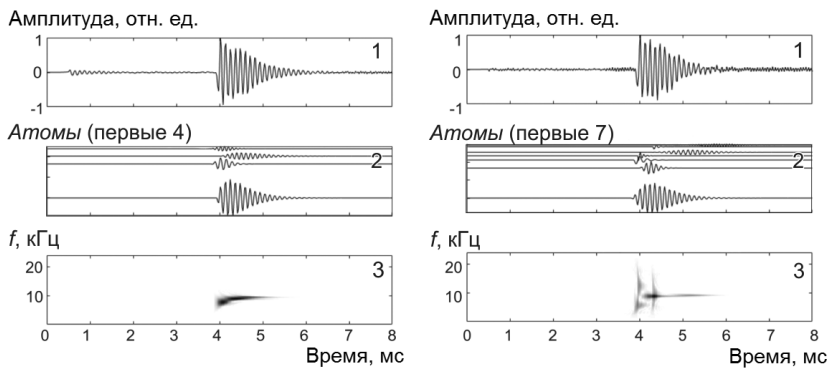


Рис. 7. Решение проблемы «грубой» дискретизации параметров. 1 — сигнал, 2 — атомы, включенные в аппроксимацию, 3 — частотно-временная структура

Использование параллельной версии адаптивного согласованного преследования позволило сократить временные затраты в среднем в 8 раз. Система позволяет отойти от ручной обработки информации и осуществлять анализ сигналов в режиме реального времени. Разработанная система автоматической обработки геоакустических сигналов внедрена в лаборатории акустических исследований ИКИР ДВО РАН [8–11]. Проверка работоспособности системы проводилась на реальных геоакустических сигналах с частотой дискретизации 48 кГц.

Для исследования частотно-временной структуры сигналов геоакустической эмиссии на Камчатке в пунктах наблюдений «Микижа» (52,99° N, 158,23° E) и «Карымшина» (52,83° N, 158,13° E) развернуты аппаратно-программные измерительные комплексы. Регистрация геоакустического сигнала осуществляется с помощью установленных у дна водоемов гидрофонов. Сигналы с выходов приемной системы по-

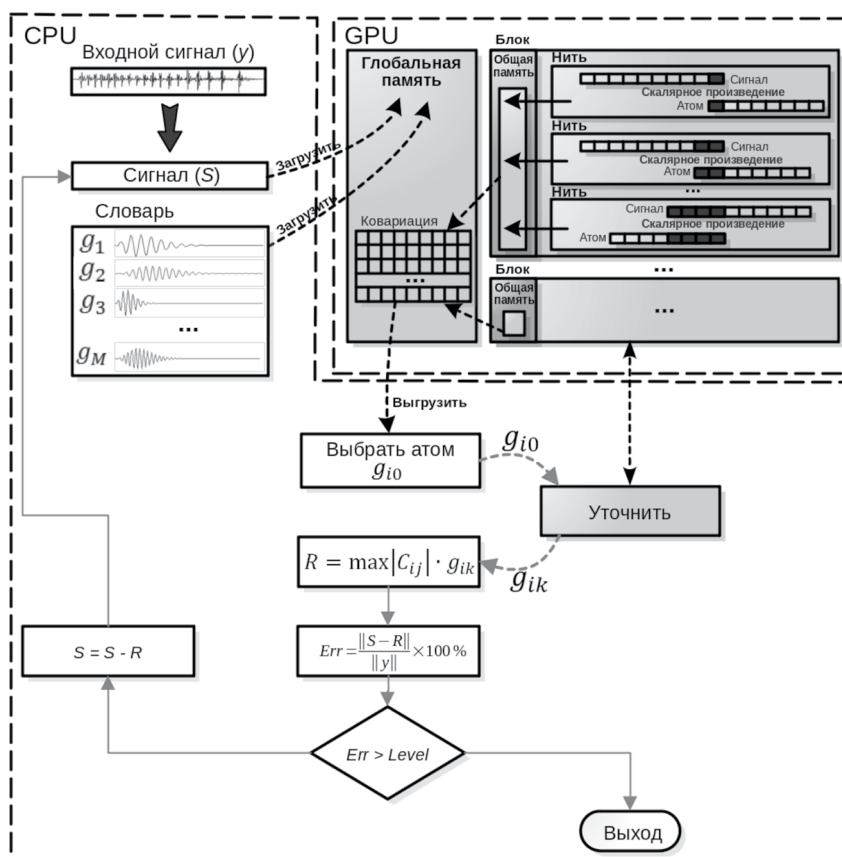


Рис. 8. Параллельная реализация алгоритма AMP

сле усиления оцифровываются с частотой дискретизации 48 кГц и записываются на жесткий диск персонального компьютера. Предварительная обработка сигналов подразумевает их нормирование, центрирование и сглаживание методами эмпирической модовой декомпозиции или вейвлет-фильтрации [9, 13]. После предобработки определяется направленность импульсов и выполняется их частотно-временной анализ с применением алгоритма адаптивного согласованного преследования.

На рис. 9 представлена аномалия направленности геоакустической эмиссии, зарегистрированная в пункте «Мижижа» за 30 ч перед землетрясением с энергетическим классом $K_s = 10,3$, произошедшим 17.12.2012 в 03:10 UT (координаты эпицентра $51,87^\circ \text{ N}$, $159,12^\circ \text{ E}$) на эпицентральном расстоянии 138 км, и закончившаяся спустя 17 ч (длительность аномалии составила 47 ч).

На графике интегральной активности $\Omega(t)$ (рис. 9а) наблюдается резкое увеличение частоты следования геоакустических импульсов

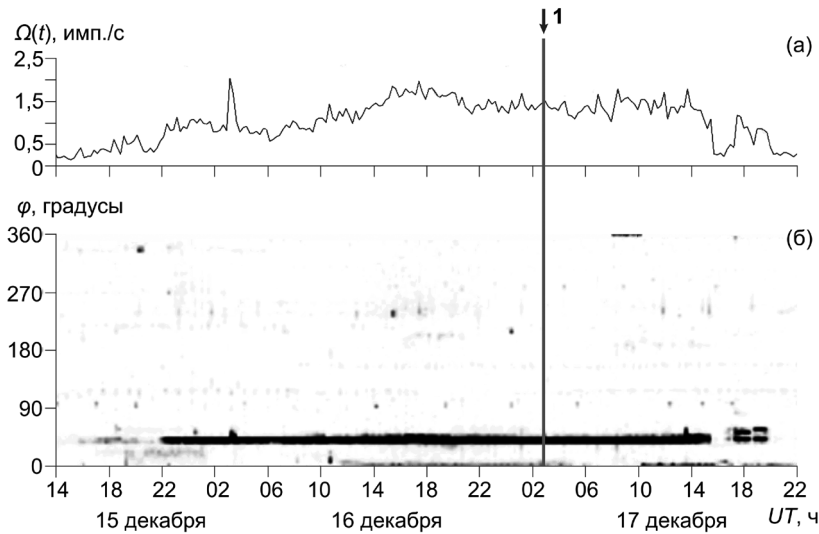


Рис. 9. Аномалия направленности геоакустической эмиссии: (а) — акустическая активность $\Omega(t)$, (б) — ее азимутальное распределение в окрестности землетрясения с энергетическим классом $K_s = 10,3$ (1), φ — азимут. Стрелкой указан момент землетрясения

с превышением фонового уровня более чем в 4 раза, которому соответствует активизация направлений в диапазоне от 40° до 50° (рис. 9б).

Рассмотрим частотно-временную структуру импульсов, зарегистрированных во время этой аномалии, и проведем сравнение со структурой импульсов, зарегистрированных в фоновый период. По вышеописанной методике было проанализировано 2812 предсейсмических, 778 постсейсмических и 565 фоновых импульсов. Для каждой группы импульсов строились гистограммы распределения частот первых двух атомов в разложении (сортируются в порядке убывания энергии). Структура аномальных импульсов отличается от структуры фоновых импульсов. В частотном составе предсейсмических (рис. 10а) и постсейсмических импульсов (рис. 10б) присутствует явно выраженный пик на частотах около 17–18 кГц, при этом в гистограмме (рис. 10в), построенной по частотам фоновых сигналов, явные пики отсутствуют. Таким образом, в окрестности рассматриваемого землетрясения кроме выраженной аномалии направленности геоакустической эмиссии, также наблюдаются и изменения в частотно-временной структуре геоакустических импульсов [14].

Аналогичные результаты были получены и для геоакустических сигналов, зарегистрированных в пункте «Карымшина» в 30-минутной окрестности землетрясения с магнитудой $M_W = 7,5$ ($K_s = 16,8$), зафиксированного 25.03.2020 в 02:49 UT (координаты эпицентра — $48,964^\circ$ N,

157,696° E) на глубине 57,8 км, на эпицентральной расстоянии 430 км [15]. Сравнение осуществлялось с геоакустическими импульсами, зарегистрированными в условиях хорошей погоды (отсутствие сильного ветра и осадков) в сейсмически спокойный период 22.03.2020. Всего было проанализировано 3665 фоновых геоакустических импульсов и 3050 импульсов, зарегистрированных в 30-минутной окрестности землетрясения.

Результаты анализа гистограмм распределения частот показывают, что в 30-минутной окрестности исследуемого землетрясения преобладают импульсы с выраженной частотной составляющей до 3 кГц. На гистограммах это проявляется в виде ярко выраженного пика. На рис. 11 приведены гистограммы, построенные для сигналов геоакустической эмиссии, зарегистрированных 22.03.2020 в 06:45, 17:45 и 18:30 UT. На данных гистограммах пик на частотах до 3 кГц отсутствует. На рис. 12 изображены гистограммы с ярко выраженными пиками в окрестности 3 кГц, построенные для сигналов, зарегистрированных 25.03.2020 в 02:15, 02:45 и 03:00 UT.

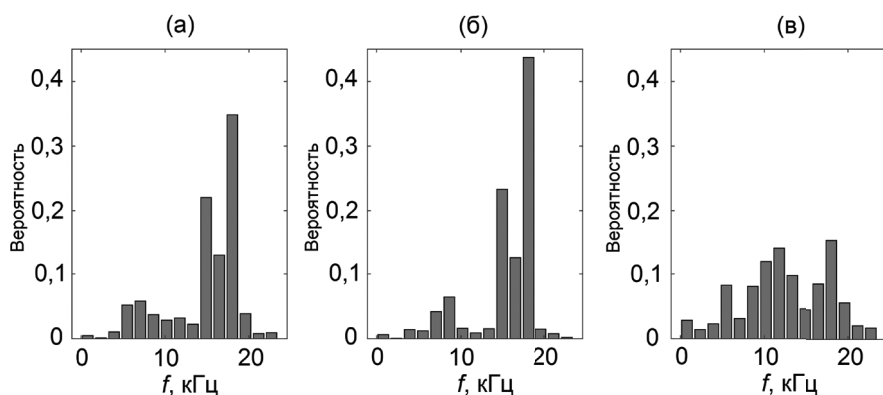


Рис. 10. Гистограммы распределения частот: (а) — предсейсмических, (б) — постсейсмических и (в) — фоновых импульсов

Предполагается, что перечисленные отличия пред- и постсейсмических геоакустических сигналов связаны с особенностями генерации импульсов в периоды подготовки и развития землетрясения, что выражается в увеличении количества импульсов с определенной частотной структурой.

Используемый метод анализа отличается от существующих методов применением разреженной аппроксимации, эмпирической модовой декомпозиции, вейвлет-фильтрации и частотно-временного преобразования Вигнера-Вилля. Для анализа сигналов геоакустической эмиссии используются базисные функции Гаусса и Берлаге, синтезированные с

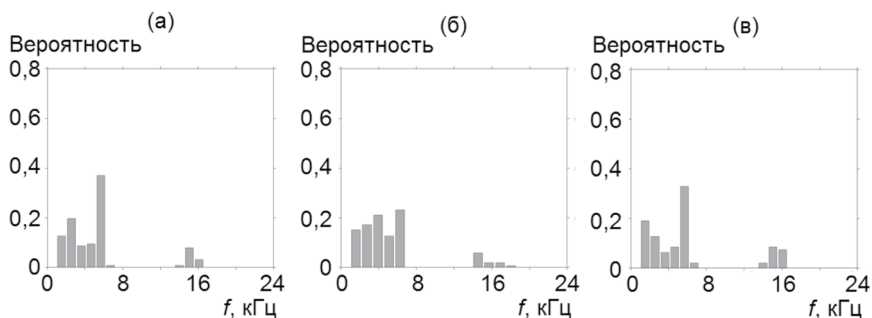


Рис. 11. Гистограммы распределения частот для сигналов геоакустической эмиссии, зарегистрированных 22.03.2020 в (а) — 06:45 UT, (б) — 17:45 UT, (в) — 18:30 UT

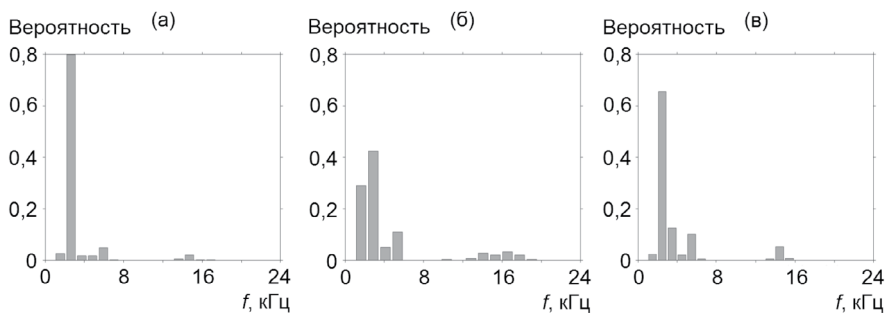


Рис. 12. Гистограммы распределения частот для сигналов геоакустической эмиссии, зарегистрированных 25.03.2020 в (а) — 02:15 UT, (б) — 02:45 UT, (в) — 03:00 UT

учетом особенностей исследуемых сигналов. С использованием предлагаемого подхода получены новые данные о частотно-временной структуре геоакустических импульсов, регистрируемых в периоды сейсмической активности (до и после землетрясений) [14, 15].

Атмосферно-литосферные наблюдения акустического излучения в пункте «Карымшина» на Камчатке

В настоящее время одним из важнейших направлений в геофизике является построение моделей литосферно-атмосферно-ионосферно-магнитосферного взаимодействия. Важную роль при таком взаимодействии играют акустические волны, распространяющихся в системе земная кора — атмосфера. Они могут возбуждаться при различных процессах естественного или антропогенного характера и сопровождают

ся интенсивным энерговыделением [16]. Это могут быть разного рода подвижки земной поверхности при сейсмо-тектоническом процессе, извержения вулканов, взрывы, а также работа мощных технических устройств и механизмов, в частности, сейсмовибраторов. В настоящее время существуют экспериментальные доказательства возможности выхода акустических волн, возбуждаемых находящимися вблизи земной поверхности источниками, в атмосферу и ионосферу (см., например, [17, 18]). Наиболее сильно литосферно-атмосферное воздействие проявляется в сейсмоактивных регионах на заключительной стадии подготовки землетрясений [19, 20]. Большой интерес к совместному рассмотрению сейсмоакустических волновых процессов, обусловлен тем, что акустические волны инфразвукового диапазона способны распространяться на большие расстояния и при благоприятных условиях (малом затухании и рассеянии, слабой рефракции в атмосфере) достигать ионосферных высот [21]. Благодаря этому они играют существенную роль в переносе энергии между геосферами и могут являться одной из причин проявления предвестников землетрясений в атмосфере и ионосфере.

С 1999 г. в ИКИР ДВО РАН проводятся исследования динамики геоакустического излучения на заключительной стадии подготовки землетрясений. В ходе исследований было установлено существование акустоэмиссионного эффекта в осадочных породах, заключающегося в росте интенсивности геоакустического излучения в частотном диапазоне от сотен герц до первых десятков килогерц при увеличении скорости деформации породных массивов [22–24]. Показано, что данный эффект наиболее сильно проявляется в зоне подготовки землетрясения за 1 – 3 суток до сейсмического события и порождается изменением поля геомеханических напряжений в результате преобразования: напряжение — деформация приповерхностных пород.

Одним из дальнейших направлений исследований в этой области стало рассмотрение и подтверждение возможности выхода акустического излучения, предшествующего землетрясениям, в атмосферу. С этой целью с 2015 г. в ИКИР ДВО РАН проводятся комплексные литосферно-атмосферные исследования акустического излучения. Для такого мониторинга используются лазерный деформограф-интерферометр, геофон, широкополосная акустическая система и микробарометр. Рассматриваются деформация пород, акустическое излучение в приповерхностных породах и в атмосфере у поверхности земли.

В ходе исследований первоначально было показано, что *P*- и *S*-волны от землетрясений выходят в атмосферу и регистрируются над земной поверхностью [25]. Далее в работе [26] было показано, что при деформационных возмущениях в породах с относительно небольшими деформациями 10^{-5} – 10^{-7} в месте регистрации возникают геоакустические сигналы импульсной природы с частотой единицы–десятки Гц, которые проходят через границу земля — атмосфера и регистрируются в воздухе у поверхности. Далее рассматривались характеристики акустического излучения в приповерхностных породах и в атмосфере у поверхности земли на заключительной стадии подготовки землетрясений.

Деформационные измерения в лаборатории акустических исследований ИКИР ДВО РАН проводятся с 2005 г. при помощи лазерного деформографа-интерферометра, собранного по схеме интерферометра Майкельсона, который установлен вдали от антропогенных помех в пункте измерений «Карымшина» ИКИР ДВО РАН. Данный пункт наблюдений находится в районе Верхне-Паратунской гидротермальной системы Южной Камчатки в зоне пересечения разноранговых тектонических разломов. По результатам буровых и строительных работ приповерхностные породы в пункте наблюдений являются осадочными с толщиной слоя примерно 50 м и имеют фрагментарный состав.

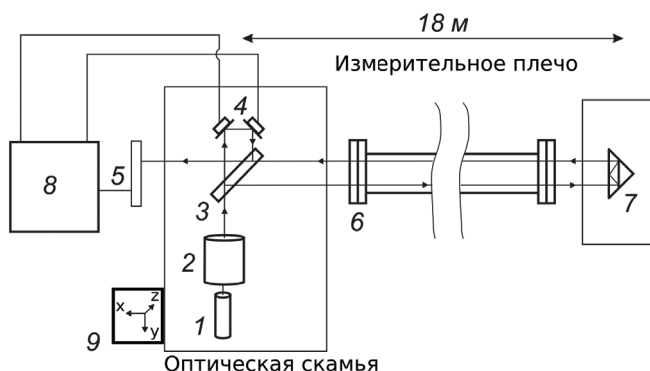


Рис. 13. Блок-схема лазерного деформографа-интерферометра. Цифрами обозначены: 1 — лазер, 2 — коллиматор, 3 — полупрозрачная плоскопараллельная пластина, 4 — плоскопараллельные юстировочные зеркала на пьезокерамических цилиндрах, 5 — фотодиод, 6 — световод, 7 — уголкового отражатель, 8 — система регистрации, 9 — место крепления трёхкомпонентного сейсмоприёмника

В 2016 г. сотрудниками лаборатории акустических исследований проведена глубокая модернизация аппаратно-программных компонентов деформографа. Оптическая схема деформографа установлена на поверхности земли на обсадных трубах двух пятиметровых сухих скважин, разнесенных на 18 м (длина измерительного плеча интерферометра). Опорное плечо составляет 0,1 м. Блок-схема деформографа представлена на рис. 13. Измерительная база интерферометра укрыта деревянной галереей и ориентирована на юго-восток, в сторону сейсмофокальной зоны Камчатки. Преимущество лазерного деформографа перед механическим аналогом заключается в отсутствии механического чувствительного элемента. Принцип измерения деформаций состоит в том, что изменение базы деформографа приводит к дополнительному приращению фазы в волне лазерного излучения, регистрируемого фотодиодом.

При организации деформационных измерений была выбрана схема «открытого» типа, т.е. без использования световодов и без компенсации метеорологических воздействий. Такая схема наложила ограничения

на точность измерений, которая составляет при регистрации относительных деформаций не хуже 10^{-8} . Такой точности достаточно для исследования локального деформационного процесса [26, 27].



Рис. 14. Общий вид сейсμοприемника A1638

Для регистрации геоакустических сигналов в точке измерения деформаций земной поверхности на торце оптической скамьи деформографа закреплён трехкомпонентный пьезокерамический сейсμοприемник, который обеспечивает преобразование акустических сигналов в электрическое напряжение, пропорциональное величине колебательного ускорения в частотном диапазоне 0,2–400 Гц. Сейсμοприемник (рис. 14) установлен таким образом, что одна из ортогональных компонент регистрируемого акустического сигнала (компонента X) совпадает с направлением измерительной оси деформографа [28]. Используемая измерительная система, которая разработана и изготовлена в ИС РАН, была модернизирована для применения на поверхности земли и предоставлена ИКИР ДВО РАН в рамках совместных исследований. Более подробно система измерительной системы описана в [29].

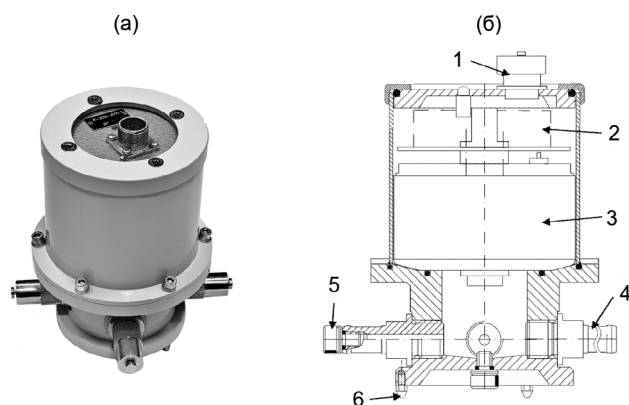


Рис. 15. (а) — микробарометр, (б) — его устройство. Цифрами обозначены: 1 — разъем; 2 — преобразователь вторичный; 3 — преобразователь первичный; 4 — штуцер; 5 — пробка; 6 — ножки

Для измерения атмосферного акустического излучения используется дифференциальный микробарометр ISGM-03M производства научно-технического центра «Геофизические измерения» г. Новосибирск, установленный в 4 м от деформографа в яме, глубиной 0,5 м от поверхности земли, и укрытый сверху от воздействия осадков. Микробарометр ISGM-03M (рис. 15) предназначен для преобразования вариаций атмосферного давления в электрический сигнал в полосе рабочих частот от 0,02 до 4 Гц и в диапазоне амплитуд от 0,001 Па до 100 Па. Принцип действия прибора основан на измерении смещения упругой мембраны относительно неподвижного электрода от воздействия вариации атмосферного давления с помощью емкостного датчика перемещения [26].

Регистрация деформации земной поверхности, геоакустической эмиссии приповерхностных осадочных пород и атмосферного акустического излучения происходит с помощью аппаратно-программного комплекса с частотой дискретизации 1 кГц. Благодаря установленной системе точного времени, включающей GPS приемник высокой точности и одинаковой частоте регистрации, удалось с точностью до миллисекунд синхронизовать ряды данных. На этапе предварительной обработки данных проводилась фильтрация регистрируемых сигналов с использованием полосовых фильтров Баттерворта с частотой пропускания в диапазонах: 0–0,13, 0,13–0,6, 0,6–5, 5–10, 10–30, 30–50, 50–100 Гц [26]. Для совместного анализа взяты данные относительных деформаций, их скорость, данные трехкомпонентного сейсмоприемника с направления, совпадающего с направлением оси деформографа, а также данные микробарометра в частотных диапазонах 0,6–5 Гц и 5–10 Гц, в которых наиболее ярко проявились исследуемые сигналы.

Важной особенностью проводимого эксперимента является то, что установленные в непосредственной близости друг от друга приборы в зимне-весеннее время года укрыты трехметровым снежным покровом, что обеспечивает температурную стабилизацию. Для анализа влияния метеорологических факторов использовались данные с метеостанции, расположенной в 20 м от установки деформографа. Следует отметить, что наиболее сильное воздействие на показания приборов оказывает скорость ветра, которая выражается в усилении колебания амплитуды сигнала.

Для приема широкополостного акустического сигнала используются пьезокерамические цилиндрические гидрофоны мембранного типа диаметром 65 мм, установленные в искусственных разнесенных водоемах, в непосредственной близости от деформографа. Гидрофоны предназначены для работы в звуковом диапазоне частот с чувствительностью (включая предварительное усиление) порядка десятков – сотен мВ/Па. Конструктивно каждый приемник выполнен в металлическом корпусе. В качестве приемного элемента используются набор из помещенных на стержень 8 колец с габаритными размерами $22 \times 10 \times 4,8$ мм, изготовленных из пьезокерамики ЦТБС-3. С тыльной стороны стержень жестко соединен с корпусом, а с другой — установлена мембрана, которая воспринимает акустическое давление и переда-

ет его на пьезоэлементы. Для анализа широкополостного акустического сигнала производится его фильтрация на 7 частотных диапазонов: от 0,1 до 10, от 30 до 60, от 70 до 200, от 200 до 600, от 600 до 2000, от 2000 до 6500 и более 6500 Гц с последующим детектированием, интегрированием и синхронной записью отсчетов с частотой 1 Гц. Более подробно система регистрации описана в [30].

Как было показано в работе [31], возрастание скорости деформационного процесса вызывает увеличение вариаций акустического давления в приповерхностном слое атмосферы. Была проведена оценка воздействия метеорологических факторов на корреляцию показаний двух видов измерений. Рассмотрим влияние сейсмической волны, как естественного калибровочного воздействия на обе системы регистрации. В благоприятных условиях исследований — зимне-весенний период, были рассмотрены 10 землетрясений, энергетического класса выше 11 и на расстоянии до точки измерения не более 250 км. Для наглядности, на рис. 16, приведено наиболее сильное землетрясение.

На рис. 16 показано землетрясение 14.01.2018 г. с энергетическим классом $K_s = 11,3$, которое произошло на эпицентральной расстоянии 117,5 км до пункта наблюдений. Как видно из приведенного рис. 16 сейсмическое событие одновременно регистрируется деформографом и микробарометром, причем четко разделяется приход P - и S - волн. По времени задержки рассчитаны их скорости, которые составляют 6 км/с и 3 км/с соответственно, что совпадает со справочным величинам.

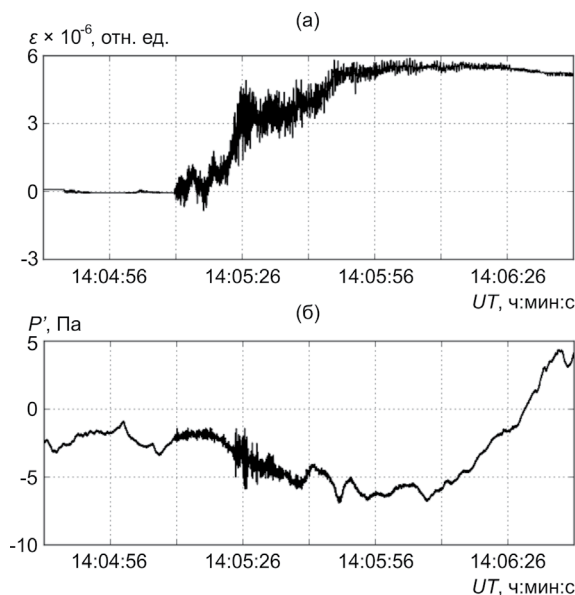


Рис. 16. Запись землетрясения 14.01.2018 14:04:50 UT с $K_s = 11,3$: (а) — деформографом, (б) — микробарометром

Таким образом, показано, что деформационные волны от сейсмического события вызывают возмущения акустического давления в приповерхностном слое, обе системы наблюдений одновременно регистрируют приход P - и S -волны. Приведенные результаты исследований показывают возможность регистрации влияния локальных деформаций на изменение приповерхностного акустического давления [25].

Следующим этапом исследований являлся совместный мониторинг сигналов, регистрируемых при помощи трёхкомпонентного пьезоэлектрического сейсмоприёмника (геофона) и лазерного деформографа-интерферометра. Первичный анализ данных в период 09.09.2016–22.11.2016 показал, что на фоне большого количества сигналов, принимаемых геофоном, есть сигналы, регистрируемые двумя системами. Дальнейший анализ проводился на основе данных за период регистрации 17.10.2017–31.05.2018. Выявлены случаи одновременной регистрации низкочастотных геоакустических и деформационных сигналов. Ниже приводятся результаты анализа их временных и частотных характеристик.

Поиск сигналов проводился на основе данных с геофона, который регистрирует три компоненты (x, y, z) вектора колебательного ускорения. Рассматривались данные за периоды 09.09.2016–22.11.2016 и 17.10.2017–31.05.2018. Весь массив данных представлял собой последовательность пятнадцатиминутных файлов по каждому каналу. Каждый файл разбивался на блоки длительностью 0,2 с, после чего рассчитывалось СКО в каждом блоке. Далее строилась гистограмма распределения рассчитанных значений СКО. Анализ каждой из гистограмм показал, что полученное распределение близко к нормальному, и максимум гистограммы стремится к величине СКО сигнала в фоновый период. Далее для каждого блока рассчитывалось соотношение сигнал-шум $SNR = \sigma_s / \sigma_f > 2,5$. Если значение SNR превышало заданную пороговую величину, считалось, что в блоке присутствует полезный сигнал. Далее выделенный сигнал записывался в базу данных. На рис. 17 представлена схема работы алгоритма.

В результате применения описанной выше методики за рассматриваемый период было выделено более 15 тысяч сигналов с соотношением сигнал-шум $SNR > 2,5$. На рис. 18 представлено распределение всех выделенных сигналов по времени в течение суток. Как видно из рисунка, максимальное количество сигналов зарегистрированы примерно с 22 по 02 часов UT.

Сопоставление полученных сигналов с сейсмоприёмника с данными деформографа показало, что большинство сигналов регистрируются обоими системами. Среди них можно выделить следующие сигналы: сейсмические сигналы от землетрясений, сигналы антропогенной природы, низкочастотные геоимпульсы и более высокочастотные геоакустические сигналы в диапазоне частот 50–200 Гц.

На рис. 19 слева представлен пример записи сейсмического сигнала от землетрясения, зарегистрированного в пункте наблюдений «Карым-шина». Характеристики землетрясения: 14.01.2018 14:04:50,3 UT, энергетический класс $K_s = 11,3$, расстояние от пункта наблюдений до эпи-

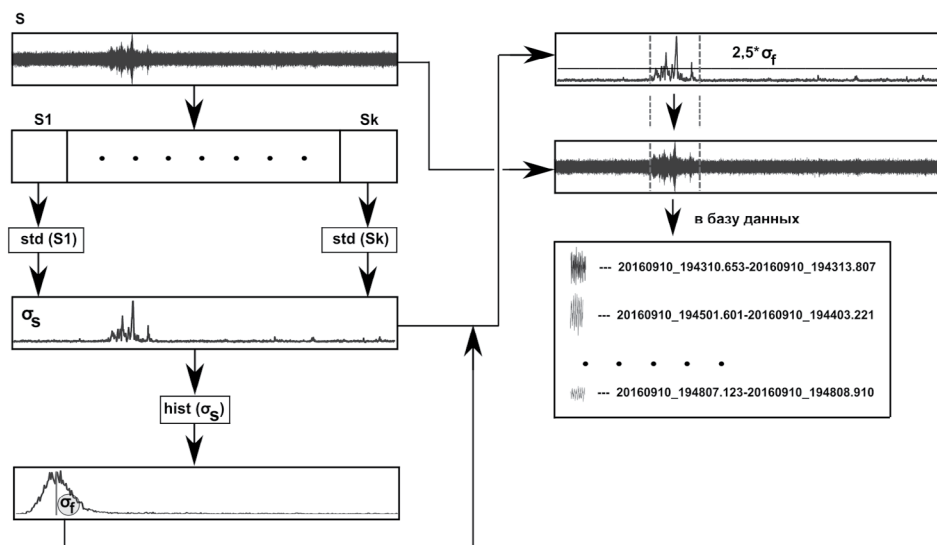


Рис. 17. Блок-схема алгоритма выделения сейсмоакустических импульсов

центра $D = 115$ км, глубина $H = 50$ км (www.emsd.ru). Фрагмент записи более высокочастотного геоакустического сигнала (с частотой около 200 Гц) показан на рис. 19 справа.

В результате геодеформационных наблюдений в периоды с 09.09.2016 по 22.11.2016 и с 17.10.2017 по 31.05.2018 было выделено более 15 тысяч сигналов, на основе которых организована база данных. Это сигналы от землетрясений, шумы антропогенной природы, низкочастотные геоимпульсы с частотой до 50 Гц, более высокочастотные геоакустические сигналы в диапазоне 50–200 Гц. Большинство сигналов одновременно зарегистрированы двумя системами регистрации [29].

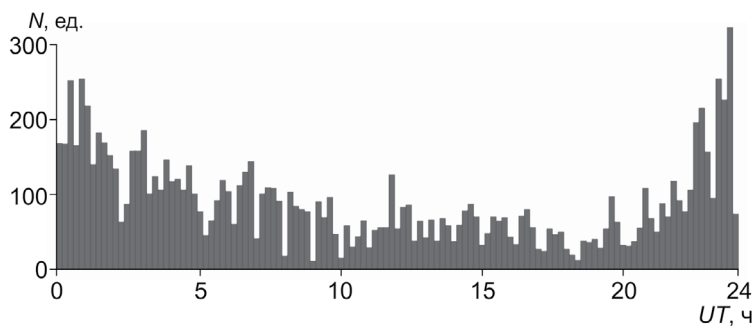


Рис. 18. Распределение сигналов по времени суток

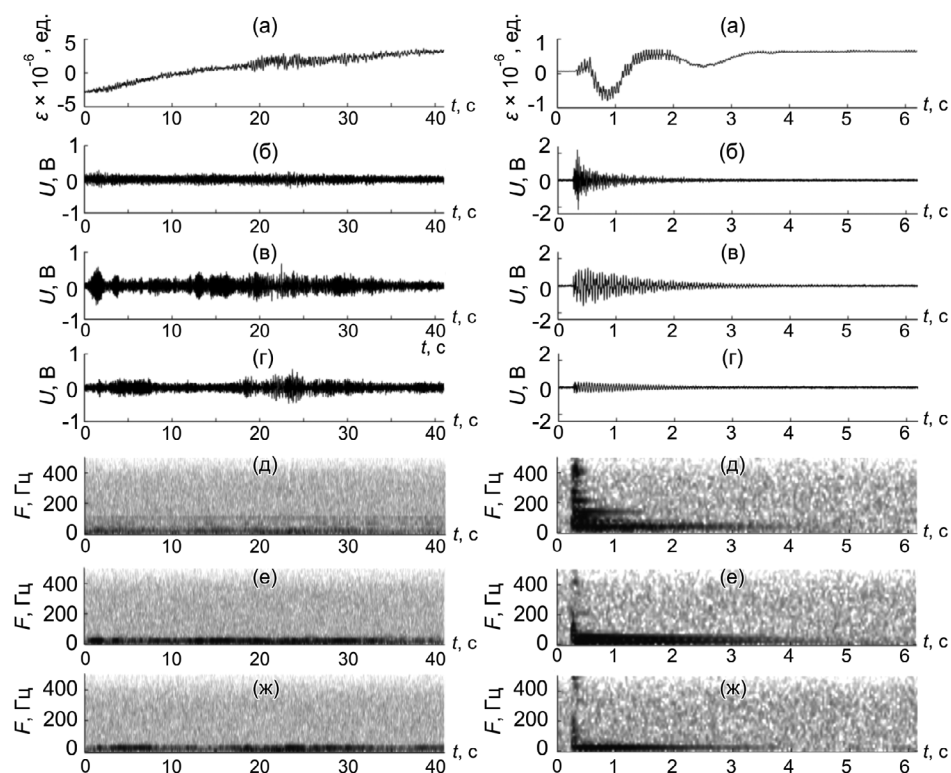


Рис. 19. Примеры записи геоакустических сигналов двумя измерительными системами (слева — сигнал от землетрясения, справа — высокочастотный сигнал). На графиках слева и справа для каждого сигнала представлены: (а) — относительная деформация; (б, в, г) — три компоненты вектора колебательного ускорения (z, y, x соответственно); (д, е, ж) — спектрограммы каналов z, y, x

Далее основной акцент сделан на анализе синхронных возмущений в деформационном, геоакустическом и атмосферном акустическом полях [26]. За периоды наблюдений октябрь 2017 г. – апрель 2018 г. и октябрь 2018 г. – апрель 2019 г. было отобрано более 17 тысяч пятнадцатиминутных фрагментов данных с акустическими и деформационными возмущениями. В дальнейшем анализу подвергались данные, зарегистрированные в наиболее спокойное ночное время между 01:00 и 07:00 часов локального времени при отсутствии техногенных помех. Таких фрагментов было отобрано около 2500. Далее проводился анализ данных в «ручном» режиме, в результате которого было выделено 142 фрагмента с наиболее яркими примерами одновременно регистрируемых сигналов.

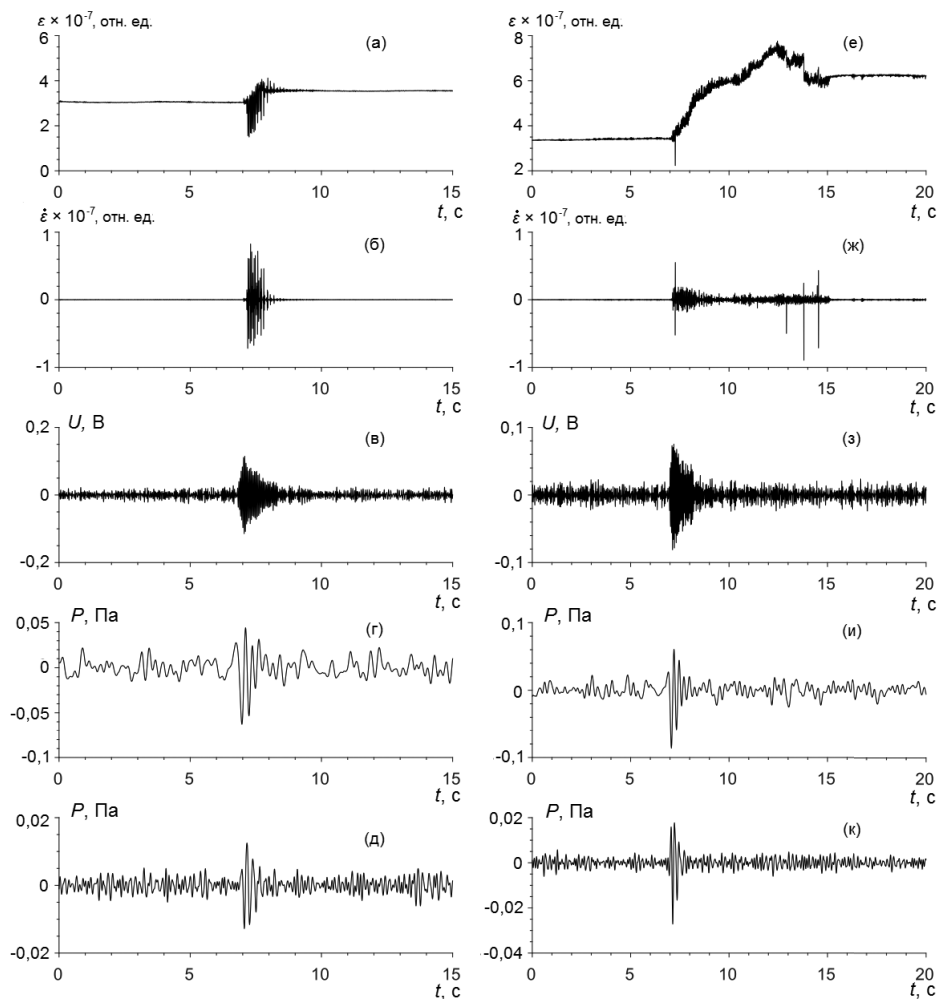


Рис. 20. Примеры записи одновременных сигналов: (а, е) — относительная деформация; (б, ж) — скорость деформации; (в, з) — горизонтальная компонента сейсмоприемника в диапазоне частот 10–30 Гц; (г, и) — акустическое давление в диапазоне частот 0.6–5 Гц, (д, к) — акустическое давление в диапазоне частот 5–10 Гц

На рис. 20 показаны фрагменты, в которых зарегистрированы акустические сигналы при деформациях 10^{-7} . Следует отметить, что их величина была близка к предельной чувствительности деформографа, однако и в этих случаях выявлены одновременные возмущения. На рис. 20(а–д) показан деформационный сигнал и акустический отклик длительностью 1 с, а в правой части рис. 20(и–к) приведён пример деформации длительностью около 8 с, однако акустический отклик на него возникает по фронту начала деформаций и длится около се-

кунды, как и в предыдущем случае. Все это может говорить о том, что в момент возникновения приповерхностной деформационной волны генерируется и акустическая волна, способная проходить границу раздела литосфера-атмосфера. Следует отметить, что за рассматриваемый период были зарегистрированы более ста сигналов, подобных представленным на рис. 20, которые одновременно регистрировались на всех трех системах наблюдения.

С учетом того, что геоакустическая эмиссия в звуковом диапазоне частот является хорошим индикатором изменения напряженно-деформированного состояния пород на заключительной стадии подготовки землетрясений [23], были проанализированы данные широкополосной акустической системы в килогерцовых диапазонах частот и микробарометра за 2019–2020 гг. В результате были выявлены случаи, когда при аномалиях геоакустического излучения в осадочных породах наблюдались аномалии акустического излучения на поверхности земли.

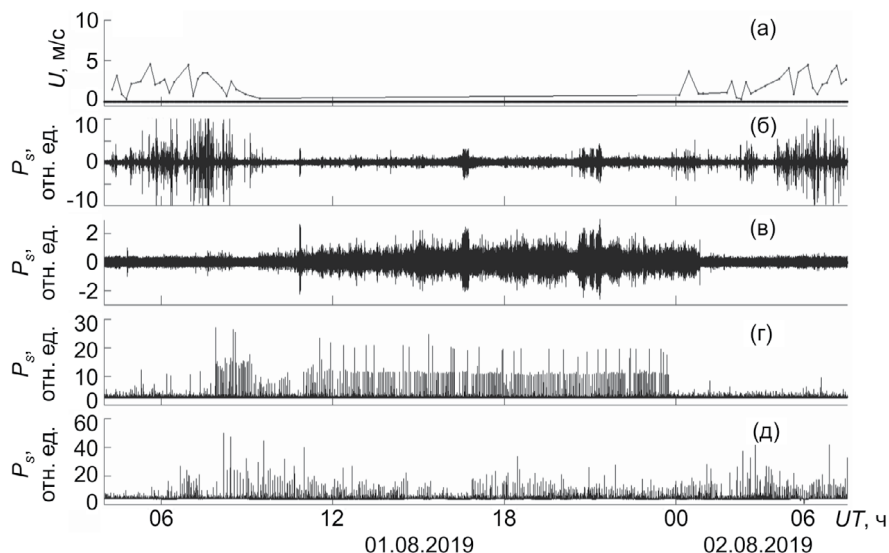


Рис. 21. Пример одновременной регистрации аномалий высокочастотной акустической эмиссии приповерхностных пород и акустического излучения в атмосфере у поверхности земли: (а) — скорость ветра; (б) — акустическое давление в атмосфере в диапазоне частот 0,6–5 Гц; (в) — акустическое давление в атмосфере в диапазоне частот 5–10 Гц; (г) — акустическая эмиссия в диапазоне 2–6,5 кГц (датчик 3, расстояние 15 м от микробарометра); (д) — акустическая эмиссия в диапазоне 6,5–11 кГц (датчик 1, расстояние 50 м от микробарометра)

На рис. 21 представлен пример такой аномалии 1–2 августа 2019 г. По рисунку видно, что усиление ветра в начале и конце фрагмента записи (рис. 21а) приводит к усилению акустического излучения на

поверхности земли в диапазоне 0,6–5 Гц (рис. 21б). При этом в более высокочастотном диапазоне от 5 до 10 Гц сильных аномалий не наблюдается (рис. 21в). Но при росте геоакустического излучения в килогерцовых диапазонах частот (рис. 21г,д) наблюдается повышение интенсивности акустического излучения на поверхности в диапазоне 5–10 Гц (рис. 21в). Все это может свидетельствовать о том, что при изменении напряженно-деформированного состояния пород возникающее при этом высокочастотное геоакустическое излучение выходит на поверхность и регистрируется в воздухе.

Таким образом, показано, что при деформационных возмущениях в породах с относительными деформациями 10^{-5} – 10^{-7} в месте регистрации возникают геоакустические сигналы, которые проходят через границу земля — атмосфера и регистрируются в воздухе у поверхности. Данный эффект в сейсмоактивном регионе был зарегистрирован впервые и актуален для построения моделей связи литосферы и атмосферы, в том числе — при моделировании возмущений в атмосфере, предшествующих землетрясениям.

Совместные аномалии высокочастотной геоакустической эмиссии и атмосферного электрического поля у границы земля — атмосфера

Среди предсейсмических аномалий приповерхностных полей наблюдаются увеличение высокочастотной геоакустической эмиссии в килогерцовом диапазоне частот и бухтообразное уменьшение атмосферного электрического поля при спокойной погоде с изменением знака [32, 33]. Аномалии этих разных по своей сущности полей возникают, соответственно, в твердой и воздушной средах и имеют разную полярность, что свидетельствует о разных механизмах образования. Как и предвестники в других полях, они порождаются изменением поля геомеханических напряжений в зоне подготовки землетрясения и появляются в результате преобразования: напряжение — деформация приповерхностных пород. При этом аномалии геоакустической эмиссии являются прямым откликом пород, а атмосферного электрического поля — опосредованным откликом электрического состояния приземного воздуха на деформацию, вызванную процессом подготовки землетрясения. Общая деформационная природа данных аномалий будет причиной их близкого проявления во времени.

Сейсмический процесс является следствием постоянного деформирования пород под действием тектонических сил. Поэтому аномалии геоакустической эмиссии и атмосферного электрического поля будут наблюдаться в сейсмоактивном регионе не только перед землетрясениями, но и при усилении деформирования приповерхностных пород в сейсмически спокойные периоды. Неустойчивость тектоносейсмического процесса во времени и неоднородная иерархически блоковая структура земной коры обуславливают сложное пространственно-временное деформирование пород, в том числе — локальные растяжения и сжатия,

которые должны вызвать неодинаковый отклик высокочастотной геоакустической эмиссии и атмосферного электрического поля.

Были обобщены и проанализированы результаты исследований обнаруженных в ИКИР ДВО РАН совместных аномалий высокочастотной геоакустической эмиссии и атмосферного электрического поля у границы земля — атмосфера на полуострове Камчатка [32, 33]. Одновременные геоакустические и атмосферно-электрические измерения проводились в разное время в двух пунктах летом–осенью 2005–2009 гг. и 2012 г. Они выполнены вместе с измерениями основных метеорологических величин, с использованием одной методики наблюдений и одного измерительно-регистрирующего комплекса. В 2009 г. измерения проводились вместе с регистрацией деформации земной поверхности, а в 2012 г. — объемной активности радона и торона в газе поверхностного слоя грунта. Все это позволило получить качественно новый набор экспериментальных данных, рассмотрение и анализ которых будут полезны для изучения взаимодействия приповерхностных полей при тектоносейсмическом процессе.

Впервые одновременные измерения геоакустической эмиссии и атмосферного электрического поля были проведены в пункте «Микижа» 23 августа – 11 октября 2005 г. (эксперимент 2005 г.). Они реализованы в отсутствии промышленных помех и аэрозольного загрязнения воздуха, которое значительно влияет на поведение атмосферного электрического поля у земной поверхности. В качестве датчика геоакустической эмиссии использовался пьезокерамический гидрофон, установленный на высоте 10 см над дном озера Микижа. Геоакустические сигналы регистрировались в диапазонах частот 0,1–10, 10–50, 50–200, 200–700, 700–1500, 1500–6000, 6000–10000 Гц. Рассматривалось акустическое давление P_s , накопленное за 4 с в каждом диапазоне. Градиент потенциала V' атмосферного электрического поля измерялся с помощью электростатического флюксметра ротационного типа, который имел чувствительность примерно 3 В/м и время установления показаний на уровне 0,9 равное 1 с. Первичный преобразователь флюксметра был установлен в 130 м от гидрофона на берегу озера Микижа на открытой поляне, которая является частью большого ровного поля с низким травостоем. Он находился частично в ямке размером 0,3 × 0,3 м и глубиной 0,4 м. Измерительная пластина электростатического генератора была на высоте 7 см от земной поверхности. Измерения V' проводились один раз в 4 с. В 20 м от флюксметра один раз в 10 мин измерялись атмосферное давление, скорость ветра и интенсивность дождя. Датчики были на высоте 2,5, 4,9 и 4,2 м от земли соответственно. Проводилась непрерывная регистрация всех измеряемых величин. Для устранения взаимного влияния геоакустических и атмосферно-электрических данных сигналы с гидрофона и электростатического флюксметра поступали на разные аналогоцифровые преобразователи (16 и 14-разрядные соответственно).

Во время измерений иногда регистрировались близкие во времени возмущения акустического давления P_s и градиента потенциала V' атмосферного электрического поля. Они наблюдались в условиях принятой авторами спокойной погоды (слабоменяющееся атмосферное давление, отсутствие дождя и ветра больше 6 м/с), когда нет существенного влияния метеорологических факторов на поведение P_s и V' . Такие возмущения зарегистрированы в сейсмически спокойные периоды и перед локальным землетрясением, что свидетельствует об их тектоносейсмической природе. Возмущения градиента потенциала V' наблюдались при значительных, как правило с резким началом, возмущениях акустического давления P_s , происходивших только в килогерцовом диапазоне частот [32, 33].

Исследование геоакустической эмиссии и атмосферного электрического поля было продолжено летом–осенью 2006–2008 гг. Измеряемые величины, методика наблюдений и система сбора и регистрации данных остались прежними. Измерения проводились 27 июня – 16 октября 2006 г. (эксперимент 2006 г.), 28 июня – 24 октября 2007 г. (эксперимент 2007 г.) и 2 июля – 27 октября 2008 г. (эксперимент 2008 г.). В результате длительных геоакустических измерений было установлено, что в пункте «Микижа» аномальные геоакустические возмущения проявляются наиболее сильно в диапазоне частот 2,0–6,5 кГц. Поэтому рассматривалось акустическое давление P_s , накопленное за 4 с в этом диапазоне.

Характерной особенностью совместных аномалий высокочастотной геоакустической эмиссии и атмосферного электрического поля является уменьшение этого поля часто с изменением знака и последующее восстановление примерно до прежнего уровня. Такие бухтообразные по форме уменьшения его градиента потенциала V' проявляются наиболее сильно при значительных увеличениях акустического давления P_s , которые имеют, как правило, резкое начало и длительность больше нескольких минут. Все это происходит в условиях спокойной погоды, когда отсутствует дождь, сильный и умеренный ветер, слабо меняется атмосферное давление [32, 33].

Наиболее вероятной причиной связи между атмосферным электрическим полем и геоакустической эмиссией в тектонической компоненте является усиление деформирования приповерхностных пород в районе пункта измерений. Для подтверждения этого нужны одновременные измерения деформации земной поверхности. Они были проведены с 1 по 18 октября 2009 г. (эксперимент 2009 г.) в пункте «Карымшина», расположенном в 20 км от пункта «Микижа» [32, 33].

Геоакустическая эмиссия измерялась с помощью пьезокерамического гидрофона, аналогичного гидрофону, использованному в экспериментах 2005–2008 гг. Гидрофон был установлен в искусственном водоеме размером 1×1×1 м и укрыт от воздействия дождя и ветра. Ранее было обнаружено, что в пункте «Карымшина» аномалии геоакустической эмиссии проявляются наиболее сильно в диапазоне частот 0,7–2,0 кГц. Поэтому рассматривалось акустическое давление P_s , накопленное за 4 с в этом диапазоне.

Градиент потенциала V' атмосферного электрического поля измерялся с помощью электростатического флюксметра, который использовался в экспериментах 2005–2008 гг. Первичный преобразователь флюксметра был установлен так же, как в этих экспериментах. Он находился в 60 м от гидрофона в центре ровной поляны размером примерно 20×20 м, окруженной кустарником высотой около 3 м. В таких условиях у земной поверхности ослабевает ветер и уменьшается его влияние на поведение электрического поля.

Для регистрации относительной деформации земной поверхности ϵ использовался лазерный деформограф-интерферометр с длиной измерительной базы 18 м и чувствительностью 10^{-11} м. Частота измерений была 860 Гц, а их точность, с учетом влияния метеорологических факторов, не хуже 10^{-7} . Для анализа поведения ϵ использовались первые разности, вычисленные по усредненным на секундном интервале двум соседним значениям. Они рассматривались в качестве оценки скорости деформации пород $\dot{\epsilon}$. Метеорологические величины измерялись один раз в 10 мин на высоте 7 м от земной поверхности.

При слабо меняющемся атмосферном давлении в отсутствие дождя и сильного ветра зарегистрировано пять случаев совместных возмущений акустического давления P_s и градиента потенциала V' атмосферного электрического поля. Эти возмущения происходили во время многочисленных знакопеременных подвижек приповерхностных пород, возникавших на фоне их сравнительно медленного растяжения [32, 33].

Появление совместных аномалий геоакустической эмиссии и атмосферного электрического поля связано с какой-то субстанцией, которая присутствует во время растяжения приповерхностных пород, генерации акустических сигналов и уменьшения электрического поля у земной поверхности. Такой субстанцией, наиболее вероятно, являются радиоактивные эманации радон и торон, которые генерируются непрерывно в породах и диффундируют в атмосферу повсеместно. Поступая в атмосферу, они увеличивают ионизацию и проводимость приземного воздуха, что сопровождается уменьшением при хорошей погоде атмосферного электрического поля у земной поверхности. Содержание радона и торона в почвенном газе зависит, в частности, от деформации пород и увеличивается в нем и в приземном воздухе перед землетрясениями.

Учитывая это, 27 августа – 17 октября 2012 г. (эксперимент 2012 г.) были проведены измерения геоакустической эмиссии, атмосферного электрического поля, атмосферного давления, скорости ветра и интенсивности дождя, которые были дополнены измерениями объемной активности радона и торона [32, 33]. Акустическое давление P_s регистрировалось в диапазоне частот 0,7–2,0 кГц с накоплением значений за 4 с. Использовались три пьезокерамических гидрофона, аналогичные гидрофону, который применялся в экспериментах 2005–2009 гг. Они были расставлены треугольником на расстоянии 10–35 м друг от друга и установлены, как в эксперименте 2009 г., в искусственных водоемах.

Градиент потенциала V' атмосферного электрического поля измерялся с помощью электростатического флюксметра, использованного в экспериментах 2005–2009 гг. Из ямки, в которой находился частич-

но первичный преобразователь, отбирался газ для измерения объемной активности радона и торона. Наличие ямки способствует накоплению поступающих из грунта этих эманаций, что облегчает измерения. Объем пробы газа составлял 8% от свободного объема в ямке, поэтому влиянием отбора на поступление радона и торона можно пренебречь.

Объемная активность радона и торона измерялась один раз в 30 мин при помощи автоматизированного радиометра с чувствительностью не менее $1,4 \times 10^{-4} \text{ с}^{-1} \text{ Бк}^{-1} \text{ м}^3$, 30%-ным пределом допускаемой относительной погрешности и средним уровнем собственного фона 5 и 0,1 Бк/м³ для радона и торона соответственно. Радиометр и флюксметр находились в 50 м от площадки, где были гидрофоны. Метеорологические величины измерялись один раз в 1 мин на высоте 8 м от земли в 140 м от радиометра и флюксметра.

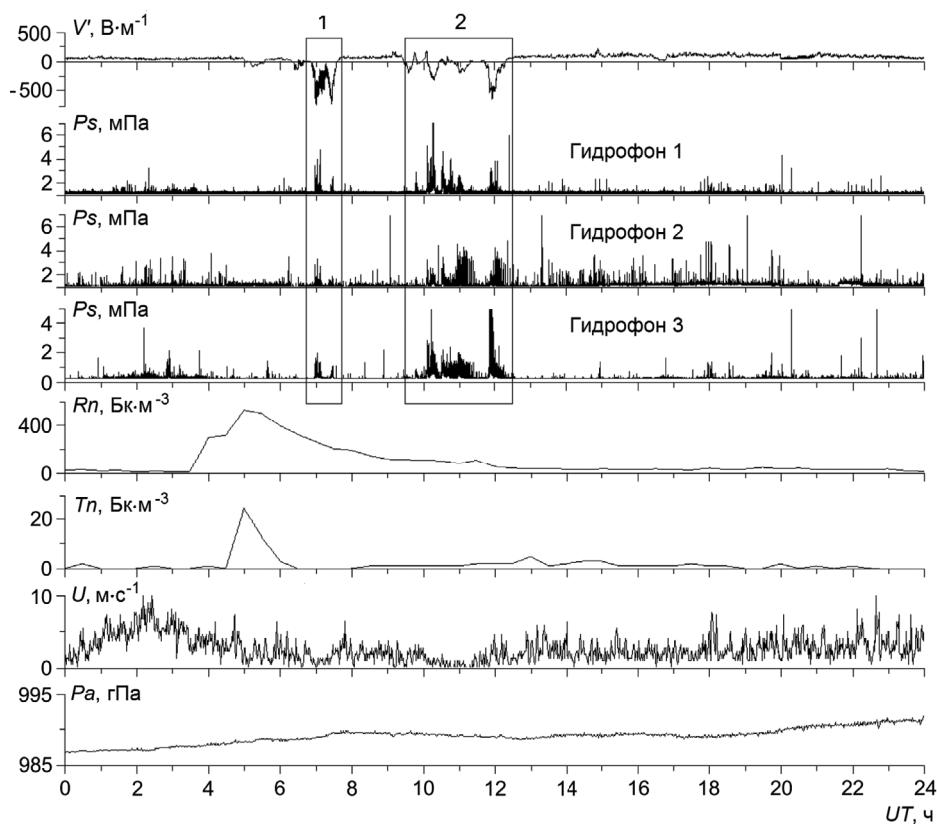


Рис. 22. Вариации градиента потенциала V' атмосферного электрического поля, акустического давления P_s в трех точках измерений, объемной активности радона Rn , торона Tn , скорости ветра U и атмосферного давления P_a 2 октября 2012 г. 1, 2 — фрагменты регистрации возмущений V' и P_s

За период измерений, равный 52 суткам, только 2 октября было сильное увеличение объемной активности радона Rn и торона Tn , которое значительно превышало фоновый уровень. Близко во времени были зарегистрированы увеличения акустического давления P_s и уменьшения градиента потенциала V' атмосферного электрического поля с изменением знака. Вариации Rn , Tn , P_s , V' , скорости ветра и атмосферного давления 2 октября представлены на рис. 22. Как видно на рис. 22, примерно через три часа после начала увеличения Rn , а затем Tn появились увеличения P_s во всех точках измерений и уменьшения V' с изменением знака. Все они происходили в отсутствие дождя, сильного и умеренного ветра, при слабо меняющемся атмосферном давлении, что свидетельствует о не метеорологической природе этих возмущений. Такое совместное увеличение Rn , Tn , P_s и уменьшение V' с изменением знака за все время измерений больше не наблюдалось.

Совместное аномальное возмущение радона, торона, геоакустической эмиссии и атмосферного электрического поля 2 октября наблюдалось за 13 суток перед землетрясением магнитудой 5.6 mww, произошедшим 15 октября в 01:19 UT на эпицентральной дистанции $R = 140$ км от пункта «Карымшина». Координаты эпицентра 51.900° N, 159.379° E, глубина очага 21 км (NEIC, <http://earthquake.usgs.gov>).

Во время эксперимента 2005 г. впервые были обнаружены совместные аномалии высокочастотной геоакустической эмиссии и атмосферного электрического поля у границы земля — атмосфера в сейсмоактивном регионе. Они наблюдались в сейсмически спокойные периоды и перед локальным землетрясением. В экспериментах 2006 г., 2007 г. обнаружена статистически высокосignифиcantная обратная связь между среднечасовыми значениями акустического давления и градиента потенциала электрического поля, которая имеет не метеорологическое происхождение. Эти результаты свидетельствуют о реальности существования таких возмущений и их связи с тектоносейсмическим процессом.

В пунктах «Мижижа» и «Карымшина» приповерхностные породы являются осадочными с толщиной слоя примерно 50 и 40 м. В пункте «Карымшина» в 120 м от электростатического флюксметра есть скважина № 99–8 глубиной 19 м. Ее геологическая колонка представлена валунно-галечными отложениями с песчанно-глинистым заполнителем (0–5 м), глыбово-щебнистыми отложениями с глинистым заполнителем (5–14 м) и валунно-галечными отложениями с песчаным заполнителем (14–19 м). Статический уровень воды равен 13,7 м. Согласно оценке, источники геоакустической эмиссии находятся не дальше 37 м от гидрофона. Поэтому аномальные геоакустические сигналы генерируются в осадочных породах, над поверхностью которых измеряется атмосферное электрическое поле. Заметим, что осадочные породы широко распространены на Земле, около 80% поверхности континентов покрыто осадочными породами.

В эксперименте 2009 г. было обнаружено, что совместные аномалии высокочастотной геоакустической эмиссии и атмосферного электрического поля возникают как близкий во времени отклик на усиление растяжения приповерхностных осадочных пород. Осадочные поро-

ды имеют сложно построенную полидисперсную флюидонасыщенную пористую структуру малой прочности. При их растяжении происходит открытие новых поверхностей контактов фрагментов и усиление эманирования, а также открытие изолированных пор и расширение существующих трещин. В результате увеличится содержание радона и торона в газе поверхностного слоя грунта и их поступление в атмосферу. Одновременно будут изменяться механические напряжения между фрагментами пород, что приведет к изменению локальных деформаций и, как следствие, микроподвижкам, во время которых будут генерироваться акустические сигналы.

Увеличение поступления радона и торона из грунта усилит ионизацию приземного воздуха. При хорошей погоде это сопровождается известным в атмосферном электричестве появлением в слое воздуха толщиной от десятых долей метра до нескольких метров отрицательного электрического заряда. Вблизи такого отрицательного заряда уменьшается нормальное атмосферное электрическое поле и даже изменяется знак [32, 33].

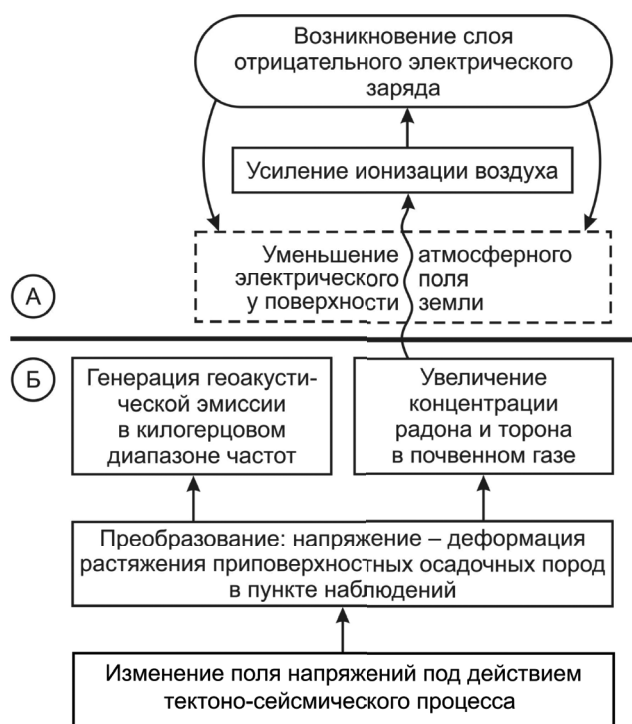


Рис. 23. Схема образования совместных аномалий высокочастотной геоакустической эмиссии и атмосферного электрического поля в сейсмоактивном регионе. А — приземный воздух, В — приповерхностные осадочные породы

Сказанное выше позволяет говорить, что причиной бухтообразного уменьшения атмосферного электрического поля при тектоносейсмическом процессе являются возникновение, динамика и диссипация в приземном воздухе отрицательного электрического заряда эманационного происхождения. С позиции такого представления становится понятной связь между аномалиями геоакустической эмиссии и электрического поля. Она реализуется в результате присутствия радона и торона, поступление которых в воздух также реагирует на тектоносейсмический процесс. В пользу этого свидетельствует совместное возмущение радона, торона, геоакустической эмиссии и атмосферного электрического поля перед локальным землетрясением во время эксперимента 2012 г. Таким образом, все полученные результаты можно объяснить появлением в пункте измерений кратковременных растяжений приповерхностных осадочных пород при неустойчиво протекающем тектоносейсмическом процессе [32, 33]. На основании этих результатов можно предложить схему (рис. 23) образования совместных аномалий высокочастотной геоакустической эмиссии и атмосферного электрического поля в сейсмоактивном регионе. Согласно этой схеме, аномалии геоакустической эмиссии, радона, торона и атмосферного электрического поля имеют общую деформационную природу, а единым фактором, который способствует их возникновению, является фрагментарность осадочных пород и, как следствие, повышенная деформируемость. Отклик радона, торона на деформацию растяжения этих пород и поступление в приземный воздух формируют опосредованную связь между аномалиями геоакустической эмиссии и атмосферного электрического поля [32, 33].

Акустический отклик приповерхностных осадочных пород на прохождение сейсмических волн от землетрясений

В настоящее время актуальным представляется изучение отклика геофизической среды на деформирование приповерхностных осадочных пород при различных по величине воздействиях. В качестве известного воздействия на геосреду используются сейсмические волны, при прохождении которых осадочные породы в пункте наблюдений испытывают значительные деформации. При этом должен наблюдаться сейсмоакустический эффект — генерация акустических сигналов в результате относительных микросмещений фрагментов пород и их взаимодействий. Предполагается, что генерируемый при этом сейсмоакустический сигнал содержит несколько составляющих: низкочастотную сейсмическую и высокочастотную, которая будет отражать отклик осадочных пород в пункте наблюдения при прохождении сейсмической волны. Основываясь на исследованиях в этом регионе [34], источники сейсмоакустических сигналов расположены на расстоянии не более первых десятков метров от точки регистрации и, по-видимому, формируются в условиях неоднородной пластической деформации, которая сопровождается зернограницным скольжением. Этот процесс чувствителен к ди-

намическим помехам, в частности, к сейсмическим волнам, что позволяет использовать сейсмоакустические сигналы в качестве чувствительного индикатора прихода сейсмических волн [35].

Для регистрации сейсмоакустических сигналов использовался измерительный комплекс на основе пьезокерамического сейсмоприемника А-1638. Комплекс был установлен в пункте комплексных геофизических наблюдений «Карымшина» на поверхности земли, а сейсмоприемник закреплен сверху на опоре обсадной трубы сухой пятиметровой скважины.

На основе данных мониторинга сейсмоакустических сигналов, зарегистрированных в пункте наблюдений при прохождении сейсмических волн от землетрясений, проводились исследования с применением методов фрактального анализа [28] и методов статистической механики [36, 37].

Фрактальный анализ. Исследования, проводимые для анализа сигналов акустической эмиссии с использованием фрактального подхода, показывают, что фрактальная размерность ряда акустической эмиссии демонстрирует снижение вплоть до катастрофической стадии. Фрактальный анализ акустической эмиссии, зарегистрированной вблизи «будущей» эпицентральной области, показывает эволюцию системы до основного сейсмического события путем постепенного уменьшения фрактальной размерности. Фрактальный анализ повреждений, обнаруженных в бетонных элементах конструкции с помощью датчиков акустической эмиссии, показывает уменьшение фрактальной размерности и b -value по мере развития повреждения. Исследование фрактальных свойств сейсмоакустических сигналов, регистрируемых при прохождении сейсмической волны в пункте наблюдений, на основе моно- и мультифрактального анализа, позволяет выявлять дополнительную информацию об акустическом отклике на сейсмическую волну, особенно для сигналов низкой амплитуды, содержащих доминирующую шумовую составляющую [28].

В качестве источника данных по характеристикам сейсмических событий использовался каталог региональных землетрясений за 2017–2018 гг., предоставленный Камчатским филиалом ФИЦ ЕГС РАН (<http://www.emsd.ru>). Был взят ряд событий с магнитудой $M > 4$ и разбит на три группы по относительной амплитуде сейсмоакустического отклика — высокой, средней и низкой амплитуды. Для примера, ниже в табл. 2 приведены по два события в каждой из групп. В первую группу вошли события № 1 и № 2, во вторую — № 3 и № 4 и в третью — № 5 и № 6. Для простоты выбрали только два события в группе для дальнейшего анализа (см. табл. 2). Первая группа включает в себя события высокой амплитуды SE1 и SE2, вторая — средней амплитуды SE3 и SE4, а третья — сигналы низкой амплитуды SE5 и SE6.

Анализ и последующая обработка в каждой из указанных групп проводились для вертикальной компоненты сейсмоакустических сигналов. Пробный анализ горизонтальных компонент показал аналогичные результаты.

Акустический отклик сейсмического события содержит форму вол-

Таблица 2. Сейсмические события

Группа	Событие	Дата, время (UT)	Координаты	Магнитуда
I	SE1	23.05.2018 01:37:44,8	55,07° N 162,44° E	5,7
I	SE2	05.03.2018 15:42:41,0	52,38° N 160,80° E	5,1
II	SE3	29.12.2017 19:20:45,0	50,03° N 165,70° E	4,2
II	SE4	15.10.2018 16:45:05,6	48,91° N 151,86° E	4,6
III	SE5	21.05.2018 10:40:18,1	56,52° N 161,46° E	4,7
III	SE6	13.12.2017 02:00:35,9	55,74° N 161,48° E	4,4

ны, тренды и шумовую составляющую, что дает основание применять методы фрактального анализа, которые широко используются при анализе сигналов, на которые могут потенциально влиять тренды и нестационарности, происхождение которых часто неизвестно. В этом случае основным преимуществом фрактального анализа является возможность исследовать сигналы, которые, с точки зрения классических методов ковариационной и спектральной теорий, не содержат никакой полезной информации и являются шумовыми. Зарегистрированные сейсмоакустические сигналы характеризуются сложной формой волны и окружены фоновым шумом. В случае сигналов с низкой амплитудой момент прихода сейсмической волны четко не отличается от фонового шума. Если фоновый шум представляет собой стационарную и некоррелированную серию и форма сигнала показывает зависящие от масштаба корреляции в колебаниях, которые связаны с неоднородностями среды в различных масштабах, можно использовать моно- и мультифрактальные характеристики для обнаружения моментов прихода сейсмических волн.

Чтобы проанализировать переход акустического сигнала из некоррелированной монофрактальной формы в нестационарную коррелированную форму применяют монофрактальный анализ флуктуаций с детерминированным трендом (DFA). Этот метод успешно использовался в различных исследованиях степенных корреляций на больших расстояниях, например в исследованиях последовательностей ДНК, температурных записей, частоты сердечных сокращений, динамики облаков, данных о скорости ветра, временных рядов осадков и изменений магнитного поля [28].

Мультифрактальный анализ флуктуаций с детерминированным

трендом (MDFA) является обобщением стандартного метода DFA путем определения масштабирования моментов q -го порядка временного ряда. Он широко используется, когда временные ряды имеют не простое поведение монофрактального масштабирования, а носят более сложный характер, когда разные части временных рядов характеризуются разными показателями масштабирования: например, ряд потоков, сейсмические периоды землетрясений, сейсмограммы, вулканические сигналы во время фаз извержения и перед ними [28]. На рис. 24 представлены результаты сравнения характеристик белого шума и мультифрактального сигнала.

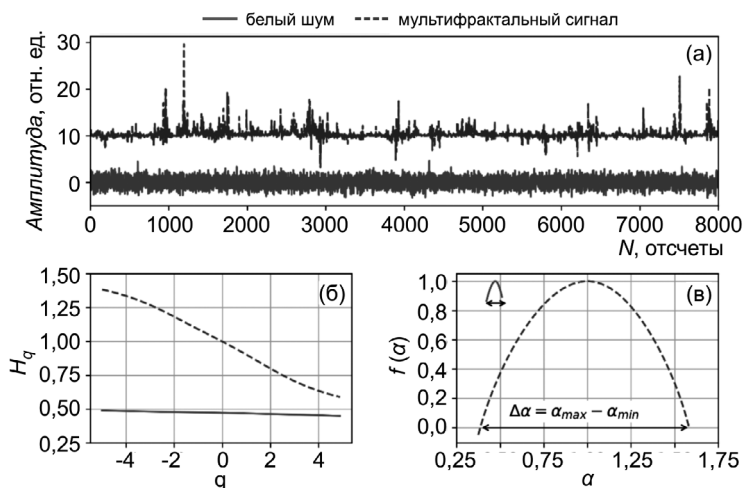


Рис. 24. Результаты MDFA для белого шума и мультифрактального сигнала: (а) — временные ряды белого шума и мультифрактального сигнала, (б) — обобщенные функции показателя Херста H_q , (в) — мультифрактальный спектр (график обобщенной фрактальной размерности $f(\alpha)$ в зависимости от показателя степени q -го порядка α)

Для анализа были взяты по одному сигналу из каждой группы: с высокой, средней и низкой амплитудой акустического отклика на события SE1, SE3 и SE6 и проанализированы их различные части, соответствующие приходу сейсмической волны и фоновому шуму (рис. 25) на основе метода MDFA (рис. 26). Из-за низкого отношения сигнал/шум момент прихода сейсмической волны для сигнала низкой амплитуды (рис. 25в) был выделен приблизительно на основании времени сейсмического события SE6 из каталога.

Как и следовало ожидать, части фонового шума (N1, N2) имеют значения обобщенного показателя Херста H_q почти постоянными с небольшими вариациями около 0,5 (рис. 26а) и очень малой шириной мультифрактального спектра $\Delta\alpha_{N1}, \Delta\alpha_{N2} \approx 0,1$ (рис. 26б), аналогично сигналу белого шума (рис. 24б,в).

Напротив, значения ширины мультифрактального спектра больше для частей, связанных с приходом сейсмической волны (W),

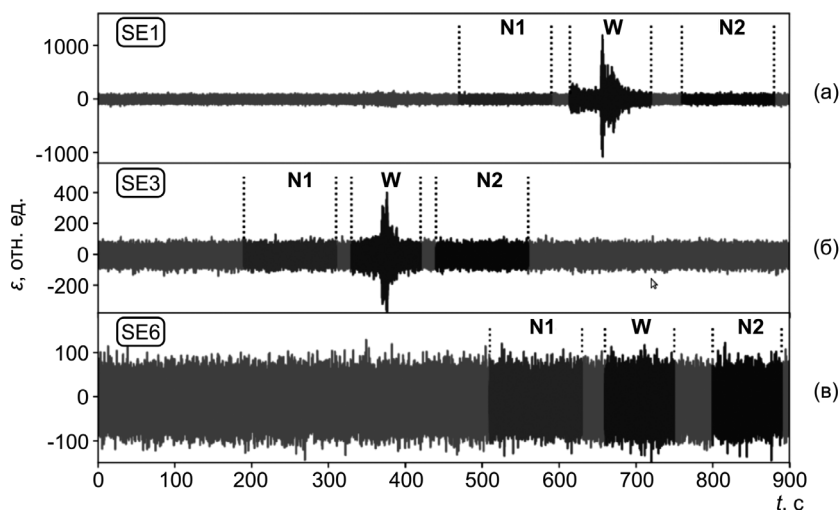


Рис. 25. Акустические сигналы и их части, соответствующие форме волны и окружающему фоновому шуму: (а) — акустический отклик высокой амплитуды на сейсмическое событие SE1 (начало записи: 23.05.2018 01:28:26 UT); (б) — сигнал средней амплитуды для SE3 (начало записи: 29.12.2017 19:16:04 UT); (в) — сигнал низкой амплитуды для SE6 (начало записи: 13.12.2017 01:50:39 UT). W — форма волны, N1 — фоновый шум до прихода сейсмической волны, N2 — после прихода

чем для фонового шума ($\Delta\alpha_{W(SE1)} = 0,28$; $\Delta\alpha_{W(SE3)} = 0,40$; $\Delta\alpha_{W(SE6)} = 0,22$) и значения H_q также имеют более широкий диапазон, за исключением сигнала W с низкой амплитудой (SE6), вероятно, из-за низкого отношения сигнал/шум. Длинный левый хвост мультифрактального спектра сигналов указывает, что эти временные ряды имеют мультифрактальную структуру, которая нечувствительна к локальным флуктуациям с небольшими величинами, и в ее динамике преобладают большие флуктуации. Правое усечение мультифрактального спектра происходит из-за выравнивания H_q для отрицательных значений q (рис. 26).

Кроме того, проведен анализ трех разных частей высокоамплитудного сигнала, соответствующего акустическому отклику на разные фазы сейсмической волны: P -, S -волны и поверхностной волны CODA (рис. 27).

Обнаружено, что части P -, S - и поверхностных волн характеризуются более широким диапазоном значений обобщенного показателя Херста H_q и более широким мультифрактальным спектром ($\Delta\alpha_P=0,37$, $\Delta\alpha_S = 0,35$) по сравнению с частью коды, которая имеет почти постоянный H_q для всех значений q и минимальную ширину мультифрактального спектра ($\Delta\alpha_{CODA} = 0,13$). Такое монофрактальное поведение части волны коды, вероятно, связано с меньшими изменениями ампли-

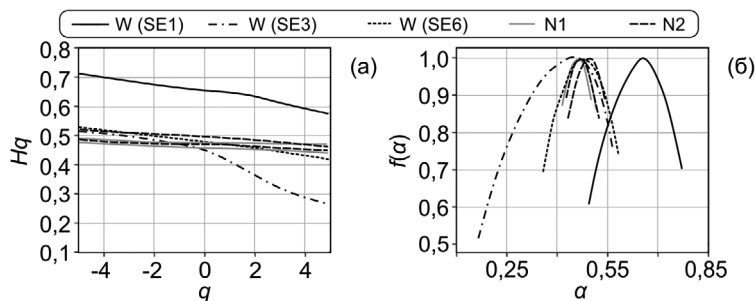


Рис. 26. Результаты MDFA для частей сигнала (W) и фонового шума (N1, N2) сейсмоакустических сигналов высокой (SE1), средней (SE3) и низкой амплитуды (SE6): (а) — обобщенного показателя Херста H_q , (б) — мультифрактального спектра $f(\alpha)$

туды формы волны на его фоне, чем для P - и S -волн. P - и S -части волны имеют почти одинаковую ширину мультифрактального спектра, но различаются по диапазону H_q и значениям α_0 ($\alpha_{0P} = 0,72$; $\alpha_{0S} = 0,91$), которые можно использовать для выделения этих фаз в регистрируемой сейсмической волне.

Обнаружено, что мультифрактальные параметры, такие как $\Delta\alpha$ и α_0 , можно использовать:

- для определения момента прибытия сейсмической волны;
- для оценки его длительности;
- для разделения различных фаз волны, таких как P -, S - и $CODA$ волны, особенно для сигналов с низкой амплитудой акустического отклика, характеризующегося нечеткой формой волны.

Чтобы проверить этот подход, был использован метод MDFA в движущемся окне (≈ 2 с) для получения временных рядов $\Delta\alpha$ и α_0 (рис. 28) для сигнала высокой амплитуды (SE1). Чтобы выделить основные функции, выполнено сглаживание движущегося окна (размер окна = 10). Этот сигнал был выбран для сравнения моментов всплеска амплитуды сигнала с моментами увеличения значений $\Delta\alpha$ и α_0 , так как разные части формы волны могут иметь различный мультифрактальный спектр, особенно по сравнению с фоновым шумом, который имеет постоянные и много меньшие значения $\Delta\alpha$, α_0 .

Часть сигнала, соответствующая фоновому шуму до и после прибытия сейсмической волны, демонстрирует монофрактальное поведение, характеризующееся почти постоянными значениями α_0 около 0,5 и малой шириной мультифрактального спектра $\Delta\alpha \approx 0,2$, подобного белому шуму (рис. 24б). Момент прибытия сейсмической волны указывается в обоих временных рядах резким увеличением значений $\Delta\alpha$ и

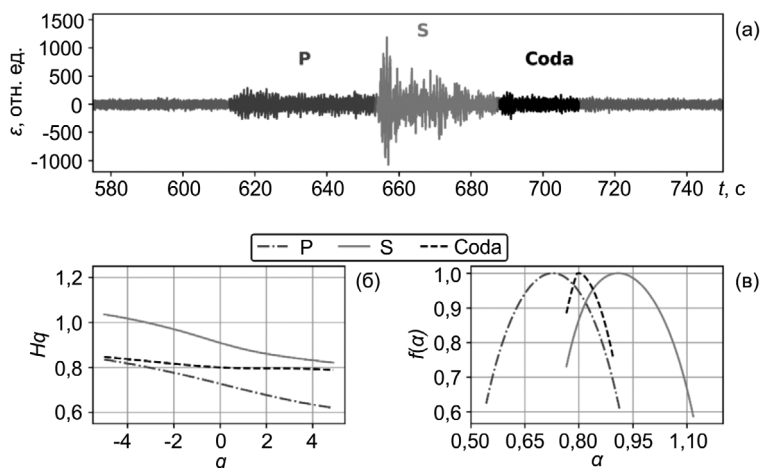


Рис. 27. (а) — акустический отклик на различные фазы сейсмической волны, их мультифрактальные характеристики: (б) — обобщенный показатель Херста H_q , (в) — мультифрактальный спектр $f(\alpha)$

α_0 , относящихся к сегменту P -волны, который демонстрирует мультифрактальное поведение. Дальнейшее увеличение значений $\Delta\alpha$ описывает увеличение степени мультифрактальности, соответствующей приходу S -волны. Следует также отметить, что волна $CODA$ не отличается четко от фонового шума во временных изменениях $\Delta\alpha$, в то время как временной ряд α_0 показывает три различных сегмента: первые два для P - и S -волн и последний, соответствующий части с гораздо более медленным спадом до фоновых значений.

Поскольку показатель Херста, определяемый монофрактальным DFA, выражает среднюю фрактальную структуру сигнала и тесно связан с центральной тенденцией мультифрактального спектра, можно использовать процедуру DFA в небольших движущихся окнах и определять моменты изменения центральной тенденции мультифрактального спектра. Получены результаты, аналогичные вариациям α_0 (рис. 28) с использованием монофрактальной DFA, характеризующей переход от монофрактального поведения с независимой от ближней зависимой структурой с показателем Херста $H = 0,5$ в дальнедействующую (т.е. коррелированную) структуру с нестационарным поведением (рис. 29).

Для остальных сигналов (SE2–SE6) использована эту процедура, чтобы получить вариации показателя Херста до, во время и после прибытия сейсмической волны (рис. 30).

По результатам можно наблюдать, что показатель Херста совершает небольшие колебания около уровня белого шума ($H = 0,5$), затем ступенчато увеличивается, совпадая с приходом различных фаз сейсмической волны (SE2, SE3 и SE4), а затем затухает до уровня фона. Это

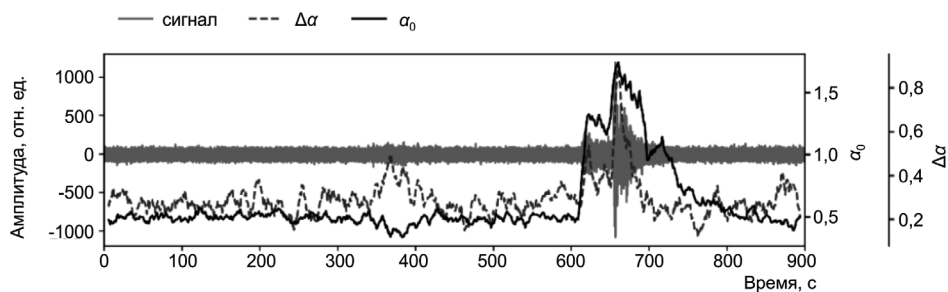


Рис. 28. Временные вариации $\Delta\alpha$ и α_0 , рассчитанные для высокоамплитудного акустического сигнала (SE1)

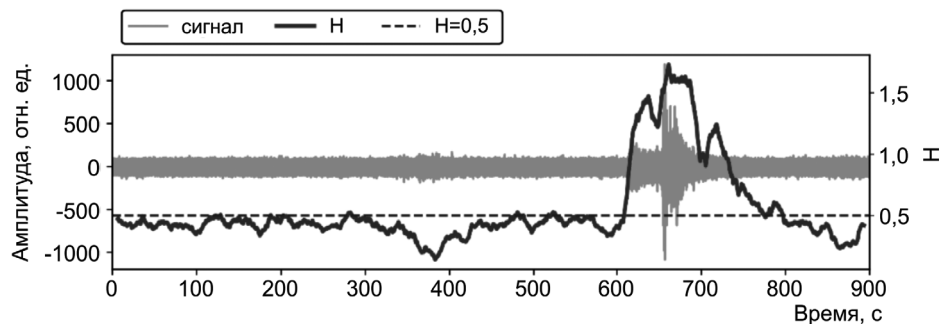


Рис. 29. Временные вариации показателя Херста (сплошная черная линия) для высокоамплитудного акустического сигнала (SE1) (сплошная серая линия). Пунктирная линия: уровень $H = 0,5$

особенно полезно при анализе акустического отклика на сейсмическое событие, когда момент прибытия сейсмической волны не очевиден из-за низкого отношения сигнал/шум, например, для сигналов SE5 и SE6. Поэтапное изменение значений H для этих сигналов с низкой амплитудой, вероятно, может свидетельствовать о приходе P - и S -волн, которые являются мерой неоднородности среды разных масштабов (т.е. мультифрактальности).

Чтобы исследовать происхождение мультифрактальности этих низкоамплитудных сигналов, были сгенерированы 5 случайных суррогатов сигнала для SE6 (рис. 31). Суррогаты были получены из исходного временного ряда путем случайного перемешивания его значений.

Каждый из суррогатов имеет одинаковую функцию плотности вероятности, но не имеет корреляционных свойств, так как они уничтожаются при случайной перетасовке. Если мультифрактальные свойства зависят от дальних корреляций, перетасованный ряд демонстрирует монофрактальное поведение. Можем наблюдать, что суррогаты

имеют мультифрактальные спектры, отличающиеся от исходного сигнала меньшей шириной ($\Delta\alpha_{W(SE6)} = 0,22$; $\Delta\alpha_{W(SE6)_{surrogates}} \approx 0,1$; $\Delta\alpha_{W(SE6)} > \Delta\alpha_{W(SE6)_{surrogates}}$) и более узким диапазоном обобщенных значений показателя Херста, выражая в основном монофрактальное поведение. Эти результаты подтверждают, что мультифрактальные свойства сейсмоакустического сигнала не получены случайно, а в основном из-за дальних корреляций флуктуаций, которые использовались для обнаружения моментов прихода сейсмической волны и выявления ее различных фаз, таких как *P*-, *S*- и *CODA* волн.

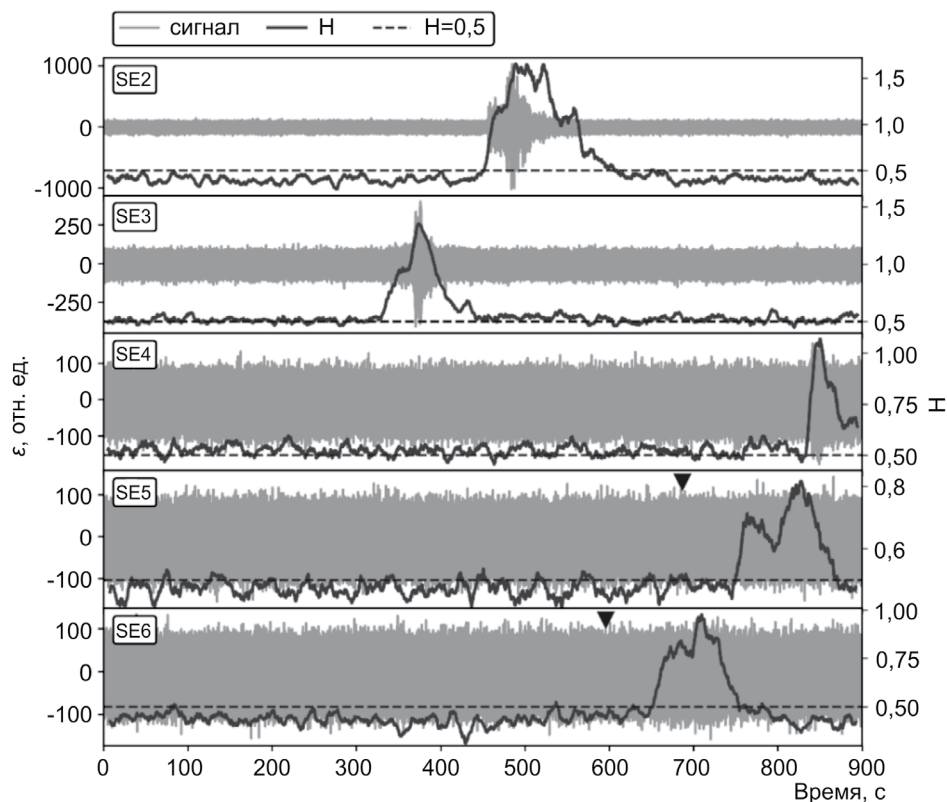


Рис. 30. Временные вариации показателя Херста (сплошная черная линия) для акустических сигналов с высокой (SE2, SE4) и низкой (SE5, SE6) амплитудой (сплошная серая линия). Пунктирная линия: уровень $H = 0,5$. Треугольник указывает время сейсмического события согласно сейсмическому каталогу

Фрактальные свойства сейсмоакустических сигналов различной амплитуды были проанализированы с помощью моно- и мультифрактального анализа флуктуаций с детерминированным трендом. Оба метода показали, что акустический отклик на сейсмическую волну, про-

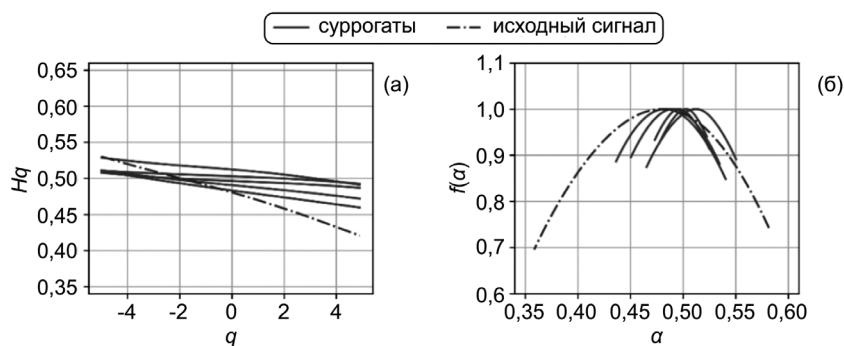


Рис. 31. Сравнение исходного акустического отклика на SE6 и его пяти случайно перемешанных суррогатов: (а) — обобщенные показатели Херста, (б) — мультифрактальные спектры

ходящую через пункт измерения, отличается от окружающего фонового шума масштабированием значений показателей и ширины мультифрактального спектра. Фоновый шум до и после прибытия сейсмической волны характеризуется узкой шириной мультифрактального спектра ($\Delta\alpha \approx 0,1$) и почти постоянным обобщенным показателем Херста ($H_q \approx 0,5$), демонстрируя монофрактальное поведение, подобное белому шуму. Мультифрактальные свойства более выражены для сигналов с высокой амплитудой с четкими волнами *P*-, *S*- и *CODA*, хотя сигналы с низкой амплитудой с нечеткой формой волны имеют достаточно разные мультифрактальные спектры и значения показателя Херста, чтобы отличать их от фонового шума. Сравнение мультифрактального спектра сегмента сигнала низкой амплитуды, содержащего прибытие сейсмической волны с ее случайно перемешанными суррогатами, показало, что происхождение мультифрактальности в сегменте преимущественно обусловлено дальнедействующей корреляцией колебаний внутри него. Проведенный анализ показал, что фрактальные свойства сейсмоакустических сигналов можно применять для определения момента прибытия сейсмической волны; оценки длительности сигнала; и выявления его разных фаз, таких как волны *P*-, *S*- и *CODA*, особенно в случае акустических сигналов с низкой амплитудой [28].

Методы статистической механики. Ещё одним направлением исследования акустического отклика приповерхностных осадочных пород на прохождение сейсмических волн от землетрясений стал анализ сейсмоакустических сигналов при помощи методов статистической механики. Исследования проводились с 2018 г. в пункте наблюдений «Карымшина» при помощи измерительного комплекса на основе сейсмоприемника А-1638. Проводилась оценка масштабов корреляций по фрагментам записей сейсмического сигнала [36]. Характеристики сейсмических событий были предоставлены Камчатским филиалом ФИЦ ЕГС РАН.

Рассматривались флуктуации амплитуды фрагмента записи сейсмического сигнала от землетрясения. На рис. 32а представлена запись землетрясения (2018.05.23 01:37:44.8, UTC; 55,07° N; 162,44° E), функция распределения плотности вероятностей и ее аппроксимация функцией нормального распределения (рис. 32б). Для построения функции распределения плотности вероятностей в качестве параметра выбрана флуктуация безразмерной величины:

$$(P - \langle P \rangle) / \sigma_P,$$

где скобки $\langle \rangle$ означают осреднение по времени,

$\sigma_P = (\langle P^2 \rangle - \langle P \rangle^2)^{1/2}$ — среднеквадратичное отклонение.

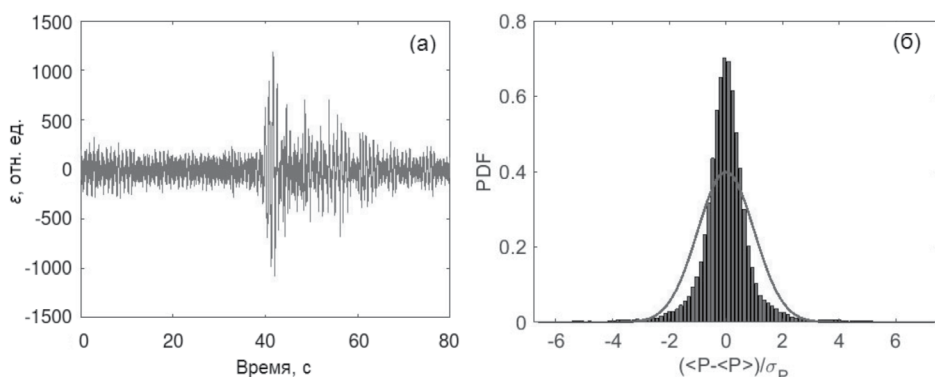


Рис. 32. (а) — фрагмент записи сейсмического события с характеристиками: 23.05.2018 01:37:44,8 UT; 55,07° N; 162,44° E и $K=14,2$, зарегистрированного геофоном в пункте наблюдений «Карымшина»; (б) — функция распределения плотности вероятностей и функция нормального распределения для этого события

Как видно, Гауссова функция $f(x) = \exp(-x^2/\sigma^2)$, где σ — стандартное отклонение исследуемых данных, не описывает форму экспериментальной функции распределения. Поэтому для исследования наблюдаемого сигнала акустической эмиссии, который сопровождает процесс разрушения при землетрясении, требуются уже другие законы распределения, способные описывать случайные процессы с памятью и дальними корреляциями.

Для определения характеристик случайных процессов предложено использовать структурные функции, введенные А.Н. Колмогоровым [38]. Если случайная функция задана рядом $x_1, x_2, x_3, \dots, x_n$, то структурная функция порядка q определяется формулой

$$S(k) = \frac{1}{n-k} \sum_{i=1}^{n-k} |(x_{k+i} - x_i)^q|.$$

В инерционном диапазоне, который много больше диссипативного и много меньше глобального, теория Колмогорова А.Н. предсказывает степенной закон зависимости структурной функции (момента порядка q) от масштаба. Согласно гипотезам, выдвинутым Колмогоровым А.Н., в инерционном интервале структурные функции зависят только от масштаба и скорости диссипации энергии [39] и определяют среднее значение возмущений определенного масштаба, который по порядку величины не превосходит расстояние между двумя точками рассматриваемых полей. Это свойство использовалось для определения возникающих масштабов корреляций.

Так, для записи сигнала от землетрясения, представленного на рис. 32а, поведение структурных функций порядка $q = 1 \div 7$ приведено на рис. 33а. Структурные функции при расчетах нормированы на функцию распределения. На рис. 33б представлены отношения моментов структурных функций к структурной функции третьего порядка.

На графиках структурных функций присутствуют заметные осцилляции. Каковы бы не были причины происхождения осцилляций, они оказываются коррелированными у структурных функций разных порядков [40]. Графики структурных функций на рис. 33а имеют одинаковую форму. Отношение структурных функций разных порядков к структурной функции третьего порядка обладает линейным участком (рис. 33б), который демонстрирует классическую автомодельность, причем степенная зависимость $S_q(t) \sim t_q$ наблюдается только на ограниченном интервале временных масштабов. Для рис. 33 эти времена автокорреляций составляют $\sim 10^{-2}$ с. Зная скорость распространения сейсмических волн можно перейти к линейным масштабам. Так, для региона Камчатка значение скорости P -волн изменяется в пределах 5–7 км/с [41, 42]. Таким образом, линейный масштаб возмущений, зарегистрированный геофоном, составляет 50–70 м.

Для оценки масштабов корреляции можно использовать свойства автокорреляционной функции. Если убывание значения автокорреляционной функции носит линейный или степенной характер, то такие ряды имеют долговременную память [43]. Так, для сигнала на рис. 32а была построена автокорреляционная функция в логарифмическом масштабе (рис. 34).

Из рисунка видно, что поведение функции имеет линейный участок, причем это сохраняется на том же ограниченном интервале временных масштабов, что и на рис. 32. Таким образом, возможно также получение оценок линейных масштабов корреляции. В этом случае оценка полностью совпадает с рассуждениями, приведенными к рис. 32: времена масштабов корреляции определяются на временах порядка примерно 10^{-2} с, что соответствует линейным масштабам возмущений 50–70 м.

В качестве продолжения исследования по данному направлению проведена работа по анализу спектра мощности сейсмического сигнала на протяжении всей записи землетрясения [37]. Использовались две гипотезы А.Н. Колмогорова [44]. Первая гипотеза говорит о том, что статистические свойства распределения F_n изотропной турбулентности

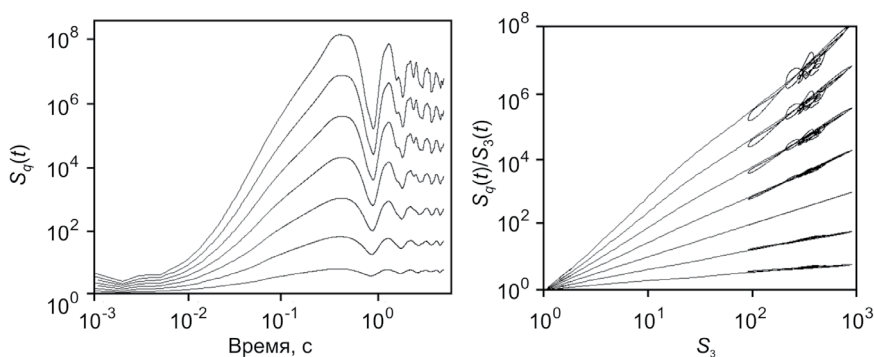


Рис. 33. (а) — структурные функции порядка $q=1,2,3,4,5,6,7$ (снизу вверх) для сигнала геоакустической эмиссии на рис. 32а; (б) — зависимость структурных функций разных порядков $q=1,2,3,4,5,6,7$ от структурной функции третьего порядка

локального масштаба L определяются скоростью диссипации энергии ϵ , кинематической вязкостью ν и самим масштабом L . Вторая гипотеза основывается на том, что диссипация энергии турбулентности универсальна на всем спектре для заданного течения, то есть энергетический спектр будет зависеть только от величин ϵ и L [39]. Так как масштаб связан с волновым числом k , можно получить:

$$E(k) = C\epsilon^{2/3}k^{-5/3}. \quad (3)$$

Формулу (3) называют законом Колмогорова, а входящий в нее множитель C — константой Колмогорова. Чтобы увидеть степенную зависимость, нужно построить соотношение (3) в логарифмических координатах (рис. 35).

На рис. 35 видно, что график имеет линейный участок, лежащий между масштабами L и λ , наклон которого соответствует показателю степени в формуле (3). Поскольку поступление энергии в поток происходит на макромасштабе k_L , а ее дальнейшая диссипация начинается на микромасштабах, т.е. между ними есть некоторый инерционный интервал, в котором происходят основные процессы турбулентности. Соответственно, наличие прямого участка спектра говорит о наличии развитой турбулентности у исследуемого потока. Подобный подход широко применяется к исследованию характеристик солнечного ветра [45, 46].

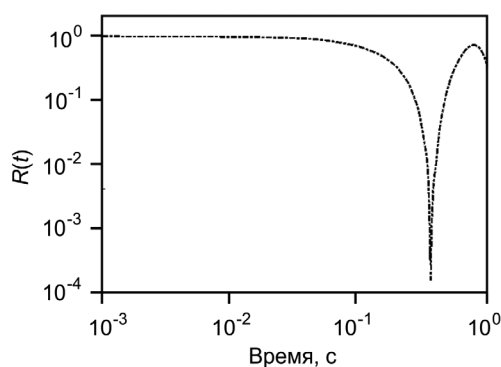


Рис. 34. Автокорреляционная функция для фрагмента записи сейсмического сигнала на рис. 32а

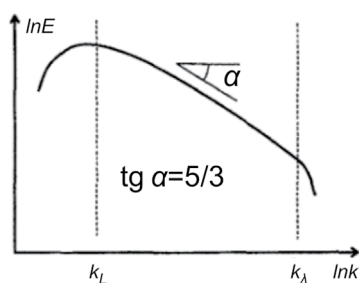


Рис. 35. Степенная зависимость закона Колмогорова, k_L — граница макромасштаба, k_A — граница микромасштаба

В качестве данных для исследования использовались фрагменты сейсмоакустических записей региональных землетрясений, зарегистрированных при помощи измерительного комплекса на основе сейсμοприемника А-1638 в пункте наблюдений «Карымшина» в 2019 году. Длительность каждого фрагмента — 5 минут, с началом за 2 минуты до прихода P -волны и окончанием — 3 минуты после него. Данные по землетрясениям были получены из регионального сейсмического каталога (Камчатский филиал ФИЦ ЕГС РАН, Каталог землетрясений Камчатки и Командорских островов (1962 г. — наст. вр.), <http://sdis.emsd.ru/info/earthquakes/catalogue.php>).

Для анализа сейсмических сигналов использовались характеристики модели Колмогорова, тангенс угла наклона спектра которой равен $-5/3$. На рис. 36а приведен пример записи сейсмического сигнала от землетрясения (03.01.2019 17:57:43,5, УТ; 53,14° N; 160,05° E; $K = 12,2$). На рис. 36б представлен его спектр мощности на отрезке 120–163 с и аппроксимация его линейных участков.

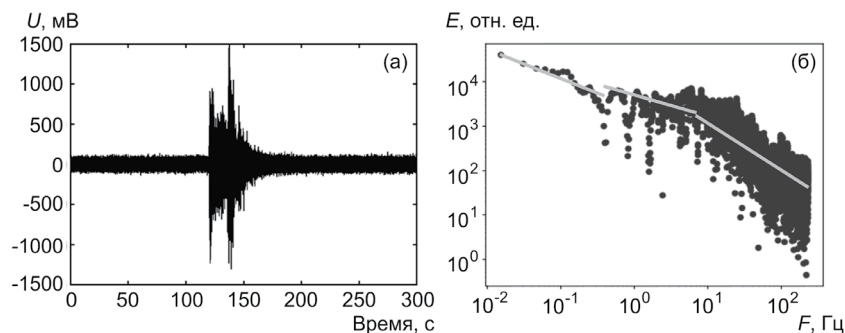


Рис. 36. (а) — фрагмент записи сейсмического сигнала от землетрясения (03.01.2019 17:57:43,5 53,14° N, 160,05° E); (б) — его спектр мощности и линейные аппроксимации спектра на трех участках

Как видно из рис. 36б, спектр делится на три участка, которые были аппроксимированы прямыми. Углы наклона данных участков соответственно равны $-0,65$; $-0,47$; $-1,05$. Ранее в [47] на примере спектров флуктуаций межпланетного магнитного поля было показано, что высокие показатели наклона спектра типичны для высокоскоростных потоков солнечного ветра.

Для исследования изменения угла наклона спектра мощности на интервале записи сейсмического события каждый спектр мощности вычислялся на интервале длиной 1024 точки. Каждый последующий спектр вычислялся на интервале той же длины, но сдвинутом на одну точку относительно предыдущего. На каждом интервале проводилось быстрое Фурье преобразование с оконной фильтрацией Хэмминга. Результат такого вычисления с фрагментом записи самого события представлены на рис. 37.

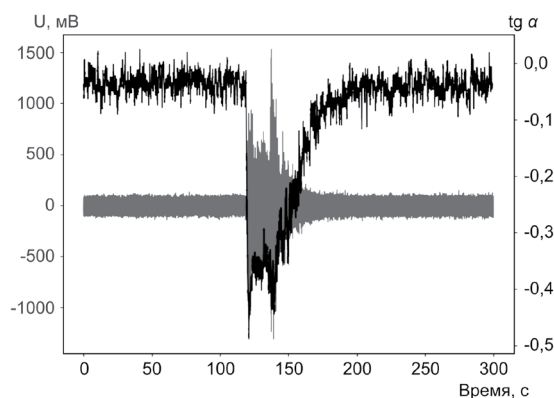


Рис. 37. Фрагмент записи сейсмического сигнала от землетрясения на рис. 36 и график значений тангенса угла наклона его спектра мощности

Как видно из рис. 37, колебания наклона спектра мощности до и после сейсмического события имеют около нулевые значения, которые соответствуют энергии сейсмического шума. Резкое укрупнение спектра мощности совпадает с приходом *P*-волны и зависит от ее энергии. Подобное падение связано с резкой концентрацией энергии в среде, а последующие за этим процессы диссипации обуславливают более плавный выход значения спектра мощности на около нулевой уровень. Несовпадение конца коды волны и выхода значения спектра мощности на прежний уровень говорит о том, что в среде продолжают происходить колебания, амплитуда которых сравнима с амплитудой колебаний сейсмического шума.

В результате проведенных исследований проанализированы фрагменты записей сейсмоакустических сигналов, зарегистрированных на Камчатке в пункте наблюдений «Карымшина» при помощи измерительной системы на основе пьезокерамического сейсмоприемника. Выявлено самоподобие структуры сейсмоакустического сигнала, обнаружено свойство автомодельности записей сигналов землетрясений, как свидетельство дальних корреляций и получена оценка их масштабов. Установлено, что в пункте наблюдений «Карымшина» регистрируется сейсмоакустический отклик приповерхностных осадочных пород на масштабах от первых десятков метров [36]. Построены спектры мощности сейсмических сигналов. Рассчитан тангенс угла наклона спектра мощности сейсмического сигнала в динамике в скользящем окне на интервале всей записи. Показано резкое укрупнение спектра мощности, совпадающее с приходом *P*-волны [37].

Особенности проявления совместного электрического и акустического отклика приповерхностных осадочных пород на сейсмические волны от землетрясений

Распространение сейсмических волн от землетрясений сопровождается деформацией приповерхностных пород, среди которых широко распространены осадочные породы. Ими покрыто около 80% поверхности континентов. Осадочные породы представляют сложно построенную полидисперсную влаго- и газонасыщенную пористую среду малой прочности и поэтому легко деформируются. Изменение напряженно-деформированного состояния осадочных пород под действием сейсмических волн сопровождается преобразованием механической энергии волн в энергию других физических полей. Среди этих преобразований хорошо известен сейсмoeлектрический эффект второго рода, который был обнаружен А. Г. Ивановым на породах осадочного комплекса. Он заключается в появлении электрического поля при смещении жидкой фазы относительно твердых фрагментов пород и нарушении при этом равновесного состояния в двойном электрическом слое, существующем на границе раздела фрагментов и жидкости. При дефор-

мации сейсмическими волнами происходят также относительные микросмещения фрагментов пород и взаимодействия их поверхностей, которые сопровождаются генерацией акустических сигналов с частотами до первых десятков килогерц. Сейсмоакустический эффект на частотах от первых сотен герц до первых десятков килогерц был обнаружен в ИКИР ДВО РАН на Камчатке.

В ИКИР ДВО РАН в 2018 г. впервые обнаружен совместный электрический и акустический отклик приповерхностных осадочных пород на прохождение сейсмических волн от землетрясений, который свидетельствует об одновременном преобразовании энергии волн в энергию электрического и акустического полей. Этот отклик является косейсмическим эффектом землетрясений, а сами породы можно рассматривать как одновременно работающий электрический и акустический сейсмограф. Он возникает в результате коллективной реакции на упругое деформирование плотно упакованных, имеющих широкий диапазон размеров фрагментов осадочных пород [48].

Совместное исследование двух разных по генезису, но имеющих общую деформационную природу сейсмоэлектрического и сейсмоакустического эффекта, полнее характеризует деформирование осадочных пород. Полученные результаты могут быть использованы для изучения их электрофизических и механических свойств, а также возникающих при тектоносейсмическом деформировании совместных возмущений высокочастотной геоакустической эмиссии и атмосферного электрического поля [33]. Сейсмические волны воздействуют на осадочные породы, которые находятся в механическом напряжении. Поэтому интенсивность преобразования механической энергии волн в энергию электрического и акустического полей будет во многом определяться не только структурой и текстурой пород, но и их напряженно-деформированным состоянием. Учитывая это, мониторинг сейсмоэлектрических и сейсмоакустических сигналов может быть актуален для слежения за напряженным состоянием приповерхностных осадочных пород в пункте наблюдений.

Наблюдения сейсмоэлектрического и сейсмоакустического эффекта проводились в пункте «Карымшина», расположенном в районе Верхне-Паратунской гидротермальной системы Южной Камчатки (рис. 38). Горизонтальные компоненты электрического поля регистрировались с помощью двух ортогональных измерительных линий длиной 10 м, ориентированных вдоль магнитного меридиана (N–S) и перпендикулярно к нему (E–W). В качестве электродов использовались свинцовые пластины размером $0,25 \times 1,0$ м, закопанные в грунт на глубину 1,0 м. Межелектродное сопротивление линии N–S было 10,5, а E–W — 8,7 кОм. Разность потенциалов между электродами подавалась на предварительный усилитель с входным сопротивлением 1 МОм, который находился возле измерительных линий.

В качестве приемника акустических сигналов использовался широкополосный пьезокерамический гидрофон, имевший чувствительность вместе с предварительным усилителем около 1 В/Па. Он был подвешен в искусственном водоеме размером $1 \times 1 \times 1$ м на глубине 0,5 м. Гидрофон имел диаграмму направленности 60° , был ориентирован вер-

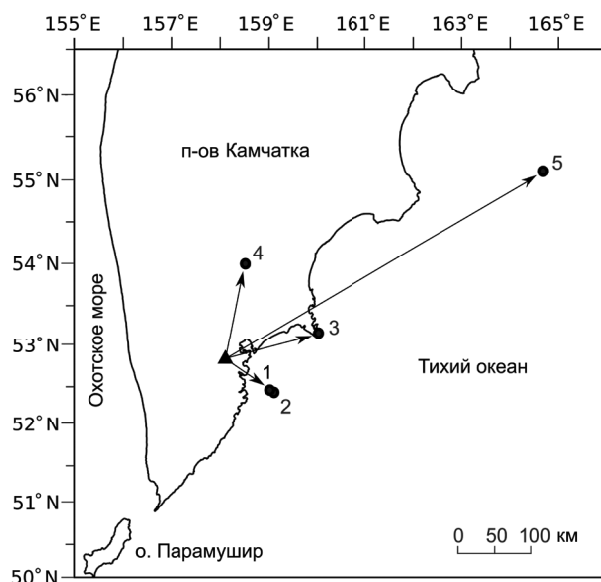


Рис. 38. Местонахождение пункта «Карымшина» (▲) и эпицентров землетрясений (●), при которых анализировались сейсмоэлектрические и сейсмоакустические сигналы. Параметры землетрясений см. в табл. 3. Стрелками указаны направления на эпицентры, азимутами стрелок являются их магнитные азимуты

тикально вниз и находился в точке пересечения измерительных линий для электрического поля.

Оцифровка электрических и акустических сигналов проводилась с помощью общей 8-канальной 16-разрядной профессиональной звуковой карты M-Audio Fast Track Ultra 8R с частотой дискретизации 48 кГц, что обеспечило синхронную регистрацию электрических и акустических данных. Диапазон регистрируемых частот всех сигналов был 0,1 Гц – 11 кГц.

По результатам бурения приповерхностные породы в пункте «Карымшина» являются осадочными с толщиной слоя примерно 50 м. В 170 м от гидрофона есть скважина №99–8 глубиной 19 м. Согласно оценке, источники акустических сигналов, возникающие на частотах от первых сотен герц до первых десятков килогерц, находятся на расстоянии до первых десятков метров от гидрофона. Учитывая все это, а также расстояние между электродами и глубину их в грунте, можно считать, что сейсмоэлектрические и сейсмоакустические сигналы генерировались в приповерхностных осадочных породах [48].

Формирование сейсмоэлектрического и сейсмоакустического отклика осадочных пород будет происходить следующим образом. Возмущения электрического поля появятся на частотах механического воздействия сейсмических волн. При использованной установке гидрофона продольная *P*-волна будет регистрироваться без существенных иска-

жений, так как при таком малом объеме водоема наличием рефракции можно пренебречь. У воды нет упругости формы и поперечная S -волна не будет распространяться в водоеме, но, вызывая горизонтальные и вертикальные смещения грунта, она будет воздействовать через подвеску на гидрофон и проявляться в получаемых данных. Поэтому рассматривались акустические сигналы, возникавшие только при прохождении P -волн. Частоты этих сигналов будут определяться размерами взаимодействующих в данный момент фракций пород, что обусловлено динамикой их деформирования сейсмическими волнами.

В табл. 3 даны параметры землетрясений, при которых анализировались сейсмoeлектрические и сейсмoeакустические сигналы. Параметры более слабых землетрясений №1–3 взяты из каталога Камчатского филиала ФИЦ ЕГС РАН (<http://sdis.emsd.ru/info/earthquakes/catalogue.php>). Указаны их энергетические классы K_s и локальные магнитуды M_l . Параметры более сильных сейсмических событий №4,5 взяты из каталога NEIC (<https://earthquake.usgs.gov/earthquakes/search/>). Во всех случаях дано расстояние от пункта «Карымшина» до эпицентра землетрясения R и азимут на эпицентр A . Местонахождение эпицентров с номерами, указанными в табл. 3, представлено на рис. 38.

Таблица 3. Параметры землетрясений

№	Дата, время, UT	Широта, ° N	Долгота, ° E	Глубина, км	K_s	Магнитуда	R , км	A°
1	08.02.2019 17:08:35	52,42	159,05	59	12,0	5,3 M_l	76	131,9
2	14.02.2019 18:24:27	52,39	159,13	58	11,2	4,9 M_l	82	131,6
3	03.01.2019 17:57:43	53,14	160,05	58	12,2	5,4 M_l	133	80
4	30.01.2016 03:25:12	53,978	158,546	177,0		7,2 mww	131	1
5	20.12.2018 17:01:55	55,100	164,699	16,6		7,3 mww	498	6

Зарегистрированные при прохождении сейсмических волн электрические и акустические сигналы рассматривались в разных частотных диапазонах и вычислялись их спектрограммы. Результаты анализа представлены на рис. 39–42. На них отмечены время возникновения землетрясения и вступления от него P - и S -волны на сейсмической станции «Карымшина» Камчатского филиала ФИЦ ЕГС РАН, которая находится в 250 м от пункта наших наблюдений.

Для анализа сильных землетрясений №4, 5 (табл. 3) дополнительно были использованы фрагменты записей трехкомпонентного широкополосного велосиграфа, установленного на сейсмической станции «Камышнина» Камчатского филиала ФИЦ ЕГС РАН. Рассматривались три компоненты смещения и скорости смещения грунта на временном интервале от двух минут до момента прихода продольной P -волны и десяти минут после него.

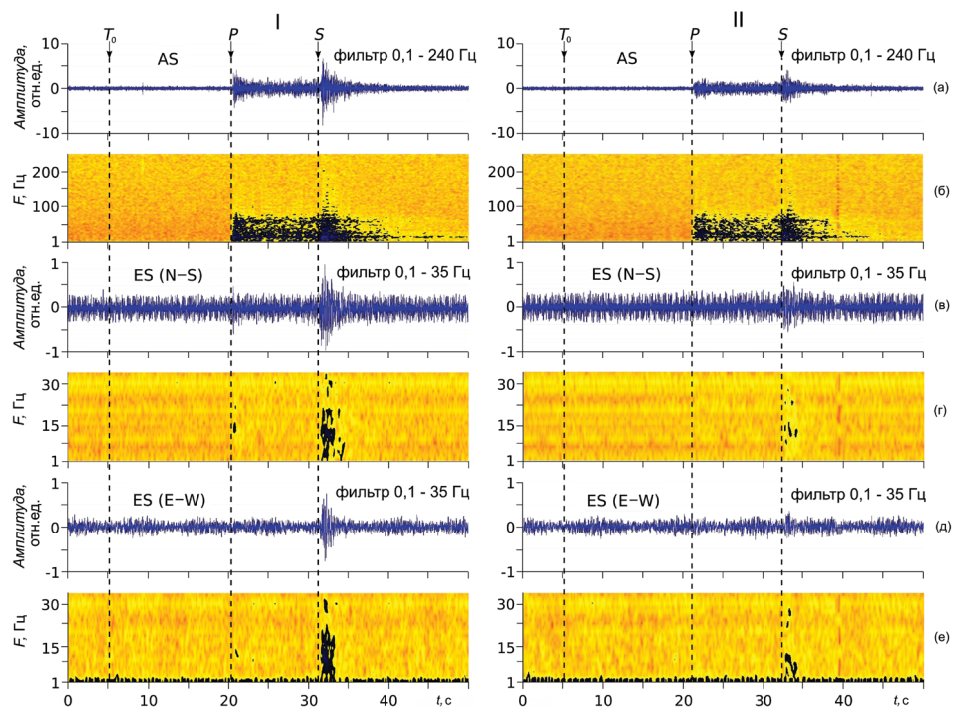


Рис. 39. Результаты анализа акустического и электрического сигналов, зарегистрированных при прохождении сейсмических волн от землетрясения №1 (рис. 38, табл. 3) — I и №2 (рис. 38, табл. 3) — II. Стрелками отмечены время возникновения землетрясений T_0 и вступления от него продольной P - и поперечной S -волны. AS — акустический, ES — электрический сигнал; (а, в, д) — регистрограммы сигналов; (б, г, е) — их спектрограммы, соответственно

Землетрясения №1, 2 (рис. 38, табл. 3). Рис. 39 иллюстрирует результаты анализа акустического и электрического сигналов, зарегистрированных при прохождении сейсмических волн от двух близких землетрясений. Землетрясение №2 произошло через 6 суток после землетрясения №1, и было вызвано сейсмогенерирующим объемом пород, который находился вблизи очаговой области землетрясения №1. Эти парные землетрясения интересны тем, что как источник сейсмоакустического и сейсмoeлектрического сигналов они имеют общую пространственную локализацию очагов, но отличаются по энергии. Рассматривая их, можно уверенно говорить о зависимости акустического и элек-

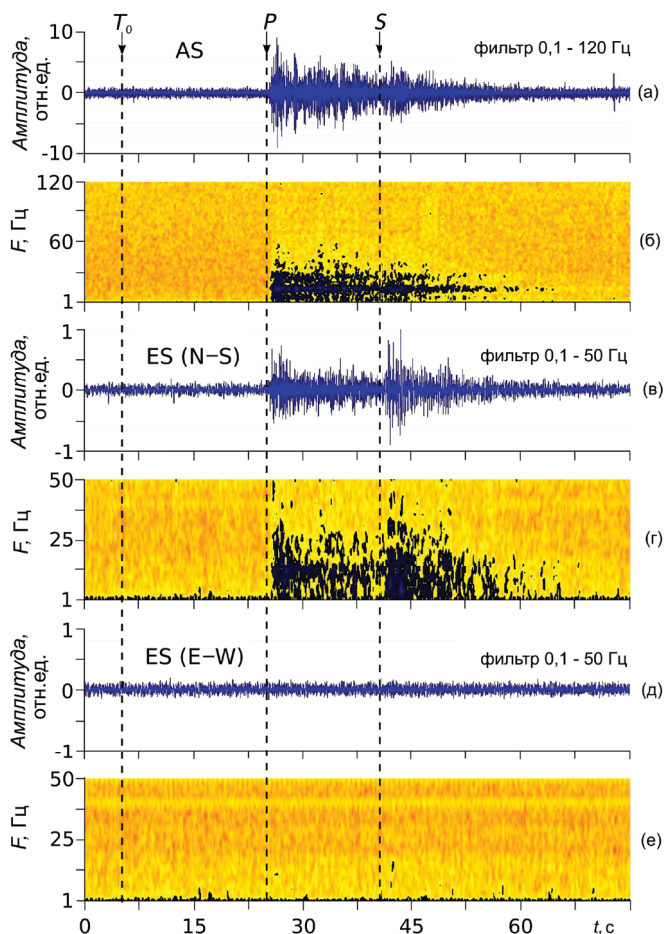


Рис. 40. Результаты анализа акустического и электрического сигналов, зарегистрированных при прохождении сейсмических волн от землетрясения № 3 (рис. 38, табл. 3). *AS* — акустический, *ES* — электрический сигнал; (а, в, д) — регистрограммы сигналов; (б, г, е) — их спектрограммы, соответственно. Обозначение стрелок см. в подписи к рис. 39

трического отклика осадочных пород от энергии землетрясения. Кроме того, за такой малый промежуток времени не могли существенно измениться механические и электрофизические свойства этих пород и характеристики сейсмоакустического и сейсмоэлектрического преобразований в пункте наблюдений.

Землетрясение № 1 было по энергии в 6 раз сильнее землетрясения № 2 и, как видно на рис. 39, оба отклика осадочных пород были при землетрясении № 1 более сильными. При обоих землетрясениях акустический отклик на *P*-волну был меньше 60 Гц, а электрический отклик был намного слабее, чем на *S*-волну. Интенсивность электрического отклика на каналах N-S и E-W была примерно одинаковой, но при землетрясении № 2 она была значительно слабее. Это можно

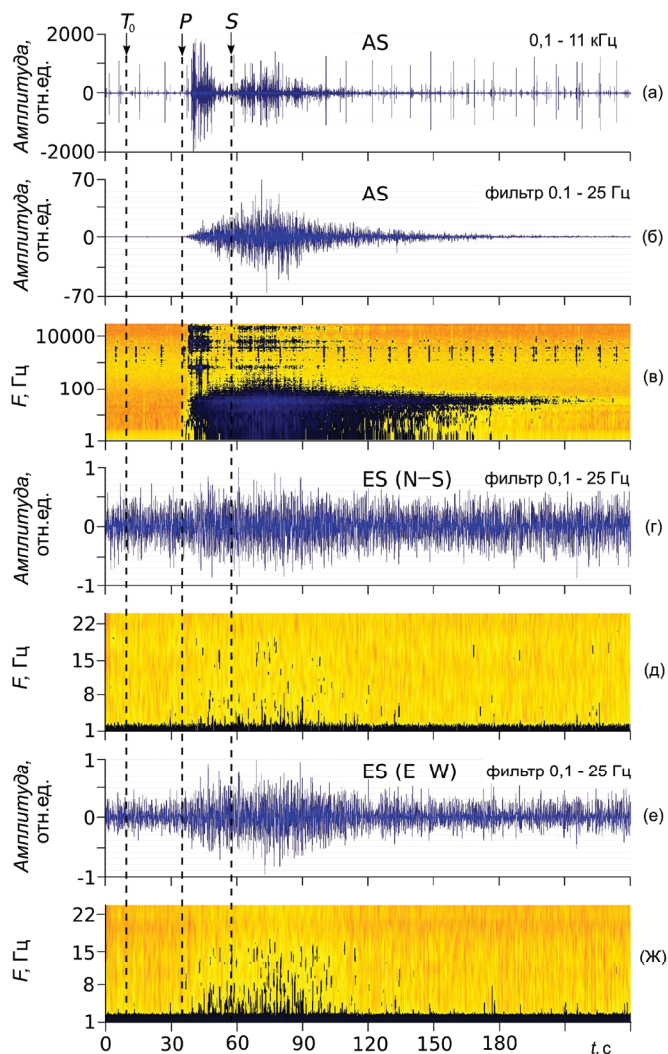


Рис. 41. Результаты анализа акустического и электрического сигналов, зарегистрированных при прохождении сейсмических волн от землетрясения № 4 (рис. 38, табл. 3). *AS* — акустический, *ES* — электрический сигнал; (а, б, г, е) — регистрограммы сигналов; (в, д, ж) — их спектрограммы, соответственно. Обозначение стрелок см. в подписи к рис. 39

объяснить одинаковыми магнитными азимутами, то есть одинаковыми направлениями на эпицентры землетрясений. Наибольшая частота электрического сигнала при прохождении *S*-волны достигала 35 Гц.

Землетрясение № 3 (рис. 38, табл. 3). Результаты анализа сейсмоакустического и сейсмoeлектрического сигналов, зарегистрированных

при этом землетрясении, представлены на рис. 40. Как при землетрясениях № 1, 2, акустический отклик осадочных пород на P -волну был меньше 60 Гц. Электрический отклик имел сильную анизотропию, которая заключается в наличии интенсивного сигнала на канале N–S и почти полном отсутствии на E–W (рис. 40в–е). На канале N–S близкий по интенсивности сигнал наблюдался при прохождении обоих типов сейсмических волн, а его наибольшая частота достигала 50 Гц.

Землетрясения № 4, 5 (рис. 38, табл. 3). Землетрясения № 1–3 являются умеренными по энергии, с одинаковой глубиной очага локальными землетрясениями. Для изучения сейсмоакустического и сейсмоэлектрического отклика осадочных пород важно знать эти отклики при сильных землетрясениях. В качестве их рассматривались сейсмические события № 4 и 5, которые имеют почти одинаковую магнитуду, но разную глубину очага и расстояние до эпицентра.

На рис. 41 представлены результаты анализа сейсмоакустического и сейсмоэлектрического сигналов, зарегистрированных при землетрясении № 4. На спектрограмме акустического сигнала (рис. 41в) хорошо видно, что при прохождении P -волны акустическая энергия выделялась в трех частотных кластерах. Кроме низкочастотного кластера примерно до 100 Гц, были два кластера на частотах примерно 0,1–1 кГц и 1–11 кГц. Они свидетельствуют о преобразовании низкочастотной энергии сейсмических волн в значительно более высокочастотную энергию акустических сигналов. Такое преобразование возникает, по видимому, при взаимодействии между собой самых мелких фракций осадочных пород. Как видно на спектрограммах электрического сигнала (рис. 41д,ж), электрическая энергия выделилась на частотах до 15–20 Гц и интенсивность выделения больше на канале E–W. Отметим, что при прохождении P - и S -волн от этого землетрясения в 250 м от нашего пункта на глубине 1,3 м в грунте тоже были зарегистрированы электрические сигналы.

Рис. 42 иллюстрирует результаты анализа акустического и электрического сигналов, зарегистрированных при прохождении сейсмических волн от землетрясения № 5. В отличие от землетрясения № 4, при прохождении P -волны здесь нет килогерцовых акустических кластеров (рис. 42в). Электрический отклик имеет такую же, как при землетрясении № 3, анизотропию, которая заключается в наличии значительного сигнала на канале N–S и почти полном отсутствии на E–W (рис. 42г–ж). Это связано, вероятно, с близкими направлениями на эпицентры землетрясений № 3, 5 относительно измерительных линий для электрического поля. Электрический отклик при землетрясении № 5 был до 20–22 Гц. Сильный электрический сигнал в момент времени ≈ 94 с (рис. 42г–е) вызван, по данным электромагнитных наблюдений в пункте «Карымшина», группой сильных атмосфериков.

Рис. 43 иллюстрирует поведение модуля вектора смещения $|S|$, модуля вектора скорости смещения $|V|$ и спектральную плотность модуля вектора скорости смещения S_x грунта во время прохождения P -волны от землетрясений № 4, 5. Из сопоставления значений (рис. 43а,г) видно, что наибольшее смещение грунта наблюдается при землетрясении № 4.

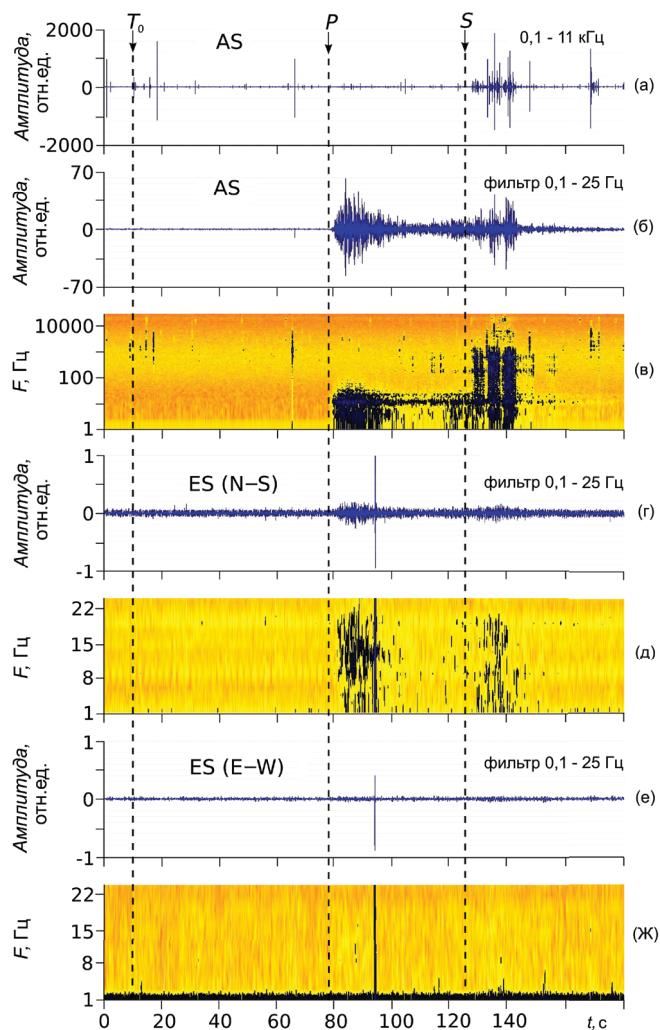


Рис. 42. Результаты анализа акустического и электрического сигналов, зарегистрированных при прохождении сейсмических волн от землетрясения № 5 (рис. 38, табл. 3). AS — акустический, ES — электрический сигнал; (а, б, г, е) — регистрограммы сигналов; (в, д, ж) — их спектрограммы, соответственно. Обозначение стрелок см. в подписи к рис. 39

Средние значения $|S|$ во время этих землетрясений отличаются не более, чем в 3 раза. Существенное различие имеется в поведении $|V|$ (рис. 43б,е). Как видно на рис. 43б, при землетрясении № 4 есть хорошо выраженные, имеющие большую амплитуду, вариации $|V|$, частота которых равна 3,0 Гц (рис. 43в). Такие вариации $|V|$ отсутствуют при землетрясении № 5 (рис. 43д,е).

Несмотря на близкие значения магнитуды землетрясений № 4, 5 акустический отклик осадочных пород проявился по-разному. Энергия,

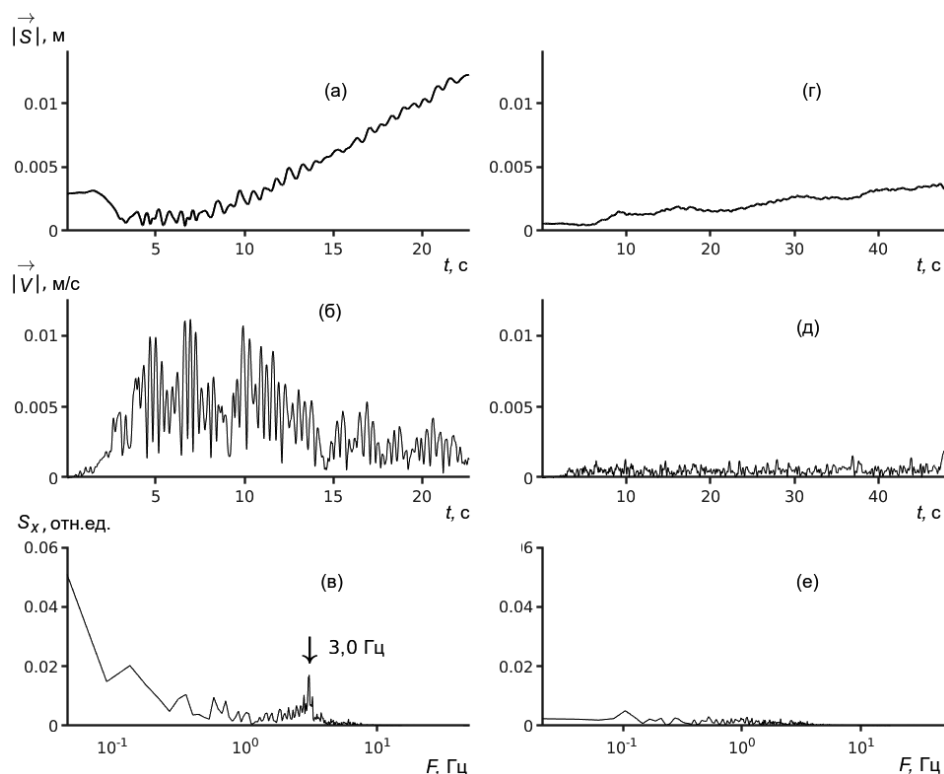


Рис. 43. Прохождение P -волны от землетрясений № 4, 5 на сейсмической станции «Карымшина»: (а, г) — модуль вектора смещения $|S|$ грунта; (б, д) — модуль вектора скорости смещения грунта $|V|$; (в, е) — спектральная плотность модуля вектора скорости смещения S_x грунта

выделившаяся при этих землетрясениях в виде сейсмических волн, почти одинакова и отсутствие высокочастотных кластеров в случае землетрясения № 5 можно объяснить большим расстоянием до его эпицентра. Очевидно, проявляется затухание сейсмических волн, что подтверждается уменьшением амплитуды значений $|S|$ и $|V|$ при прохождении P -волн от этого землетрясения (рис. 43а,г и рис. 43б,д соответственно).

Появление высокочастотного акустического отклика осадочных пород (рис. 41в) может быть связано с вариациями модуля вектора скорости смещения грунта $|V|$, которые наблюдались при прохождении P -волны от землетрясения № 4 (рис. 43б). Эти вариации, как отмечено выше, были на частоте 3,0 Гц. При землетрясении № 5, когда такого отклика не было, они отсутствовали. По нашему мнению, данные вариации могут быть связаны с относительными проскальзываниями фрагментов осадочных пород при усилении их деформирования [49]. Во время деформационных и акустических наблюдений на станции «Карымшина» [35] обнаружено, что акустические сигналы в килогерцовом диапазоне частот возникают в результате потери сцепления фрагментов этих

пород и появления проскальзываний.

Таким образом, обнаружены следующие особенности проявления электрического и акустического отклика приповерхностных осадочных пород на сейсмические волны от рассмотренных землетрясений [48, 49]:

1. При двух умеренных близких землетрясениях № 1, 2 с пространственной локализацией очагов, но разной энергией обнаружена зависимость интенсивности проявления откликов от энергии землетрясения.
2. При сильном удаленном землетрясении № 5 и умеренном локальном землетрясении № 3 с близкими направлениями на эпицентры есть одинаковая анизотропия электрического отклика. Она заключается в наличии значительного сигнала на канале N–S и почти полном отсутствии на E–W. При землетрясениях № 1, 2 с одинаковыми направлениями на эпицентры, интенсивность электрического отклика на каналах N–S и E–W, несмотря на разную энергию землетрясений, одинакова.
3. При сильных сейсмических событиях № 4, 5, имеющих близкую энергию выделившихся сейсмических волн, есть сильное отличие акустического отклика осадочных пород на *P*-волну. Оно заключается в наличии килогерцовых кластеров при относительно близком и глубоком землетрясении № 4 и отсутствии их при удаленном мелкофокусном землетрясении № 5. Обнаружено, что появление акустического отклика в килогерцовом диапазоне частот хорошо согласуется с поведением модуля вектора скорости смещения грунта и его спектром.

Литература

1. Марапулец Ю.В., Шевцов Б.М. Мезомасштабная акустическая эмиссия. Владивосток: Дальнаука. — 2012. — 126 с.
2. Марапулец Ю.В., Щербина А.О. Оценка ориентации оси наибольшего сжатия пород с использованием точечной приемной системы на основе комбинированного приемника // Акустический журнал. — 2018. — Т. 64. — №6. — С. 703–711.
3. Гордиенко В.А. Векторно-фазовые методы в акустике. М.: Физматлит, 2007. — 480 с.
4. Acoustic emission inspection: Technical Report / Physical Acoustics Corporation; A. A. Pollock; № TR-103-96-12/98. — 1989.
5. Shcherbina A.O., Solodchuk A.A. Methods for spatial direction finding of geoacoustic signals at Mikizha Lake in Kamchatka // E3S Web of Conferences. — 2018. — Vol. 62. — 03004. — 7 p.
6. Shcherbina A.O., Solodchuk A.A. Estimation of the power of geoacoustic emission sources registered in Mikizha Lake, Kamchatka region // E3S Web of Conferences. — 2019. — Vol. 127. — 03003. — 5 p. DOI: 10.1051/e3sconf/201912703003.
7. Щербина А.О., Солодчук А.А. Оценка мощности источников геоакустической эмиссии, зарегистрированной в оз. Микижа (Камчатский край) // Труды Всероссийской акустической конференции. — СПб.: ПОЛИТЕХ-ПРЕСС, 2020. — с. 643–647
8. Sparse approximation methods and their parallel implementation / A. A. Kim, O. O. Lukovenkova, Yu. V. Marapulets [et al.] // 2018 3rd Russian-Pacific Conference on Computer Technology and Applications (RPC). — 2018. — 5 p. DOI: 10.1109/RPC.2018.8482184
9. Overview of processing and analysis methods for pulse geophysical signals / O. Lukovenkova, Yu. Senkevich, A. Solodchuk [et al.] // E3S Web of Conferences. — 2020. — Vol. 196. — 02023. — 11 p. DOI: 10.1051/e3sconf/202019602023
10. A complex method for automatic detection of geoacoustic emission pulses preceding earthquakes / O. Lukovenkova, Yu. Marapulets, A. Tristanov [et al.] // 2018 International Multi-Conference on Industrial Engineering and Modern Technologies (FarEastCon). — 2018. — 4 p. DOI: 10.1109/FarEastCon.2018.8602865

11. Оптимизация метода адаптивного согласованного преследования для анализа сигналов геоакустической эмиссии / О. О. Луковенкова, Ю. В. Марапулец, А. Б. Тристанов [и др.] // Вестник КРАУНЦ. Физ.-мат. науки. — 2018. № 4(24). — С. 197–207. DOI: 10.18454/2079-6641-2018-24-4-197-207
12. Mallat S., Zhang Z. Matching pursuits with time-frequency dictionaries // IEEE Transactions on Signal Processing. — 1993. — Vol. 41. — № 12. — P. 3397–3415. DOI: 10.1109/78.258082
13. Senkevich Yu. I. The use of the empirical mode decomposition method to clean and restoration acoustic emission signal // E3S Web of Conferences. — 2018. — Vol. 62. — 03008. — 12 p. DOI: 10.1051/e3sconf/20186203008.
14. Солодчук А. А., Луковенкова О. О. Методика анализа частотно-временной структуры сигналов высокочастотной геоакустической эмиссии // Труды XXXII Сессии Российского акустического общества, Москва, 14–18 октября 2019. — С. 999–1005.
15. Lukovenkova O., Solodchuk A. Analysis of geoacoustic emission and electromagnetic radiation signals accompanying earthquake with magnitude $M_w = 7.5$ // E3S Web of Conferences. — 2020. — Vol. 196. — 03001. — 12 p. DOI: 10.1051/e3sconf/202019603001
16. Blanc E. Observations in the upper atmosphere of infrasonic waves from natural or artificial sources. A summary // Ann. geophys. — 1985. — V. 3. — № 5. — P. 673–687.
17. Ковалевский В. В. Исследование акустических волновых полей, генерируемых поверхностными сейсмическими вибраторами // Акустический журнал — 2005. — Т. 51. — Приложение. — С. 92–102.
18. Афраймович Э. Л., Косогооров Е. А., Плотников А. В., Уралов А. М. Параметры ударно-акустических волн, генерируемых при землетрясениях // Физика Земли. — 2001. — № 6. — С. 16–28.
19. V. V. Adushkin, A. A. Spivak, S. B. Kishkina, D. N. Loktev, S. P. Solovev // Izvestiya. Physics of the Solid Earth. — 2006. — Vol. 42. — № 7. — P. 567–584.
20. V. A. Gordienko, T. V. Gordienko, N. V. Krasnopistsev, A. V. Kuptsov, I. A. Larionov, Yu. V. Marapulets, B. M. Shevtsov, A. N. Rutenko // Acoustical physics. — 2008. — Vol. 54. — № 1. — P. 82–93.
21. Kuznecov V. V., Plotkin V. V., Khomutov S. Yu. // Dokl. Earth. Sci. — 2000. — Vol. 370. — № 2. — P. 129–134.
22. Kuptsov A. V. Variations in the geoacoustic emission pattern related to earthquakes on Kamchatka // Izvestiya. Physics of the Solid Earth. — 2005. — V. 41. — № 10. — P. 825–831.

23. Marapulets Yu. V., Shevtsov B. M., Larionov I. A., Mishchenko M. A., Shcherbina A. O., and Solodchuk A. A. Geoacoustic emission response to deformation processes activation during earthquake preparation // Russian Journal of Pacific Geology. — 2012. — Vol. 6. — № 6. — P. 457–464.
24. Marapulets Yu.V. High-frequency acoustic emission effect // Bulletin KRASEC. Phys. and Math. Sci. — 2015. — Vol. 10. — № 1. P. 39–48.
25. И.А. Ларионов, Ю.В. Марапулец. Некоторые особенности атмосферно-литосферного наблюдения акустического излучения в пункте «Карымшина» на Камчатке // Вестник КРАУНЦ. Физ.-мат. науки. — 2019. — Т. 26. — № 1. — С. 94–99. DOI: 10.26117/2079-6641-2019-26-1-94-99.
26. Larionov I., Marapulets Yu., Mishchenko M. Results of atmospheric-lithospheric observations of acoustic radiation in Kamchatka // E3S Web of Conferences. — 2019. — Vol. 127. — 02023. — 5 p. DOI: 10.1051/e3sconf/201912702023.
27. Larionov I.A., Marapulets Yu.V., Shevtsov B.M. Features of the Earth surface deformations in the Kamchatka peninsula and their relation to geoacoustic emission // Solid Earth. — 2014. — № 5. — С. 1293–1300.
28. Imashev S., Mishchenko M., Cheshev M. Fractal analysis of seismoacoustic signals of near-surface sedimentary rocks in Kamchatka // Geofizika. — 2019. — Vol. 36. № 2. — P. 153–169. DOI: 10.15233/gfz.2019.36.15.
29. Mishchenko M., Marapulets Yu., Larionov I. [et al.] Joint analysis of low-frequency geoacoustic and deformation signals // E3S Web of Conferences. — 2018. — Vol. 62. — 02009. — 5 p. DOI: 10.1051/e3sconf/20186202009
30. Ларионов И.А., Малкин Е.И., Марапулец Ю.В., Мищенко М.А., Солдчук А.А. Макет автоматизированного аппаратно-программного комплекса для оперативного мониторинга, идентификации и анализа геофизических сигналов // Вестник КРАУНЦ. Физ.-мат. науки. — 2018. — №24. — С. 213–225. DOI: 10.18454/2079-6641-2018-24-4-213-225.
31. Larionov I. Complex atmospheric-lithospheric observations of acoustic emission at «Karymshina» site in Kamchatka // E3S Web of Conferences. — 2017. — Vol. 20. — 02006. — 5 p. DOI: <https://doi.org/10.1051/e3sconf/20172002006>.
32. Совместное возмущение геоакустической эмиссии, радона, торона и атмосферного электрического поля по данным наблюдений на камчатке / О.П. Руленко, Ю.В. Марапулец, Ю.Д. Кузьмин, А.А. Солдчук // Физика Земли. — 2019. — №5. — С. 76–86. DOI: 10.31857/S0002-33372019576-86.

33. Marapulets Y., Rulenko O. Joint Anomalies of High-Frequency Geoacoustic Emission and Atmospheric Electric Field by the Ground — Atmosphere Boundary in a Seismically Active Region (Kamchatka) // Atmosphere. — 2019. — 10. — 267. DOI: 10.3390/atmos10050267.
34. Larionov I., A., Marapulets Y., V., Shevtsov B., M. Features of the Earth surface deformations in the Kamchatka peninsula and their relation to geoacoustic emission // Solid Earth. — 2014. — № 5. P. 1293–1300.
35. Долгих Г.И., Купцов А.В., Ларионов И.А. и др. Деформационные и акустические предвестники землетрясений // ДАН. — 2007. — Т. 413. — № 1. — С. 96–100.
36. Сычев В. Н. и др. Оценка масштабов дальних корреляций по сигналам сейсмоакустической эмиссии приповерхностных осадочных пород на Камчатке // Вестник КРАУНЦ. Физ.-мат. науки. — 2019. — Т. 19. — № 4. — С. 190–200.
37. Сычев В. Н. и др. К вопросу анализа сигналов сейсмоакустической эмиссии приповерхностных осадочных пород на Камчатке // Вестник КРАУНЦ. Физ.-мат. науки. — 2021. — Т. 34. — № 1. — С. 88–96.
38. Колмогоров А. Н. Рассеяние энергии при локально изотропной турбулентности // Доклады АН СССР. — 1941. — Т. 32. — № 1. — С. 19–21.
39. Фрик П. Г. Турбулентность: модели и подходы. — Москва–Ижевск.: Институт компьютерных исследований, 2003. — 292 с.
40. Фриш У.. Турбулентность. Наследие А.Н. Колмогорова / Перевод с англ. А.Н. Соболевского под редакцией М.Л. Бланка. — М.: ФА-ЗИС, 1998. — 346 с.
41. Аносов Г. И. и др. Глубинное сейсмическое зондирование Камчатки. — Москва.: Наука, 1978. — 130 с.
42. Нурмухамедов А. Г. и др. Границы литосферы на Камчатке по данным метода обменных волн землетрясений // Вестник КРАУНЦ. Науки о Земле. — 2016. — Т. 29. — № 1. — С. 32–52.
43. Яновский Л. П., Буховец А. Г. Введение в эконометрику: учебное пособие. 3-е изд., стер. — М.: КНОРУС, 2015, — 256 с.
44. Колмогоров А. Н. Локальная структура турбулентности в несжимаемой вязкой жидкости при очень больших числах Рейнольдса // Доклады АН СССР. — 1941. — Т. 30. — № 4. — С. 476–481.
45. Рязанцева М. О. и др. Переमेжаемость плотности солнечного ветра вблизи межпланетной ударной волны // Геомагнетизм и аэрономия. — 2017. — Т. 57. № 6. — С. 696–705.

-
46. Рязанцева М. О. и др. Особенности спектральных характеристик плазменных флуктуаций в различных крупномасштабных потоках солнечного ветра // Геомагнетизм и аэрономия. — 2019. — Т. 59. № 2. — С. 139–147.
 47. Bruno R., Trenchi L., Telloni D. Spectral Slope Variation at Proton Scales from Fast to Slow Solar Wind // *Astrophys J. Lett.* — 2014. — Vol. 793. — № 1. — 15 p.
 48. Muratov P. V., Rulenko O. P., Marapulets Yu. V. Manifestation features of near-surface sedimentary rock electric and acoustic responses on seismic waves from earthquakes // *E3S Web of Conferences.* — 2019. — Vol. 127. — 02015. — 8 p. DOI: 10.1051/e3sconf/201912702015.
 49. Mishchenko M. A., Rulenko O. P., Marapulets Yu. V. Some features of acoustic and electric responses of near-surface sedimentary rocks during deformations by seismic waves from strong earthquakes ($M_w > 6.5$) // *E3S Web Conferences.* — 2020. — 196. — 02028. DOI: 10.1051/e3sconf/202019602028

Влияние процессов на Солнце, литосфере и нижних слоях атмосферы на параметры ионосферы

Богданов В.В., Живетьев И.В., Павлов А.В.

Исследования динамических процессов в средней, верхней атмосфере и в различных областях магнитосферы Земли, а также изучение влияния солнечной активности на формирование геофизических процессов занимают в настоящее время одно из важных мест в науке о Земле и постоянно находятся в центре внимания научной общественности. Сформировавшееся понимание, что Земля и околоземное пространство представляет собой открытую физическую систему, дало возможность по-новому взглянуть как на уже полученную, так и на непрерывно поступающую информацию с наземных и космических средств наблюдения. Так как реальная физическая система непрерывно обменивается с внешней средой энергией, веществом, импульсом, энтропией и т.д., то процессы, развивающиеся в атмосфере и магнитосфере, естественно рассматривать с позиций существования непрерывного физического воздействия, имеющего, по отношению к ним, внешнее происхождение. К таким внешним воздействиям, проявление которых на разных уровнях атмосферы исследуется в лаборатории физики атмосферы ИКИР ДВО РАН, относятся явления, инициированные солнечными и литосферными процессами. Научный интерес к проблемам исследования механизмов взаимодействия атмосферы, околоземного космического пространства и литосферы определяется тем, что результаты таких исследований крайне важны для решения целого ряда фундаментальных и прикладных научных задач физики атмосферы, ионосферы, магнитосферы, распространения радиоволн и практических задач обеспечения, в конечном счете, безопасной жизнедеятельности на Земле.

Запуски КА с научной аппаратурой в околоземное и межпланетное пространство привели к серьезным открытиям, позволившим иначе взглянуть на геофизические явления и выделить роль Солнца в их формировании. Активные процессы на Солнце сопровождаются электромагнитным излучением в широком диапазоне частот, генерацией солнечных космических лучей (СКЛ) и выбросом в межпланетное пространство огромных потоков плазмы с вмороженным в нее магнитным полем, названных солнечным ветром. Солнечный ветер достигает ор-

биты Земли и, взаимодействуя с ее магнитным полем, образует магнитосферу, полярные каспы, нейтральный токовый слой в хвосте и т.д. и является источником многих явлений, которые от внешней границы магнитосферы, определяемой положением ударной волны, через различные геосферные оболочки, трансформируясь и преобразуясь, распространяются к поверхности нашей планеты. Эти явления задают направление развитию многих интересных и важных процессов, в той или иной мере влияющих на эко- и биосистемы Земли. Была осознана важность и необходимость дальнейших исследований по изучению влияния Солнца на околоземное пространство и взаимодействие геосферных оболочек.

Наряду с фундаментальными открытиями, осуществленными с помощью КА, появилась серьезная проблема, связанная с надежностью и ресурсом их работы при эксплуатации в натурных условиях. Как показал опыт, двигаясь по орбите, КА пересекают различные геосферные оболочки и непрерывно подвергаются воздействию волновой и корпускулярной радиаций в виде высокоэнергичных заряженных частиц, солнечных и галактических космических лучей. Такое взаимодействие не проходит для аппаратов бесследно и приводит к дифференциальному и объемному заряджению (электризации) и, как следствие, к эрозии диэлектрических и защитных элементов конструкции КА. Эксплуатация КА показала, что электризация ответственна за целый ряд сбоев и катастрофических отказов в работе не только научной, но и штатной, отвечающей за нормальную работу всего спутника, аппаратуры. Поэтому эксплуатация КА поставила не только перед конструкторами задачу по разработке методов и рекомендаций по их защите от нежелательного действия активной внешней среды, но и перед учеными была сформулирована серьезная проблема, связанная с необходимостью объяснить причины и механизмы проникновения на ионосферные (сотни км) и в магнитосферные высоты (тысячи км) возмущений, которые формируются в сейсмоопасных областях литосферы. Активные процессы на Солнце проявляются в околоземном космическом пространстве и ответственны за развитие магнитосферных и ионосферных бурь. В процессе развития магнитосферных бурь в магнитосфере и ионосфере происходит формирование различных токовых систем, что приводит, в свою очередь, к возбуждению индукционных токов в земной коре. Интересное явление наблюдается в субавроральной ионосфере (область ионосферы, которая примыкает со стороны экватора к авроральному овалу). Это явление получило название поляризационный джет (ПД). В этой области наблюдаются узкие потоки быстрых ионов на высотах области F ионосферы, которые проявляются на фоне крупномасштабной плазмы во время суббурь. Формирование ПД ответственно за целый ряд структурных изменений в ионосфере - появление плазменных неоднородностей, формирование глубокого провала на высоте F-слоя, изменения состава ионосферы. В свою очередь, это является причиной изменения условий распространения радиоволн и ответственно за изменение космической погоды.

Структура ионосферы, распределение ее параметров по высоте и

по составу определяется плотностью атмосферы и ее химическим составом, спектральными характеристиками солнечного излучения.

Одновременно с регулярными изменениями параметров ионосферы, соответствующих суточному и сезонному ходу, а также определяемых активностью Солнца, в сейсмоактивных регионах Земли может наблюдаться также и аномальное поведение распределения таких характеристик ионосферы, как критические частоты f_oF2 , f_oE_S и f_oE , соответствующих им действующих высот h' , в эффектах проявления турбулизации слоев $F2$ и E_S (F – *spread* и E_S – *spread*) и т.д., наблюдаемых накануне землетрясения и задаваемых литосферно-ионосферными взаимодействиями. Современными исследованиями установлено, что земная кора активно влияет на физические процессы, протекающие в верхних геосферных оболочках. Установлено, что период, предшествующий землетрясению (ЗТ), сопровождается развитием целого ряда явлений, имеющих механическую, гидрохимическую, электромагнитную природу и регистрируемых как на поверхности Земли, так и на ионосферных и магнитосферных высотах. Каждое из этих явлений сопровождается формированием ряда определенных признаков, которые часто маскируются процессами, связанными с проявлением активности Солнца.

Мониторинг ионосферы средствами вертикального радиозондирования

С целью выделения и последующего контроля ионосферных параметров, аномальные изменения которых связаны с заключительной стадией подготовки сильного землетрясения, проводился мониторинг ионосферы средствами вертикального радиозондирования.

Динамика поведения ионосферных параметров накануне землетрясений в периоды 28.02.-01.03.2013 г.

Активные процессы на Солнце проявляются в околоземном космическом пространстве и ответственны за развитие магнитосферных и ионосферных бурь. В процессе развития магнитосферных бурь в магнитосфере и ионосфере происходит формирование различных токовых систем, что приводит, в свою очередь, к возбуждению индукционных токов в земной коре. В сейсмоактивном регионе, где породы находятся в напряженном (критическом) состоянии, эти токи могут вызывать изменение режимов формирования в литосфере различных физических, химических, электрохимических, термодинамических и прочих процессов. Это приводит к изменению скорости эманации радиоактивного радона, влияющего на величину электрического поля Земли и изменению условий протекания тока в Глобальной токовой цепи; локальному нагреву поверхности и формированию восходящих воздушных потоков; к генерации акустико-гравитационных и внутренних гравитационных волн (АГВ и ВГВ), распространяющихся на ионосферные высоты и

т.д. Все это может вызвать турбулизацию и изменение степени ионизации различных слоев ионосферы. В свою очередь, распространяющиеся возмущения вдоль силовых линий магнитного поля Земли приводят к изменению пичч-углового распределения заряженных частиц и, как следствие, к их высыпанию из радиационных поясов и образованию корпускулярных слоев. Таким образом, осуществляется обратная связь, определяющая влияние литосферных процессов сейсмоактивных регионов на ионосферу и магнитосферу. Можно сказать, что на ионосферных и магнитосферных высотах происходит как бы отображение и осреднение процессов, происходящих в земной коре на территориях размером в сотни километров. Любые малые воздействия на ионосферу могут привести к триггерным эффектам с энерговыведением, значительно превышающим энергию первичных возмущающих факторов солнечного или литосферного происхождения. Современными исследованиями установлено, что земная кора оказывает влияние на физические процессы, протекающие в верхних геосферных оболочках. Следовательно, в сейсмоактивных регионах любые аномальные изменения в поведении параметров ионосферы, формирующиеся на фоне регулярного суточного изменения характеристик ионосферы, обусловленного влиянием Солнца, могут дать информацию о процессах подготовки землетрясений [1, 2]. В свою очередь, каждый сейсмоактивный регион характеризуется своими, наиболее информативными особенностями (аномалиями) в поведении параметров ионосферы, которые могут быть отождествлены с предвестниками землетрясений. В Камчатском регионе к таким особенностям, как показывают многолетние исследования динамики ионосферных параметров накануне землетрясения, можно отнести следующие:

1) высыпание за несколько часов до землетрясения заряженных частиц из радиационных поясов в ионосферу;

2) формирование за 1-3 суток до землетрясения диффузионного спорадического слоя E_S (E_S -spread);

3) за 1-5 суток на фоне развития магнитной бури аномальное повышение критической частоты f_0F2 (рост концентрации электронов), превышающее медианные значения (при обычном развитии магнитосферной бури в ионосфере за счет вихревого электрического поля возникает дрейф, который приводит к смещению электронов на большие высоты и к уменьшению их концентрации);

4) формирование за 1-3 суток на фоне спокойной магнитосферы диффузионного слоя $F2$ ($F2 - spread$) длительностью в несколько часов;

5) расслоение за 1-3 суток слоя $F2$ по частоте и высоте (режим «Н»), так называемые перемещающиеся ионосферные возмущения. Физические основы генерации предвестников в данной работе не рассматриваются.

Средства радиофизических наблюдений

Радиофизические наблюдения выполнялись средствами вертикального радиозондирования, автоматизированной системой спутниковой радиотомографии и GPS-радиоинтерферометрии. Автоматическая ионосферная станция (АИС) вертикального радиозондирования установлена в с. Паратунка Елизовского района Камчатского края (широта φ - $52^{\circ}58'$, долгота λ - $158^{\circ}15'$). Наблюдения ведутся в импульсном режиме на частотах от 1 до 15 МГц. Режим зондирования: один раз в 15 минут. Приемные станции томографического зондирования (разработка ОАО «Российские космические системы»), были установлены в селах Паратунка, Мильково и Эссо. Время работы станций определяется временем пролета на высоте 1000 км низколетящих навигационных космических аппаратов (ННКА), оснащенных соответствующей передающей аппаратурой.

Задачи лучевой радиотомографии решаются на практике с помощью ИСЗ (высота ~ 1000 км) и нескольких станций приема навигационного сигнала, которые размещаются на поверхности Земли под углом, соответствующим углу наклона плоскости орбиты спутников.

На основе метода GPS-радиозондирования в последнее время был достигнут значительный прогресс в изучении перемещающихся ионосферных неоднородностей [1]. Метод позволяет получать данные о вариациях полного электронного содержания (ПЭС) в ионосфере с высоким пространственным и временным разрешением. Передатчики когерентного излучения устанавливаются на космических системах GPS и «ГЛОНАСС» (высота орбит КА свыше 20 000 км). Методы и технологии GPS-детектора ионосферных возмущений подобны методам лучевой радиотомографии (см. выше) и позволяют исследовать ионосферные неоднородности с амплитудой до 10^{-3} от фонового значения ПЭС.

Результаты радиофизических наблюдений

Согласно данным с АИС 27 февраля 2013 г. на фоне спокойной магнитосферы ($K_{\Sigma} = 6$) в районе с 00^h по 04^h UT (здесь и далее время берется по UT) наблюдается расслоение слоя $F2$ по частоте и высоте (режим «Н» (см. рис. 1а)). С $10^h 00^m$ начинается турбулизация слоя $F2$ (диффузия слоя, так называемый $F2 - spread$; см. рис. 1б, режим «F»). Однако до $21^h 00^m$ аппаратным способом возможна регистрация значений критической частоты $f_0 F2$ (см. рис. 1а) с точностью $\pm 0,2$ МГц (этот режим выделен овалом и отмечен цифрой «6»). С $00^h 00^m$ до $01^h 00^m$ наблюдается E_S -spread (диффузия слоя E_S , подобен диффузии слоя $F2$). Динамика турбулизации слоя $F2$ хорошо просматривается на томограммах (см. рис. 2). На рис. 2а видно, что 27.02.2013 в $08^h 00^m$ (на рис. 2 в скобках указано местное камчатское время) максимум распределения электронов слоя $F2$ приходится на 300 км с небольшими локальными образованиями, наблюдаемыми чуть южнее и севернее с. Паратунки. Но уже при следующем пролете спутника в $11^h 24^m$ фиксируется тур-

булизация слоя $F2$ (см.рис. 2б) с увеличением высоты его максимума до 350 км. По данным АИС турбулентность в слое $F2$ прекращается в 21^h00^m , что хорошо видно на томограмме рис. 2в при пролете спутника в 22^h07^m . Причем геомагнитная активность 27 февраля характеризовалась низким уровнем ($K_{\Sigma} = 6$) и не могла явиться причиной формирования $F2 - spread$.

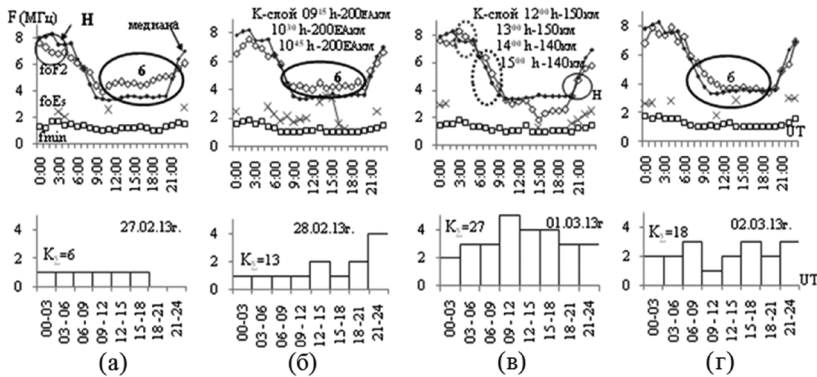


Рис. 1. Динамика суточных значений параметров ионосферы для серии сейсмических событий 28.02. - 01.03.2013 г.: \diamond - критических частот f_0F2 ; \times - спорадического слоя f_0E_s , \square - минимальных частот f_{min} .

28.02.2013 г. с 06^h00^m по данным АИС начинает формироваться спорадический слой E_s , а с 06^h00^m и до 11^h00^m на высоте 200 км регистрируется корпускулярный слой К, обусловленный высыпанием частиц. При этом, в спокойных геомагнитных условиях (3-х часовой индекс К в это время равен 1), наблюдается турбулизация слоя $F2$, но аппаратным способом критические частоты можно определить (режим «F»). На томограммах во время пролета в 05^h03^m диффузия отсутствует, но была зарегистрирована при пролетах в 08^h26^m и 11^h28^m . Томограммы 28.02.2013 подобны томограммам за 27.02.2013 (см. рис.2) и поэтому не приведены.

28.02.2013 г. в 14^h05^m произошло землетрясение с магнитудой $M_C = 6,6$ ($\varphi = 50,66^\circ$ с.ш., $\lambda = 157,77^\circ$ в.д.)

Как видно из рис.1в, 01.03.2013 г. была зарегистрирована сильная магнитная буря с суточным значением индекса геомагнитной активности $K_{\Sigma} = 27$. Кроме того, с 12^h00^m до 15^h00^m было зафиксировано образование корпускулярного слоя, обусловленного высыпанием заряженных частиц из радиационных поясов. С 04^h00^m до 06^h00^m и с 07^h00^m до 10^h00^m было зарегистрировано аномальное превышение значений критической частоты по сравнению с медианными значениями, рассчитанными за последние 30 дней (на рис. 1 выделены двумя пунктирными овалами).

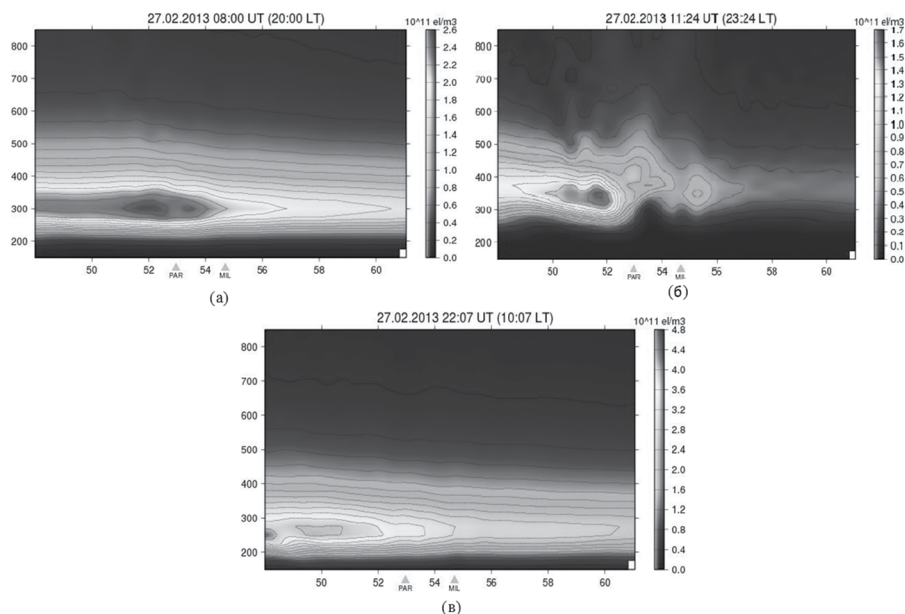


Рис. 2. Томограммы распределения электронов по высоте (вертикальная ось в км) и широте (горизонтальная ось в градусах) за 27.02.2013 г. Треугольниками отмечены широты приемных станций в с. Паратунка (Par) и с. Мильково (Mil). Справа от рис. представлена шкала распределения электронов с численным множителем $10^{11}(\text{эВ}/^3)$.

01.03.2013 г. произошло два землетрясения в $12^{\text{h}}53^{\text{m}}$ с магнитудой $M_C = 5,9$ и в $13^{\text{h}}20^{\text{m}}$ с магнитудой $M_C = 6,5$. Следует отметить, что после того как 01.03.2013 г. произошли два землетрясения в $12^{\text{h}}53^{\text{m}}$ и в $13^{\text{h}}20^{\text{m}}$ (UT), в $14^{\text{h}}00^{\text{m}}$ и в $15^{\text{h}}00^{\text{m}}$ средствами вертикального радиозондирования было зарегистрировано высыпание заряженных частиц из радиационных поясов (образование К-слоя) (см. рис. 1в).

Согласно магнитным данным за 02.03.2013 г. состояние магнитного поля определялось умеренной возмущенностью с $K_{\Sigma} = 18$ (см. рис. 1в), период времени с $08^{\text{h}}00^{\text{m}}$ до $21^{\text{h}}00^{\text{m}}$ характеризовался режимом «F» ($F2\text{--spread}$). Это соответствует обычному поведению параметров ионосферы, которое сопутствует развитию магнитной бури без аномального поведения ионосферы.

Вероятностный подход к анализу сейсмического режима

Вероятностный метод позволяет определить зоны повышенной сейсмической активности, рассчитав вероятности случайного события, определяемого как «попадание эпицентров сейсмических событий, про-

изошедших в выбранном в объёме V , в заданные интервалы широты $\Delta\phi_i$ и долготы $\Delta\lambda_i$ ».

С помощью этого метода удалось обнаружить рост сейсмической активности, происходивший на протяжении 2007-2010 гг. в сейсмофакальной зоне Курил и Южной Камчатки и предшествовавший серии крупных землетрясений с $K_S \geq 14,0$, произошедших в этой зоне в 2011-2013 гг.

Выполненный ретроспективный анализ формирования информативных в Камчатском регионе ионосферных предвестников землетрясений, регистрируемых радиофизическими методами, за период 27.02-02.03.2013 г. и 21.05-24.05.2013 г. показал, что накануне сейсмических событий, произошедших 28.02.2013 г. (14^h05^m UT с магнитудой $M_C = 6,6$) и 01.03.2013 г. (12^h53^m с магнитудой $M_C = 5,9$, 13^h20^m с магнитудой $M_C = 6,5$), сформировались все пять отмеченных выше признака.

Анализ эффективности прогноза землетрясений на основе аномального поведения ионосферных параметров накануне землетрясений в Камчатском регионе

Алгоритм краткосрочного прогноза землетрясений, представленный в данной работе, основан на совместном анализе в скользящем временном окне шириной $\Delta T = 5$ суток с шагом $\Delta t = 1$ сутки следующих ионосферных параметров: критической частоты $foF2$ слоя $F2$, проявлений турбулизации слоев $F2$ и Es ($F - spread$ и $Es - spread$), расслоение слоя $F2$ по частоте и высоте (режимы «Н» и «V»), образование корпускулярного К-слоя и спорадического слоя Es типа г. Условием для объявления начала периода тревоги t_{alarm} было выполнение на временном интервале ΔT как минимум для четырёх рассматриваемых ионосферных параметров.

Продолжительность периода тревоги выбрана равной $t_{alarm} = 5$ суток. Алгоритм тестировался на временном интервале 01.01.2013-31.12.2017 гг. в весенние и осенние сезоны.

В качестве прогнозируемых сейсмических событий рассматривались землетрясения из диапазонов магнитуд $M \geq 5,0$, $M \geq 5,5$, $M \geq 6,0$, $M \geq 6,5$, произошедшие на глубинах до 100 км в радиусе $r = 500$ км от пункта регистрации ионосферных наблюдений ИКИР ДВО РАН на Камчатке. Для анализа использован каталог землетрясений Камчатского филиала Федерального исследовательского центра «Единая геофизическая служба РАН» за 2013-2017 гг.

Оценка эффективности метода прогноза

Для оценки эффективности рассматриваемого метода прогноза были использованы два подхода, предложенные А.А. Гусевым и Г.М. Молчаном.

Надежность предвестника R определяется как отношение количества землетрясений $n(E_A)$, для которых был выделен предвестник, к

числу всех землетрясений $n(E)$:

$$R = \frac{n(E_A)}{n(E)} \quad (1)$$

Достоверность предвестника определяется как отношение числа предвестниковых аномалий $n(A_E)$ к общему числу выделенных аномалий $n(A)$:

$$V = \frac{n(A_E)}{n(A)} \quad (2)$$

Таблица 1. Зависимость достоверности и надёжности предвестника от M .

Магнитуда M	$M \geq 5,0$	$M \geq 5,5$	$M \geq 6,0$	$M \geq 6,5$
$n(E_A)$	34	14	9	4
Пропущенные ЗТ	66	28	8	2
$n(A_E)$	34	14	9	4
Ложные аномалии	57	77	82	87
Надёжность предвестника R	0,34	0,33	0,53	0,67
Достоверность предвестника V	0,37	0,15	0,1	0,04

Согласно результатам, представленным в табл. 1, надёжность рассматриваемого предвестника выше для землетрясений больших магнитуд, чем меньших. Для землетрясений с магнитудой $M \geq 6,5$, надёжность R составила 0,67. Достоверность предвестника V наибольшие значения для землетрясения с магнитудой $M \geq 5,0$ и составляет 0,34.

Эффективность прогноза по методике А.А.Гусева вычисляется для конкретной пространственной области и определённого энергетического диапазона землетрясений по формуле:

$$J_G = \frac{N_+/T_{alarm}}{N/T} \quad (3)$$

где T - общее время мониторинга сейсмической обстановки; N_+ - количество землетрясений, соответствующих успешному прогнозу за время T ; N - общее количество произошедших землетрясений (имеющих пространственно-временные характеристики, аналогичные прогнозируемым), произошедших за время T ; T_{alarm} - общее время тревоги (суммарная длительность всех промежутков времени, в которых действовал прогноз по оцениваемому методу в течение общего времени мониторинга). Статистическая значимость α определяется вероятностью получения значений эффективности J_G в отсутствие связи «землетрясение-предвестник». В отсутствие такой связи, т.е. при случайном угадывании, эффективность J_G равна 1.

Таблица 2. Оценка эффективности предвестника по методике А.А. Гусева

Магнитуда M	$M \geq 5,0$	$M \geq 5,5$	$M \geq 6,0$	$M \geq 6,5$
N_+	34	14	9	4
N	100	42	17	6
T (day)	1055	1055	1055	1055
T_{alarm} (day)	228	272	282	286
Эффективность J_G	1,57	1,29	1,98	2,46
α	0,003	0,28	0,023	0,049

Таблица 3. Оценка эффективности предвестника по методике Г.М. Молчана.

Магнитуда M	$M \geq 5,0$	$M \geq 5,5$	$M \geq 6,0$	$M \geq 6,5$
τ	0,22	0,26	0,27	0,27
ν	0,66	0,67	0,47	0,33
Эффективность J_M	0,12	0,07	0,26	0,4

Как видно из результатов, представленных в табл. 2, эффективность J_G принимает наибольшие значения для диапазона прогнозируемых магнитуд $M \geq 6,0$ and $M \geq 6,5$. При этом статистическая значимость α , составляющая соответственно 0,023 и 0,049, демонстрирует низкую вероятность случайного получения таких значений в отсутствие связи землетрясений с рассматриваемым предвестником.

Эффективность предвестника J_M по методике Г.М. Молчана определяется как

$$J_M = 1 - \nu - \tau \quad (4)$$

где $\tau = T_{alarm}/T$ мера тревоги, $\nu = 1 - N_+/N$ доля пропусков цели. Для случайного прогноза $J_M = 0$, а для идеального (без пропуска цели и с нулевым временем тревоги) – $J_M = 1$. В табл. 3 представлены значения J_M для четырёх величин пороговой магнитуды землетрясений $M \geq 5,0$, $M \geq 5,5$, $M \geq 6,0$, $M \geq 6,5$. Для высокого порога магнитуд ($M \geq 6,5$) эффективность J_M существенно (почти в 3,3 раза) выше, чем для низкого ($M \geq 5,0$), что в основном определяется изменением надежности предвестника.

На основе полученных результатов разработан метод краткосрочного прогноза сильных землетрясений, в котором в качестве предвестников рассматриваются превышение текущих значений критической частоты f_oF2 ионосферного слоя $F2$ над медианными значениями в периоды возмущённого состояния магнитосферы, а также появление ионосферных возмущений: К-слой, $Es - spread$, $F - spread$, расслоение слоя $F2$, Es типа г. Показано, что надёжность прогноза растёт с увеличением магнитуды прогнозируемого землетрясения. При прогнозировании зем-

летрясений с магнитудой $M \geq 6,0$, надежность составляет 0,53 (т.е. 53% землетрясений имели предвестник), а достоверность - 0,1 (т.е. реализованы 10% выявленных аномалий). Для землетрясений с магнитудой $M \geq 6,5$ надежность составила 0,67, а достоверность 0,04. Проведена оценка эффективности предвестника двумя способами. Показано, что результаты применения прогностической методики статистически значимо отличаются от случайного угадывания и дают по сравнению с ним выигрыш почти в 2 раза для $M \geq 6,0$ и почти в 2,5 раза для $M \geq 6,5$.

Изучение влияния факторов космического пространства на космические аппараты

На примере модели расчета объемной электризации высокоомных диэлектриков, используемых в космической технике, изучено влияние факторов космического пространства в виде корпускулярного и волнового (ультрафиолетового и рентгеновского) излучения на надежность и ресурс эксплуатации космических аппаратов (КА).

Модель расчета объемной электризации высокоомных диэлектриков в условиях космического пространства

Запуски искусственных спутников в космическое и околоземное космическое пространство привели не только к фундаментальным открытиям, таким как солнечный ветер (СВ), магнитосферы Земли с ее сложной топологией, радиационных поясов и т.д. Одновременно с этим опыт эксплуатации КА поставил перед конструкторами серьезную задачу, связанную с разработкой оптимальных мер, призванных защитить аппараты от действия агрессивных факторов космического пространства (ФКП), к которым в первую очередь необходимо отнести:

- галактическое излучение (жесткие рентгеновские кванты и галактические космические лучи);
- электромагнитное и корпускулярное излучение Солнца, в том числе и солнечные космические лучи;
- атомарный кислород (холодная плазма);
- ионизирующее излучение магнитосферы Земли;
- микрометеориты и космическая пыль;
- космический вакуум.

Одновременное действие такого большого числа различных физических, химических факторов приводит к сложной зависимости определяющих показателей материалов как от строения слагающих его органических веществ, так и от окружающей обстановки и условий эксплуатации, которые, естественно, зависят от орбиты. Поэтому успешное

решение проблемы выбора материала для различных целей и определение его ресурса требует учета всего комплекса взаимовлияющих факторов. В настоящей работе нас будет интересовать влияние на защитные диэлектрические материалы, расположенные на внешней поверхности КА, со стороны магнитосферной плазмы. Именно она в основном ответственна за заряджение как самого КА, так и его диэлектрических покрытий статическим электричеством (эффект электризации). Как показал опыт эксплуатации аппаратов в натурных условиях, это явление может явиться причиной тяжелых, порой неустранимых последствий в функционировании штатных приборов спутников, вплоть до катастрофических отказов. Это приводит, в лучшем случае, к сокращению в полном объеме программы полета или, в худшем, к невозможности дальнейшей эксплуатации КА. Космические лучи (КЛ), имея большую энергию, обладают большой проникающей способностью и ответственны за электризацию диэлектриков и повреждение электронных, расположенных внутри рабочего отсека КА. Действие КЛ в работе не рассматриваем.

В работе подробно рассматриваются токовые механизмы, обуславливающие электризацию КА, поверхностное заряджение диэлектрика, элементы физики объёмного заряджения диэлектрика

Построение модели электризации включает в себя рассмотрение следующих вопросов:

- Длина свободного пробега. Графическая аппроксимация.
- Зависимость концентрации тока первичного потока электронов от длины свободного пробега.
- Уравнение электрического поля.
- Графическая аппроксимация проводимости диэлектрика.
- Учет кулоновского взаимодействия первичного потока электронов с отрицательно заряженным диэлектриком.
- Определение токов проводимости j_c в объёме диэлектрика. Расчет глубины x_o

В результате подробных выкладок, получаем уравнение для расчёта распределения электрического поля по оси x $E(x)$

$$E(x) = \frac{j_{eo}}{\sigma_T} \exp\left(-\frac{\varphi_o}{\varphi_T}\right) \exp\left(-\frac{\xi \rho^p x_0^p}{\varphi_T}\right) \left\{1 - \exp\left[-\frac{\xi \rho^p (x^p - x_0^p)}{\varphi_T}\right]\right\} \times 10^{\Delta \exp(-x/10x_o)}. \quad (5)$$

Связь между электрическим полем и потенциалом даётся соотношением $\vec{E} = -grad\varphi$, поэтому в нашем случае для разности потенциалов между плоскостями S_1 и S_2 имеем

$$\Delta\varphi = \varphi_{S_2} - \varphi_{S_1} = A \int_L^0 \left\{1 - \exp\left[-\frac{\xi \rho^p (x^p - x_0^p)}{\varphi_T}\right]\right\} \cdot 10^{\Delta \exp(-x/10x_o)} dx, \quad (6)$$

где $A = \exp(-\frac{\varphi_o}{\varphi_T}) \cdot [\frac{j_{eo}}{\sigma_t} \cdot \exp(-\frac{\xi \rho^p x_o^p}{\varphi_T})] = \exp(-\frac{\varphi_o}{\varphi_T}) \cdot A'$.

Предположение о максвелловском распределении потока заряженных частиц позволяет получить аналитические выражения для концентрации. В свою очередь, знание зависимости длины пробега электронов от их скорости (энергии) дает значение концентрации и тока как функции x (длины пробега).

В конечном счете, сложная система дифференциальных уравнений Роуза- Фаулера-Вайсберга (РФВ) в данной модели свелась, в конечном счёте, к двум алгебраическим уравнениям относительно электрического поля и тока проводимости. Единственная сложность возникает из-за трансцендентного уравнения относительно потенциала φ_o . Действительно, значение потенциала зависит от значения тока возмущенных электронов. В свою очередь, этот ток зависит от величины потенциала φ_o . Следовательно, возникает нелинейность: потенциал зависит от тока, ток - от потенциала. Эта нелинейность определяет возникновение трансцендентного уравнения относительно потенциала φ_o , которое легко решается численно итеративным методом. Так же совершенно естественным путем получает свое объяснение формирование плоскости нулевого значения электрического поля с выводом выражения, определяющего численное значения глубины расположения этой плоскости x_o .

Изучение глобальной структуры крупномасштабных перемещающихся ионосферных возмущений во время сильных геомагнитных бурь средствами GPS-навигации

Средство создания карт вариаций полного электронного содержания по данным ГНСС

Качество функционирования радиотехнических систем связи, навигации, радиолокации определяется во многом качеством учета среды распространения радиосигнала – ионосферы (для КВ и УКВ сигналов). Ионосфера Земли представляет собой сложную динамическую систему, предсказать поведение которой является сложной задачей. Данная задача особенно трудна при попытке учета ионосферных возмущений. Поэтому задаче изучения ионосферных неоднородностей посвящено большое количество работ. В последние годы существенный объем экспериментальных данных о состоянии ионосферы Земли предоставили высокоорбитальные спутниковые радионавигационные системы (СРНС), такие как ГЛОНАСС, GPS, Galileo, Beidou, SBAS и т. д. Двухчастотные фазовые и групповые измерения для таких систем позволяют определять полное электронное содержание (ПЭС) вдоль луча «спутник-приемник». Отдельная станция может принимать и записывать данные от 4 до 14 спутников каждой СРНС одновременно. Таким образом, существующие сети приёмников сигналов СРНС служат источником огромного количества данных.

Для эффективного решения научно-исследовательских задач необходимы специализированные инструменты, способные обработать такое количество данных. Мы разработали систему для исследования и мониторинга ионосферы по данным ГНСС – SIMuRG (System for the Ionosphere Monitoring and Researching from GNSS). Система нацелена на хранение и обработку данных ГНСС в виде, удобном для проведения геофизических исследований. Система собирает и хранит первичные данные в формате RINEX, преобразует эти данные в ряды наклонного ПЭС. По окончании первичной обработки, к рядам наклонного ПЭС применяется фильтр с целью получения вариаций ПЭС. В работе показаны подходы, которые использовались при создании SIMuRG, а также возможности, которые система может предоставить научному сообществу.

Основными целями системы являются накопление данных о ПЭС, полученных с помощью двухчастотных измерений СРНС, преобразование их в ряды вариаций ПЭС и предоставление накопленных данных исследователям. Основные типы данных, которые система может предоставить – это вариации ПЭС для заданной станции и карты вариаций ПЭС для заданного региона и промежутка времени.

Источники данных

Системы для сбора и обмена данными СРНС разрабатываются всё более и более активно в последние годы. Международная сеть IGS предоставляет данные в формате RINEX, а также некоторые продукты, включая карты индекса ионосферной возмущённости ROTI. Проект MGEX (The Multi-GNSS Experiment project) предоставляет данные синхронных измерений различных навигационных систем на различных частотах. Большой экспериментальный материал предоставлен глобальными картами ионосферы GIM. В текущий момент суточный объем доступных данных в формате RINEX составляет около 1,5 Гб (приблизительно 5700 станций).

Экспериментальные результаты

С помощью SIMuRG можно получить карты вариаций ПЭС. Пример карты представлен на рис. 3. Карта построена на основе данных за 22 июня 2015 года для 00:31:30 и 00:41:30 UT. Неосвещённая сторона на рисунке затемнена. Кроме того, мы предоставляем пользователям возможность нанести дополнительные элементы на рисунок: линию солнечного терминатора, геомагнитный экватор и так далее.

В результате разработана система для сбора, накопления и обработки данных об ионосфере SIMuRG. Система использует файлы RINEX в качестве входных данных и преобразует их в ряды наклонного ПЭС, вариации ПЭС и карты вариаций. Эти продукты могут быть использованы для исследования ионосферных эффектов различного происхождения, таких как землетрясения, магнитные бури, солнечные вспышки

и затмения, и т.д. В настоящее время SIMuRG расположен по адресу <http://simurg.iszf.irk.ru>.

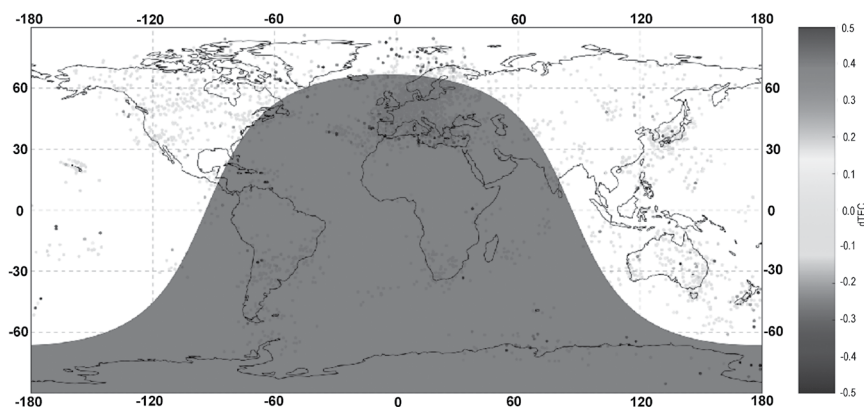


Рис. 3. Карта вариаций ПЭС за 22.06.2015, неосвещённая сторона затемнена

Влияние солнечных вспышек на ионосферу Земли

Солнечные вспышки являются одним из самых значимых событий, которые происходят на поверхности Солнца. По своему существу хромосферная вспышка представляет собой внезапное быстрое выделение энергии, которое генерируется в области солнечного пятна и проявляется в виде рентгеновского и ультра фиолетового (УФ) излучений, а так же в виде потока частиц (электронов, протонов, тяжелых ядер), которые достигают Земли за 8 минут и примерно за 1–2 дня, соответственно.

С развитием глобальных навигационных спутниковых систем (ГНСС), таких как GPS и ГЛОНАСС, появилась возможность исследования и детектирования солнечных вспышек по отклику ионосферы Земли. Это обусловлено тем, что солнечные вспышки приводят к резкому квазисинхронному увеличению ионизации во всех слоях ионосферы на освещенной стороне Земли, что влечет за собой увеличение полного электронного содержания (ПЭС). При этом увеличение ПЭС в слое D и нижней части слоя E обусловлено увеличением рентгеновского излучения, в то время как в слое F – увеличением УФ-излучения.

Обширная сеть ГНСС–приемников, расположенных по всему миру, позволяет получать данные ПЭС в планетарном масштабе с достаточным временным разрешением для изучения ионосферных эффектов, вызванных быстротекающими процессами на поверхности Солнца.

Задачами настоящей работы являются исследование ионосферных эффектов солнечных вспышек, их влияния на сигналы ГНСС, а так же оценка надежности их детектирования по данным ГНСС в автоматическом режиме.

Данные и метод

Исследование в настоящей работе основано на использовании данных международной (IGS) и региональных ГНСС-сетей (NGS, CHAIN, SONEL, UNAVCO, KASI GDC, Geoscience Australia GNSS Network, GeoNet). По общей совокупности задействовано ~4200 приемных станций. Начальными данными являются ряды наклонного ПЭС $I_s(t)$, полученные по фазовым измерениям, а также соответствующие им ряды угла места $\Theta_s(t)$ и азимута $\alpha_s(t)$ луча «приемник–спутник».

Первым этапом обработки является коррекция исходных рядов ПЭС, а именно устранение в них срывов фазы и добавление константы для оптимального удаления тренда. На следующем этапе происходит преобразование наклонного ПЭС в эквивалентное вертикальное ПЭС, среднее квадратичное отклонение (СКО) которого будет минимальным. После этого, путем использования фильтра скользящего среднего из временных рядов ПЭС удаляется тренд (с окном 20 мин) и производится сглаживание вариаций (с окном 2 мин). Затем отбираются такие измерения вариаций ПЭС, для которых угол места Солнца в ионосферной точке превышает некий минимальный порог. Для основной обработки величина порога была установлена 0° , что соответствует расчету только на освещенной стороне Земли. На заключительном этапе осуществляется расчет усредненной производной вариаций ПЭС.

В ходе работы было проанализировано более двухсот солнечных вспышек по данным архива SpaceWeather (<https://www.spaceweatherlive.com/en/archive>) различных классов мощности (X-, M-, C-класс) в период с 2014 по 2017 гг.

Приводятся отклики ионосферы Земли на солнечные вспышки 11.06.2014. Для сопоставления момента и геоэффективности вспышки были использованы данные потока «мягкого» рентгеновского излучения ($0,1 \div 0,8$ нм) с геостационарного спутника GOES-15 (<https://satdat.ngdc.noaa.gov/sem/goes/data/full>), а также потока УФ-излучения ($26 \div 34$ нм) со спутника SOHO (Solar and Heliospheric Observatory) (<https://dornsifecms.usc.edu/space-sciences-center/download-sem-data>).

Широкий спектр мощности вспышек в этот день позволяет установить наличие вариабельности ионосферного отклика, который крайне затрудняет составление регрессионной связи для автоматизации процесса классификации вспышки.

В результате проведено исследование ионосферных эффектов по данным ГНСС ряда солнечных вспышек различных классов мощности в период 24-го цикла солнечной активности. Характерный уровень производной вариаций ПЭС в диапазоне периодов 2–20 мин менялся приблизительно от 0 до $0,6$ TECU мин⁻¹.

Результаты вычислений показали, что алгоритм усреднения производной вариаций ПЭС по всем станциям на освещенной стороне Земли точно может идентифицировать наличие вспышек X-класса и с достаточной для практики точностью наличие вспышек M-класса в автоматическом режиме (ошибка «пропуска сигнала» составляет примерно

2,76%).

Обнаружено, что в отдельных случаях отклик на достаточно сильную по потоку рентгеновского излучения вспышку может практически не проявить себя, или наоборот, отклик на более слабую вспышку может оказаться больше, чем на более сильную. Данный факт затрудняет составление регрессионной связи для автоматизации процесса классификации вспышки и указывает на наличие вариабельности ионосферного отклика, который является следствием отличия динамики солнечного излучения в рентгеновском и ультра-фиолетовом диапазонах.

Изучение влияния зимних циклонов на ионосферу

Изучение влияния циклонов на распределение электронов в ионосфере над Камчаткой в условиях пониженной сейсмической активности

Географическое положение Камчатского региона имеет ряд особенностей. Камчатка, находясь в области перехода от Азиатского континента к Тихому океану, является наиболее сейсмически активным регионом России. Вся территория края находится в области 5-9 балльной зоны землетрясений (по 12-балльной шкале). Известным фактом является взаимосвязь ионосферы с процессами в литосфере Земли. Однако регистрация надежного прогностического признака сейсмического события в поведении параметров ионосферы сталкивается с трудностями, так как атмосфера Земли является открытой динамической системой. Следовательно, вариации ионосферных параметров не могут быть в полной мере объяснены, если не учитывать влияние нижележащих слоев атмосферы. Физические процессы, формирующиеся в нижней и средней атмосфере, могут спровоцировать изменения параметров в вышележащих слоях. Возможно, что такие атмосферные явления, как циклоны, могут влиять на состояние ионосферы. Известны работы, где исследовалось наличие связей между волновыми возмущениями в атмосфере и погодными условиями. Отмечались волнообразные возмущения в ионосферных параметрах во время прохождения штормов, во время сильных гроз выявлялись квазипериодические колебания.

В настоящий момент появились статьи, посвященные изучению возможного влияния тропических циклонов на разные слои ионосферы. Возмущения такого рода регистрировались различными способами. С помощью измерений доплеровского сдвига частоты было выявлено во время прохождения штормов наличие в ионосфере среднемасштабных ПИВ с периодом около 20 мин [5]. С помощью ионозондов вертикального и наклонного зондирования было показано, что на расстоянии порядка 3-5 тыс. км от центра циклона наблюдалось изменение параметра f_0F2 на 10-20% [6]. Авторы считают, что увеличение или уменьшение критической частоты f_0F2 может быть связано с задержкой момента измерения относительно времени зарождения циклона [7]. В работах

были обнаружены временные интервалы усиления мощности спектра сигнала на определенных частотах. С помощью GPS-измерений было установлено увеличение активности акустико-гравитационных волн на 20-30% на стадии быстрого изменения мощности урагана. Однако существуют работы, в которых связь между циклонами и изменениями параметров ионосферы не была выявлена.

В качестве источников когерентного сигнала используются низкоорбитальные навигационные спутники. Данная работа продолжает цикл исследований по поиску влияния тропосферных возмущений (зимних и весенних циклонов) на поведение параметров ионосферы для лучшего понимания тропосферно-ионосферного взаимодействия. Для выполнения этих исследований использовались данные, полученные методом томографического зондирования с помощью приемных станций, расположенных в меридиональном направлении на п-ве Камчатка. Отличительной особенностью предлагаемой статьи от цитированных работ является расположение приемных станций томографического зондирования в районе действия циклонов. Это дает возможность получать меридиональные распределения электронов в областях ионосферы, расположенных непосредственно над районом действия циклона.

Анализ экспериментальных результатов

Для исследования отклика ионосферы были отобраны циклоны, прошедшие над Камчаткой за период с января 2012 по февраль 2014 гг. (см. табл. 4) в условиях спокойной и умеренно спокойной магнитной обстановки ($K_{\Sigma} \leq 17$). В период их прохождения в Камчатском регионе отсутствовали сильные землетрясения и сейсмический режим соответствовал фоновому. Это позволяет предположить, что если существуют эффекты влияния циклонов на ионосферу, то это влияние не будет замаскировано процессами, происходящими в литосфере сейсмоактивного региона. В левой половине табл. 4, обозначенной как «Сутки с циклоном», приведены дата его прохождения, время пролета спутника (UT), суммарный на эту дату трехчасовой индекс магнитной активности (K) по магнитной станции «Паратунка». Во второй половине табл. («Сутки без циклона») представлена информация ближайшего к циклону опорного дня, по отношению к которому для сравнения определялось меридиональное распределение электронов. Время пролета спутника в опорный день выбиралось максимально близким ко времени пролета в день циклона.

На рис. 4 представлены синоптические карты и томограммы субмеридионального распределения электронов по высоте для дня с циклоном и без него. На томограммах по оси абсцисс отложена широта в градусах и обозначены станции приема спутниковой информации Par, Ml, Ess, по оси ординат - высота в км. Справа от томограммы приведена шкала распределения концентрации электронов.

Таблица 4. Циклоны над Камчаткой в период с 01.2012 г. по 02.2014 г.

Сутки с циклоном			Сутки без циклона		
Дата	Время пролета спутника, UT	Суммарный K-индекс	Дата	Время пролета спутника, UT	Суммарный K-индекс
18.01.2013	16:00	16	12.01.2013	16:20	2
03.02.2013	18:09	7	31.01.2013	18:32	1
17.02.2013	12:33	17	12.02.2013	13:07	9

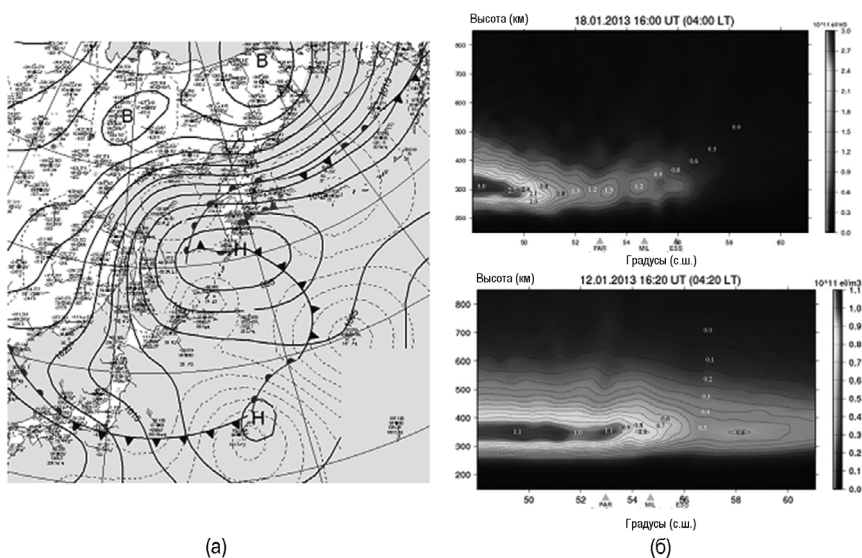


Рис. 4. Циклон 18.01.2013 г. (а) Синоптическая карта соответствует 12 UT. Ветер восточного направления достигал 30 м/с на высоте 5 км. Эпицентр циклона располагался в южной части полуострова на 48° с.ш. (12 UT); (б) 18.01.2013 г. в 16:00 UT наблюдается турбулизация ионосферной плазмы с ярко выраженным плазменным образованием в интервале широт 48°-49° с.ш. и высот 290-350 км с ростом широты (12.01.2013 г. - опорный день).

Проведенный анализ экспериментальных данных показал, что:

- Для двух из трех циклонов наблюдается превышение концентрации электронов по сравнению с опорными днями вблизи центра циклона. Для события 03.02.2013 г. концентрация электронов вблизи центра циклона оказалась меньше приблизительно на 10%. В работе [8] предполагается, что увеличение или уменьшение концентрации в $fF2$ может быть связано с задержкой момента измерения относительно времени зарождения циклона.
- Максимальная турбулизация ионосферы происходит непосредственно над областью расположения центра циклона, что характеризуется резкими градиентами в распределении электронов.
- Изменение концентрации электронов ионосферы может быть объяснено за счет переносом механического импульса нижележащих слоев ионосферы и нейтральной атмосферы на высоты F-слоя и влиянием АГВ, генерируемых циклоном.

Изучение поляризационного джета средствами вертикального радиозондирования и спутниковыми системами

Физические процессы на L-оболочках вблизи плазмопаузы

В процессе развития магнитосферных суббурь в субавроральной ионосфере наблюдается образование узких потоков быстрых ионов на высотах F ионосферы. Это явление получило название поляризационного джета (ПД). Анализируются комплексные оптические, ионосферные и спутниковые измерения в области слабых красных дуг, сопутствующих развитию поляризационного джета. Наземные измерения проведены на субавроральной ионосферной станции Якутск ($L = 3,0$) и пункте оптических наблюдений Маймага ($L = 3,2$). Пространственное положение и интенсивность красной дуги определялась меридиональным сканирующим фотометром. По ионосферным данным и данным спутника DMSP F-13 за 10.01.1997 г. возникновение SAR-дуги сопровождалось развитием поляризационным джета, то есть образовалась полоса быстрого дрейфа ионосферной плазмы к западу под воздействием электрического поля северного направления. Величина этого поля в среднем составляет 50-80 мВ/м.

Синхронные измерения распределения тепловой плазмы в плазмосфере прибором Альфа-3 на спутнике ИНТЕРБОЛ-2 показывают, что положение плазмопаузы изменилось с $L = 4,2$ до $L = 2,4$ во время развития геомагнитного возмущения (рис. 5). Красная дуга стала наблюдаться с 10:15 UT. С 11:30 UT до 12:15 UT регистрируется мультиплетная структура красной дуги. Экваториальная граница красной дуги примыкает с внешней стороны к плазмопаузе (рис. 5, 6). При пролете

спутника DMSP F13 вблизи геофизического полигона наземных измерений в 11:09 UT наблюдается полоса интенсивного западного дрейфа, экваториальная граница которого расположена на $L = 3,0$ (рис. 7). В полосе поляризационного джета наблюдаются восходящие и нисходящие потоки плазмы со скоростями, достигающими 1 км/сек.

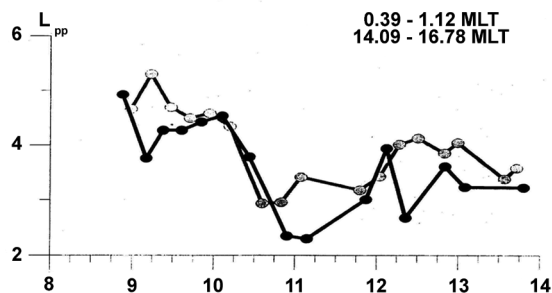


Рис. 5. Вариации положения плазмопаузы во время геомагнитного возмущения 10.01.1997 г.

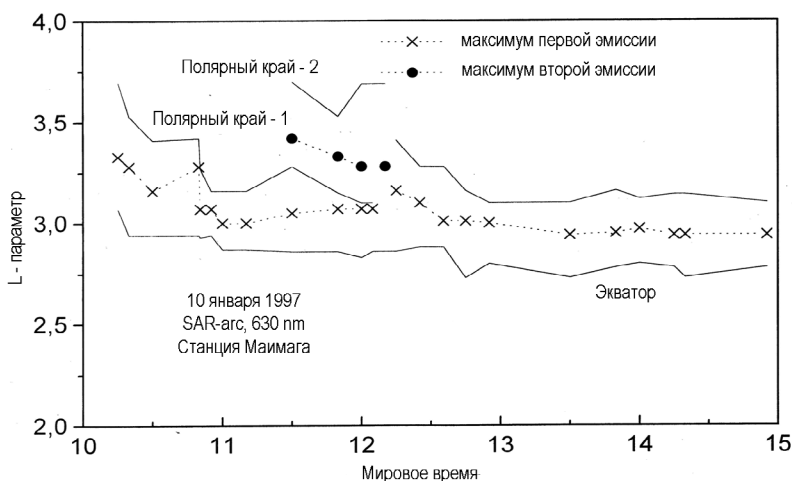


Рис. 6. Положение красной дуги 10.01.1997 г. [4]

Ионосферные данные станции Якутск показывают развитие поляризационного джета, при этом полярная кромка главного ионосферного провала располагалась несколько севернее станции. Критическая частота спорадического слоя $f_oE_s r = 2,5$ МГц.

В свою очередь, выполненный анализ ионосферных измерений на станции Петропавловск-Камчатский во время интенсивных возмуще-

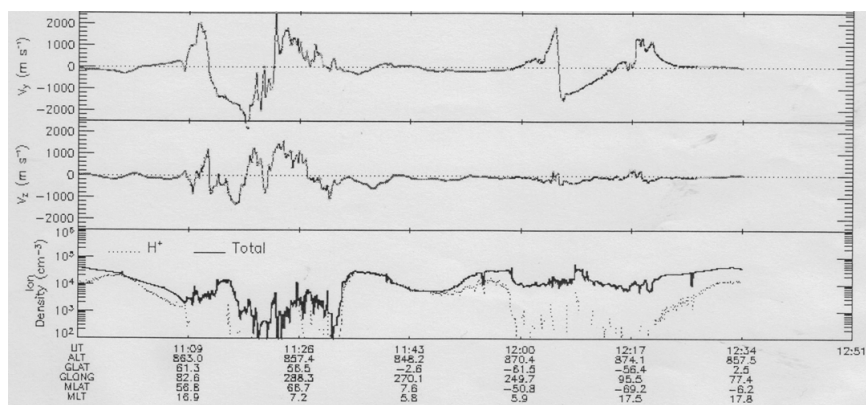


Рис. 7. Измерения на спутнике DMSP F13 ионной концентрации и скоростей вертикального (V_z) и горизонтального (V_y) дрейфа плазмы 10 января 1997 г. Поляризационный джет наблюдается в 11:09 UT в северном полушарии и в 12:17 UT в южном полушарии [4].

ний, подобным событию 20 января 2016 года, показал, что в плазмосфере возникает полоса быстрого дрейфа ионосферной плазмы западного направления. В этой полосе резко уменьшается электронная концентрация и развивается красная дуга, имеющая интенсивность несколько сот Рэлей. В Е-области возникает спорадический слой $E_s a$, возникающий под воздействием высыпаний энергичных ионов кольцевого тока.

Представление третьего адиабатического инварианта в потоковой форме и некоторые следствия его сохранения на примерах конкретных аксиальных магнитных систем.

Возможность захвата заряженных частиц неоднородными магнитными полями объясняется существованием трех адиабатических инвариантов движения. Первый инвариант μ связан с вращательным движением заряженных частиц вокруг силовой линии. Второй инвариант J обусловлен колебательным движением вдоль силовых линий между магнитными пробками. Третий адиабатический инвариант Φ связан с азимутальным дрейфом частиц по замкнутой магнитной поверхности в полях с аксиальной симметрией и обычно отождествляется с сохранением магнитного потока, охватываемого этой поверхностью. В постоянных аксиальных полях третий инвариант сохраняется при сохранении первых двух инвариантов. Первый инвариант μ определяет «зеркальные точки», второй инвариант J - силовую линию, поворот которой на угол 2π определяет инвариантную поверхность. Физический смысл тре-

тьего инварианта проявляется в переменных полях, изменение которых ограничено условием адиабатической инвариантности Φ .

Адиабатическая деформация аксиального магнитного поля двух витков с током

Рассмотрим магнитную аксиальную систему, создаваемую двумя параллельными витками с током, направленными в одну сторону. Будем называть внутренней областью l (внутренней ловушкой, пробкотроном) системы область, расположенную в окрестности оси $0-0_1$, для которой радиальные расстояния $r \sim b$, где b - характерный радиус токовых систем, создающих магнитное поле (рис. 8а). Внешняя область магнитной системы L (внешняя ловушка) занимает пространство $R \gg b$ и, как следует из рис. 8б, представляет собой часть замкнутой трубки $0-0_1$, выходящей за пределы токовой системы (Здесь и далее радиальные расстояния для внутренней ловушки будем обозначать через r , а для внешней ловушки R). Если $R \gg 0-0_1$, то получаем систему, подобную дипольному полю (рис. 8б). Во внутренней ловушке в области захвата магнитное поле с ростом радиуса увеличивается, а во внешней уменьшается. Наложим на поле магнитной системы, показанной на

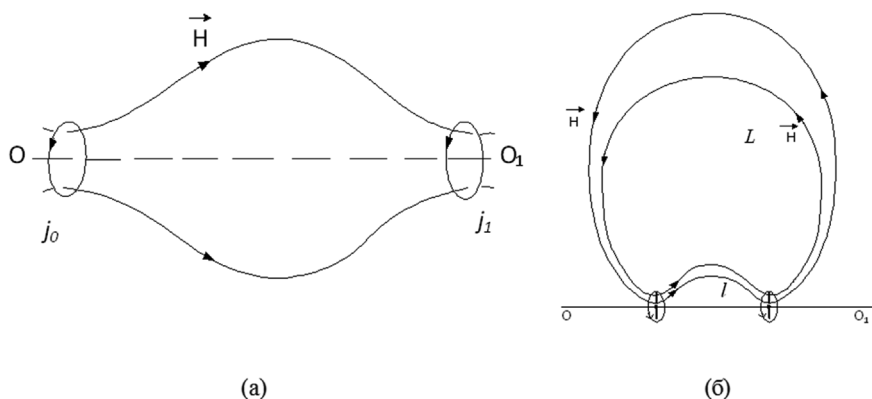


Рис. 8. Внутренняя (а) и внешняя (б) магнитные ловушки, образованные токовой системой j_0, j_1 .

рис. 9, некоторое внешнее возмущающее однородное магнитное поле h определенного направления (знака). Для определенности положим, что h является возрастающей функцией времени и, кроме того, будем полагать выполнение условия адиабатической инвариантности изменения поля, т.е.

$$\frac{dH}{dt} = \frac{d}{dt}|H_0 + h| \ll \frac{H}{T_d}. \quad (7)$$

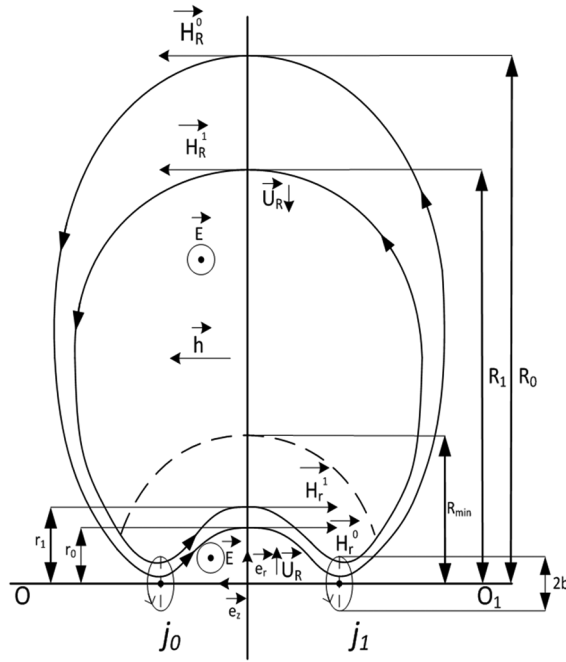


Рис. 9. Влияние возмущающего магнитного поля h на внешнюю и внутреннюю области магнитной системы. Величины полей H и h представлены не в масштабе.

На рис. 9 в качестве примера показаны замкнутые силовые линии, которые выходят из внутренней ловушки l , проходят через внешнюю L и возвращаются в l (рис. 86). Магнитная поверхность получается поворотом указанной силовой линии на 2π вокруг оси $0-0_1$. Из рисунка видно, что если возмущающее поле уменьшает напряженность основного поля во внутренней области ($(dH_{inner}/dt) < 0$), то во внешней области напряженность поля возрастает ($(dH_{outer}/dt) > 0$). В рассматриваемом случае индукционное электрическое поле, вследствие уравнения Максвелла $rot E = -\frac{1}{c}(\frac{dH}{dt})$, в обеих областях направлено к нам, поскольку $rot E \cong -\frac{1}{c}\frac{h}{\Delta t}$ (на рис. 9 обозначено значком \odot).

Выберем для качественного рассмотрения адиабатической деформации магнитного поля, удовлетворяющей условию (7), плоскость магнитного экватора $Z = 0$ (плоскость минимума поля). На рис. 9 сплошная линия по направлению единичного вектора e_r обозначает линию пересечения плоскости экватора с плоскостью рисунка. Рассмотрим заряженные частицы, для которых в этой плоскости $v_{II} = 0$. Частицы дрейфуют в скрещенных полях E, H (направление дрейфа совпадает с вектором $[E, H]$) в сторону от оси симметрии системы $0-0_1$ во внутренней области и к оси - во внешней области. Из условия сохранения первого адиабатического инварианта $\mu = (mv_{\perp}^2/H) = const$ следует, что

частицы, дрейфующие во внутренней области ловушки, теряют энергию, а во внешней области, наоборот, приобретают энергию (ускоряются). При этом относительно общей оси токовой системы $0 - 0_1$ дрейф во внутренней области направлен от оси (объем ловушки увеличивается), а во внешней - к этой оси (объем ловушки уменьшается).

Рассмотрим в самом общем виде сохранение третьего адиабатического инварианта при возмущении основного магнитного поля за счет включения внешних источников магнитного поля h . Положим, что начальный поток, охватываемый дрейфовой оболочкой до включения возмущения, равен Φ_0 и определяется характеристиками дипольного магнитного поля и геометрией дрейфовой поверхности. Через время ΔT после включения возмущения дрейфовая поверхность будет определять новое значение потока Φ_1 , вычисляемого по новым характеристикам магнитного поля. Изменение потока равно $\Phi_1 - \Phi_0$, при выполнении условия (7), и компенсируется потоком возмущающего поля $\Delta \Phi$, охватываемого новой инвариантной поверхностью. В нашем случае $h \parallel e_z$, поэтому $\Delta \Phi > 0$ (рис. 9). При этом, в зависимости от соотношения между потоками Φ_0 и Φ_1 , возможны два варианта: или эта разница больше нуля, или меньше. Если разница меньше нуля, то справедливо $(\Phi_1 + \Delta \Phi) - \Phi_0 = \Phi_1 - (\Phi_0 - \Delta \Phi) = 0$ или

$$\Phi_1 = \Phi_0 - \Delta \Phi. \quad (8)$$

В случае, когда разница больше нуля, то

$$(\Phi_1 - \Delta \Phi) - \Phi_0 = \Phi_1 - (\Phi_0 + \Delta \Phi) = 0 \text{ или}$$

$$\Phi_1 = \Phi_0 + \Delta \Phi. \quad (9)$$

Последние выражения означают, что если разница $\Phi_1 - \Phi_0$ меньше нуля, то из большего вычитается поток $\Delta \Phi$ (8), а если разница $\Phi_1 - \Phi_0$ больше нуля, то к меньшему прибавляется $\Delta \Phi$ (9). Для того, чтобы воспользоваться соотношениями (8), (9) необходимо знать явные значения потоков Φ_1 , Φ_0 и $\Delta \Phi$.

Адиабатическая деформация магнитосферы Земли во время магнитной бури

Из всей совокупности явлений, сопровождающих развитие бури на главной и восстановительной фазах, нас будет интересовать только деформация магнитного поля и соответствующая этому динамика захваченной радиации, обусловленные кольцевым током (RC). Будем полагать, что действие RC удовлетворяет адиабатическому условию (7). Сам механизм формирования RC нами не рассматривается.

Главная фаза магнитной бури

На рис. 10 представлен симметричный разрез магнитосферы, на котором обозначены RC (I) и (по отношению к нему) внутренняя (II) и внешняя области (III) магнитосферы. Положим, что область формирования RC ограничена силовыми линиями диполя в интервале параметра Мак-Илвейна $L = 3-4$.

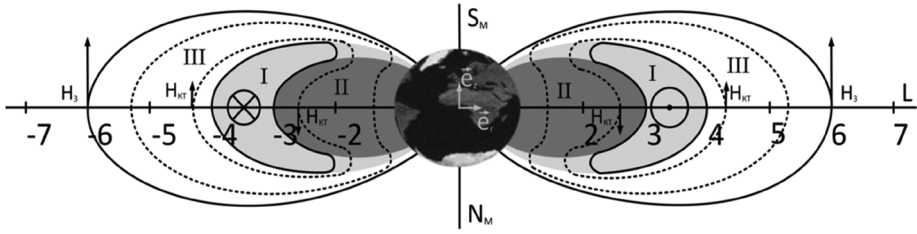


Рис. 10. Схематическое представление магнитосферы Земли в области захвата.

Рассмотрим динамику магнитных поверхностей, соответствующих адиабатической деформации магнитного поля, и соответствующую динамику магнитосферной плазмы во внутренней II и внешней III областях с точки зрения сохранения третьего инварианта Φ . Чтобы отличать внутреннюю область ловушки от внешней, поступим аналогично предыдущему разделу, обозначив радиус-вектор частицы во внутренней ловушке через прописную букву r , а во внешней ловушке - заглавной буквой R . Кроме того, верхними индексами « r » и « R » будем обозначать магнитные поля дипольного поля и RC во внутренней и внешней ловушках. Полагаем, что выполняется условие (7) и влияние кольцевого тока на исходное дипольное поле как во внешней, так и во внутренней ловушке зависит только от времени, а асимметрия поля и его радиальная зависимости отсутствуют. Дипольная составляющая магнитного поля обозначается индексом « r » для области II и индексом « R » для области III. Индекс «0» при буквенном обозначении соответствует начальным значениям этого параметра, индекс «1» - конечным значениям.

Во внутренней области II разность потоков $\Phi_{inner}^1 - \Phi_{inner}^0 > 0$. Тогда учитывая, что $r_0 < r_1$, $\Delta \Phi = -\pi r_1^2 H_{RC}^r < 0$ и с учетом знаков e_z, H^r, H_{RC}^r из условия сохранения потока, имеем

$$-2\pi r_1^2 H_1^r + (-\pi r_1^2 H_{RC}^r) = -\pi r_0^2 H_0^r$$

или

$$-r_1^2 \left[H_1^r + \frac{H_{RC}^r}{2} \right] = -r_0^2 H_0^r. \quad (10)$$

Для внешней области III $R_0 > R_1$, $\Delta \Phi = \pi R_1^2 H_{RC}^R > 0$ и с учетом знаков e_z, H^R, H_{RC}^R из условия сохранения потока имеем

$$-2\pi R_1^2 H_1^R + \pi R_1^2 H_{RC}^R = -2\pi R_0^2 H_0^R$$

или

$$-R_1^2 \left[H_1^R - \frac{H_{RC}^R}{2} \right] = R_0^2 H_0^R. \quad (11)$$

Следовательно, в результате действия RC складываются условия,

при которых энергичные частицы начинают со скоростью электрического дрейфа стягиваться к нему как из внешней, так из внутренней (по отношению к току) областей. Если при этом во внутренней области частицы замедляются, то во внешней, наоборот, ускоряются. В тоже время на главной фазе магнитной бури во всем пространстве внутренней ловушки за счет Dst -вариации поле уменьшается, а в пространстве внешней - растет.

Из условия сохранения магнитного потока по модулю для внутренней и внешней областей RC можем записать

$$\pi r_{inner}^2 H_{KT}^r(t) = \pi H_{RC}^R(t) |R_{imp}^2 - R_{inner}^2|, \text{ отсюда}$$

$$H_{RC}^R = \frac{r_{inner}^2}{|R_{imp}^2 - R_{outer}^2|} H_{KT}^r. \quad (12)$$

В (12) приняты следующие обозначения $H_{RC}^r = H_{dst}$, H_{RC}^R - соответствующие значения внутреннего и внешнего магнитного поля RC; r_{inner} и R_{outer} - радиусы внутренней и внешней границ поверхности RC в плоскости экватора. При наших предположениях согласно рис. 10 имеем $r_{inner} = 3R_E$, $R_{outer} = 4R_E$, $R_{mp} = 10R_E$ и имеем $H_{RC}^R \approx 0,1H_{dst}$.

Восстановительная фаза магнитной бури

На заключительной фазе магнитной бури происходит ослабление солнечного ветра, прекращается действие механизма накачки RC энергичными частицами, магнитосфера начинает расширяться и восстанавливаться до своих первоначальных границ. Динамика инвариантных поверхностей меняется на обратную. Во внутренней ловушке магнитное поле возрастает ($(d_{inner}/dt) > 0$) и электрическое поле (см. рис. 10) направлено к нам, и плазма со скоростью электрического дрейфа движется от RC по направлению к Земле. При этом энергия заряженных частиц растет. В свою очередь, во внешней ловушке магнитное поле убывает ($(d_{inner}/dt) < 0$), электрическое поле направлено от нас, и частицы, удаляясь от RC и Земли, замедляются.

В результате действия электрического дрейфа частицы начинают двигаться от RC как во внешней, так и во внутренней области.

Оценка энергии заряженных частиц, удовлетворяющих условию сохранения третьего инварианта для магнитной бури 07.09.2017 г.

Оценим энергию, которой должны обладать заряженные частицы, чтобы удовлетворять условию сохранения третьего адиабатического инварианта $T_d \left| \frac{dH}{dt} \right| \ll H$ для конкретной магнитной бури на главной фазе. Рассмотрим магнитную бурю с внезапным началом в 22 UT от 06.09.2017 г. [http://wdc.kugi.kyoto-u.ac.jp/dst_realtime/201709/index.html] . Главная фаза бури развивалась с 20 UT 07.09.2017 г. и продолжалась $\Delta t = 5$ часов, завершившись в 01 UT 08.09.2017 г. Восстановительная фаза бури закончилась 11.09.2017 г. (см. рис. 11). Из этого рисунка, построенного на основе табличных данных, следует, что на главной фазе бури за 5 часов амплитуда Dst -вариации составила

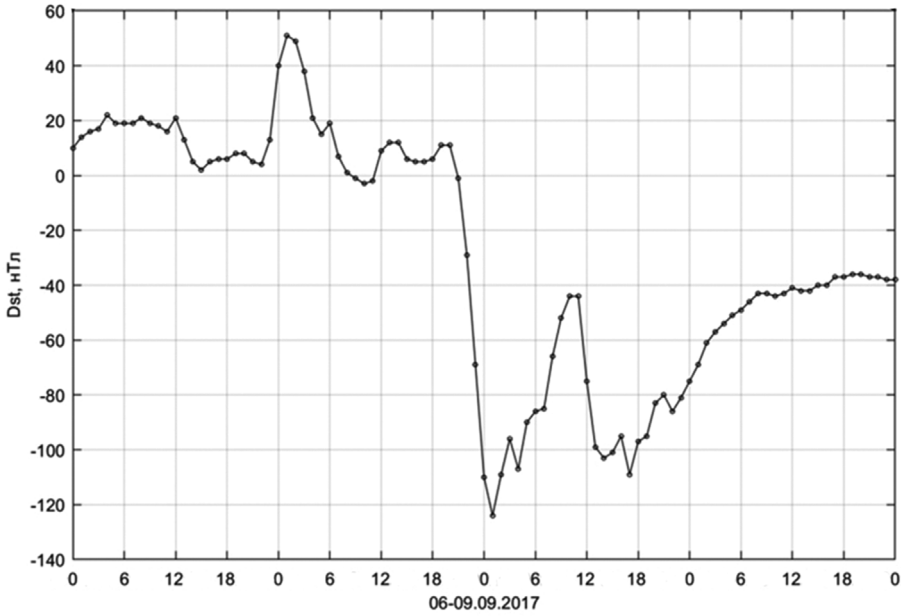


Рис. 11. Графическое представление Dst -вариации горизонтальной H -компоненты магнитного поля магнитной бури в сентябре 2017 года

$\Delta H_{dst} = \Delta H_{KC}^r = 135$ нТл. Изменение происходило практически по линейному закону, поэтому можем записать

$$T_d \left| \frac{dH}{dt} \right| \approx T_d \left| \frac{\Delta H_{dst}}{\Delta t} \right| \ll |H| \quad (13)$$

где в нашем случае $(\Delta H_{dst} / \Delta t) = 0,45$ (нТл/мин) для внутренней области RC (в нашем случае $L < 3$) и, согласно (13), равно 0,045 (нТл/мин) для внешней области тока ($L > 4$). Главная фаза бури имела длительность 300 мин, следовательно, периоды дрейфа должны быть, как минимум, на порядок меньше этой величины, т.е. $T_d \leq 30$ мин. В свою очередь, каноническое условие сохранения третьего инварианта, говорит о том, что изменение магнитного поля за период дрейфа частицы должно быть много меньше исходного поля, т.е. заметные изменения происходят за много периодов дрейфа. Действительно, для $L = 1,5$ магнитное поле на экваторе, определяемое согласно $H(L) = (3 \cdot 10^4) / L^3$ (нТл), равно $H(L) = 8,9 \cdot 10^3$ [нТл] и за 30 мин изменится только на $\Delta H = 0,45 \times 30 = 35$ нТл, что много меньше исходного поля $H(L = 1,5) \gg \Delta H$. Для внешней области RC, например, для $L = 6$, где $H(L = 6) = 140$ [нТл], изменение составит $\Delta H = 0,045 \times 30 = 1,35$ нТл, что также много меньше исходного поля.

$$T_d = \frac{44}{LE} (E \ll E_0), \quad (14)$$

Следовательно, максимальное значение периода дрейфа для выбранной бури должно равняться 30 минут независимо от параметра L . Чем меньше этот период дрейфа, тем лучше, согласно (14), условия для сохранения третьего инварианта.

В свою очередь, период дрейфа связан с энергией частицы и параметром Мак-Илвейна соотношением [12]

$$T_d = \frac{88(1 + E/E_0)}{LE(2 + E/E_0)f_\varphi(\lambda_{mirr})}.$$

Для плоскости экватора $\lambda_{mirr} = 0$ и функция $f_\varphi(\lambda_{mirr})$, определяющая зависимость T_d от широты зеркальной точки λ_{mirr} , равна 1. С учетом этого последнее выражение можно представить для трех предельных случаев

$$T_d = \frac{88}{LE}(E \gg E_0), \quad (15)$$

$$T_d = \frac{59}{LE}(E \sim E_0), \quad (16)$$

где период T выражается в минутах

Таблица 5. Минимальные значения энергий протонов и электронов

L	1,5	2	3	4	5	6
E_p	980	735	490	370	290	245
E	1310	985	660	490	390	330

Согласно результатам, представленными в табл. 5, можно отметить, что чем выше энергия частиц по отношению к рассчитанным минимальным энергиям для данных параметров L , тем лучше сохраняется третий адиабатический инвариант на главной фазе рассматриваемой бури. Тем более это будет справедливо для восстановительной фазы, продолжавшейся три дня с 08.09.2017 по 11.09.2017 гг.

Обсуждение

Пусть в $(t_0 = 0)$ частица находится в точке с экваториальным радиусом r_0 и значением поля H_0 (для определенности выберем внутреннюю область геомагнитной ловушки II (см. рис. 10)). Включение поля H_{RC}^r приводит к тому, что частица через время Δt приходит в точку $r_1 = r_0 + \Delta r$ ($\Delta r > 0$), в которой дипольное магнитное поле стало $H_1^r \sim 1/(r_1)^3$. Поскольку $H_{RC}^r < 0$, то реальное возмущенное поле в точке с r_1 в момент $t_1 = \Delta t$ будет иметь значение

$H_1^{dist}(r_1, \Delta t) = H_1^r - H_{RC}^r(\Delta t)$, т.е. меньше H_1^r на величину возмущения. Однако инвариантная поверхность, которая рассчитывается из условия сохранения третьего инварианта, определяет поле, согласно выражению (10), как сумму $H_1^{dist}(r_1, \Delta t) = H_1^r + \frac{H_{RC}^r}{2}$, где $\frac{H_{RC}^r}{2}$ - среднее значение возмущения на интервале Δr . Т.е., в этом случае возмущенное поле больше дипольной составляющей H_1^r . Следовательно, третий адиабатический инвариант в потоковой форме для переменного поля имеет чисто математическое понятие, говорящее о балансе потоков. В этом случае на первый план должно выходить каноническое понятие третьего инварианта как инварианта движения заряженной частицы по циклической координате φ [9, 10].

В результате проведенного анализа, следует отметить следующее [46]:

1. Магнитное поле определенного знака $h(t)$, наложенное на магнитную систему двух витков с параллельными токами (см. рис. 9), приводит к возникновению электрического поля одинакового знака как во внутренней, так и внешней магнитных ловушках, но к разному поведению инвариантных оболочек. При этом:
 - С ростом радиуса-вектора во внутренней ловушке по модулю поле уменьшается, а поток растет. В то же время во внешней ловушке с ростом радиуса поле уменьшается ($H \sim 1/r^3$), поток также уменьшается ($r^2 H \sim 1/r$).
 - Если при заданном знаке возмущающего поля h (рис. 9) во внутренней ловушке магнитное поле уменьшается как в пространстве, так и на поверхности постоянного третьего инварианта в потоковой форме, то во внешней ловушке магнитное поле в пространстве растет, а на инвариантной поверхности уменьшается;
2. Показано, что при вычислении третьего инварианта практическое значение имеет не численное значение самого магнитного потока Φ , а только его изменение, равное разнице конечного и начального значений потоков, рассчитанных по параметрам дипольного невозмущенного поля.
3. В центральной части RC существует область, в которой магнитное поле не изменяется. В этой области происходит обращение знака производной dH/Dt . Поэтому и магнитное поле h , возбуждаемое RC, и индукционное поле E здесь обращаются в нуль. Можно предположить, что эта область соответствует параметру L_m , характеризующему положения максимума давления RC и являющимся функцией Dst -вариации [11].

Отклики на подготовку сильных камчатских землетрясений в системе литосфера-атмосфера-ионосфера

Современными исследованиями установлено, что земная кора в сейсмоактивных регионах оказывает влияние на физические процессы, протекающие в верхних геосферных оболочках. Следовательно, в этих регионах любые аномальные изменения в поведении параметров ионосферы, формирующееся на фоне регулярного суточного изменения характеристик ионосферы, обусловленного влиянием Солнца, могут дать информацию о процессах подготовки землетрясений. Такой подход явился основой для создания комплексной модели литосферно-атмосферно-ионосферных связей LAIC [13]. В ходе развития модели было показано, что все процессы, происходящие в верхних геоболочках нашей планеты над зоной подготовки землетрясений, сами являются неотъемлемой частью этого процесса и генетически связаны с процессами трансформации земной коры, в частности, интенсификация выхода радона из активных тектонических разломов совпадает с периодом начала растрескивания и формирования неоднородностей (asperities) в области очага землетрясения [14], понижением величины коэффициента b в соотношении Гутенберга-Рихтера и началом форшоковой активности [15]. Фактически, появление атмосферных и ионосферных предвестников свидетельствует о начале финальной стадии подготовки землетрясения, длительность которой составляет не более двух недель, а статистически ионосферные предвестники появляются за 1-5 суток до главного толчка (краткосрочный прогноз) [16]. Еще одним важным свойством многопараметрического мониторинга является синхронность во времени и в пространстве появления всех атмосферных и ионосферных предвестников, что характерно для синергетических процессов в открытых диссипативных системах [17], которая представляет собой комплекс генерации предвестников землетрясений на финальной стадии их подготовки.

В свою очередь, как показано в [18], подготовка сильных по величине S землетрясений ($S=L/R_h*100\%$, где L - линейный размер очага землетрясения, аппроксимируемого эллипсом; R_h - гипоцентральное расстояние), как правило, начинает проявляться в данных скважинных измерений на Петропавловск-Камчатском геодинимическом полигоне (ППП) в среднесрочном масштабе времени (за месяцы, годы до момента землетрясения). Достаточно точное определение на фоне этих процессов начала стадии, непосредственно предшествующей землетрясению (за недели, дни до момента главного события), на настоящем этапе исследований вызывает большие трудности и при краткосрочном прогнозе приводит, как правило, к недопустимо большим значениям «тревожного времени». Определенный оптимизм в отношении решения этой задачи авторы связывают с использованием при подготовке прогнозных заключений данных вертикального радиозондирования ионосферы, осуществляемого на базе ИКИР ДВО РАН, а также данных

мониторинга полного электронного содержания (ПЭС) с использованием глобальных навигационных систем ГЛОНАСС и GPS (ИКИ РАН). Целесообразность указанных шагов связана с тем, что значимые изменения параметров ионосферы происходят, в основном, за 1-5 суток до камчатских землетрясений.

Наземные исследования атмосферы и ионосферы

Ионосферные наблюдения наземными средствами

В Камчатском регионе, как показывают многолетние исследования динамики ионосферных параметров накануне землетрясения, к особенностям, которые можно отнести к предвестниковым признакам, подробно описанных в разделе «Динамика поведения ионосферных параметров накануне землетрясений в периоды 28.02.-01.03.2013г».

Надежность ионосферного предвестника R , его достоверность определяется по формулам (1), (2), [20].

Эффективность прогностического признака на основе методики А.А. Гусева [21] вычисляется по формуле (3).

Эффективность прогностического признака на основе методики Г.М. Молчана [22] вычисляется по формуле(4).

С целью отбора наиболее эффективных ионосферных предвестников были вычислены параметры V , R , J_G , J_M по приведенным формулам для сейсмических событий прогнозируемого энергетического класса $K_S \geq 13,5 (M \geq 6,0)$, произошедших на глубинах до 100 км на расстояниях до $r = 500$ км от пункта ионосферных наблюдений ИКИР ДВО РАН на Камчатке. Период наблюдений был выбран равный $T = 01.01.2013 - 31.12.2018$ гг., период ожидания землетрясений с $K_S \geq 13,5$ был задан равным $T = 5$ суток. Вычисления показали, что наиболее информативными, т.е. с наибольшими значениями параметров J_G и J_M , являются следующие ионосферные предвестники: критическая частота $foF2$ ионосферного слоя $F2$, К-слой, расслоение $F2$ по частоте (режим «V», «H») и спорадический слой E_s типа г.

На основе выбранных наиболее эффективных ионосферных предвестников был построен алгоритм краткосрочного прогноза землетрясений, в котором проводится совместный анализ рассматриваемых ионосферных возмущений в скользящем временном окне шириной $\Delta T = 5$ суток с шагом $\Delta T = 1$ сутки. Условием для объявления начала периода ожидания T сейсмического события было выполнение на временном интервале T как минимум для трёх из четырёх рассматриваемых ионосферных параметров под номерами пп.1, 3, 4 и 5 в разделе «Динамика поведения ионосферных параметров накануне землетрясений в периоды 28.02.-01.03.2013г». Продолжительность периода ожидания выбрана равной $T = 5$ суток. Для алгоритма была проведена оценка его прогностической эффективности на временном интервале 01.01.2013-31.12.2018 гг. в весенние и осенние сезоны для сейсмических событий, произошедших на глубинах до 100 км в радиусе $r=500$ км от пункта регистрации ионосферных наблюдений.

На основе данного алгоритма за период 2018-2019 гг. были подготовлены заключения об усилении сейсмической активности на период 5 дней вперед со дня подачи в географическом районе с координатами $48^{\circ}-58^{\circ}$ с.ш. и $154^{\circ}-167^{\circ}$ в.д. Частота подачи заключений увеличилась с усилением уровня шумов дегазации в воде при скважинных измерениях (подробнее об этом в разделе «Скважинные измерения»). Это говорит об усилении газовыделений, включая радон, который непосредственно влияет на аномальное поведение параметров ионосферы накануне землетрясения.

На рис.12 представлена разница (%) текущих значений f_oF2 и медианы по времени Петропавловска-Камчатского ($LT = UT + 12h$) (маска предвестника). На рисунке также отмечены времена появления К-слоя, расслоения «V», «Н» и $E_s - r$. Красным треугольником отмечено время землетрясения. Рис. 12 показывает, как динамику изменения Δf_oF2 при наземном радиозондировании, так и время формирования по LT других прогностических признаков по суткам (с 12:00 UT 14.03.2020 г. до 12:00 UT 26.03.2020 г.). На рисунке четко просматривается увеличение концентрации электронов в ночь с 16 по 17 марта, которая продолжается до ночных часов 22 марта 2020 г.

Многопараметрический мониторинг с использованием спутниковых технологий на основе модели LAIC

Среди предвестников, описываемых моделью LAIC, большое место занимают параметры, получаемые с помощью средств дистанционного зондирования. Их большим преимуществом является возможность производить мониторинг территорий над океаном и в прибрежных зонах, где невозможно установить наземные датчики. Комбинирование наземных и спутниковых измерений повышает надежность прогноза, т.к. используются преимущества обоих подходов: непрерывность измерений на наземных станциях и большой пространственный охват спутниковых измерений. Особое место в ряду предвестников принадлежит поправке химического потенциала, указывающей на интенсивность процесса ионизации в приземном слое атмосферы, в том числе и над поверхностью океана. В момент фазового перехода (акт конденсации/испарения) химический потенциал молекулы воды равен величине скрытой теплоты испарения, что позволяет проводить расчеты химического потенциала, используя термодинамические параметры атмосферы - относительную влажность и температуру [13]. Оказалось, что величина скрытой теплоты при конденсации на ионах или аэрозолях больше постоянной скрытой теплоты для воды ($Q=0,422$ эВ на одну молекулу). Превышение составляет несколько процентов от Q , т.е. 0,001 - 0,08 эВ. Чем выше скорость ионообразования и концентрация гидратированных ионов, тем выше поправка.

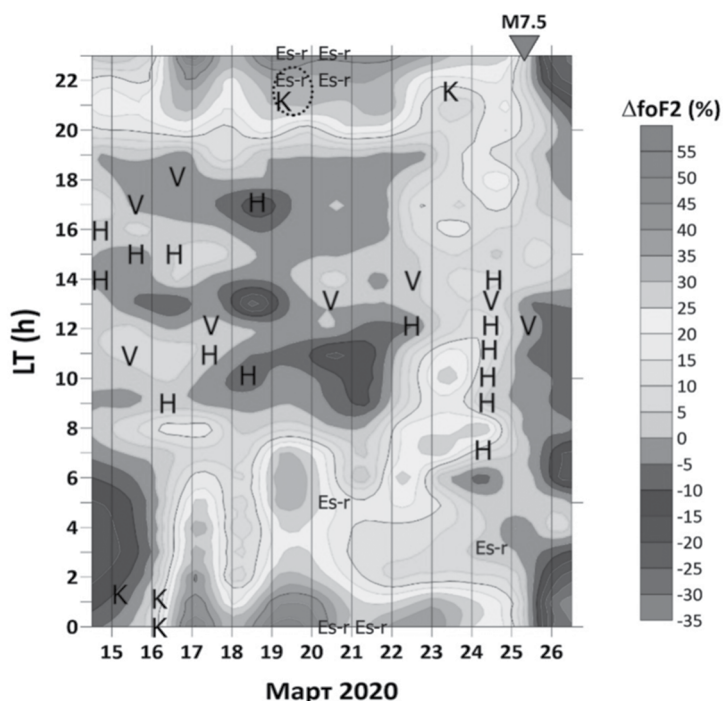


Рис. 12. Диаграмма разницы текущих значений $foF2$ и медианы по местному времени Петропавловска - Камчатского (LT). На рисунке также отмечены времена появления других предвестниковых признаков К-слоя, расслоения «V», «H» и $Es-r$.

Многопараметрический мониторинг в период подготовки землетрясения М 7,5 восточнее Курильских островов 25 марта 2020 г.

Как показал многолетний анализ данных по химическому потенциалу в регионе Камчатки, этот параметр позволяет оценить как положение эпицентра, так и магнитуду готовящегося землетрясения. Однако в данном случае картина была сильно возмущена постоянно зарождающимися циклонами, причем с центром вблизи эпицентра будущего землетрясения (рис. 13). В этой связи выявить обычно наблюдаемый максимум вблизи эпицентра оказалось затруднительно. С другой стороны, можно видеть повышенные значения химического потенциала на огромной территории. Согласно [25] радиус зоны подготовки землетрясения составляет $R(km) = 10^{0,43M}$, что для магнитуды 7,5 будет 1679 км. Засвеченные зоны на рисунках как раз свидетельствуют о величине зоны подготовки готовящегося землетрясения.

Если в зоне подготовки возникают линейные зоны повышенного напряжения [26], над этой областью может возникнуть линейная облачная

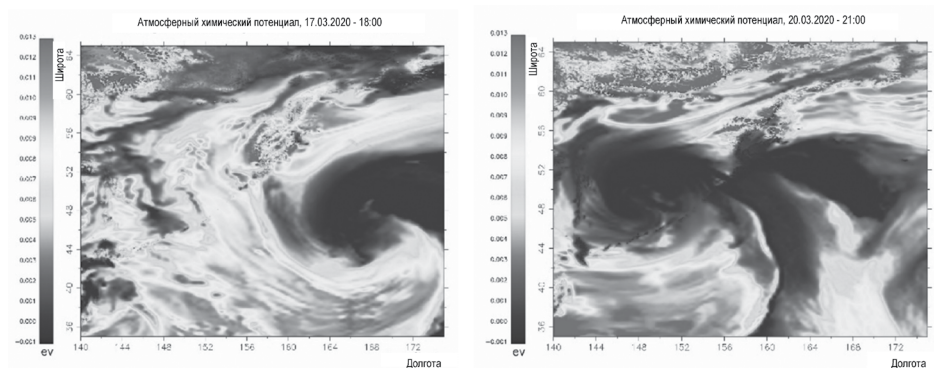


Рис. 13. Пространственное распределение поправки химического потенциала в Камчатском регионе 17 и 20 марта 2020 г. В период подготовки землетрясения М 7,5 вблизи Курильских островов.

структура или линейная структура в пространственном распределении химического потенциала. Временной ход поправки химического потенциала, полученный для точки внутри показанной линейно аномальной структуры, подтверждает наличие локального максимума на интервале времени 1 месяц с 1 по 31 марта (рис. 14, верхняя панель).

Характерно, что для этой же даты наблюдался абсолютный максимум уходящего потока низкочастотного инфракрасного излучения OLR, который был зарегистрирован независимо двумя спутниками дистанционного зондирования NOAA-15 (темная штриховка) и NOAA-18 (серая штриховка), (рис. 14, нижняя панель).

Еще одной неожиданной особенностью данного землетрясения явилось то, что в отличие от большинства случаев ионосферные предвестники проявились раньше аномалий OLR и аномалий химического потенциала. При этом ионосферные аномалии по времени совпали с периодом понижения проводимости земной коры, что дает основание предположить механизм генерации этих аномалий, отличных от ионизационного (рис.15).

Скважинные измерения

Петропавловск-Камчатский геодинимический полигон

В настоящее время сеть комплексных скважинных измерений ПГП (зона радиусом около 100 км от центра г. Петропавловска-Камчатского) состоит из пяти радиотелеметрических пунктов и Центра сбора и обработки информации, расположенного в здании ИВиС ДВО РАН (рис. 16). Работы по краткосрочному прогнозированию землетрясений, проводимые ИВиС ДВО РАН, в настоящее время опираются, прежде всего, на методы мониторинга изменений напряженно-деформированного состояния (НДС) геосреды в районе ПГП, позволяющие контролиро-

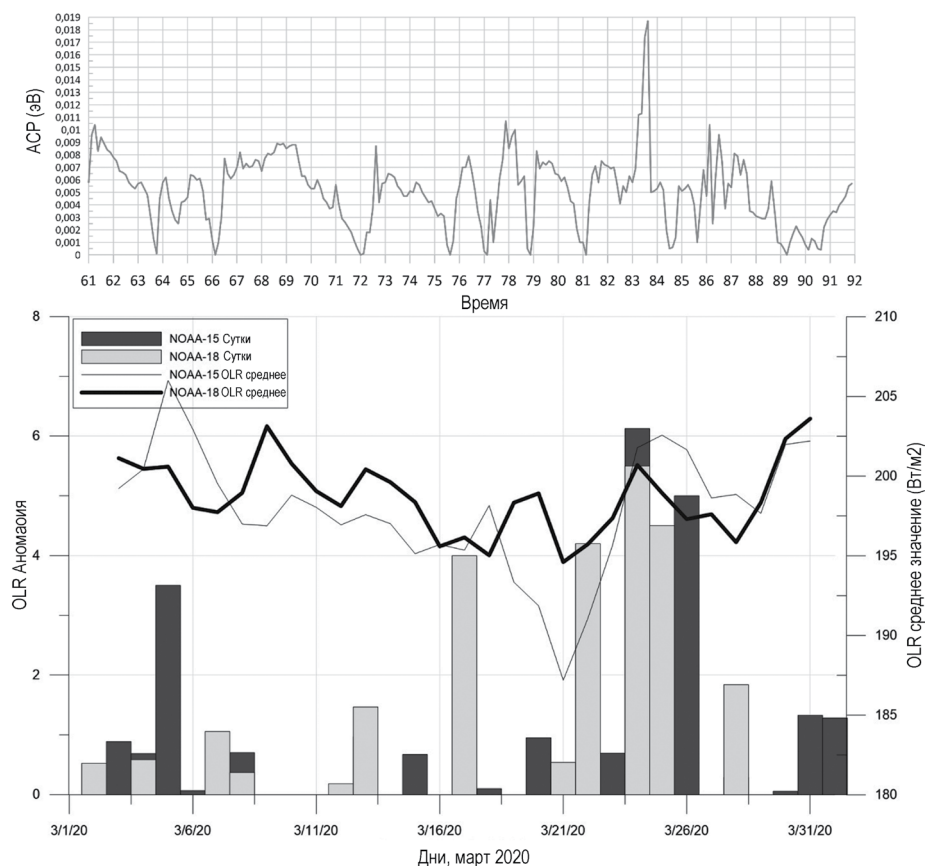


Рис. 14. Верхняя панель - график изменения поправки химического потенциала внутри линейной аномалии за период 1- 31 марта 2020 г.; нижняя панель - суточные значения градиента уходящего потока длинноволнового инфракрасного излучения по данным спутников NOAA-15 (темная штриховка) и NOAA-18 (серая штриховка) за март 2020 г.

вать интенсификацию процессов дилатансии и флюидизации геосреды в районе Авачинского залива. Базовыми измерениями при этом являются непрерывные геоакустические измерения на глубинах до 1012 м и электромагнитные измерения с подземными электрическими антеннами.

Основой геоакустических методов мониторинга НДС геосреды является эффект модуляции амплитуды ГАЭ переменным электрическим полем, открытый в ходе многолетних комплексных скважинных измерений на ПГП [18], [30]. Метод непрерывного мониторинга НДС геосреды, базирующийся на данных измерений с подземными электрическими антеннами, позволяет контролировать изменения удельного сопротив-

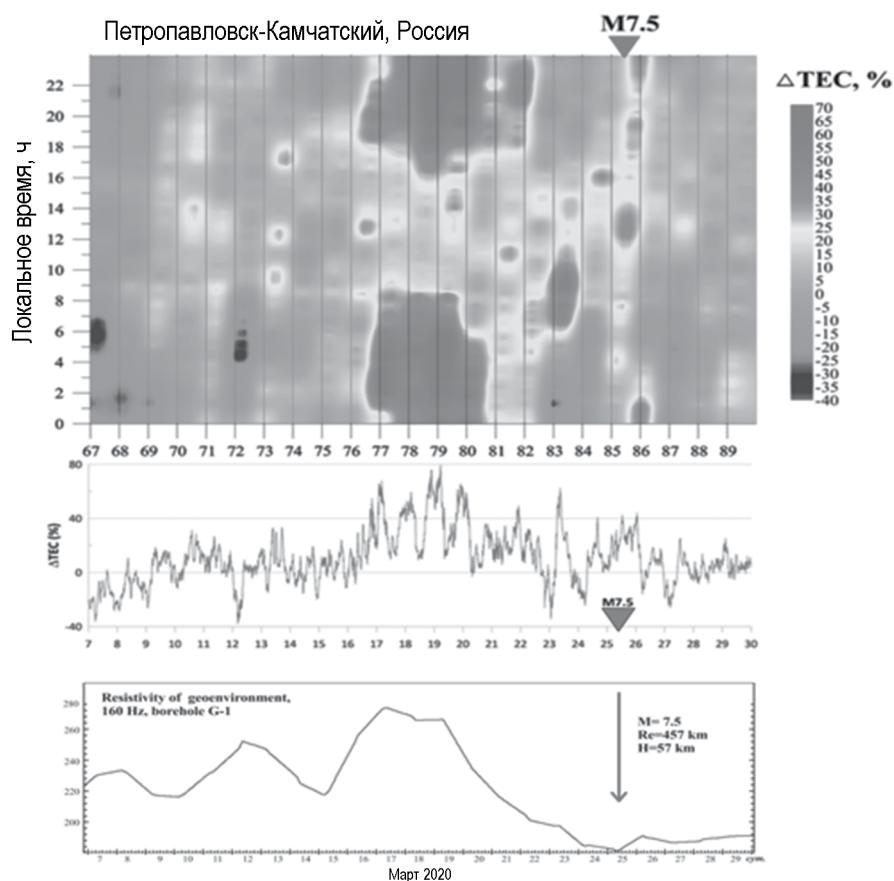


Рис. 15. Маска GPS TEC, график отклонений GPS TEC; вариации удельного сопротивления геосреды до глубины около 1000 м в районе скв. Г-1 накануне сильного ($M=7,5$) землетрясения 25.03.2020 г. в районе северных Курил.

ления геосреды в районе скважины до глубин около 2200 м [18]. Кроме базовых измерений сеть обеспечивает:

- измерения удельной электропроводности воды скважин (скважины Г-1 и ГК-1);
- мониторинг изменений проницаемости геосреды (скважины ГК-1 и Р-2);
- измерения температуры воды скважины на разных глубинах (скважины Р-2 и ГК-1);
- измерения уровня воды скважины (скважина Р-2).

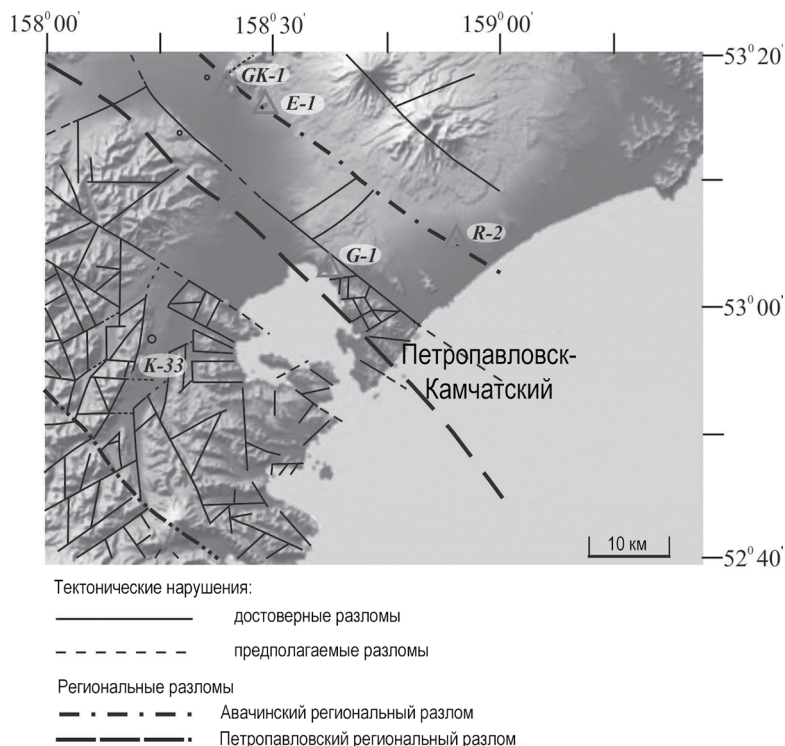


Рис. 16. Конфигурация сети комплексных скважинных измерений Петропавловск-Камчатского геодинамического полигона.

Для измерений удельной электропроводности воды скважин используется кондуктометрический анализатор жидкости АЖК-3130 с индуктивным бесконтактным датчиком. Глубина установки датчика в скважине Г-1 составляет 41 м, в самоизливающейся скважине ГК-1 датчик установлен на глубине 1 м.

Метод мониторинга проницаемости геосреды, используемый при измерениях на скважине ГК-1, основывается на измерениях шумов дегазации в воде скважины. Указанные измерения с апреля 2018 г. проводятся в непрерывном режиме с использованием гидрофона Г61Н, установленного в скважине на глубине 280 м. Полученные к настоящему времени результаты указывают на перспективность использования указанного метода в системе среднесрочного и краткосрочного прогноза камчатских землетрясений [31].

Основная идея, заложенная в метод мониторинга изменений проницаемости геосреды, применяемый с ноября 2005 г. на скважине Р-2, состоит в том, что при условии стабильности температуры воды в скважине значимые изменения ее удельного веса (плотности) должны быть связаны с изменениями объемов газов, поступающих в воду скважины за единицу времени. В свою очередь изменения объемов газов должны

в первую очередь определяться изменениями проницаемости геосреды в районе скважины. Технические детали метода изложены в [32].

Данные уровня воды в скважине Р-2 получают расчетным путем, используя результаты измерений давления воды в скважине на глубине 3 м и данные измерений атмосферного давления.

Сравнение данных комплексных скважинных измерений с результатами ионосферного мониторинга

Первые результаты совместного анализа данных сети комплексных скважинных измерений ПГП и результатов вертикального радиозондирования ионосферы (ИКИР ДВО РАН) показали (рис. 17), что перед сильными камчатскими землетрясениями имеет место достаточно высокая коррелированность возникновения аномалий в ионосфере с изменениями комплекса параметров в данных сети скважинных измерений ПГП [31].

Этот вывод подтверждается при сравнении результатов изменений удельного электрического сопротивления геосреды в районе ПГП с изменениями полного электронного содержания (ТЭС) и формированием ряда других аномалий в ионосфере за несколько суток до сильного ($M_W = 7,5$) землетрясения, произошедшего 25 марта 2020 г. в районе северных Курил (рис. 17). Такие результаты показывают, что проведение совместного многофакторного анализа данных скважинного геофизического мониторинга и данных мониторинга состояния ионосферы в зоне ПГП может позволить значительно повысить надежность определения начала заключительной стадии подготовки землетрясения и значительно сократить «тревожное время» при краткосрочном прогнозировании сильных камчатских землетрясений.

Представлены результаты комплексного подхода к изучению подготовки сильных камчатских землетрясений в системе литосфера-атмосфера-ионосфера средствами наземного и спутникового мониторинга [47]. Выделены ряд особенностей свойственных камчатскому землетрясению, произошедшего 25.03.2020 ($M=7,7$). Согласно приведенному анализу с 14.03.-25.03.2020 (по UT) наблюдаются особенности на наземных ионограммах вертикального зондирования: критическая частота f_oF2 ионосферного слоя $F2$, К-слой, расслоение $F2$ по частоте (режим «V») и спорадический слой E_s типа r , характеризующие предвестниковый период для землетрясений в Камчатском регионе. При этом удивительным является тот факт, что этот период совпадает с временем уменьшения проводимости земной коры (рис. 17, нижняя панель), что наталкивает на мысль об участии этого явления в генерации ионосферных предвестников. Кроме того, интересной особенностью землетрясения 25.03.2020 является то, что ионосферные предвестниковые признаки проявились раньше, чем аномалии OLR и аномалии химического потенциала, в отличие от большинства случаев ионосферных предвестников. В свою очередь известно, что основным передатчиком эффекта подготовки землетрясения в ионосферу является Глобальная Электрическая Цепь (ГЭЦ) [19], а понижение проводимости в зоне подготов-

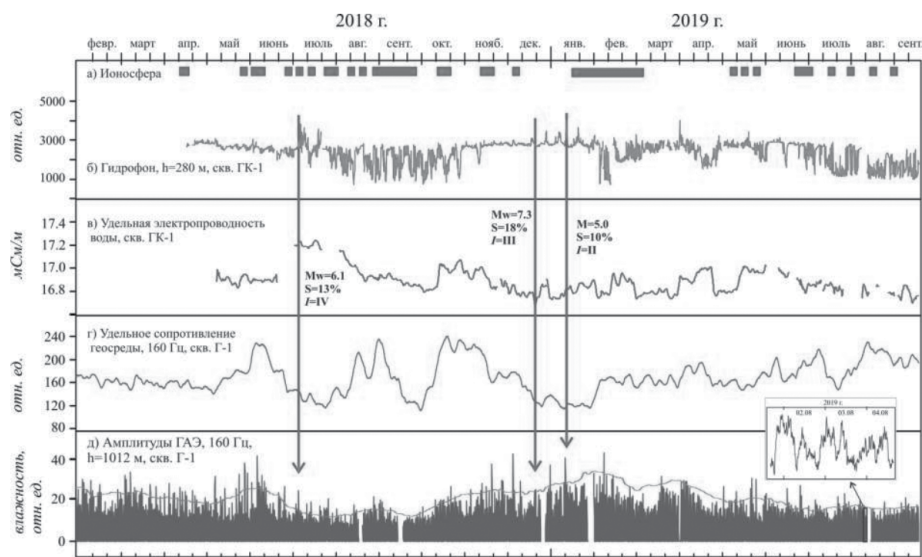


Рис. 17. Результаты комплексных скважинных измерений на ПГП в сопоставлении с интервалами возникновения аномалий в ионосфере: (а) - аномалии в ионосфере (прямоугольники) по данным ионосферной станции «Парус» ИКИР ДВО РАН; (б) - изменения уровня шумов дегазации в воде скважины ГК-1; (в) - изменения удельной электропроводности воды скважины ГК-1; (г) - изменения удельного сопротивления геосреды в районе скв. Г-1 до глубины около 1000 м; (д) - изменения амплитуд откликов геоакустической эмиссии на воздействие внешнего электромагнитного поля в зоне скважины Г-1.

ки землетрясения эквивалентно усилению вертикального электрического поля, способного вызвать формирование положительной аномалии электронной концентрации над этой зоной. Эта идея требует проверки с помощью моделирования, но как рабочая гипотеза может быть использована и должна тестироваться в будущих случаях одновременной регистрации проводимости земной коры и вариаций в ионосфере во время подготовки сильных землетрясений в Камчатском регионе.

Оценка области и периода ожидания сильных камчатских землетрясений на основе сейсмических и ионосферных признаков

Предпринята попытка объединить сейсмологические и ионосферные предвестниковые прогностические признаки, формирующиеся накануне землетрясений, с целью разработки методики оценки области и временного периода ожидания сильных камчатских землетрясений с энергетическим классом $K_S \geq 13,5$ ($M \geq 6,0$). В качестве среднесрочно-

го предвестника предложен сейсмологический параметр, определённый на основе вероятностной модели каталога Камчатских землетрясений и позволяющий оценить область и вероятность наступления в ней сильного землетрясения. В качестве краткосрочного предвестника с периодом ожидания землетрясений до 5 суток рассмотрен комплекс ионосферных возмущений. Для рассматриваемых предвестников проведена оценка их прогностической эффективности по методикам А.А. Гусева и Г.М. Молчана, а также произведён их совместный анализ накануне землетрясений с $K_S \geq 13,5$ ($M \geq 6,0$), произошедших за период 2009–2018 гг.

В работах [33, 34], были приведены результаты ионосферных наблюдений с целью краткосрочной (3-5 дней) оценки периода ожидания камчатских землетрясений. Одновременно применение теоретико-вероятностного подхода к каталогу Камчатских землетрясений [35, 36] позволило вычислить вероятности попадания сейсмических событий в сейсмофокальную зону Курил и Южной Камчатки и установить для нее рост сейсмической активности (в два раза), происходивший на протяжении 2007–2010 гг. Это позволило определить область ожидания (среднесрочный прогноз) крупных землетрясений. За период с 2011–2013 гг. в этой области произошло 11 сейсмических событий с $K_S \geq 14,0$. Возникает естественная задача объединить сейсмологические и ионосферные предвестниковые прогностические признаки, формирующиеся накануне землетрясений, оценить их прогностическую эффективность с целью разработки методики оценки области и временного периода ожидания сильных камчатских землетрясений с энергетическим классом $K_S \geq 13,5$ ($M \geq 6,0$).

Методика расчёта сейсмического предвестника землетрясений

Применение аксиоматики А.Н. Колмогорова к каталогу сейсмических событий подробно описано в работах [35, 36]. Такой подход позволяет каждое элементарное событие ω_i охарактеризовать случайными величинами $\xi_i(\omega_i) = \{\varphi_i(\omega_i), \lambda_i(\omega_i), h_i(\omega_i), K_i(\omega_i)\}$, где величины $\varphi_i, \lambda_i, h_i$ являются координатами землетрясения, а K_i - энергетическим классом. (Время события $t_i(\omega_i)$, как не имеющего математического ожидания, из системы случайных величин исключено). Случайные события (за конкретный выбранный период времени ΔT) могут представлять произвольную комбинацию из переменного числа случайных величин (при фиксировании других) и образовывать некоторые подмножества A, B, C и т.д. Вероятности того, что сейсмическое событие попадет в заданные интервалы: по широте $\Delta\varphi = \varphi_i - \varphi_{i-1}$, долготе $\Delta\lambda = \lambda_j - \lambda_{j-1}$, глубине $\Delta h = h_m - h_{m-1}$ и по энергетическому классу $\Delta K = K_n - K_{n-1}$ $P(\Delta\varphi_i, \Delta\lambda_j, \Delta h_m, \Delta K_n) = F(\varphi_i, \lambda_j, h_m, K_n) - F(\varphi_{i-1}, \lambda_{j-1}, h_{m-1}, K_{n-1}) = P(\Delta\varphi_i)P(\Delta\lambda_j | \Delta\varphi_i)P(\Delta h_m | \Delta\varphi_i \Delta\lambda_j)P(\Delta K_n | \Delta\varphi_i \Delta\lambda_j \Delta h_m)$

где i, j, m, n - индексы соответствующих интервалов случайных величин. Статистическая обработка каталога дает возможность определять среднюю вероятность возникновения сейсмического события в том

или ином заданном интервале географических координат, глубины и энергетического класса через соответствующие условные вероятности. При таком подходе каталог землетрясений за весь инструментальный период наблюдений T представляется в виде математического объекта трех элементов $\{\Omega, \tilde{F}, P\}$, где Ω – пространство элементарных событий, \tilde{F} – множество подмножеств случайных событий, P – вероятности этих событий. $\{\Omega, \tilde{F}, P\}$ может рассматриваться в качестве опорной модели, на фоне которой отслеживаются текущие изменения в сейсмической активности, т.е. регистрировать вариации в распределении вероятностей в локальных областях сейсмического региона, обусловленные изменением активности того или иного объема, за различные интервалы времени $\Delta T < T$. В качестве случайного события, на основе которого вычисляется сейсмический прогностический признак, было задано случайное событие A : «Попадание эпицентров сейсмических событий, произошедших в выбранном объеме V , в заданных интервалах широты $\Delta\varphi$ и долготы $\Delta\lambda$ ». Рассмотрим методику расчёта прогностического признака на основе вероятностного параметра $P(A)$ для исследования изменений сейсмического режима перед сильными землетрясениями с $K_S \geq 13,5$ ($M \geq 6,0$). Для анализа использован каталог землетрясений Камчатского филиала Федерального исследовательского центра «Единая геофизическая служба РАН» за 1962-2018 гг.

Методика расчёта сейсмического параметра

Разделение сейсмоактивного района на элементарные площади

Исследуемая сейсмоактивная область, расположенная вдоль восточного побережья Камчатки, включающая в себя Южную и Северную сейсмофокальные зоны, разбивается на $m = 12$ неперекрывающихся площадей с размерами $S_i = 150 \times 150$ км (рис. 18). Так как в качестве прогнозируемых землетрясений в данной работе рассматриваются сейсмические события с энергетическим классом $K_S^{pr} \geq 13,5$, следовательно согласно [38] длина разрыва в очагах таких землетрясений $L \geq 11$. Полагая, что линейный размер области подготовки землетрясения составляет порядка 10 длин разрыва, т.е. ~ 110 км, то для расчётов в качестве базового варианта можно выбрать размер пространственной ячейки равным 150×150 км.

Вычисление вероятностей попадания сейсмических событий в области разбиения

Для каждой площади интервал S_i ($i = \overline{1, m}$) в скользящем временном окне ΔT_k , проходящем с шагом Δt временной интервал T , вычисляется вероятность попадания сейсмических событий $P_k(S_i) = n_{ik}/N_k$, где n_{ik} – число сейсмических событий с энергетическим классом $K_S \geq$

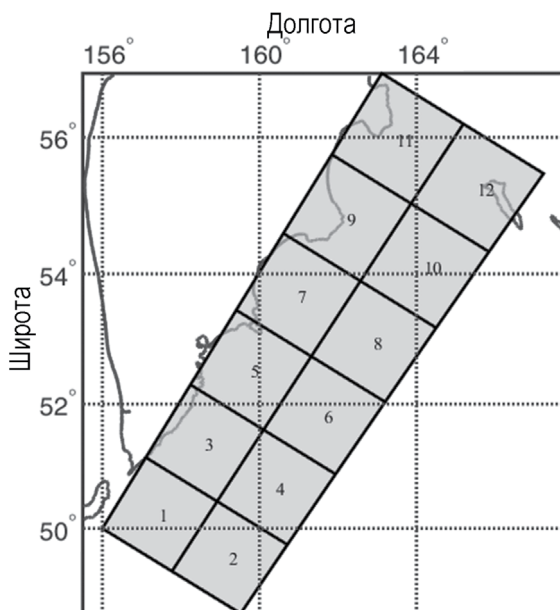


Рис. 18. Разбиение исследуемого сейсмоактивного района на элементарные ячейки с размерами 150×150 км.

9,0, произошедших в области S_i за период ΔT_k , $N_k = \sum_{k=1}^m n_{ik}$ - суммарное число землетрясений с $K_S \geq 9,0$, произошедших на площади $S = \sum_{i=1}^m S_i$ за время ΔT_k . Также в каждой области S_i вычисляются долговременные (фоновые) значения вероятности попадания сейсмических событий $P_T(S_i) = n_{iT}/N_T$, где n_{iT} - число сейсмических событий с энергетическим классом $K_S \geq 9,0$, произошедших за время T , $N_T = \sum_{k=1}^m n_{Tk}$ - суммарное число землетрясений с $K_S \geq 9,0$, произошедших за T на площади S . В данной работе размер временного окна и шаг его смещения установлены равным соответственно $\Delta T_k = 1$ год и $\Delta t = 1$ сутки, а временной интервал, на котором проводится исследование сейсмического режима, равен $T = 01.01.1962 - 01.01.2019$ гг. На рис. 19, в качестве примера, представлены значения вероятностей попадания сейсмических событий в область S_{12}

Вычисление статистически значимых отклонение вероятностей от фоновых значений

Для получения статистически значимых отклонений текущих значений вероятностей $P_k(S_i)$ от их долговременных (фоновых) значений $P_T(S_i)$ используется параметр ξ_P , определённый на основе [48] и представленный в виде:



Рис. 19. Временной ряд значений вероятности $P_k(S_{12})$.

$$\xi_P = \begin{cases} \frac{\Delta P_k - \text{sign}(\Delta P_k) \cdot |\sigma_{P_k}|}{|\sigma_{P_T}|}, & \text{если } |\Delta P_k| > |\sigma_{P_k}| \\ 0, & \text{если } 0 \leq |\Delta P_k| \leq |\sigma_{P_k}| \end{cases} \quad (17)$$

где P_k и $\sigma_{P_k} = \sqrt{(P_k(1 - P_k)/n_k)}$ - текущие значения вероятности и её стандартное отклонение в скользящем временном окне ΔT_k ; P_T и $\sigma_{P_T} = \sqrt{P_T(1 - P_T)/n_T}$ - долговременные значения вероятности и её стандартное отклонение окне $T > \Delta T_k$; n_i и n_T - число сейсмических событий, произошедших соответственно за временные периоды ΔT_k и T ; $\Delta P_k = P_k - P_T$ - разность между текущим значением вероятности P_k и долговременным значением P_T .

Определение значений критериев для идентификации аномалий

Сильным землетрясениям могут предшествовать как периоды с усилением сейсмической активности (увеличение числа фоновых событий), так и периоды ослабления сейсмической активности (уменьшение числа фоновых событий). При поиске периодов активизации сейсмичности за начало аномалии по параметру ξ_P принимается момент появления значений $\xi_P \geq \xi_P^1$, где ξ_P^1 - уровень тревоги, выбираемый экспериментально. В случае поиска периодов сейсмических затиший, начало аномалии идентифицируется по моменту появления значений $\xi_P \leq \xi_P^2$, где ξ_P^2 - уровень тревоги, также выбираемый экспериментально. Соответственно, при $\xi_P^2 < \xi_P < \xi_P^1$ полагается, что текущие значения вероятностей существенно не отклоняются от фоновых значений. В данной работе значения критериев для периодов активизации и затиший были установлены соответственно $\xi_P^1 = 2$ и $\xi_P^2 = -2$.

Вычисление среднего времени ожидания землетрясения

Для каждой площади S_i определяется среднее время ожидания землетрясения с прогнозируемым энергетическим классом $K_S \geq K_S^p$ как для аномалий сейсмической активизации, так и для аномалий сейсми-

ческого затишья. Если в области S_i за период наблюдения T произошло N землетрясений с $K_S \geq K_S^{pr}$, из которых n_a событиями предшествовали аномалии сейсмической активизации и время ожидания от начала j -ой аномалии до наступления землетрясения составило T_{aj} ($j = \overline{1, n_a}$), то среднее время ожидания по данной аномалии составит $\tilde{T}_a = \frac{1}{n_a} \sum_{j=1}^{n_a} T_{aj}$. Аналогично среднее время ожидания по аномалии сейсмического затишья можно определить как $\tilde{T}_c = \frac{1}{n_c} \sum_{l=1}^{n_c} T_{cl}$, где n_c - число землетрясений с $K_S \geq K_S^{pr}$, произошедших после сейсмического затишья; T_{cl} - время ожидания от начала l -ой аномалии до наступления землетрясения ($l = \overline{1, n_c}$). При вычислении среднего времени ожидания ложные аномалии (не завершившиеся землетрясениями) не учитываются, а периоды ожидания от аномалий разного типа не перекрываются. Таким образом, время ожидания по аномалиям активизации и затишья с учётом среднеквадратичного отклонения можно соответственно представить в виде: $T_a^w = \tilde{T}_a \pm \sigma_{T_a}$ и $T_c^w = \tilde{T}_c \pm \sigma_{T_c}$. Средний период ожидания землетрясения по всем аномалиям как по активизации, так и затишья: $\tilde{T}_w = \frac{1}{n_a + n_c} (\sum_{j=1}^{n_a} T_{aj} + \sum_{l=1}^{n_c} T_{cl})$. На рис. 20 представлены временные значения параметра ξ_P для области S_{12} и отмечены периоды, на основе которых вычислялись T_a^w и T_c^w .

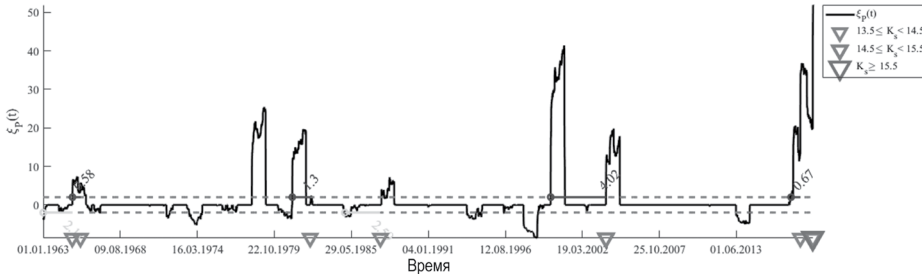


Рис. 20. Временные значения параметра ξ_P для области S_{12} . Треугольниками на временной оси отмечены землетрясения с $K_S \geq 13,5$.

Оценка эффективности прогностического признака ξ_P

Согласно результатам предыдущего раздела периоды ожидания землетрясения с $K_S \geq K_S$ в каждой из рассматриваемых областей S_i принимаются равным $T_{ai} = \tilde{T}_{ai} + \sigma_{T_{ai}}$ (сейсмическая активизация) и $T_{ci} = \tilde{T}_{ci} + \sigma_{T_{ci}}$ (сейсмическое затишье). Для каждого типа аномалии на площади S_i производится подсчёт числа событий n_{ai} и n_{ci} , попавших соответственно в периоды ожидания T_{ai} и затишья T_{ci} . Если сейсмическое событие прогнозируемого энергетического класса произошло в течение периода ожидания, то аномалия считается реализованной и землетрясение считается спрогнозированным. Если в течение периода ожидания произошла группа землетрясений, то они рассматриваются

как одно событие. Если в течение периода ожидания не произошло ни одного события, то аномалия считается ложной. Если временной промежуток между несколькими аномалиями одного типа не превышал одного года, то они рассматривались в качестве единой аномалии. Для каждого типа аномалии для каждой площади вычисляется общее время ожидания прогнозируемого землетрясения, включающее в себя как периоды ожидания от реализованных аномалий, так и периоды ожидания от ложных аномалий. Например, если в исследуемой области за период наблюдения T произошло n_i сейсмических событий, z из которых было спрогнозировано, и при этом было выявлено a аномалий сейсмического режима, то общее время ожидания землетрясений можно представить в виде: $T_{\text{общ},i}^{\text{ож}} = \sum_{j=1}^z T_j^{\text{пп}} + \sum_{u=1}^{a-z} T_u^{\text{лт}}$, где $T_j^{\text{пп}}$ - длительность периода от начала аномалии до j -го спрогнозированного землетрясения, $T_u^{\text{лт}}$ - длительность периода ложных тревог. На основе определённых для каждой площади S_i периодов ожидания $T_{\text{общ},i}^{\text{ож}}$ вычисляется среднее время ожидания для всех рассматриваемых областей: $T_{\text{общ}}^{\text{ож}} = \frac{1}{m} \sum_{k=1}^m T_{\text{общ},k}^{\text{ож}}$, где m - число площадей.

Для оценки прогностической эффективности прогностического признака ξ_P используются следующие параметры: надёжность R , достоверность V , эффективность по методике А.А. Гусева, которые вычисляются по формулам (1 - 4) [20–22].

Результаты оценки прогностической эффективности параметра ξ_P для землетрясений $K_S \geq 13,5$, вычисленные по формулам (1–4) представлены в табл. 6 и на диаграмме ошибок (рис. 21).

Таблица 6. Прогностическая эффективность параметра ξ_P .

Тип аномалии сейсмического режима	V	R	J_G	J_M
Сейсмическое затишье ($\xi_P \geq 2$)	0,52	0,57	2	0,29
Seismic calm ($\xi_P \leq 2$)	0,36	0,35	1,57	0,13
Сейсмическая активизация и затишье	0,4	0,83	1,65	0,54

Как видно из табл. 6, доля аномалий активизации сейсмического режима, идентифицированных по параметру ξ_P и предшествовавших наступлению землетрясений (параметр V), составила 53%, а доля аномалий затишья - 34%. Относительное число аномалий сейсмического режима обоих типов, предшествовавших наступлению землетрясений с $K_S \geq 13,5$, составило 40%. При этом активизация сейсмического режима предшествовала 57% землетрясений, а затишье - 35%. Эффективность прогноза J_G при прогнозировании по обоим типам аномалий составила 1,64. Так как $J_G > 1,5$, то прогностический признак считается информативным и может использоваться в алгоритмах прогноза землетрясений. Эффективность прогноза J_M при прогнозировании по обоим типам аномалий составила 0,53 и как видно по диаграмме ошибок

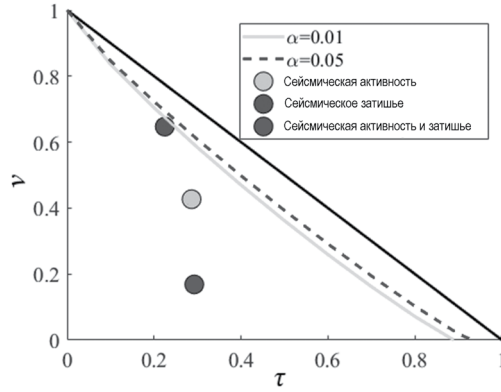


Рис. 21. Диаграмма ошибок для параметра ξ_P при прогнозировании землетрясений с $K_S \geq 13,5$.

(рис.21) значения (τ, ν) лежат под нижней границей 99% доверительного интервала, что можно интерпретировать как высокую степень надёжности выявленной связи между идентифицированными аномалиями сейсмического режима с помощью параметра ξ_P и прогнозируемыми землетрясениями с рассматриваемого диапазона энергетического класса.

Оценка области ожидания, временного периода и вероятности наступления землетрясения с энергетическим классом $K_S \geq K_S^{pr}$

Пусть исследуемый сейсмоактивный район разбит на m элементарных ячеек S_i , где $i = \overline{1, m}$, которые образуют область S . Областью ожидания сильного ЗТ будет считаться область S_{exp} , включающая в себя элементарные ячейки, в которых были идентифицированы аномалии сейсмического режима по параметру ξ_P : $S_{exp} = \sum_{j=1}^l S_j$, где $l \leq m$ - число областей, в которых идентифицированы аномальные значения параметра ξ_P .

Периодом ожидания сильного ЗТ будет считаться период $\tilde{T}_w = \frac{1}{l} \sum_{j=1}^l T_{wj}$, где l - число областей, в которых идентифицированы аномальные значения параметра ξ_P , $T_{wj} = \tilde{T}_w + \sigma_T$ - период ожидания ЗТ в ячейке S_j , $j = \overline{1, l}$.

Вероятность наступления ЗТ с $K_S \geq K_S^{pr}$ в области S_{exp} , вычислялся на основе формулы Байеса, аналогично подходу, принятому в работе [39]. Пусть событие D_1 - наступление землетрясения прогнозируемого класса $K_S \geq K_S^{pr}$ в области S_{exp} . Вероятность этого события определяется как $P(D_1) = \frac{n_l}{N}$, где $n_l = \sum_{j=1}^l n_j$ - число ЗТ $K_S \geq K_S^{pr}$,

произошедших в области S_{exp} за период наблюдения T , N - число ЗТ с $K_S \geq K_S^{pr}$, произошедших в области S за период наблюдения. Тогда событие D_2 - отсутствие ЗТ с $K_S \geq K_S^{pr}$ в области S_{exp} , вероятность которого $P(D_2) = 1 - P(D_1)$.

Пусть событие E - появление аномальных значений параметра ξ_P . Тогда наступление события E можно представить в виде:

$$E = D_1E + D_2E \quad (18)$$

Событие D_1E - наступление землетрясения с $K_S \geq K_S^{pr}$ в области S_{exp} при идентификации аномалии сейсмического режима (активизации или затишья). Вероятность данного события определяется как $P(D_1E) = P(D_1) \cdot P(E|D_1)$, где $P(E|D_1) = \frac{n_{pr}}{N_{S_{exp}}}$ - вероятность наступления сейсмического события при идентификации аномалии сейсмического режима в области S_{exp} ; n_{pr} - число событий с $K_S \geq K_S^{pr}$, спрогнозированных при появлении аномалии за период наблюдения T ; $N_{S_{exp}}$ - общее число событий с $K_S \geq K_S^{pr}$, произошедших в области S_{exp} за период T .

Событие D_2E - отсутствие землетрясения с $K_S \geq K_S^{pr}$ в области S_{exp} при идентификации аномалии сейсмического режима (активизации или затишья). Вероятность данного события определяется как $P(D_2E) = P(D_2) \cdot P(E|D_2)$, where $P(E|D_2) = \frac{n_{fa}}{N_{ta}}$ - вероятность появления аномальных значений параметра ξ_P (ложные тревоги) в области S_{exp} , которые не завершились землетрясениями; n_{fa} - число ложных тревог за период наблюдения T ; N_{ta} - общее число случаев аномального поведения параметра ξ_P в области S_{exp} за период T . Вероятность наступления сейсмического события с $K_S \geq K_S^{pr}$ в области S_{exp} (случайное событие D_1), при условии, что в ней идентифицирована аномалия сейсмического режима и объявлен режим тревоги (случайное событие E), вычисляется на основе формулы Байеса:

$$P(D_1|E) = \frac{P(D_1) \cdot P(E|D_1)}{P(D_1) \cdot P(E|D_1) + P(D_2) \cdot P(E|D_2)} \quad (19)$$

В качестве примера, на рис. 22 представлена карта ожидания землетрясения с энергетическим классом $K_S \geq 13,5$, построенная на начало суток 28.02.2013 г. Серым на карте отмечены области, в которых были идентифицированы аномалии сейсмического режима на основе параметра ξ_P и которые образуют область ожидания S_{exp} сейсмического события. По формуле (19) вероятность наступления землетрясения с $K_S \geq 13,5$ в области S_{exp} составила $P(D_1|E) = 0,7$, период ожидания составил $T_w = 4,1 \pm 3,2$ года. В области S_1 , входящей в область S_{exp} , 28.02.2013 г. в 14:05:48 на глубине $h=61$ км произошло сейсмическое событие с энергетическим классом $K_S = 15,2$.

Эффективность прогноза землетрясений с $K_S \geq 13,5$ при выборе в качестве уровне тревоги значений условной вероятности $P(D_1|E) = 0,5$, $P(D_1|E) = 0,7$, $P(D_1|E) = 0,9$ представлена в таблице.

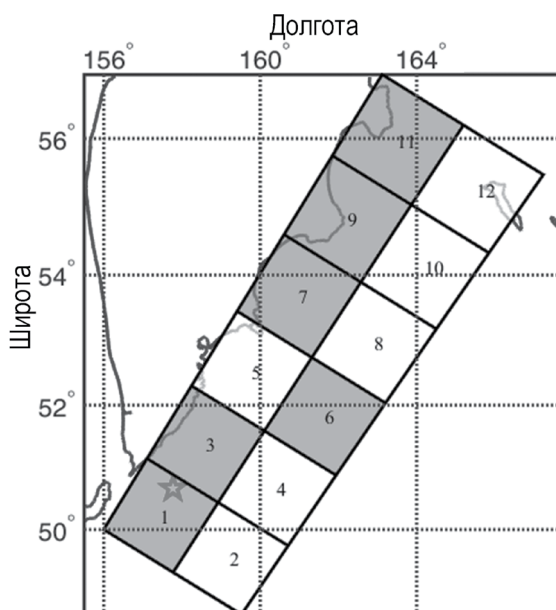


Рис. 22. Карта ожидания землетрясения с энергетическим классом $K_S \geq 13,5$, вычисленная на начало суток 28.02.2013 г.

Таблица 7. Эффективность прогноза наступления землетрясений с $K_S \geq 13,5$

Уровни условной вероятности $P(D_1 E)$	V	R	J_G	J_M
$P(D_1 E) = 0,5$	1	0,5	1,43	0,15
$P(D_1 E) = 0,7$	1	0,77	1,78	0,34
$P(D_1 E) = 0,9$	1	0,35	0,82	-0,08

Из всех рассмотренных уровней условной вероятности $P(D_1 | E)$, наилучшие показатели эффективности достигаются при значении $P(D_1|E) = 0,7$.

За период наблюдения $T=2009-2018$ гг. в рассматриваемом сейсмо-активном районе произошло 26 землетрясений с $K_S \geq 13,5$, при этом в область ожидания S_{exp} , определённой на основе параметра ξ_P попало 21 сейсмическое событие рассматриваемого диапазона энергий. Средняя вероятность $P(D_1|E)$ наступления землетрясения составила $\approx 0,78$.

Так как сейсмологический параметр ξ_P является среднесрочным предвестником, для уточнения периода наступления прогнозируемого землетрясения были привлечены краткосрочные ионосферные предвестники с периодом ожидания землетрясения до нескольких суток.

Ионосферные предвестники землетрясений Камчатского региона

Современными исследованиями установлено, что земная кора оказывает влияние на физические процессы, протекающие в верхних геосферных оболочках. Следовательно, в сейсмоактивных регионах любые аномальные изменения в поведении параметров ионосферы, формирующееся на фоне регулярного суточного изменения характеристик ионосферы, обусловленного влиянием Солнца, могут дать информацию о процессах подготовки землетрясений [40–43]. В свою очередь, каждый сейсмоактивный регион характеризуется своими, наиболее информативными особенностями (аномалиями) в поведении параметров ионосферы, которые могут быть отождествлены с предвестниками землетрясений. В Камчатском регионе к таким особенностям, как показывают многолетние исследования динамики ионосферных параметров накануне землетрясения, можно отнести следующие [33, 34, 44, 45], которые описаны в разделе «Динамики поведения ионосферных параметров накануне землетрясений в периоды 28.02.-01.03.2013 г».

В данной работе использованы данные радиофизических наблюдений, выполненные средствами вертикального радиозондирования. Автоматическая ионосферная станция (АИС) вертикального радиозондирования расположена в с. Паратунка ($\varphi = 52.97^\circ$ с.ш., $\lambda = 158.25^\circ$ в.д.). Наблюдения проводятся один раз в 15 минут в импульсном режиме на частотах от 1 до 15 МГц.

С целью отбора наиболее эффективных ионосферных предвестников были вычислены параметры V , R , J_G , J_M по формулам (1–4) для сейсмических событий прогнозируемого энергетического класса $K_S \geq 13,5$ ($M \geq 6,0$), произошедших на глубинах до 100 км на расстояниях до $r = 500$ км от пункта ионосферных наблюдений ИКИР ДВО РАН на Камчатке. Период наблюдений был выбран равный $T=01.01.2013-31.12.2018$ гг. (весенние и осенние сезоны), период ожидания землетрясений с $K_S \geq 13,5$ был задан равным $T_w = 5$ суток. Как видно из результатов, представленных в табл. 8, наиболее информативными, т.е. с наибольшими значениями параметров J_G и J_M , являются следующие ионосферные предвестники: критическая частота f_oF2 ионосферного слоя $F2$, К-слой, расслоение $F2$ по частоте (режим «V») и спорадический слой Es типа г. Так как по отдельности данные ионосферные предвестники не обладают достаточной прогностической эффективностью, то была поставлена задача разработки краткосрочного алгоритма прогноза землетрясений на основе совместного анализа этих ионосферных возмущений.

Метод краткосрочного прогноза землетрясений на основе комплекса ионосферных предвестников

На основе выбранных наиболее эффективных ионосферных предвестников был построен алгоритм краткосрочного прогноза землетрясений, в котором проводится совместный анализ рассматриваемых ионо-

Таблица 8. Прогностическая эффективность для землетрясений с $K_S \geq 13,5$.

Ионо- сферное возмуще- ние	К- слой	$Es -$ <i>spread</i>	Es type r	$foF2$	$F2 -$ <i>spread</i>	Рассло- ение слоя $F2$ (ре- жим «Н»)	Рассло- ение слоя $F2$ (ре- жим «V»)
$n(E_A)$	11	9	13	9	18	13	14
$n(E)$	17	20	18	17	19	17	17
$n(E_E)$	11	9	13	9	18	13	14
$n(A)$	86	47	72	68	63	86	70
V	0,13	0,19	0,18	0,13	0,29	0,15	0,2
R	0,65	0,45	0,72	0,53	0,95	0,76	0,82
J_G	1,25	1,12	1,27	1,52	0,99	1,15	1,47
J_M	0,13	0,05	0,15	0,18	-0,01	0,1	0,26

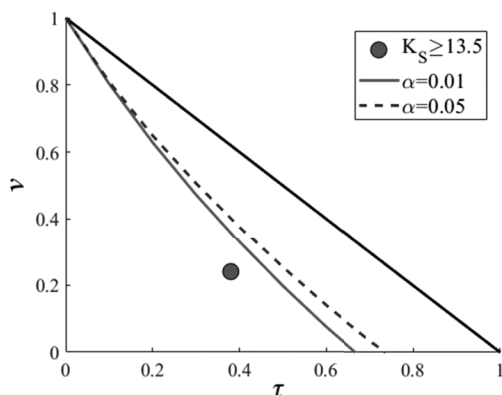
сферных возмущений в скользящем временном окне шириной $\Delta T = 5$ суток с шагом $\Delta t = 1$ сутки. Условием для объявления начала периода ожидания сейсмического события было выполнение на временном интервале ΔT как минимум для трёх из четырёх рассматриваемых ионосферных параметров следующих критериев:

- Превышение значений критической частоты $foF2$ слоя $F2$ медианных значений f_{med} , вычисленных за предыдущие 30 суток, не менее чем на 20% ($\frac{foF2 - f_{med}}{f_{med}} \geq 0,2$) на фоне развития магнитосферной бури (суммарные значения К-индекса за сутки $\Sigma K \geq 20$);
- Формирование К-слоя в течение как минимум одних суток интервала - ΔT ;
- Формирование спорадического слоя Es типа r в течение как минимум одних суток интервала ΔT ;
- Расслоение $F2$ по частоте (режим «V») в течение как минимум одних суток интервала ΔT .

Продолжительность периода ожидания выбрана равной $T_w = 5$ суток. Для алгоритма была проведена оценка его прогностической эффективности на временном интервале 01.01.2013 - 31.12.2018 гг. в весенние и осенние сезоны для сейсмических событий, произошедших на глубинах до 100 км в радиусе $r = 500$ от пункта регистрации ионосферных наблюдений. Результаты проведённой оценки представлены в табл. 9 и рис. 23.

Таблица 9. Прогностическая эффективность комплекса ионосферных предвестников.

$n(E_A)$	$n(E)$	$n(A_E)$	$n(A)$	V	R	J_G	τ	ν	J_M
13	17	13	78	0,17	0,76	2,01	0,38	0,24	0,38

Рис. 23. Диаграмма ошибок для алгоритма по комплексу ионосферных предвестников для $K_S \geq 13,5$. Отмечены нижние границы доверительного интервала случайного прогноза с уровнем значимости $\alpha = 0,01$ и $\alpha = 0,05$.

Согласно результатам, представленным в табл.2, при прогнозировании землетрясений с энергетическим классом $K_S \geq 13,5$ надежность составляет 0,76 (т.е. 76% землетрясений имели предвестник), а достоверность - 0,17 (т.е. реализованы 17% выявленных аномалий). Значение эффективности $J_G = 2,01$ показывает, что прогноз по данной методике статистически значимо и в 2 раза отличается от случайного угадывания. На диаграмме ошибок значения (τ, ν) , полученные для диапазона $K_S \geq 13,5$, лежат под нижней границей 99% доверительного интервала, что можно интерпретировать как высокую степень надёжности выявленной связи рассматриваемого комплекса ионосферных предвестников с землетрясениям данного диапазона энергетического класса, произошедших на расстояниях до 500 км от пункта наблюдения.

Совместный анализ сейсмологического и ионосферных предвестников

Проведём ретроспективный анализ поведения рассмотренных выше предвестников перед наступлением сильных землетрясений. В табл. 3 представлен список из 25 сейсмических событий и их групп с энергетическим классом $K_S \geq 13,5$, произошедших за период $T=2009-2018$

гг. на глубинах до 100 км в пределах области S (рис. 18), но не более чем в 500 км от пункта ионосферных наблюдений (если в течении одних суток произошло несколько землетрясений в пределах одной элементарной ячейки S_i , то они рассматривались как одно событие). Для каждого землетрясения, на начало суток, в которых оно произошло, на основе анализа значений параметра ξ_P определялась область ожидания S_{exp} и вычислялась вероятность $P(D_1|E)$ его наступления в области ожидания. Из всех рассматриваемых сейсмических событий 20 землетрясений попало в область ожидания S_{exp} , а 5 событий - в области, где сейсмическая активность не превышала фоновый уровень (пропуск цели). Средняя вероятность $P(D_1|E)$ наступления землетрясения в области ожидания S_{exp} составила $\sim 0,78$. Средняя вероятность $P(D_1|E)$, при которой землетрясение произошло вне области ожидания S_{exp} составила $\sim 0,67$.

Число землетрясений с $K_S \geq 13,5$, перед наступлением которых наблюдался комплекс ионосферных возмущений, описанный выше, составило 18 (в табл. 3 они отмечены знаком «+»), при этом 14 из них произошли в области ожидания S_{exp} . Перед наступлением пяти землетрясений комплекс ионосферных возмущений не был выявлен или наступил после того, но в те же сутки, что и произошло землетрясение, как, например, для события 23.05.2018 г. с $K_S = 14,2$.

Таким образом, совместный анализ поведения рассмотренных в работе предвестников перед наступлением 25 сейсмических событий с $K_S \geq 13,5$ показал, что 14 из них произошли в области ожидания S_{exp} с вероятностью наступления $P(D_1|E) \geq 0,7$, определённых на основе параметра ξ_P , при этом на временном интервале до пяти суток, предшествующему наступлению этих сейсмических событий, был идентифицирован комплекс ионосферных возмущений.

Предложен подход, в котором объединены сейсмологический и ионосферные прогностические признаки с целью оценки областей и временных периодов возникновения землетрясений с $K_S \geq 13,5$ ($M \geq 6,0$) в Камчатском регионе [48, 49]. В качестве сейсмологического предвестника предложен параметр ξ_P , вычисляемый на основе вероятностной модели каталога Камчатских землетрясений и позволяющий в среднесрочной перспективе оценить область и вероятность, с которой может произойти сильное сейсмическое событие в этой области. Анализ прогностической эффективности для землетрясений с $K_S \geq 13,5$ за период 1962–2018 гг. данного параметра показал, что его надёжность $R = 0,83$ (аномальные значения ξ_P предшествовали 83% землетрясений), достоверность $V = 0,4$ (40% идентифицированных аномальных значений ξ_P завершили землетрясениями), эффективность J_G по А.А. Гусеву составила 1,64 (при $J_G > 1,5$ предвестник считается не случайным). Эффективность J_M по Г.М. Молчану составила 0,53, что можно интерпретировать как высокую степень надёжности выявленной связи между идентифицированными аномалиями сейсмического режима с помощью параметра ξ_P и прогнозируемыми землетрясениями с рассматриваемого диапазона энергетического класса. В качестве краткосрочного предвестника рассмотрен комплекс ионосферных возмущений: превышение

текущих значений критической частоты $f_0 F2$ ионосферного слоя $F2$ над медианными значениями в периоды возмущённого состояния магнитосферы, К-слой, расслоение $F2$ (режим «V»), E_s типа г. Анализ прогностической эффективности алгоритма на основе комплекса ионосферных возмущений при заданном периоде ожидания $T_w = 5 = 5$ суток для землетрясений с $K_S \geq 13,5$ за период 2013–2018 гг. в весенние и осенние сезоны показал, что его надёжность $R = 0,76$ (ионосферные предвестники предшествовали 76% землетрясений), достоверность $V = 0,17$ (17% идентифицированных ионосферных возмущений завершились землетрясениями), эффективность J_G по А.А. Гусеву составила 2,01, эффективность J_M по Г.М. Молчану составила 0,38.

Совместный анализ параметра ξ_P и ионосферных предвестников перед наступлением 25 сейсмических событий с $K_S \geq 13,5$ показал, что 14 из них произошли в области ожидания S_{exp} и вероятность их наступления была $P(D_1|E) \geq 0,7$, при этом на временном интервале до пяти суток, предшествующему наступлению этих сейсмических событий, был идентифицирован комплекс ионосферных возмущений.

Выводы:

Проведенный комплекс исследований физических процессов в атмосфере и околоземном космическом пространстве, а также отклика атмосферы на процессы подготовки сильных землетрясений, позволил получить следующие результаты:

1. Разработана методика прогностических оценок области и временного периода ожидания сильных камчатских землетрясений по данным сейсмического мониторинга и ионосферным аномалиям, в которой на основе вероятностной модели строятся прогностические карты, которые определяют положения зон активации тектонической активности, определяя среднесрочный период и достижения критических значений, при которых происходит разрушение земной коры. Также вычисляется вероятность по Байесу, которая учитывает появление сейсмологического признака, учитывающего изменение тектонических процессов перед достижением ими критических значений.
2. Разработан комплексный подход к изучению подготовки сильных камчатских землетрясений в системе литосфера-атмосфера-ионосфера средствами наземного и спутникового мониторинга. Выделен ряд особенностей, свойственных камчатскому землетрясению, которое произошло 25.03.2020 ($M_c=7,7$). Наблюдаются особенности на наземных ионограммах вертикального зондирования: критическая частота f_oF2 ионосферного слоя $F2$, К-слой, расслоение $F2$ по частоте (режим «V») и спорадический слой E_s типа г, характеризующие предвестниковый период для землетрясений в Камчатском регионе. Замечено, что в период появления

ионосферных особенностей в верхних слоях земной коры уменьшается проводимость, что позволяет предполагать участие этого явления в генерации ионосферных предвестников. Кроме того, интересной особенностью землетрясения 25.03.2020 является то, что ионосферные предвестниковые признаки проявились раньше, чем аномалии OLR и аномалии химического потенциала, в отличие от большинства случаев ионосферных предвестников. В свою очередь известно, что основным передатчиком эффекта подготовки землетрясения в ионосферу является Глобальная Электрическая Цепь, а понижение проводимости в зоне подготовки землетрясения эквивалентно усилению вертикального электрического поля, способного вызвать формирование положительной аномалии электронной концентрации над этой зоной.

3. Разработан метод краткосрочного прогноза сильных землетрясений, в котором в качестве предвестников рассматриваются превышение текущих значений критической частоты f_oF2 ионосферного слоя $F2$ над медианными значениями в периоды возмущённого состояния магнитосферы, а также появление ионосферных возмущений: K -слой, E_S -spread, F -spread, расслоение слоя $F2$, E_S типа g . Проведена оценка их эффективности. Показано, что результаты применения прогностической методики статистически значительно отличаются от случайного угадывания и дают по сравнению с ним выигрыш почти в 2 раза для $M \geq 6,0$ и почти в 2,5 раза для $M \geq 6,5$
4. Предположение о максвелловском распределении потока заряженных частиц дает возможность получить аналитические выражения для концентрации частиц и токов. Сложная система дифференциальных уравнений в данной модели свелась, в конечном счёте, к двум алгебраическим уравнениям относительно электрического поля и тока проводимости. Единственная сложность возникает из-за трансцендентного уравнения относительно потенциала φ_0 . Действительно, из анализа выражения φ , следует, что значение потенциала зависит от значения тока возмущенных электронов. В свою очередь, этот ток зависит от величины потенциала φ_0 . Следовательно, возникает нелинейность: потенциал зависит от тока, ток – от потенциала. Эта нелинейность определяет возникновение трансцендентного уравнения относительно потенциала, которое легко решается численно итеративным методом. Кроме того, из физики взаимодействия потока заряженных частиц, описанной в работе, совершенно естественным путем получает свое объяснение формирование плоскости нулевого значения электрического поля с выводом выражения, определяющего численные значения глубины расположения этой плоскости x_0 .
5. Разработана система для сбора, накопления и обработки данных по измерениям в ГНСС. Система использует файлы RINEX в качестве входных данных и преобразует их в ряды наклонно-

го ПЭС, вариации ПЭС и карты вариаций. Эти продукты могут быть использованы для исследования ионосферных эффектов различного происхождения, таких как землетрясения, магнитные бури, солнечные вспышки и затмения, и т.д. В настоящее время SIMuRG расположен по адресу <http://simurg.iszf.irk.ru>. Проведено исследование ионосферных эффектов по данным ГНСС ряда солнечных вспышек различных классов мощности в период 24-го цикла солнечной активности. Характерный уровень производной вариаций ПЭС в диапазоне периодов 2-20 мин менялся приблизительно от 0 до 0,6 TECU мин⁻¹. Показано, что алгоритм усреднения производной вариаций ПЭС по всем станциям на освещенной стороне Земли может надёжно идентифицировать наличие вспышек X-класса и с достаточной для практики точностью наличие вспышек M-класса в автоматическом режиме (ошибка «пропуска сигнала» составляет примерно 2,76%). Обнаружено, что в отдельных случаях отклик на достаточно сильную по потоку рентгеновского излучения вспышку может практически не проявить себя, или наоборот, отклик на более слабую вспышку может оказаться больше, чем на более сильную.

6. Методами спутниковой томографии проведен анализ влияния камчатских циклонов на состояние ионосферы. Проведенный анализ развития циклонов показал, что:
 - Общим для рассмотренных циклонов является турбулизации ионосферы и превышение концентрации электронов или почти равенство по сравнению с опорными днями вблизи центра циклона.
 - Наибольшая турбулизация ионосферы и повышение концентрации электронов происходит непосредственно над областью расположения центра циклона, что характеризуется резкими градиентами в распределении электронов.
 - Изменение концентрации электронов ионосферы может быть объяснено за счет переносом механического импульса нижележащих слоев ионосферы и нейтральной атмосферы на высоты F-слоя и влиянием акустико-гравитационных волн (АГВ), генерируемых циклоном.
7. Проведены исследования поляризованного джета. Показано, что в период магнитосферного возмущения в ПД формируется красная дуга. В результате возникновения электрического поля возникает быстрый дрейф ионосферной плазмы западного направления

Литература

1. Богданов В.В., Павлов А.В. Динамика поведения ионосферных параметров накануне землетрясений в периоды 28.02.-01.03.2013г. и 19.05-24.05.2013г. // Вестник КРАУНЦ. Физ.-мат. науки. — 2018 — № 2(22) — С. 85–99.
2. Bogdanov V.V., Pavlov A.V. Estimation of the efficiency of the earthquake prediction on the basis of the analysis of ionospheric parameters // E3S Web of Conferences. — 2017. — vol. 20. — 03001.
3. Богданов В.В. Модель расчета объемной электризации высокоомных диэлектриков в условиях космического пространства // Вестник КРАУНЦ. Физ.-мат. науки. — 2018 — № 4(24). — С. 70–94.
4. Халипов В.Л., Безруких В.В., Степанов А.Е., Иевенко И.Б., Панченко В.А., Богданов В.В. Физические процессы на L-оболочках вблизи плазмопаузы. // Сборник докладов международной конференции «Грингауз 100: плазма в солнечной системе» — 2018 — С. 91–94.
5. Ванина-Дарт Л.Б., Романов А.А., Шарков Е.А. Влияние тропического циклона на верхнюю ионосферу по данным томографического зондирования над о-вом Сахалин в ноябре 2007 г // Геомагнетизм и аэронавигация — 2011 — Т. 51 — № 6 — 790–798.
6. Богданов В.В., Павлов А.В. Динамика поведения ионосферных параметров накануне землетрясений в периоды 28.02.-01.03.2013 г. и 19.05-24.05.2013г. // Вестник КРАУНЦ. Физ.-мат. науки. — 2018 — № 2(22) — С. 85–95.
7. Rice D.D., Sojka J.J., Eccles J.V., Schunk R.W. Typhoon Melor and ionospheric weather in the Asian sector: A case study // Radio Sci. — 2012 — № 47.
8. Богданов В.В. Изучение влияния циклонов на распределение электронов в ионосфере над Камчаткой в условиях пониженной сейсмической активности // Вулканология и сейсмология — 2013 — №1 — С. 41-64.
9. Богданов В.В., Плетнев В.Д. К вопросу о точности сохранения третьего адиабатического инварианта движения заряженной частицы в аксиально-симметричных полях. I // Космич. исслед. — 1972 — Т.10. — № 3. — С.358–367.

10. Богданов В.В., Плетнев В.Д. К вопросу о точности сохранения третьего адиабатического инварианта движения заряженной частицы в аксиально-симметричных полях. II // Космич. исслед. — 1972 — Т.10. — № 4. — С. 528–531.
11. Ковтюх А.С. Радиальный профиль давления бурового кольцевого тока как функция Dst // Космич. исслед. — 2010 — Т.48. — № 3. — С. 218–238.
12. Кузнецов С.Н., Тверская Л.В. Радиационные пояса. // Модель космоса. М.: ООО «КДУ». — 2007 — Т.1. — С. 518–546.
13. Пулинец С.А. и др. Физические основы генерации краткосрочных предвестников землетрясений. Комплексная модель геофизических процессов в системе литосфера-атмосфера-ионосфера-магнитосфера, стимулируемых ионизацией. // Геомагнетизм и аэронавигация — 2015 — Т.55. — № 4. — С. 521–538.
14. Schorlemmer D., Wiemer S. and Wyss M. // J. Geophys. Res. — 2010 — 109 — B12307.
15. Pulinets S.A., Ouzounov D.P., Davydenko D.V., Petrukhin A. // E3S Web of Conferences — 2016 — Vol. 11. — 00019.
16. Liu, J.Y., Chen Y.I., Chuo Y.J. and Chen C.S. // J. Geophys. Res. — 2005 — 111 — A05304.
17. Князева Е.Н., Курдюмов С.П. Особенности неравномерных процессов в открытых диссипативных средах. // сб. Проблемы геофизики XXI века. М.: Наука. — 2003 — Т.1 — № 1 — С. 37–65.
18. Gavrilov V.A., Panteleev I.A., Deshcherevskii A.V. et al. // Pure Appl. Geophys. — 2020 — 177 — P. 397–419.
19. Богданов В.В., Кайсин А.В., Павлов А.В., Полюхова А.Л., Душкина С.М., Гашева О.А. Сильные камчатские землетрясения 2013 года. // Новая книга, Петропавловск-Камчатский — 2014 — С. 127–135.
20. Салтыков В.А. О возможности использования приливной модуляции сейсмических шумов в целях прогноза землетрясений. // Физика Земли — 2017 — 2 — С. 84–96.
21. Гусев А.А. Прогноз землетрясений по статистике сейсмичности. // Сейсмичность и сейсмические прогнозы, свойства верхней мантии и их связь с вулканизмом Камчатки. Новосибирск: Наука — 1974 — С. 109–119.
22. Molchan G.M. // Physics of the Earth and Planetary Interiors. — 1990 — 61 — P. 84–98.

23. Пулинец С.А., Давиденко Д.В. Положительная ночная аномалия электронной концентрации в ионосфере как краткосрочный предвестник землетрясений и возможный физический механизм ее формирования. // Геомагнетизм и Аэрономия. — 2018 — Т.58 — № 4 — С. 579–591.
24. Пулинец С.А., Давиденко Д.В., Будников П.А., Метод когнитивной идентификации ионосферных предвестников землетрясений. // Геомагнетизм и аэрономия. — 2021 — Т.61. — № 4 — С. 39–50.
25. Dobrovolsky S.A., Ouzunov D.P., Davidenko D.V., Petrukhin A. // Pure Appl. Geophys. — 1979 — 117 — P. 1025–1044.
26. Рогожин Е. А. Применение тектонофизических подходов в решении сейсмотектонических задач (на примере Симуширских землетрясений 15 ноября 2006 г. и 13 января 2007 г. на Средних Курилах). // Физика Земли. — 2013 — № 5 — С. 47–57.
27. Gavrilov V.A., Morozova Yu.V., Storcheus A.V. // Volcanology and Seismology. — 2006 — № 1 — P. 52–67.
28. Gavrilov V.A., Bogomolov L., Morozova Yu.V., Storcheus A.V. // Annals of Geophysics. — 2008 — 51 — 5/6 — P. 737–753.
29. Gavrilov V.A. et al. // Russian Journal of Earth Sciences. — 2013 — DOI: 10.2205/2013ES000527.
30. Gavrilov V.A., Naumov A.V. // Russian Journal of Earth Sciences. — 2017 — DOI: 10.2205/2017ES000591
31. Gavrilov V.A., Bogdanov V.V., Buss Yu.V. et al. // Materials of VII conference Problems of complex monitoring Dalnego Vostoka Rossii, P-Kamchatskiy, September 29 - October 5, 2019.
32. Gavrilov V.A. // Tectonofizika i actualnie voprosi nauk o zemle. M. IFZ RAN. — 2009 — 6 — P. 295–302.
33. Богданов В.В., Кайсин А.В., Павлов А.В., Полухова А.Л., Душкина С.М., Гашева О.А. Сильные камчатские землетрясения 2013 года. // Новая книга, Петропавловск-Камчатский. — 2014 — С. 127–135.
34. Bogdanov V.V. et al. // J. Physics and Chemistry of the Earth. — 2017 — 98 — P. 154–160.
35. Bogdanov V.V. // Doklady Akademii Nauk. — 2006 — 408 — P. 393–397.
36. Bogdanov V.V., Pavlov A.V., Polyukhova A.L. // J. Volcanol. Seismol. — 2010 — 4(6) — P. 412–422.
37. URL: <http://www.emsd.ru/sdis/earthquake/catalogue/catalogue.php>

-
38. Ризниченко Ю.В. Исследования по физике землетрясений. // Наука, Москва. — 1976.
39. Завьялов А.Д. Среднесрочный прогноз землетрясений. // Наука, Москва. — 2006.
40. Sorokin V.M., Chmyrev V.M., Pokhotelov O.A., Liperovsky V.A. Kratkij prognoz katastroficheskikh zemletrjasenij s pomoshhju radiofizicheskikh nazemno-kosmicheskikh metodov. // OIFZ RAS, Moscow. — 1998 — P. 64–85.
41. Liperovskaya E.V., Bogdanov V.V., Biagi P.-F., Meister C.-V., Liperovsky V.A., Rodkin M.V. // Nat. Hazards Earth Syst. Sci. — 2009 — 9 — P. 1–7.
42. Liperovskaya E.V., Bogdanov V.V., Biagi P.-F., Meister C.-V., Liperovsky V.A. // Nat. Hazards Earth Syst. Sci. — 2011 — 8 — P. 1807–1812.
43. Bogdanov V.V. et al. Complex seismological and geophysical research of Kamchatka. To the 25th anniversary of the Kamchatka Experimental-Methodical Seismological Department of the GS RAS. // KEMSD GS RAS, Petropavlovsk-Kamchatsky. — 2004 — P. 259–278.
44. Bogdanov V.V., Pavlov A.V. // E3S Web of Conferences. — 2017 — Vol. 20 — 03001.
45. Bogdanov V.V., Pavlov A.V. // E3S Web of Conferences. — 2018 — Vol.63 — 03001.
46. Богданов В.В. Представление третьего адиабатического инварианта в потоковой форме и некоторые следствия его сохранения на примерах конкретных аксиальных магнитных систем. // Гемагнетизм и астрономия. — 2019 — Т.59 — 4 — С. 449–469.
47. Bogdanov V.V. Responses to the preparation of strong Kamchatka earth-quakes in the lithosphere–atmosphere–ionosphere system, based on new data from integrated ground and iono-spheric monitoring // E3S Web of Conferences. — Vol. 196 — 2020 — 03005.
48. Богданов В.В., Павлов А.В. Оценка прогностической эффективности ионосферных предвестников для камчатского региона // Проблемы комплексного геофизического мониторинга Дальнего Востока России. Труды Седьмой научно-технической конференции 29 сентября – 5 октября 2019 г. г. Петропавловск-Камчатский . Обнинск: ФИЦ ЕГС РАН. — 2019 — С. 271–276.
49. Bogdanov V.V., Pavlov A.V. Development of a methodology to estimate a region and waiting period for strong Kamchatka earthquakes based on seismic and ionospheric predictive signs. // E3S Web of Conferences. — 2019 — Vol. 127. — 03002.

Лидарное зондирование атмосферы

Бычков В.В., Середкин И.Н.

Введение

В 2018–2020 гг. лидарное зондирование атмосферы проводилось на длине волны 532 нм с двумя приемными каналами высотного и средне-высотного сигналов, регистрируемых разными ФЭУ с помощью одного телескопа. Целями исследований были обнаружение высыпаний сверх-тепловых электронов в термосфере и наблюдение аэрозоля в средней атмосфере. При этом отработывалась методика спивания разных по высоте сигналов с целью получения непрерывного профиля зондирования в области высот 10–600 км.

Разработаны метод лидарных наблюдений на свехрдлинных атмо-сферных трассах. Экспериментально показана возможность получения непрерывного профиля сигнала в области высот 10–600 км. Наблюдения, позволившие выявить эффекты свехрдального распрсотранения лидарного сигнала в атмосфере, выполнены впервые. Разработаны программы визуализации лидарных данных с заданным разрешением во времени. Высыпаний свехртепловых электронов, похожих на события осени 2017 года, не зарегистрировано. Этот результат обсуждается в дополнении к данному разделу.

На основе ионосферных радарных и лидарных наблюдений в 2014–2017 гг., было показано, что при высыпаниях свехртепловых (0,1–10 кэВ) электронов в атмосферу суммарный по области высот 200–300 км лидарный сигнал может коррелировать с содержанием плазмы в области максимума ночного слоя $F2$ ионосферы. Корреляции наблюдались как в магнитно-спокойных условиях, так и во время геомагнитных возмущений. Определяющая роль состояния ионосферы в формировании лидарного сигнала обсуждается в дополнении к данному разделу. Анализ данных, сопровождавших это явление, позволил сделать вывод о том, что физическим механизмом, объясняющим эти корреляции, может быть резонансное рассеяние на возбужденных ионах атомарного азота и кислорода в слое $F2$ ионосферы.

Продолжены исследования сигналов резонансного рассеяния в верхней и средней атмосфере по данным двухчастотного лидарного зондирования в области высот 25–500 км осенью 2017 г. [1–8]. Результаты

исследований обсуждаются ниже.

Оборудование

В наблюдениях 2017 г. использовался двухчастотный лидар с лазером Nd:YAG для генерации излучения на длине волны 532,08 нм и лазером на красителе для генерации излучения на длине волны 561,106 нм. Частота повторения сигналов 10 Гц. Основные параметры лидара, использованного в экспериментах, приведены в табл. 1.

Таблица 1. Оборудование

Передатчик 1	Передатчик 2	Приемник
Лазер Nd:YAG Brilliant-B Длина волны 532,08 нм Энергия импульса 400 мДж Ширина спектра импульса 0,040 нм Длительность импульса 5 нс Расходимость луча 0,5 мрад	Лазер на красителях TDL-90 Лазер накачки YG-982E Длина волны 561,106 нм Энергия импульса 100 мДж Ширина спектра импульса 0,025 нм Длительность импульса 10 нс Расходимость луча 0,5 мрад	Диаметр зеркала телескопа 60 см ФЭУ Hamamatsu H8259-01 Счетчики фотонов M8784-01 Пространственное разрешение 1,5 км Ширина полосы пропускания светофильтров 1 нм

Методы измерения и обработки сигналов

Для исключения засветок ФЭУ от сигналов ближней зоны в обоих частотных приемных каналах использовалось электронное запираание ФЭУ импульсом длительностью 140 мкс, что соответствует исключению данных до высоты 21 км. Полученные сигналы хранятся в виде бинарных файлов с 10-секундным накоплением (100 выстрелов), что позволяет производить дальнейшее суммирование сигналов на любых временных интервалах. Обычно они составляют 15 мин в соответствии с режимом работы ионозонда.

Измерения фоновых шумов (свечение ночного неба и стационарный шум приемника) проводились на временном интервале 100 мс между каждыми двумя лазерными импульсами в течение 4 мс перед следующим лазерным выстрелом с шагом 10 мкс (получалось 400 отсчетов).

Предполагалось, что выбранный временной интервал 4 мс перед следующим лазерным выстрелом не содержит импульсов последействия ФЭУ от предыдущего выстрела, т.е. предполагалось отсутствие динамических шумов приемника, что позволяет аккуратно измерить уровень стационарных шумов приемника и свечения ночного неба. Среднее значение фоновых шумов по четырем сотням отсчетов вычиталось из лидарного сигнала, и таким образом получался сигнал обратного рассеяния. При попадании звезды в поле зрения телескопа данные зондирования выбраковывались. Без вычитания фоновых шумов лидарный сигнал имеет постоянный неучтенный пьедестал.

Состояние ионосферы определялось с помощью ионозонда «Парус А». Компьютеры, управляющие работой ионозонда и лидара, синхронизированы во времени по GPS. Каждый сеанс вертикального радиозондирования ионосферы длится 20 с. Программа первичной обработки лидарных данных удаляет сигналы, полученные во время работы ионозонда, для исключения возможных наводок на приемную систему лидара.

В 2017 г. зондирование проводилось на $\lambda = 532,08$ и $561,106$ нм. Дипольные переходы для этих длин волн приведены в табл. 2, где ОП — ион $^+$, НИ — ион N^+ , НИИ — дважды ионизованный ион N^{++} ; A_{ki} — коэффициенты Эйнштейна, определяющие вероятность перехода. Кругжок у символа терма (аббревиатура от odd (нечетный)) — соответствует нечетной сумме орбитальных чисел состояния.

Таблица 2. Дипольные переходы возбужденных ионов атомов кислорода и азота, попадающих в полосу излучения лазеров [9]

	Component	Wavelength Air (nm)	A_{ki} (s^{-1})	Lower Level	Term	J	Upper Level	Term	J
1	ОП	561.1072	2.14e+06	$2s^2 2p^2(^1S)3s$	2S	$1/2$	$2s^2 2p^2(^3P)4p$	$^2P^\circ$	$1/2$
2	НИИ	532.0870	5.68e+07	$2s2p(^3P^\circ)3p$	2D	$5/2$	$2s2p(^3P^\circ)3d$	$^2F^\circ$	$7/2$
3	НИ	532.0958	2.52e+07	$2s2p^2(^4P)3p$	$^5P^\circ$	1	$2s2p^2(^4P)3d$	5P	2

На рис. 1 представлено расположение линий возбужденных ионов в спектрах лазеров. Линии на рис. 1 выбраны с учетом ширины полосы лазерного излучения и доплеровского уширения линии на высотах ионосферы, равного $\sim 0,004$ нм для температуры 800 К. Линия дважды ионизованного иона азота попадает в центр полосы излучения лазера, но содержание таких атомов мало. Основной вклад в лидарный сигнал вносят ионы N^+ [3].

Пунктирные линии на рис. 1б показывают возможный сдвиг спектра излучения лазера относительно линии излучения ионов кислорода из-за ошибки в калибровке лазера TDL. Предполагается, что длина волны лазера установлена с точностью до 0,01 нм.

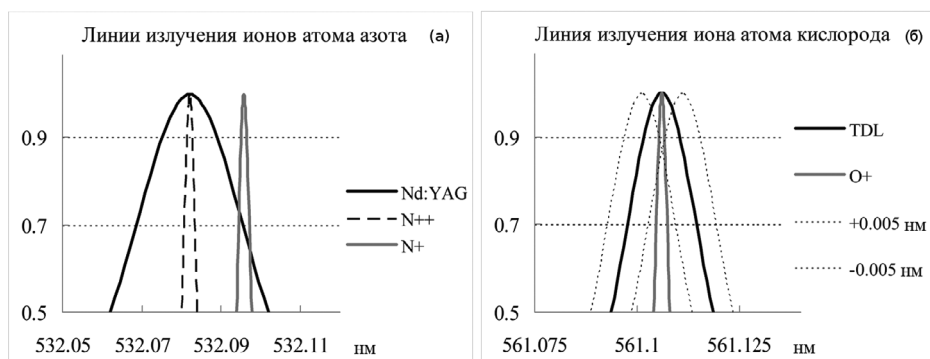


Рис. 1. Линии излучения возбужденных ионов азота (а) и кислорода (б) в спектрах излучения лазеров Nd:YAG и TDL

В наблюдениях использовался двухчастотный лидар с лазером Nd:YAG для генерации излучения на $\lambda = 532$ нм и лазером на красителе для генерации излучения на $\lambda = 561,106$ нм с частотой повторения сигналов 10 Гц. На рис. 2 представлена оптическая схема лидара.

Синхроимпульс СИ генерируется лазером накачки и подается на Nd:YAG лазер первого канала, лазер TDL, фотоэлектронный умножитель, счетчики фотонов и блок управления. Основные функции блока управления — формирование двух запирающих импульсов с напряжением 5 В и заданной длительностью, а также подача их одновременно с синхроимпульсом на оба фотоэлектронных умножителя.

В приемнике сигнал делится на потоки с длиной волны излучения более 532 нм и коротковолновую часть. Далее разделенные потоки направляются на фотокатоды двух ФЭУ, соединенных со счетчиками фотонов.

Верхняя атмосфера

Экспериментальные данные

За период с августа по ноябрь 2017 г. было зарегистрировано семь случаев появления обратного рассеяния на обеих длинах волн. Характерной особенностью данных, полученных за этот период, является рассеяние в области 200–400 км и его отсутствие на высотах 100–200 км. Во всех случаях геомагнитная обстановка во время лидарных наблюдений была спокойной.

Здесь представлены данные за 5 и 23 сентября 2017 г. Выбор данных за 23 сентября обусловлен тем, что светорассеяние наблюдалось в течение полутора часов в середине лидарных наблюдений, и тем, что соответствующие проявления в ионосфере были наиболее наглядными. На рис. 3, 4 представлено пространственно-временное распределение обратного сигнала, полученного за 5 и 23 сентября 2017 г.

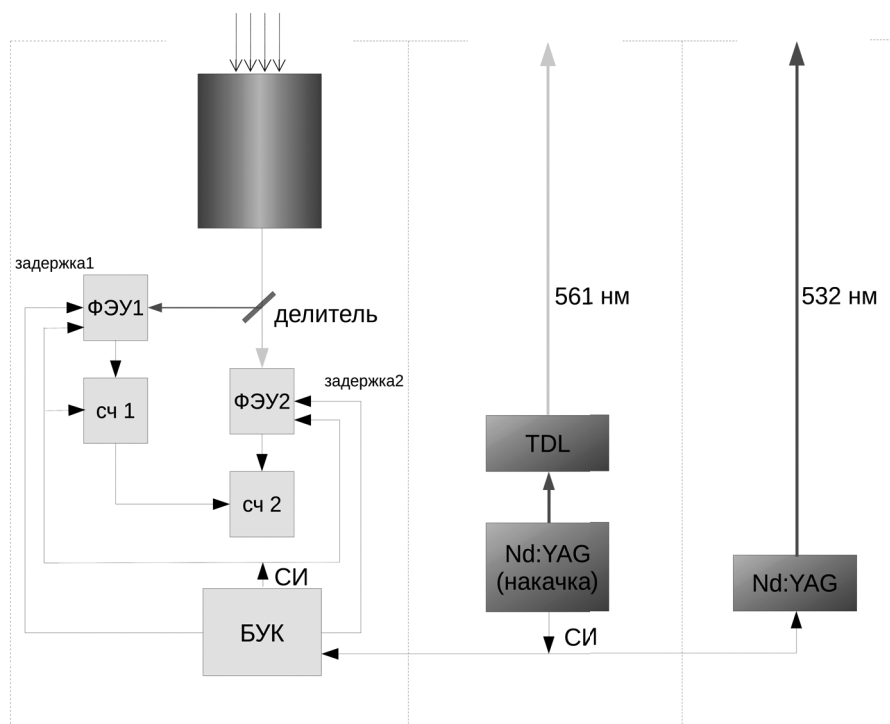


Рис. 2. Оптическая схема лидара. СИ — синхроимпульс, Сч 1, 2 — счетчики фотонов, ФЭУ — фотоэлектронный умножитель, БУК — блок управления и контроля.

На рис. 3а,б представлены лидарные данные с 15-минутным накоплением и пространственным разрешением 1,5 км. Фоновый сигнал вычтен. Профиль сглажен по высоте методом скользящего среднего с окном 10,5 км.

Суммарный лидарный сигнал S , накопленный за ночь, и тот же сигнал S_m , модифицированный умножением на коэффициент $k \cdot H^2$, представлены на рис. 3в,г. Модификация сигнала умножением на квадрат высоты компенсирует уменьшение отраженного сигнала с увеличением высоты. При выбранном значении коэффициента $k = 10^{-4}$ модифицированный сигнал совпадает с фактически зарегистрированным на высоте 100 км. Предполагается, что аэрозольное и молекулярное рассеяние отсутствуют на высотах > 100 км.

На рис. 4а,б представлены лидарные данные с 5-минутным накоплением и пространственным разрешением 1,5 км за 5 сентября. Использование 5-минутных данных позволяет более детально показать особенности распределения во времени сигналов обратного рассеяния.

На рис. 5 приведены графики лидарного сигнала S , суммированные по слою 200–400 км, и графики значений $foF2$ и $foEs$ за 5 и 23

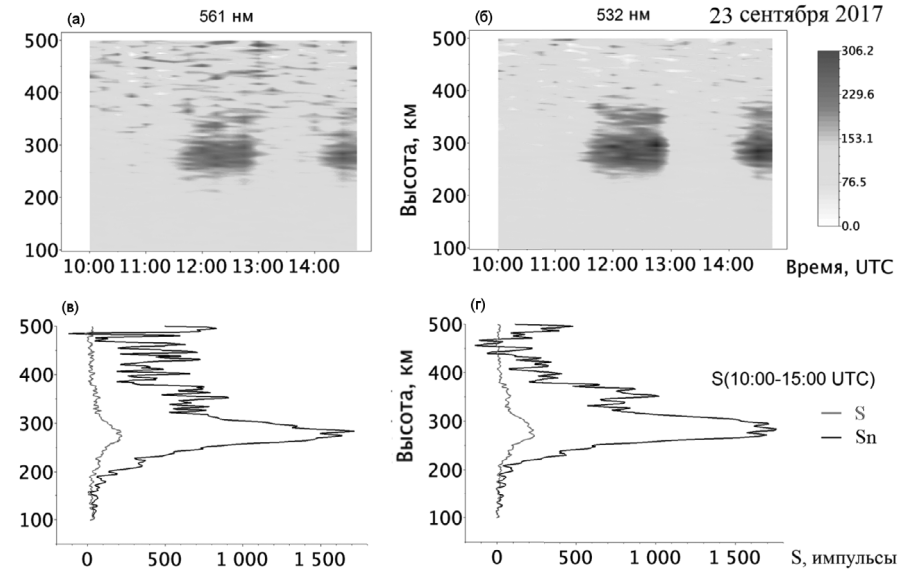


Рис. 3. Лидарный сигнал минус фон в области 100–500 км (а,б), суммарный сигнал S и модифицированный сигнал S_m (в,г), полученные 23 сентября 2017 г.

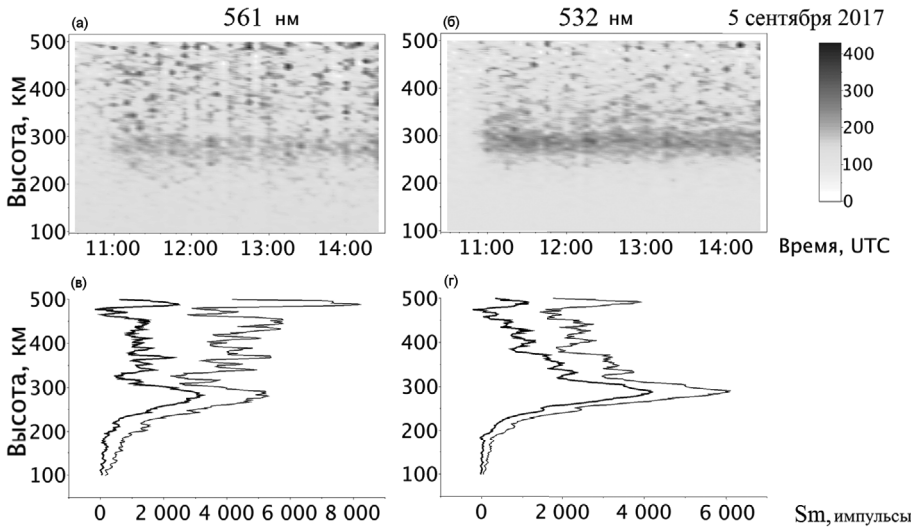


Рис. 4. Лидарный сигнал минус фон в области 100–500 км (а,б) и суммарный сигнал S и модифицированный сигнал S_m (в,г), полученные 5 сентября 2017 г.

сентября 2017 г. Графики на рис. 5а,в построены по лидарным данным с 15-минутным накоплением. Фононый сигнал вычтен. Суммарные сиг-

налы S за 23 сентября на $\lambda = 532$ и 561 нм хорошо коррелируют и практически идентичны. По данным за 5 сентября, сигналы S на 561 нм и 532 нм хорошо коррелируют между собой, значения сигнала на 561 нм на 20–40% меньше, чем у сигнала на 532 нм.

На рис. 5б,г приведены критические частоты слоев $F2$ (f_oF2) и Es (f_oEs) во время лидарных наблюдений. Время появления повышенного рассеяния на графиках f_oF2 отмечено маркерами. Наблюдаются локальные увеличения f_oF2 , синхронные с ростом лидарного сигнала на графиках за 5 и 23 сентября. Рост критической частоты слоя $F2$ в ночное время составляет 0,1–0,2 МГц 5 сентября и 0,3 МГц в 11:45 UTC 23 сентября. Отклонения эти невелики и требуют пояснения.

Для сертификации в РФ паспортная погрешность ионозонда «Парус-А» при автоматической обработке не должна превышать 0,1 МГц. В [6] она оценена в 0,05 МГц. Реальная погрешность при компьютерной обработке ионограмм опытными экспертами в ручном режиме составляет единицы сотых долей МГц. Все данные, полученные в особых геофизических условиях, обрабатываются экспертами в ручном режиме. Поэтому приведенные случаи повышения критической частоты слоя $F2$ в ночное время значимы.

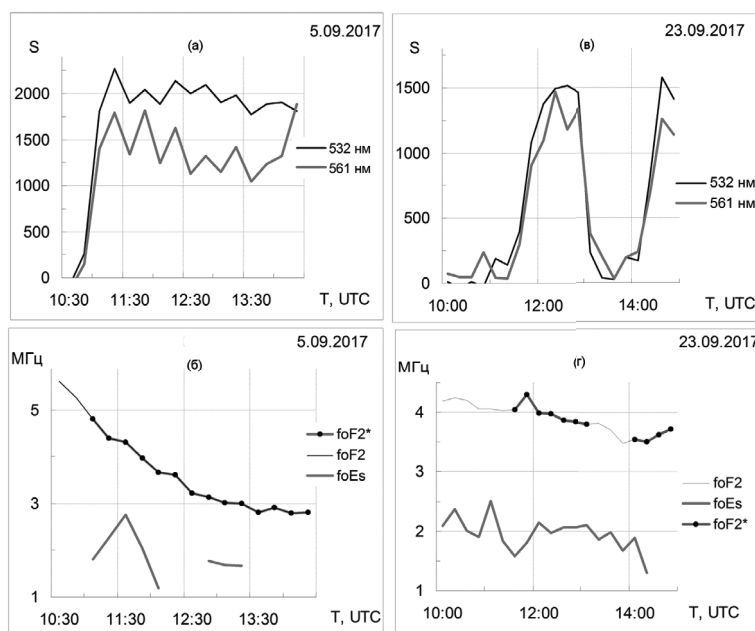


Рис. 5. Лидарный сигнал минус фон, суммированный по слою 200–400 км (а,в) и f_oF2 и f_oEs (б,г) во время лидарных наблюдений 5 и 23 сентября 2017 г.

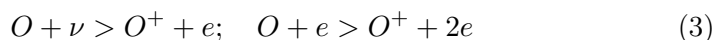
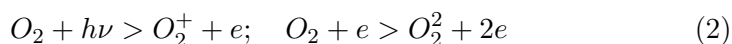
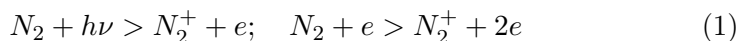
Высота максимума слоя $F2$ может быть оценена по вычисляемому параметру $hpF2$ — высоте параболического слоя, аппроксимирующего слой $F2$. В начале наблюдений 23 сентября параметр $hpF2$ был равен

330 км, через 15 мин увеличился до 350 км и находился примерно в том же до конца наблюдений. В начале наблюдений 5 сентября параметр $h_p F2$ был равен 310 км, к концу наблюдений вырос монотонно примерно до 390–400 км.

Слои E_s наблюдались на высоте 100 км 23 сентября и на высотах 100–110 км 5 сентября. Наличие слоев типа r (корпускулярный) среди ночных E_s за 5 сентября подтверждает предположение о появлении высыпаний сверхтепловых электронов в ионосфере.

Обсуждение результатов

Напомним основные свойства ионосферы, необходимые в дальнейшем. Наиболее важны для образования ионосферы реакции



При ионизации УФ-излучением Солнца только первый акт происходит с участием фотона. Все последующие акты ионизации производятся вторичными электронами.

В [10] представлены результаты моделирования ионосферы в интервале высот 100–400 км. Скорости фотохимических реакций и другие параметры модели корректировались по данным измерений со спутника Atmosphere Explorer C. Наиболее важные для нас результаты можно кратко сформулировать так:

1. Определяющими процессами, формирующими появление иона N^+ в основном состоянии, являются ионизация молекулярного азота и реакция перезарядки иона O^+ на $N(^2D)$;
2. Определяющими процессами, формирующими ионы $O(^4S)$ в основном состоянии, являются ионизация молекулярного и атомарного кислорода и реакция перезарядки иона N^+ на атомарном кислороде;
3. Больше половины всех ионов N^+ и O^+ рождаются в возбужденном состоянии.

В [10] приведены также скорости образования N^+ и метастабильного состояния $O^+(^2D)$ для дневных условий. Скорость образования $O^+(^2D)$ на всех высотах превышает скорость образования N^+ . По полученным данным следует ожидать, что скорость образования $O^+(^4S)$ в основном состоянии на высотах 200–400 км в ночных условиях может превосходить скорость образования ионов N^+ в несколько раз.

Можно отметить следующие основные особенности всех данных лидарного зондирования, полученных в августе–ноябре 2017 г.

1. Ожидалось, что величина лидарного сигнала на $\lambda = 561$ нм будет в несколько раз больше сигнала на $\lambda = 532$ нм, поскольку содержание ионов O^+ на высотах 150–400 км примерно на два порядка выше, чем содержание ионов N^+ [10]. Лидарные наблюдения осенью 2017 г. показали, что значения суммарного за ночь сигнала на $\lambda = 532$ нм обычно были на 20–40% больше, чем на $\lambda = 561$ нм.
2. Высота максимумов сигналов рассеяния не совпадает с положением максимума слоя $F2$. Лидарный сигнал максимален на высотах 280–290 км. Согласно данным ионозонда, 5 сентября 2017 г. максимум слоя $F2$ при регистрации светорассеивающего слоя находился на высотах 320–400 км.
3. Повышенное рассеяние света, формирующее второй локальный максимум на высотах 320–420 км (см. рис. 3, 4), отмечено для всех суммарных лидарных сигналов на $\lambda = 561$ нм. Во всех случаях на $\lambda = 532$ нм этот второй локальный максимум отсутствует. С увеличением высоты от 290 до 450 км сигнал на $\lambda = 532$ нм монотонно уменьшается.

На рис. 6а [4] представлен профиль лидарного сигнала S , на рис. 6б — профили скорости ионизации высыпавшимися электронами, рассчитанные по результатам [11, 12]. Сравнение результатов расчетов скорости ионизации с использованием аналитических приближений [11, 12] показало, что они хорошо согласуются с классическими результатами, рассчитанными методом Монте-Карло в [13], и с данными, представленными в [14].

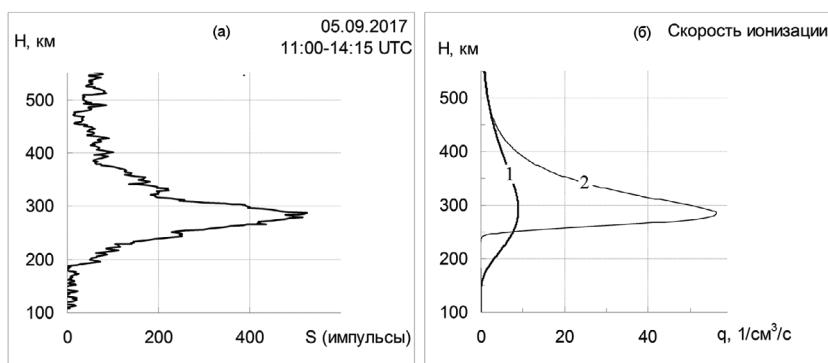


Рис. 6. Профиль лидарного сигнала S (а) и скорости ионизации (б) для максвелловского (1) и моноэнергетического (2) спектров высыпавшихся электронов

Профиль скорости ионизации $q(H)$ рассчитан для максвелловского спектра электронов с характерной энергией 120 эВ (рис. 6,(1)) и для моноэнергетического пучка электронов с энергией 330 эВ (рис. 6,(2)). Энергия электронов подбиралась такой, чтобы максимум скорости ионизации соответствовал по высоте максимуму сигнала (280–290 км). Концентрации нейтральных компонент N_2 , O и O_2 , необходимые для расчетов, были определены с использованием модели NRLMSISE-00 [15]. Неизвестный поток электронов задавался величиной $J_0 = 10^8 \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$.

Рис. 6 объясняет особенности лидарных сигналов. Профиль лидарного сигнала хорошо коррелирует с профилем скорости ионизации. Это означает, что максимумы основного сигнала на обеих длинах волн формируются в основном за счет рассеяния на возбужденных ионах, родившихся в процессах ионизации. Из сравнения рис. 6а и б можно сделать вывод о том, что наблюдались высыпания электронов с энергиями, близкими к 330 эВ.

Значения лидарного сигнала на $\lambda = 532 \text{ нм}$, сравнимые с сигналом на $\lambda = 561 \text{ нм}$, показывают, что процесс возбуждения существующих ионов O^+ не играет значительной роли в формировании основного максимума сигнала. Максимум содержания ионов O^+ находился на высотах 320–400 км. В подтверждение этого предположения можно добавить следующее. На высоте 300 км ночное содержание O составляет порядка $5 \cdot 10^8 \text{ см}^{-3}$, содержание O^+ на 4 порядка меньше (10^4 см^{-3}). Согласно [16, 17], сечение ионизации O и сечение возбуждения O^+ должны быть одного или близкого порядка. В производстве возбужденных ионов O^+ один только процесс ионизации O должен быть намного эффективнее процесса возбуждения существующих ионов на высотах 200–300 км.

Большие вариации сигнала на $\lambda = 561 \text{ нм}$ (рис. 4а) в области 320–450 км объясняются не только малой величиной исходного сигнала в этой области высот. Исследование профилей сигналов с 15-, 30- и 60-минутным накоплением показало, что на высотах 300–500 км, в областях пространства 10–15 км, наблюдаются отрицательные значения «сигнал минус фон» по амплитуде сравнимые с положительными значениями. Это означает появление областей, где обратный сигнал ниже средних фоновых значений, что объясняется наличием неоднородностей в высотном распределении плазмы. Это подтверждается ионосферными наблюдениями: по данным ионозонда зарегистрирована значительная диффузность следа f_oF2 (F - рассеяние). Наличие таких неоднородностей видно на рис. 4в.

Это обстоятельство объясняет и большое значение среднеквадратичного отклонения для сигналов с $\lambda = 561 \text{ нм}$. Суммарный сигнал содержит ~ 150000 посылок лазерных импульсов, и при наличии стабильного положения слоя $F2$ и его слабой диффузности можно ожидать значений доверительных интервалов, соответствующих уровню сигналов для двух длин волн. Что и наблюдалось, по лидарным и ионосферным данным, например, 3 августа 2017 г. Появление светорассеивающего слоя сопровождалось умеренной диффузностью следа слоя $F2$ и

значениями высоты $h_{pF2} = 320\text{--}360$ км. Величина доверительного интервала на $\lambda = 561$ нм на высоте 450 км имеет значения порядка самого сигнала, т.е. в 2–3 раза меньше, чем для данных 5 сентября 2017 г.

Наличие второго максимума на $\lambda = 561$ нм в другие дни наблюдений светорассеивающих слоев осенью 2017 г. также подтверждает их достоверность. Ион N^+ быстро исчезает в реакциях с молекулярным кислородом. В результате концентрация (см^{-3}) этих ионов на высотах 150–400 км примерно на 2 порядка меньше, чем у долгоживущего иона O^+ . Но они могут появляться в результате реакции перезарядки атома азота на ионах атомарного кислорода и успевать взаимодействовать с лазерным излучением до своей гибели в реакциях с молекулярным кислородом.

Оценка соотношения сигналов

Доля энергии лазерного импульса, участвующего в резонансном рассеянии, может быть оценена как отношение полуширины линии возбужденного перехода к полуширине лазерного спектра (см. рис. 1). С учетом доплеровского уширения линии, равного $\sim 0,004$ нм для обоих ионов, и данных табл. 1, эта доля составит $\sim 10\%$ для излучения на $\lambda = 532$ нм и $\sim 15\%$ для излучения на $\lambda = 561$ нм. «Полезная» энергия импульса будет равна 40 и 15 мДж для излучения на $\lambda = 532$ и 561 нм, соответственно.

Состояния «нижнего уровня» в табл. 2 также являются возбужденными. Время жизни возбужденного иона τ определяется как

$$\tau = 1/(\Sigma A_{ki} + \nu), \quad (4)$$

где ν — частота соударений ионов с нейтралами; суммирование коэффициентов Эйнштейна производится для всех состояний, в которые возможны радиационные переходы [18].

Для области выше 100 км можно положить $\nu = 0$, т.к. частота соударений ионов на этих высотах $\nu < 5 \cdot 10^3 \text{ с}^{-1}$, что много меньше частот радиационных переходов. Поиск всех таких состояний в базе данных NIST [9] дает значения τ , равные 1,06, 1,42 и 12,82 нс для O^+ , N^{++} и N^+ , соответственно. Эти значения имеют тот же порядок величины, что и длительности импульсов T_{pulse} на $\lambda = 532$ и 561 нм, равные 5 и 10 нс, соответственно. Взаимодействие лазерного импульса с возбужденными ионами в тонком слое происходит за время T_{pulse} . Во взаимодействии участвуют ионы, которые там находились в момент прихода зондирующего импульса и которые родились в этом слое за время T_{pulse} . Начальное содержание возбужденных ионов в произвольном тонком слое атмосферы должно быть пропорционально скорости образования этих ионов, умноженной на время жизни τ этого состояния. Количество вновь появившихся ионов должно быть пропорционально скорости образования этих ионов, умноженной на время взаимодействия T_{pulse} .

Оценим вероятность взаимодействия с фотоном иона, родившегося в слое во время присутствия там лазерного импульса. Сечение резонансного рассеяния в классическом приближении может быть представлено в виде

$$\sigma = 3/2\pi \cdot \lambda^2 \quad (5)$$

где λ — длина волны [19].

Подставляя значения 532 и 561 нм, получаем $1,35 \cdot 10^{-13}$ и $1,5 \cdot 10^{-13}$ м², соответственно.

Энергия фотонов равна 2,33 и 2,3 эВ, или $3,72 \cdot 10^{-19}$ и $3,68 \cdot 10^{-19}$ Дж для $\lambda = 532$ и 561 нм, число «полезных» фотонов N_p в импульсе с учетом данных табл. 2 и рис. 1 равно $\sim 1,0 \cdot 10^{17}$ и $0,4 \cdot 10^{17}$ для $\lambda = 532$ и 561 нм. Исползованные коллиматоры уменьшают расходимость луча (табл. 1) в 7–8 раз, и она будет равна $\sim 7 \cdot 10^{-5}$ рад. Площадь засвеченной поверхности P_s на высоте 300 км будет равна 350 м².

Потери энергии импульса на молекулярное рассеяние в атмосфере (20%), на выводном зеркале и на четырех поверхностях линз коллиматора (по 10% на каждой поверхности) составляют 55%. На высоте 300 км от каждого импульса через каждый квадратный метр засвеченной поверхности будет проходить $0,45 \cdot N_p / P_s$ фотонов в количестве $1,28 \cdot 10^{14}$ и $5,1 \cdot 10^{13}$ с $\lambda = 532$ и 561 нм.

Вероятность взаимодействия родившегося иона будет определяться не общим количеством полезных фотонов в импульсе, а величиной $N\tau$ (числом фотонов, пролетевших через единицу площади за время жизни иона τ) помноженной на величину сечения рассеяния σ . Если $N\tau \cdot \sigma$ больше единицы, то вероятность взаимодействия близка к 1, в противном случае она равна $N\tau \cdot \sigma$.

Для $\lambda = 532$ и 561 нм $N\tau$ будут равны $1,28 \cdot 10^{14}$ и $5,1 \cdot 10^{12}$, поскольку время жизни у ионов азота больше длительности импульса, а у ионов кислорода оно составляет $0,1 \cdot T_{pulse}$. Сравнивая эти величины со значениями сечения рассеяния $1,35 \cdot 10^{-13}$ и $1,5 \cdot 10^{-13}$ м², получаем, что ионы N^+ будут взаимодействовать с вероятностью, близкой к единице. Для ионов O^+ вероятность взаимодействия будет $\sim 0,75$. На высоте 200 км площадь засвеченной поверхности уменьшается примерно вдвое, а вероятность взаимодействия ионов $^+$ станет близкой к единице во всей нижележащей области термосферы. При расчете вероятности взаимодействия нужно учесть, что у ионов, родившихся перед выходом импульса из исследуемого слоя, вероятность взаимодействия будет уменьшаться, когда время взаимодействия становится меньше времени жизни иона. У ионов O^+ она будет уменьшаться в течение последних 1,06 нс от 0,75 до 0. У ионов N^+ — от 1 до 0 на промежутке длительностью $T/(N\tau \cdot \sigma) = 0,8$ нс. Похожая ситуация возникает для ионов «начального содержания» при входе импульса в слой. Только вероятности будут нарастать от нуля до своих максимальных значений, равных 1 и 0,75. Учитывая, что многие параметры, использованные нами при оценке, приближительны, эти поправки невелики, и их можно считать несущественными.

Таким образом, лидарный сигнал должен быть пропорционален

скорости образования ионов V , умноженной на время $(T_{pulse} + \tau)$ и на вероятность взаимодействия p

$$S \sim V \cdot (T_{pulse} + \tau) \cdot p. \quad (6)$$

Для $\lambda = 532$ и 561 нм время взаимодействия составит 17,8 и 11 нс, соответственно. С учетом поправок и вероятности взаимодействия для $(T_{pulse} + \tau) \cdot p$ получим оценки времени как 17,5 и 7,5 нс. Если считать, что скорости образования ионов O^+ и N^+ равны, то отношение сигналов N_{561}/N_{532} составит $7,5/17,5 = 0,42$. Полученное экспериментальным путем отношение сигналов равно $N_{561}/N_{532} = 0,7-0,8$. Это означает, что, по лидарным данным, скорость образования ионов кислорода должна превышать скорость образования ионов атомов азота по меньшей мере в 2 раза. Относительно оценки скорости образования ионов нужно сделать следующее замечание. Ширина спектра излучения лазера TDL мала (0,025 нм). При оценке “полезной” энергии излучения предполагалось, что у обоих лазеров сдвиг резонансной частоты относительно центра спектра импульса отсутствует, поскольку он невелик и примерно одинаков для обоих длин волн. У лазера TDL величина сдвига линии сильно зависит от точности калибровки частоты. Вероятность взаимодействия иона с излучением будет быстро уменьшаться с ростом сдвига резонансной частоты относительно центра спектра излучения лазера. Так, сдвиг уже на 0,01 нм уменьшит вероятность взаимодействия и сигнал в ~ 2 раза. Поэтому экспериментальная оценка отношения скоростей V_{O^+}/V_{N^+} может оказаться заметно заниженной. Что не противоречит данным, приведенным в [10].

Полученные оценки означают, что использованная энергия импульса с $\lambda = 532$ нм даже избыточна для обеспечения взаимодействия со всеми появляющимися возбужденными состояниями N^+ на высотах максимума слоя $F2$. На $\lambda = 561$ нм для получения сигнала, по которому можно оценить скорость рождения ионов O^+ в области максимума слоя $F2$, нужна энергия, превышающая использованную в 2–3 раза.

Средняя атмосфера

Экспериментальные данные

В лидарных исследованиях средней атмосферы использовался параметр отношения рассеяния $R = (\beta_a + \beta_m)/\beta_m = 1 + \beta_a/\beta_m$, где β_a , β_m – коэффициенты обратного аэрозольного и молекулярного рассеяния [20]. Значения $R(H)$ больше единицы указывают на появление аэрозольных образований на высоте.

В обычном состоянии в мезосфере нет условий для кристаллизации паров воды и образования аэрозоля. По результатам лидарных наблюдений, проведенных в 2007–2012 гг., выявлены сезонные особенности появления аэрозольных образований в атмосфере над Камчаткой [22]. Аэрозольные образования в стратосфере могут появляться в «холод-

ный сезон», с ноября по март, и отсутствуют в «теплый сезон» с мая по сентябрь. В мезосфере усиление аэрозольного рассеяния может наблюдаться во все сезоны.

В [23] с использованием данных метеорологического спутника Аура и синхронных лидарных наблюдений проведены оценки температуры и содержания воды при наличии аэрозольного рассеяния в мезосфере. Показано, что даже при экстремально низких температурах в 2007–2009 гг. содержание воды в мезосфере более чем на порядок ниже необходимого для начала кристаллизации паров воды с образованием аэрозоля.

Также в [23] исследовались непонятные корреляции лидарного сигнала (532 нм), суммарного по слоям толщиной ~ 5 км в мезосфере на высотах 60–77 км с ионосферным параметром f_{min} , наблюдавшиеся в 2008 г. Корреляции были обнаружены по данным лидарных и ионосферных наблюдений за 18 и 23 января и 19 февраля 2008 г.

Параметр f_{min} — это минимальная частота, при которой на ионограммах появляется след слоев E или F . Если f_{min} больше частоты f_o , с которой начинается сеанс зондирования атмосферы, это означает, что в интервале частот $[f_o - f_{min}]$ произошло поглощение радиоволн. Физически энергия волны поглощается свободными электронами при соударении с молекулами атмосферы. Электрон раскачивается с частотой электромагнитной волны, но движущийся электрон излучает на той же частоте. Поглощенная энергия возвращается волне. Потери энергии происходят при соударении электрона с нейтралами. Выражение для коэффициента затухания волны имеет вид $\chi \sim \nu(\omega_0^2/\omega^2)$. Затухание пропорционально частоте столкновений электронов с нейтралами и квадрату плазменной частоты (или плотности плазмы) и обратно пропорционально квадрату частоты падающей радиоволны.

В земной атмосфере затухание зондирующей волны происходит в основном в области 75–90 км. Ниже этой области падает плотность электронов, а выше — плотность нейтралов. В ночной ионосфере при возрастании $f_o F2$ (область слоя $F2$) либо f_{min} (область мезопаузы) можно говорить о появлении дополнительных источников ионизации в этих областях.

Для объяснения изменений f_{min} использовались результаты измерений со спутника DEMETER, пролетавшего на высоте 660 км во время лидарных наблюдений как восточнее, так и западнее Камчатки. На 53° с.ш. на спутнике были зарегистрированы потоки релятивистских электронов с энергией более 100 кэВ. Спектр этих электронов на 53° с.ш., полученный на спутнике DEMETER 18 января 2008 г, аппроксимирован экспонентами таким образом, чтобы можно было использовать аналитическую аппроксимацию скорости ионизации, предложенную в [11, 12]. По методике, изложенной в [11, 12], проведены расчеты скорости ионизации. Показано, что вышеупомянутые потоки могут вызывать ионизацию с максимумом на высоте ~ 75 км. Проведено также тестирование программ расчета функции ионизации для разных условий. Расчеты показали, что метод [11, 12] дает результаты, близкие к классическим представлениям в [13, 14].

Рост f_{min} может быть обусловлен увеличением содержания элект-

тронов в мезосфере. Корреляция этих значений с лидарным сигналом может быть вызвана появлением резонансного рассеяния на возбужденных ионах атомарного азота. Возбужденные ионы атомарного азота появляются в процессе ионизации атмосферы.

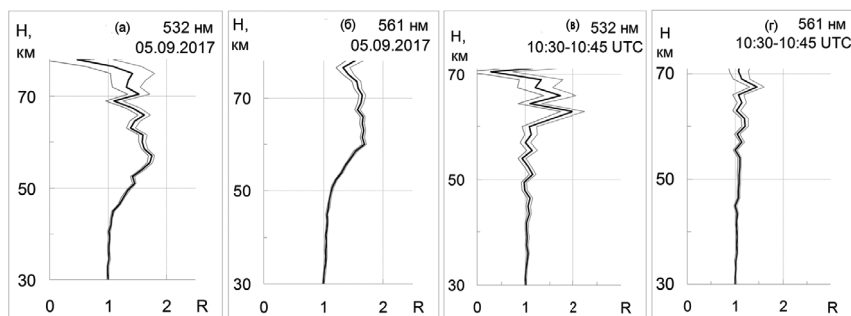


Рис. 7. Профили отношения рассеяния полученные 05.09.2017 суммарные за ночь (а, б, 10:30-14:30 UTC) и профили, полученные до появления светорассеивающего слоя в термосфере (в, г, 10:30-10:45 UTC)

В [1] обсуждались события 5 сентября 2017 г., наблюдавшиеся в термосфере над Камчаткой, на высотах 100–500 км. На рис. 7 приведены профили отношения рассеяния R в области 25–80 км, полученные 5 сентября 2017 г. Тонкими линиями представлен доверительный интервал отношения рассеяния.

Для типичного профиля осеннего сезона коэффициент рассеяния R близок к единице во всей области высот средней атмосферы. Профили на рис. 7в,г в целом соответствуют типичным профилям сентября, а профили на рис. 7а,б никогда не появлялись ранее за все время наблюдений, проводившихся с 2007 г. при наличии погодных условий. На суммарных профилях за ночь 6 и 12 сентября 2017 г. коэффициент рассеяния R везде близок к единице, аэрозольные образования в мезосфере отсутствуют. Рассеяние в термосфере также не зарегистрировано. Кроме того, при аэрозольном рассеянии профили отношения рассеяния на близких длинах волн должны быть подобны по форме. На профилях на рис. 7а,б подобия не наблюдается. Можно предполагать, что имеет место резонансное рассеяние.

Профили отношения рассеяния R с 15-минутным накоплением, полученные во время появления светорассеивающего слоя в термосфере, отличаются от профилей на рис. 2а,б несущественными деталями и поэтому не приводятся.

Результаты и обсуждение

В средней атмосфере условия для появления резонансного рассеяния сохраняются. Доплеровское уширение линий ионов азота и кислорода определяет долю фотонов лазерного импульса, пригодных для

участия в резонансном рассеянии. Для температуры 800° (слой $F2$) уширение линий составляет $0,004$ нм, при температуре 200° (мезопауза) $\sim 0,002$ нм, и этого достаточно для формирования условий резонансного рассеяния. Это означает лишь уменьшение в импульсе лазера фотонов, «полезных» для взаимодействия с возбужденными ионами, примерно в два раза.

Согласно модели NRLMSIS-00 [15] атомарный кислород появляется на высотах $75\text{--}80$ км, его содержание быстро нарастает до максимума на высоте ~ 100 км ($4 \cdot 10^{11}$ см $^{-3}$) и далее быстро убывает, составляя на высоте 300 км $5 \cdot 10^8$ см $^{-3}$. Атомарный азот появляется на высотах ~ 100 км, содержание его достигает максимума на высоте 200 км ($5 \cdot 10^7$ см $^{-3}$) и спадает более чем на порядок на высоте 400 км. Отсутствие в заметных количествах ионов атомарного азота и кислорода на высотах средней атмосферы не означает, что их там не бывает. С появлением источников ионизации эти ионы рождаются, часто в возбужденном состоянии, и быстро гибнут в процессах рекомбинации. Основными источниками их появления могут служить молекулярные кислород, азот и озон.

Время жизни этих ионов определяется частотой их столкновений с нейтралами, в процессе которых они преобразуются в тяжелые ионы с малым временем жизни. Но время жизни исследуемых возбужденных состояний, по меньшей мере в мезосфере, много меньше времени жизни ионов, а плотность потока фотонов на этих высотах больше. Вероятность взаимодействия возбужденных ионов с фотонами лазерного импульса требует отдельной оценки.

Частоту столкновений ионов с нейтралами можно рассчитать по формуле

$$\nu(N) = 0.81 \cdot 10^{-10} (T/M)^{1/2} N^{-1} \quad (7)$$

где T — температура;

M — молекулярная масса;

N — концентрация атмосферных частиц [12].

Необходимо также оценить время жизни ионов в средней атмосфере. Время жизни возбужденного иона τ определяется по формуле (4).

На рис. 8а приведены профили времени жизни τ для исследуемых возбужденных состояний ионов кислорода и азота (табл. 3). Расчет суммы коэффициентов Эйнштейна проводился с использованием NIST Atomic Spectra Database [9] поиском по всем состояниям, переходы в которые возможны. При вычислении частоты соударений ионов с нейтралами использовалась модель атмосферы NRLMSIS-00 [15].

На рис. 8б,в представлены значения «дополнительного» сигнала S , обусловленного суммой аэрозольного и резонансного рассеяния. Как уже упоминалось, $R = 1$ означает наличие только молекулярного рассеяния. В общем случае величина молекулярного рассеяния при известном отношении рассеяния может быть рассчитана как

$$(N - Nf)/R,$$

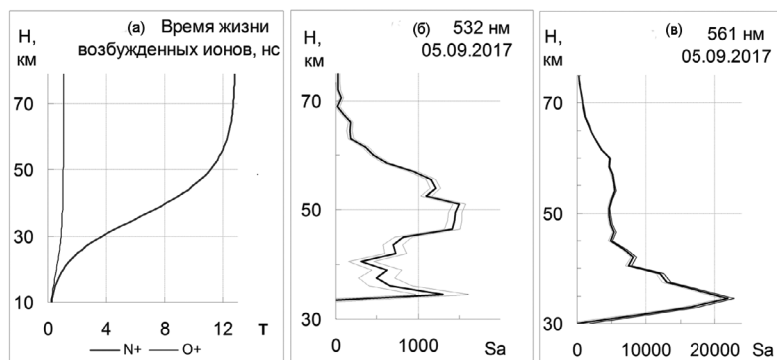


Рис. 8. Профиль времени жизни состояний нижнего уровня табл. 3 в средней атмосфере (а), суммарный лидарный сигнал S_a за вычетом «сигнала молекулярного рассеяния и фонового сигнала» (б,в), полученные 5 сентября 2017 г.

где N — суммарный лидарный сигнал;

Nf — фоновый сигнал;

R — отношение рассеяния.

Обозначив $S = (N - Nf)$, получим для дополнительного сигнала S_a простое выражение $S_a = (N - Nf) - (N - Nf)/R$, или

$$S_a = S - S/R. \quad (8)$$

Тонкими линиями на рис. 8б,в представлен доверительный интервал Δ дополнительного сигнала S_a . Значения Δ рассчитывались подстановкой в (8) выражения для R в виде решения лидарного уравнения [24] и последующих вычислений в соответствии с методом, изложенным в [24, 25].

Приведем полученные результаты. Учтем, что расходимость луча с коллиматором равна $7 \cdot 10^{-5}$ рад, а сечения резонансного рассеяния — $1,35 \cdot 10^{-13} \text{ м}^2$ и $1,5 \cdot 10^{-13} \text{ м}^2$ на $\lambda = 532$ и 561 нм, соответственно. Полезная энергия импульса в определена как 40 и 15 мДж, а число полезных фотонов — $1,0 \cdot 10^{17}$ и $0,4 \cdot 10^{17}$ для излучения на $\lambda = 532$ и 562 нм. С учетом того, что доплеровское уширение линий в мезосфере меньше в два раза, можно положить эти энергии равными 20 и 7,5 мДж. Количество «полезных» фотонов в импульсе Np с учетом потерь 50% в атмосфере и передатчике будет равно $2,5 \cdot 10^{16}$ и $1,0 \cdot 10^{16}$ на $\lambda = 532$ и 561 нм. На высотах 30, 20 и 10 км время жизни иона O^+ равно 0,891, 0,568 и 0,213 нс, а иона N^+ — 3,72, 1,05 и 0,245 нс соответственно (данные рис. 8а). Площадь засвеченной поверхности P_s на высотах 30, 20 и 10 км равна 3,5, 1,54 и 0,38 м^2 , соответственно.

Основным параметром, определяющим вероятность взаимодействия с излучением родившегося в стробе возбужденного иона, будем считать

Таблица 3. Основные параметры взаимодействия излучения с возбужденными ионами

1	2	N^+				O^+			
		3	4	5	6	7	8	9	10
H	$Ps, \text{ м}^2$	$\tau, \text{ нс}$	τ/T	$N\tau$	$\sigma \cdot N\tau$	$\tau, \text{ нс}$	τ/T	$N\tau$	$\sigma \cdot N\tau$
30 км	3,5	3,72	0,744	5,3·1015	715	0,891	0,089	2,5·1014	37
20 км	1,37	0,05	0,21	3,8·1015	513	0,568	0,057	4,2·1014	70
10 км	0,35	0,215	0,043	3,1·1015	418	0,213	0,021	6,0·1014	90

$$\sigma \cdot N\tau,$$

где $N\tau = Np \cdot \tau / T / Ps$ — число фотонов одного импульса, проходящее через единицу засвеченной поверхности за время жизни иона τ ;

σ — сечение резонансного рассеяния.

Если $\sigma \cdot N\tau$ больше единицы, то вероятность взаимодействия близка к 1, в противном случае она равна $\sigma \cdot N\tau$. Представим полученные данные в табл. 3.

Из данных табл. 3 следует, что в области высот от 10 км и выше вероятность взаимодействия каждого родившегося в стробе иона с фотоном лазерного импульса можно считать равной единице. Причем для ионов кислорода надежность взаимодействия возрастает с уменьшением высоты от 30 до 10 км. Такой же результат для высот меньше 200 км получен ранее.

Основное соотношение для оценки величины сигнала остаётся прежним:

$$N \sim V \cdot (\tau + T_{pulse}) \cdot p$$

Сигнал должен быть пропорционален скорости появления возбужденных ионов V , помноженной на $(\tau + T_{pulse})$, где T_{pulse} — длительность импульса; τ — время жизни возбужденного состояния, и на вероятность взаимодействия возбужденного состояния с фотоном лазерного импульса p . Вероятность p определяется числом фотонов, проходящих через единицу площади засвеченного слоя на заданной высоте за время жизни возбужденного состояния, умноженным на σ , где σ — сечение резонансного рассеяния. Если эта величина больше 1, то вероятность взаимодействия близка к 1, иначе $P = \sigma \cdot N\tau$.

В термосфере сигнал резонансного рассеяния на возбужденных ионах азота на 20–30% выше, чем сигнал рассеяния на возбужденных ионах кислорода. На высотах средней атмосферы сигнал резонансного

рассеяния на ионах кислорода выше сигнала на ионах азота более чем на порядок (рис. 8б,в). Это можно объяснить наличием озона, который имеет большее сечение ионизации. При ионизации озона может происходить его диссоциация с образованием возбужденного иона (потенциал диссоциации озона составляет 1,04 эВ) и появлением возбужденных атомов атомарного кислорода. Молекула O_2 имеет два порога диссоциации — 5,11 и 7,1 эВ. В то же время, еще в 1960 г. в [16] отмечалось, что молекулярный азот легко диссоциирует, только когда молекула находится в возбужденном состоянии с главным квантовым числом 6–8. Этим объясняется относительное уменьшение сигнала в стратосфере на $\lambda = 532$ нм.

Все изложенные соображения относятся к взаимодействию возбужденных состояний «нижнего уровня», табл. 2. Влияние столкновений с нейтральными компонентами на скорость появления этих состояний требует отдельной оценки и экспериментальной проверки. Это объясняется тем, что исследуемые возбужденные состояния могут получаться путем каскадных переходов из состояний с более высоким уровнем энергии. И соударения могут существенно влиять на этот процесс.

Выводы

1. В нижней термосфере основной процесс, приводящий к появлению резонансного рассеяния на газовых компонентах атмосферы — ионизация с появлением возбужденных ионов. В ночных условиях это в первую очередь относится к ионизации высыпавшимися электронами.

Рассеяние на ионах атомарного кислорода и азота, возбужденных высыпавшимися электронами, может наблюдаться на высотах больше 300 км, где концентрация основных ионизуемых компонент уменьшается. Большие вариации сигнала на длине волны 561 нм в этой области высот вызваны слабостью самого сигнала на высоком фоне и наличием неоднородностей в распределении ионосферной плазмы.

На высотах меньше 300 км это рассеяние будет маскироваться на фоне более интенсивного рассеяния на ионах, появившихся в процессе ионизации нейтральных компонент атмосферы.

2. Показана возможность определения лидарным методом энергий высыпавшихся в атмосферу электронов, а также оценки отношения скоростей образования ионов.
3. Показано, что для появления резонансного рассеяния на возбужденных ионах атомарного азота и кислорода в средней атмосфере наличие как ионов в основном состоянии, так и атомов азота и кислорода не обязательно. Атомарный азот появляется в заметных количествах на высотах больше 100 км, атомы кислорода — выше 75 км.

Обнаруженное резонансное рассеяние в области 35–80 км на двух длинах волн показывает, что, как и в термосфере, основной вклад в сигнал резонансного рассеяния вносят ионы, появляющиеся в возбужденном состоянии в процессах ионизации компонент атмосферы. В средней атмосфере это молекулярные кислород и азот, а также озон.

4. Обоснована возможность регистрации мнимых аэрозольных образований в мезосфере и стратосфере. Показано, что при зондировании на $\lambda = 532,08$ и $561,106$ нм появляется возможность оценки энергий высвобождавшихся в среднюю атмосферу релятивистских электронов.

Термосферный лидар (дополнение редактора)

Шевцов Б.М.

Созданием термосферного лидара в различных вариантах занимался ряд научных коллективов в течение нескольких лет, но известна лишь одна реализация этого инструмента как детектора ионов атомарного кислорода и азота, а результаты высотных наблюдений над Камчаткой остаются уникальными до сих пор несмотря на немалые усилия в этом направлении. Чтобы понять причины такой ситуации, рассмотрим первые результаты зондирования в сравнении с достижениями последних лет, это позволит подвести итоги исследований и наметить дальнейшие пути их развития.

В освоении больших высот можно выделить следующие этапы. После введения в эксплуатацию лидарной станции в 2006 г. первые наблюдения резонансных лидарных отражений в термосфере были получены в 2008 г., рис. 9.

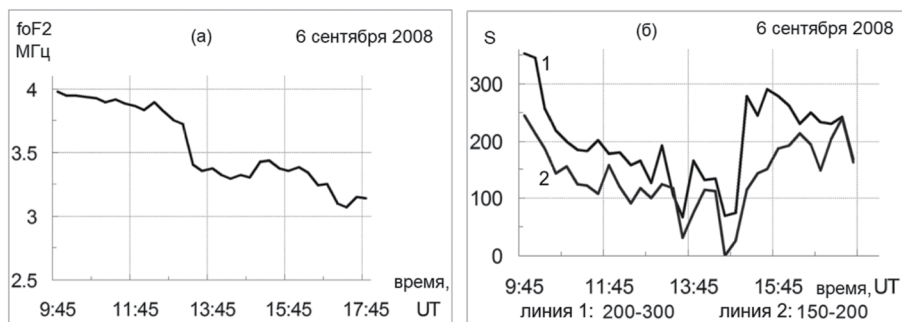


Рис. 9. Критическая частота F2 слоя ионосферы (а) и сигналы отражений на длине волны 532 нм от слоев 200–300 и 150–200 км (б).

Отметим, что с уходом термосферы в область тени концентрация электронов падает, соответственно убывает и лидарный сигнал. Из этого можно заключить, что отраженный сигнал в основном определялся ионизацией термосферы, однако после полуночи местного времени начинают нарастать флуктуации в сигналах, которые нельзя объяснить изменениями только ионизации. Это еще лучше видно на рис. 10.

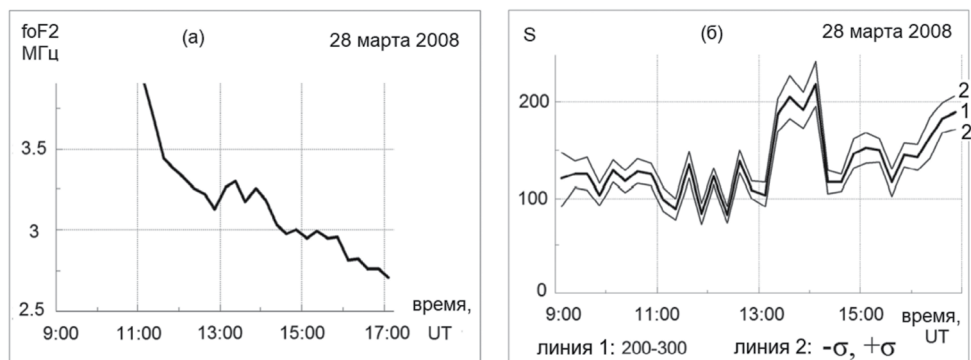


Рис. 10. Критическая частота F2 слоя ионосферы (а) и сигнал отражений на длине волны 532 нм от слоя 200-300 км (б).

В 2014 г. был сделан вывод о том, что отражения в термосфере возникают в результате резонансного рассеяния на возбужденных ионах атомарного азота [26], а в 2017 г. были получены одновременные отражения в термосфере на длинах волн 561 и 532 нм, соответствующих резонансному рассеянию на возбужденных ионах атомарного кислорода и азота, рис. 11.

На рис. 11а и 11б хорошо видна зависимость лидарных отражений от ионизации термосферы, такая же как и на рис. 9, а на рис. 11в лидарные сигналы осциллируют с двухчасовым периодом, соответствующим частотному диапазону внутренних волн в атмосфере. Ими можно объяснить причина осцилляций на рис. 9 и 10.

Значительная амплитуда осцилляций лидарных сигналов на рис. 11в дает понимание того, насколько сильно высотные наблюдения зависят от состояния нижних слоев атмосферы. Возможно, этим объясняется чрезвычайная редкость термосферных наблюдений. Для начала работ на больших высотах необходимо определение состояния нижних слоев атмосферы, рис. 12.

Очевидно, что при такой ионизационной обстановке в средней атмосфере высотные наблюдения становятся невозможными. Эти данные могут использоваться для оценки прозрачности атмосферы и прогноза устойчивости работы коммуникационных оптических систем.

Примечательно то, что случаи удачного зондирования термосферы имели место на спаде солнечной активности, когда ее радиационное влияние на нейтральную атмосферу достигает минимума, чем и создаются благоприятные условия для высотных наблюдений.

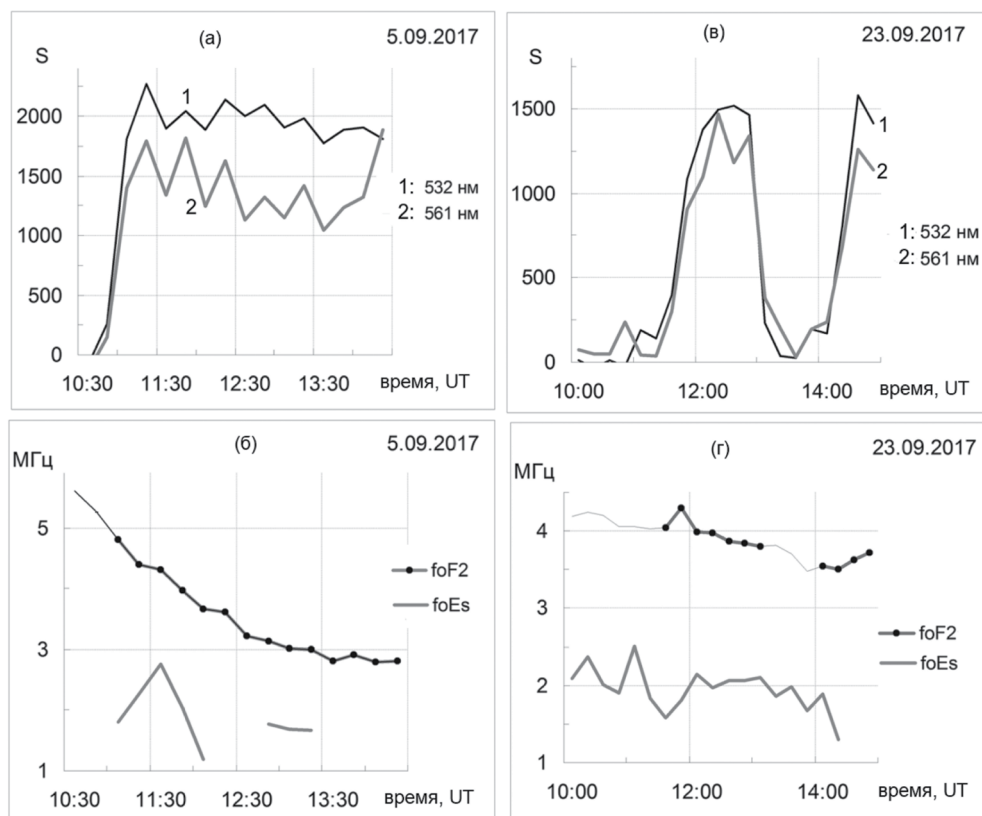


Рис. 11. Сигналы отражений от слоя 200–400 км (вверху) и $foF2$ и $foEs$ (внизу).

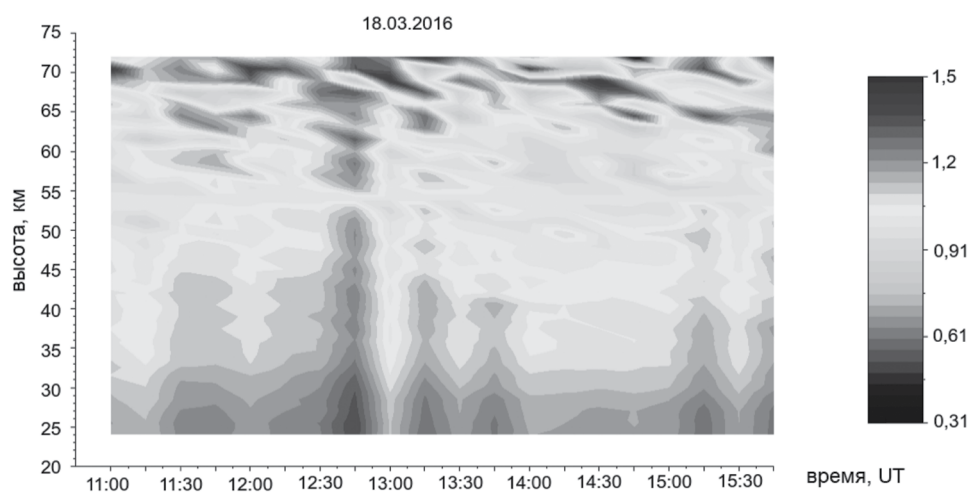


Рис. 12. Многочасовые лидарные наблюдения в нижней и средней атмосфере.

Сильные флуктуации амплитуды лидарных отражений вследствие изменения условий прохождения сигналов на протяженных трассах имеют мультипликативную природу. Этим объясняется большой диапазон изменений. До начала термосферных наблюдений эффект замирания сигналов не был известен, поэтому долго не удавалось понять, почему резонансно отражающие слои в термосфере наблюдаются так редко.

Радиационное влияние солнечной активности на различные слои атмосферы представляет интерес в исследованиях климатических изменений. А лидарные наблюдения дают возможность интегральной оценки этого влияния.

Существует проблема калибровки высотного лидара. На рис. 11а мы видим, что сигнал ионов атомарного кислорода немного меньше сигнала ионов атомарного азота, в то время как концентрация ионов атомарного кислорода на два порядка больше концентрации ионов атомарного азота. Это не согласуется с теорией резонансного рассеяния, в которой определяющей является плотность рассеивателей.

С ростом средней плотности рассеивателей относительные флуктуации плотности уменьшаются, среда становится слабо неоднородной, а в таких средах и рассеяние становится относительно слабым. С увеличением плотности рассеивателей меняются статистические характеристики рассеяния. Возможно, этим объясняется отсутствие сигналов рассеяния на нейтральных компонентах плазмы, которых на пять порядков больше чем ионов.

Но есть еще одно очень важное обстоятельство, ионы участвуют в процессах рекомбинации, частота которых на много порядков больше частоты столкновений, а это существенно влияет на ширину резонансных линий и снижает требования к когерентности генераторов излучения.

Скорость рекомбинации иона атомарного кислорода по теории Ланжевена зависит от концентрации электронов, которая совпадает с концентрацией ионов атомарного кислорода там, где атомарный кислород преобладает над всеми другими нейтралами. Это соотношение имеет место на рабочих высотах термосферного лидара.

Нелинейный эффект в рекомбинации необходимо учитывать в первую очередь при объяснении аномально низкого лидарного сигнала на ионах атомарного кислорода. Благодаря ему зависимость коэффициента рассеяния от плотности рассеивателей меняется.

Атомарный кислород термосферы играет важную роль в калибровке высотного лидара в связи с тем, что концентрацию его ионов можно сравнить с плотностью электронов, которая измеряется ионозондом.

А нелинейный эффект в рекомбинации позволяет проводить сравнение сигналов ионов атомарного кислорода и азота. Сигнал иона атомарного кислорода можно использовать для калибровки лидара и определения параметров рекомбинации. Для определения характеристик среды можно использовать решения задачи нестационарных отражений [27], которые с учетом дисперсионных свойств среды представлены на рис. 13.

Отклик среды на возбуждение ее зондирующим импульсом можно использовать в целях диагностики термосферы.

Фрактальные модели дисперсии учитывают эффекты памяти, которые возникают в результате взаимодействия атома с окружающей средой. Например, это могут быть процессы ионизации и рекомбинации, которые влияют не только на ширину резонансной кривой, но и на ее форму. Изменения параметра дробных осцилляций b позволяют рассматривать различные формы резонансной кривой. В более общем случае можно учитывать еще эффект дробных релаксаций [27]. Это расширяет возможности для параметризации резонансной кривой. Эффекты нелинейной рекомбинации при этом легко учитываются зависимостью параметров дисперсии от плотности резонансных частиц.

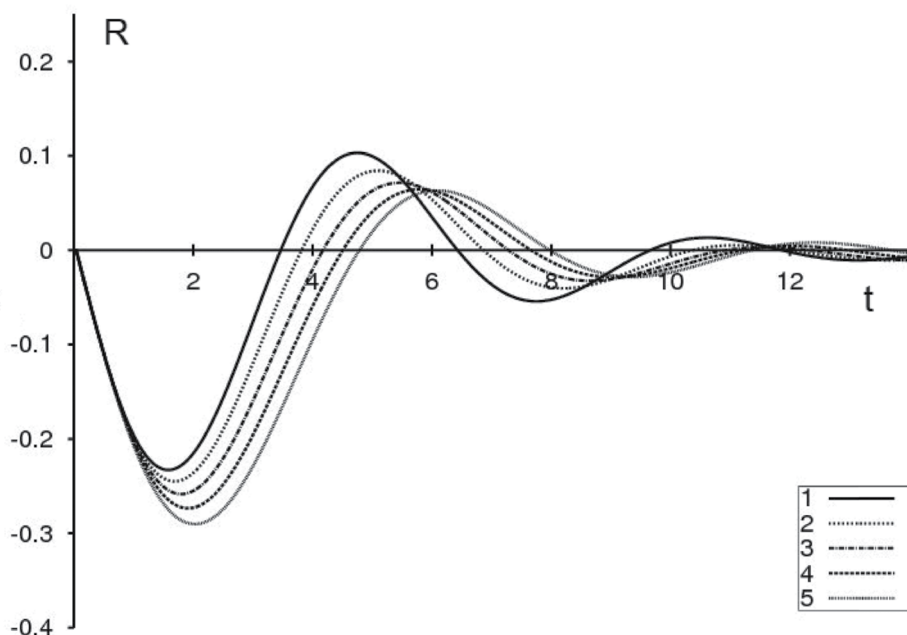


Рис. 13. Отражения $R(t)$ в случае дробных осцилляций при различных значениях параметра резонансной кривой b : 0,3 – 1; 0,4 – 2; 0,5 – 3; 0,6 – 4; 0,7 – 5.

Последние три года стали решающими в понимании физических принципов работы термосферного лидара. Во многом этому способствовали многочастотные лидарные наблюдения. В заключение подведем итоги и сформулируем новые задачи.

Выводы:

1. Резонансные отражения возникают в обычных для термосферы условиях, уровня ее ионизации вполне достаточно. Предположе-

ния о высыпаниях заряженных частиц не требуются. Они могут рассматриваться как источник дополнительной ионизации.

2. Сильные флуктуации и трудности обнаружения резонансных отражений в термосфере обусловлены неблагоприятными условиями прохождения сигналов в нижележащих слоях атмосферы.
3. Отличия резонансного рассеяния на нейтралах и ионах определяются существенной разницей в их концентрациях и процессами рекомбинации ионов.
4. Аномально слабый сигнал рассеяния на ионах атомарного кислорода можно объяснить нелинейным эффектом рекомбинации.
5. Сигнал ионов атомарного кислорода можно использовать для калибровки лидара и определения параметров рекомбинации.
6. Полученные решения для нестационарных отражений можно использовать для диагностики термосферы.

Задачи:

1. Связь состояния атмосферы в широком диапазоне высот с солнечной активностью и геофизическими процессами.
2. Статистические эффекты в резонансных отражениях.
3. Диагностика термосферы, решение обратных задач, учет эффектов рекомбинации ионов.
4. Флуктуации в термосфере в условиях повышенной солнечной активности.
5. Эффекты резонансной рефракции в термосфере.
6. Развитие методов лидарного зондирования термосферных высот.

Литература

1. Bychkov V. V., Perezhogin A. S., Seredkin I. N. Shevtsov B. M. Appearance of light-scattering layers in the thermosphere of Kamchatka during the autumn of 2017 // Proc. SPIE 10833-264, 24-nd International Symposium Atmospheric and Ocean Optics: Atmospheric Physics
2. Bychkov V. V., Perezhogin A. S., Seredkin I. N. Resonant scattering by excited ions as an indicator of the precipitation of charged particles into the atmosphere // E3S Web Conf. Volume 62, IX International Conference "Solar-Terrestrial Relations and Physics of Earthquake Precursors". Vol. 62. — 2018. — p. 10.
3. Bychkov V. V., Perezhogin A. S., Seredkin I. N. Resonant scattering as a cause for the registration of scattering layers in the thermosphere and imaginary aerosol formations in the middle atmosphere // E3S Web of Conferences. — 127. — 2019. — 01009.
4. Bychkov V. V., Seredkin I. N. "Resonant scattering as a possible cause of registration imaginary aerosol formations in the middle atmosphere Proc. SPIE 11208, 25th International Symposium on Atmospheric and Ocean Optics: Atmospheric Physics. — 2019. — 112089D.
5. Бычков В.В., Середкин И.Н. Резонансное рассеяние на возбужденных ионах как индикатор высыпаний сверхтепловых электронов в термосферу // Оптика Атмосферы и Океана. — 2020. — 33. — 10.
6. Бычков В.В., Середкин И.Н., Маричев В.Н. Резонансное рассеяние как причина регистрации мнимого аэрозоля в средней атмосфере // Оптика Атмосферы и Океана. [принята в печать]
7. Bychkov V. V., Seredkin I. N., Smirnov S. E. On the mechanism of formation of a resonant backscattering signal in the middle atmosphere, Proc. SPIE 26th International Symposium on Atmospheric and Ocean Optics: Atmospheric Physics AOO202 — 313. [in print]
8. Bychkov V. V., Seredkin I. N., Scattering on excited atmospheric components as a cause of the increase of lidar signal in the upper and middle atmosphere // E3S Web of Conferences, 2020

9. Kramida A., Ralchenko Yu., Reader J. and NIST ASD TEAM. "NIST Atomic Spectra Database (ver. 5.5.2)" — URL: <https://physics.nist.gov/asd> (2018)
10. Richards P.J. Reexamination of ionospheric photochemistry // JGR. V. 1. — 2011. — A08307. — P. 1–14.
11. Deminov M.G. Earth's ionosphere. in: Plasma heliogeophysics.— M.: Fizmatlit, 2008. — V. 2. — P. 92.
12. Deminov M.G., Chegai V.V. Analytical approximation of ionization rate by auroral electrons // Geomagnetism and aeronomy. — V. 20. — 1980. — N 1.
13. Rees, M. N., Benedict, P. C. // JGR. V. 75. — 1970. — P. 1763.
14. Omholt A., Stoffregen W., Derblum H.: // J. Atmosph. Terr. Phys. V. 24. — 1962. — P. 203.
15. Picone M., Hedin A.E., Drob D. NRLMSISE-00 Model 2001 - URL: <https://ccmc.gsfc.nasa.gov/modelweb/atmos/nrlmsise00.html> (2019)
16. С.В. Авакян, А.Е. Серова, Н.А. Воронин Роль ридберговских атомов и молекул в верхней атмосфере // Геомagnetизм и аэрoномия. 1997. V. 37. N 3. С. 99-103; Avakyan S.V., Voronin N.A., Serova A.E The role of Rydberg atoms and molecules in the upper atmosphere // Geomagnetism and aeronomiya. — V. 37.— 1997. — №3.— P. 331–335.
17. Андреев Г.В. Расчет сечения ионизации электронным ударом для атомов водорода и азота // Физико-химическая кинетика в газовой динамике. — V. 1. — 2010. — N 1. — P. 263–264.
18. Н.Н. Щефов, А.И. Семенов, В.Ю. Хомич. Излучение верхней атмосферы — индикатор ее структуры и динамики. — Москва: GEOS. — 2006. — 740 p.
19. Андреев Г.В. Расчет сечения ионизации электронным ударом для атомов водорода и азота // Физико-химическая кинетика в газовой динамике. V. 1. — 2010. — N 1. — P. 263–264.
20. Ельников А.В., Маричев В.Н., Шелевой К.Д., Шелефонтюк Д.И. Лазерный локатор для исследования вертикальной стратификации аэрозоля // Оптика атмосферы и океана. — V.1. — 1988. — №4. — С.117–123.
21. Bychkov V. V., Perezhogin A. S., Shevtsov B. M., Marichev V. N., Novikov P. V., and Cheremisin A. A. Seasonal Features of the Appearance of Aerosol Scattering in the Stratosphere and Mesosphere of Kamchatka from the Results of Lidar Observations in 2007–2009 // Izvestiya. Atmospheric and Oceanic Physics. V. 47. — 2011. — N 5. — P. 603–609

22. Бычков В.В., Пережогин А.С., Пережогин А.С., Шевцов Б.М., Маричев В.Н., Матвиенко Г.Г., Белов А.С., Черемисин А.А. Лидарные наблюдения появления аэрозолей в средней атмосфере Камчатки в 2007–2011 г. // Оптика атмосферы и океана. — V. 25. — 2012. — N 1. — С. 88–93.
23. Ельников А.В., Креков Г.М., Маричев В.Н. Лидарные наблюдения стратосферного слоя аэрозоля над Западной Сибирью // Физика атмосферы и океана. Т. 24. — 1988. — № 8. — С. 818–823.
24. Russel P.B. et al. Methodology for error analysis simulation of lidar aerosol measurements // Appl. Optics, v.18. — 1979. — №22. — p. 3783–3797.
25. Russel P.B. et al. Orbiting lidar simulations. 1: Aerosol and cloud measurements by an independent-wavelength technique. — Appl. Optics. v.21. — 1982. — №9. — p.1541–1563.
26. Bychkov V. V., Nepomnyashchiy Yu. A., Perezhogin A. S., Shevtsov B. M. Lidar returns from the upper atmosphere of Kamchatka for 2008 to 2014 observations // Earth, Planets and Space. — 2014. — Vol. 66. — p. 150.
27. Пережогин А. С., Шевцов Б. М. Нестационарные отражения волн в средах с фрактальной дисперсией // Радиотехника и электроника. — 2014. — Т.59. — №1. — С. 46–52.

Заключение

В ходе работ по теме «Динамика физических процессов в активных зонах ближнего космоса и геосфер» получены следующие основные результаты.

В части разработки и исследования моделей физических процессов получено их общее представление, позволяющее описать волновые движения в средах с фрактальной структурой. Определена общая структура уравнений для релаксационных процессов в энергоактивных зонах как в динамических системах быстро-медленного типа. Построена модель сейсмического процесса, учитывающая пространственно-временную нелокальность. Показано, что модель отражает основные статистические свойства реальных сейсмических каталогов. Получены эредитарные и стохастические маломодовые модели динамо, воспроизводящие динамические режимы, наблюдаемые в реальных космических динамо-системах: регулярные и хаотические колебания, экскурсы, васцилляции, динамо-всплески. Построена стохастическая модель геодинамо с импульсными шумами, управляемая 6-ячейковой конвекцией в ядре Земли. Произведено обоснование шумов как результата спонтанной синхронизации и десинхронизации мод мелкого масштаба турбулентности. Построены модели широкого класса эредитарных осцилляторов, отражающие фрактальные свойства геосистем. Найдена связь между добротностью эредитарного осциллятора и порядком дифференциальных операторов, входящих в модельные уравнения, дающая дополнительные степени свободы для управления добротностью колебательной системы.

Разработан комплекс методов и интеллектуальных программных средств по изучению процессов в магнитосфере и ионосфере Земли в возмущенные периоды. Для районов авроральных и средних широт выделены характерные признаки поведения возмущенной ионосферы. Периоды начальных и основных фаз магнитных бурь сопровождались аномальным повышением электронной концентрации ионосферы. На фазе восстановления, как правило, наблюдалось существенное понижение электронной концентрации, которое приводило к возникновению длительных интенсивных отрицательных ионосферных бурь. Накануне сильных и умеренных магнитных бурь обнаружены ионосферные аномалии малой и умеренной интенсивностей, характеризующие возникновение короткопериодных колебательных процессов в ионосфере. Определены статистически значимые параметры межпланетной среды и геомагнитного поля, оказывающие влияние на изменения парамет-

ров ионосферы и возникновение ионосферных бурь. Выявлено, что в периоды положительных вариаций Bz -компоненты ММП возможно кратковременное возрастание геомагнитной активности на станциях как авроральной зоны, так и меридионально расположенных (от высоких широт до экватора). Выявленный факт подтверждает предположение о том, что критическая особенность стойкости в магнитосфере является результатом сочетания солнечного ветра и внутренней магнитосферной активности. Подтверждено предположение, что на фоне малых вариаций ММП и повышений авроральной активности возможно возникновение кратковременных возражений геомагнитной активности на экваториальных широтах. Детальный анализ процессов в авроральной зоне показал связь выделенных накануне магнитных бурь геомагнитных возмущений с параметрами ММП и индексами авроральной активности.

На базе широкого статистического материала показана высокая результативность применения нейросетевого подхода (погрешность метода в период высокой солнечной активности составила менее 7%, в период низкой солнечной активности – менее 15%) в задачах оперативного анализа данных нейтронных мониторов и обнаружения спорадических эффектов в динамике космических лучей, в т.ч. малой амплитуды. Выделены отклики сейсмических процессов на Камчатке в электрических и метеорологических параметрах приземной атмосферы. Показано, что дополнительным источником энергии для формирования грозовой активности могут являться повышенная солнечная и сейсмическая активность. На обсерваториях «Паратунка», «Магадан», «Хабаровск» и «Мыс Шмидта» ИКИР выполнялись регулярные наблюдения магнитного поля Земли, в том числе, на трёх обсерваториях — в соответствии со стандартами сети INTERMAGNET. Получены уникальные данные, представляющие огромную территорию Дальнего Востока и восточной части Арктики, которые доступны научному сообществу. Разработана система единого методического и программного обеспечения мониторинга, управления обменом и контролем получаемых данных.

Разработан новый метод диагностики магнитоориентированных неоднородностей ионосферы искусственного происхождения, основанный на многопозиционных наблюдениях с использованием технологий SDR. Это дает возможность оценить топологию и линейные размеры искусственных неоднородностей в области активного воздействия на ионосферу, динамические характеристики неоднородностей — скорость и направление их перемещения, выявить признаки вихревых структур, показать зависимость этих параметров от мощности воздействия. Повышена эффективность диагностики геомагнитно-индуцированных токов за счёт переноса наблюдений в высоковольтные линии электропередач и использования в качестве индикатора 6-е гармоники напряжения высоковольтной линии электропередачи. Показано, что с помощью разработанного метода можно производить мониторинг природных явлений, способных нарушить функционирование технологических систем РФ.

Используя данные мировой сети WWLLN по определению местоположения грозowych разрядов и глобальной наземной сети AWDANet по

определению и анализу вистлеров, разработан и представлен метод для идентификации общего месторасположения грозовых разрядов, которые вызывают вистлеры. Разработанный метод применялся к временным рядам вистлеров для 15 наземных станций за более чем 12 летний период наблюдений. Получено, что на всех станциях самая высокая вероятность перехода атмосферика в вистлер, наблюдаемого в сопряженном полушарии, соответствует случаю, когда грозовой разряд произошел в магнитно сопряженной точке пункту наблюдения вистлера. Совместно с сотрудниками ИЗМИРАН на Камчатке проведен анализ суточных вариаций интенсивности атмосферных помех на частоте $f = 5,3$ кГц за сентябрь–октябрь 1999 г. Установлено, что во время геомагнитных возмущений с $p > 29$ в течение нескольких дней понижается уровень атмосферных помех; во время солнечных вспышек уровень атмосферных помех внезапно понижается на период от нескольких минут до 2 ч. Была обнаружена высокая активность дневных свистов, более 50 мин⁻¹. Свисты часто группировались в пучковые образования, в которые входили компоненты от различных источников и с разной дисперсией. Предполагалось, что источником аномальной активности свистов являлся тайфун, наблюдавшийся в юго-западной акватории Тихого океана.

Для выделения близкорасположенных источников естественного электромагнитного излучения из мощного фона удаленных источников был применен дифференциальный метод, основанный на использовании квадрупольной антенны, не эффективной в системах связи из-за сильных ограничений на дальность приема. Применение этого метода в сейсмоактивной зоне Камчатки позволило обнаружить наличие ранее неизвестных видов электромагнитных сигналов, сопровождающих геоакустическую эмиссию и проявляющихся главным образом в вертикальной компоненте естественного электромагнитного поля. Предложенный подход может быть использован для мониторинга геодинамической активности. Полученные экспериментально характеристики излучений могут использоваться при создании моделей процессов электромагнитной эмиссии литосферного происхождения. Показано, что механизмы механо-электромагнитных преобразований коры приводят к появлению электромагнитных волн, сопутствующих сейсмоакустическим возмущениям. Приведены примеры полевых измерений, демонстрирующих эти волны.

С целью исследования очагов грозовой вулканической активности создана локальная сеть наблюдений за грозовыми разрядами вблизи Северной группы активных вулканов на полуострове Камчатка. Проанализированы записи вертикальной составляющей атмосферного электрического поля в приземной атмосфере вблизи действующих вулканов, которые позволили обнаружить присутствие эруптивных облаков, даже если они слабо насыщены пеплом. Показано, что локальная сеть наблюдений за грозовыми разрядами вблизи извергающихся вулканов дает возможность обнаруживать и оценивать траекторию движения изверженного облака и степень насыщения мелкодисперсной фракцией пепла. Математическое моделирование с аппроксимацией вулканиче-

ских глобул полем точечного заряда при извержении вулкана Шивелуч показало приемлемые результаты.

На основании сформированного признакового пространства совместно с правилами принятия решений создан макет аппаратно-программного комплекса структурно-лингвистической обработки и анализа потоков сигналов различной геофизической природы (СЛОАС), который позволяет осуществлять поиск скрытых закономерностей и связей в поле накопленных данных. Разработаны методы кластеризации данных и распознавания аномалий для данного макета. Проведена апробация макета СЛОАС на геоакустических и электромагнитных сигналах. Разработана программная среда интерактивной обработки потоков сигналов и данных различной геофизической природы, которая обеспечила автоматическую сегментацию, обнаружение, идентификацию типовых авто-паттернов (символов). В результате статистического накопления результатов лингвистического анализа разнородных сигналов были сформированы типовые классы (кластеры), которые позволяют реализовать алгоритмы выделения аномалий в потоке поступающих сигналов в режиме реального времени. Проведены эксперименты в области оценок динамических свойств сигналов с использованием оценок энтропии состава выделяемых алфавитов. В дальнейшем разработанный макет будет ориентирован на комплексный прогностический мониторинг катастрофических событий с использованием современных методов Data mining.

В результате локации источников геоакустического излучения с применением векторно-фазовых методов установлено, что они расположены на расстоянии первых метров от приемника. Среднее значение мощности источников в сейсмически активные периоды существенно выше фонового периода. Предложены методы обработки и анализа сигналов геоакустической эмиссии: адаптивная пороговая схема для выделения импульсов, адаптивная разреженная аппроксимация для оценки частотно-временного состава сигналов. Методы реализованы в виде программного комплекса с использованием технологии параллельных вычислений на видеокартах CUDA. С помощью предложенных методов получены новые данные о частотно-временной структуре геоакустических сигналов, зарегистрированных в периоды сейсмической активности.

Проведен анализ результатов многолетних одновременных наблюдений геоакустического излучения в осадочных породах и атмосферного электрического поля у поверхности земли. Показано, что причиной возникновения совместных аномалий в данных поля является тектоно-сейсмический процесс, активно протекающий на Камчатке. Представлена схема образования этих совместных аномалий в сейсмоактивном регионе. Проведены совместные исследования электрического и акустического откликов осадочных пород в период прохождения сейсмических волн. Обнаружена зависимость интенсивности проявления и анизотропии откликов от энергии и пространственного расположения эпицентров землетрясений соответственно. Установлено, что появление акустического отклика в килогерцовом диапазоне частот хорошо согласует-

ся с поведением модуля вектора скорости смещения грунта. Проведены совместные исследования акустического излучения в осадочных породах и в атмосфере на поверхности земли. Установлено, что при деформационных возмущениях в породах с относительными деформациями $10^{-5} - 10^{-7}$ в месте регистрации возникают геоакустические сигналы, которые проходят через границу земля-атмосфера и регистрируются в воздухе у поверхности. Данный эффект в сейсмоактивном регионе был зарегистрирован впервые и актуален для построения моделей связи литосферы и атмосферы.

Проведены исследования фрактальных свойств сейсмоакустических сигналов различной амплитуды с помощью моно- и мультифрактального анализа флуктуаций с детерминированным трендом. Проведенный анализ показал, что фрактальные свойства сейсмоакустических сигналов можно применять для определения момента прибытия сейсмической волны; оценки длительности сигнала; и выявления его разных фаз, таких как волны *P*, *S* и *CODA*, особенно в случае акустических сигналов с низкой амплитудой. При помощи статистических методов выявлено самоподобие структуры сейсмоакустического сигнала, обнаружено свойство автомодельности записей сигналов землетрясений, как свидетельство дальних корреляций и получена оценка их масштабов. Построены спектры мощности сейсмических сигналов. Рассчитан тангенс угла наклона спектра мощности сейсмического сигнала в динамике в скользящем окне на интервале всей записи. Выявлено резкое укрупнение спектра мощности, совпадающее с приходом *P*-волны.

Разработана методика прогностических оценок области и временного периода ожидания сильных камчатских землетрясений по данным сейсмического мониторинга и ионосферным аномалиям, в которой на основе вероятностной модели строятся прогностические карты, которые определяют положения зон активации тектонической активности, определяя среднесрочный период и достижения критических значений, при которых происходит разрушение земной коры. Также вычисляется вероятность по Байесу, которая учитывает появление сейсмологического признака, учитывающего изменение тектонических процессов перед достижением ими критических значений.

Разработан комплексный подход к изучению подготовки сильных камчатских землетрясений в системе литосфера — атмосфера — ионосфера средствами наземного и спутникового мониторинга. Выделены ряд особенностей свойственных камчатскому землетрясению, произошедшего 25.03.2020 ($M=7,7$). Наблюдаются особенности на наземных ионограммах вертикального зондирования: критическая частота f_0F_2 ионосферного слоя F_2 , K -слой, расслоение F_2 по частоте (режим « V ») и спорадический слой Es типа r , характеризующие предвестниковый период для землетрясений в Камчатском регионе. Замечено, что в период появления ионосферных особенностей в верхних слоях земной коры уменьшается проводимость, что наталкивает на мысль об участии этого явления в генерации ионосферных предвестников. Кроме того, интересной особенностью землетрясения 25.03.2020 является то, что ионосферные предвестниковые признаки проявились раньше, чем аномалии OLR

и аномалии химического потенциала, в отличие от большинства случаев ионосферных предвестников. В свою очередь известно, что основным передатчиком эффекта подготовки землетрясения в ионосферу является Глобальная Электрическая Цепь (ГЭЦ), а понижение проводимости в зоне подготовки землетрясения эквивалентно усилению вертикального электрического поля, способного вызвать формирование положительной аномалии электронной концентрации над этой зоной.

Разработан метод краткосрочного прогноза сильных землетрясений, в котором в качестве предвестников рассматриваются превышение текущих значений критической частоты f_0F2 ионосферного слоя $F2$ над медианными значениями в периоды возмущенного состояния магнитосферы, а также появление ионосферных возмущений: K -слой, Es -spread, F -spread, расслоение слоя $F2$, Es типа r . Проведена оценка их эффективности. Показано, что результаты применения прогностической методики статистически значимо отличаются от случайного угадывания и дают по сравнению с ним выигрыш почти в 2 раза для $M \geq 6,0$ и почти в 2,5 раза для $M \geq 6,5$.

Разработана система для сбора, накопления и обработки данных об ионосфере SIMuRG. Система использует файлы RINEX в качестве входных данных и преобразует их в ряды наклонного ПЭС, вариации ПЭС и карты вариаций. Эти продукты могут быть использованы для исследования ионосферных эффектов различного происхождения, таких как землетрясения, магнитные бури, солнечные вспышки и затмения, и т.д. В настоящее время SIMuRG расположен по адресу <http://simurg.iszf.irk.ru>. Проведено исследование ионосферных эффектов по данным ГНСС ряда солнечных вспышек различных классов мощности в период 24-го цикла солнечной активности. Характерный уровень производной вариаций ПЭС в диапазоне периодов 2–20 мин менялся приблизительно от $0 \text{ TECU} \cdot \text{мин}^{-1}$ до $0,6 \text{ TECU} \cdot \text{мин}^{-1}$.

Показано, что алгоритм усреднения производной вариаций ПЭС по всем станциям на освещенной стороне Земли точно может идентифицировать наличие вспышек X-класса и с достаточной для практики точностью наличие вспышек M-класса в автоматическом режиме (ошибка «пропуска сигнала» составляет примерно 2,76%). Методами спутниковой томографии проведен анализ влияния камчатских циклонов на состояние ионосферы.

Проведенный анализ развития циклонов показал, что общим для рассмотренных циклонов является турбулизация ионосферы и превышение концентрации электронов или почти равенство по сравнению с опорными днями вблизи центра циклона. Наибольшая турбулизация ионосферы и повышение концентрации электронов происходят непосредственно над областью расположения центра циклона, что характеризуется резкими градиентами в распределении электронов. Изменение концентрации электронов ионосферы может быть объяснено за счет переноса механического импульса нижележащих слоев ионосферы и нейтральной атмосферы на высоты F -слоя и влиянием акустико-гравитационных волн, генерируемых циклоном. Проведены исследования поляризованного джета. Показано, что в период магнитосферного

возмущения в ПД формируется красная дуга. В результате возникновения электрического поля возникает быстрый дрейф ионосферной плазмы западного направления

Завершена разработка ионосферного лидара, который можно использовать как лазерный ионозонд, так и детектор высыпаний заряженных частиц. Получены данные о светорассеивающих слоях в термосфере, которые возникают во время высыпаний заряженных частиц из радиационных поясов. Таким образом, определена связь светорассеивающих слоев с космической погодой. Дальнейшие исследования причин высыпаний заряженных частиц и особенностей образования светорассеивающих слоев целесообразно проводить с целью понимания их влияния на геофизические процессы. Необходимо определить связь характеристик сигнала с параметрами светорассеивающих слоев, тем самым решить обратную задачу дистанционного зондирования. Необходимо понять, почему нет рассеяния на нейтральных атомах и молекулах в термосфере такого, как на их ионах. Для этого требуется более детально рассмотреть процессы ионизации в верхней ионосфере и решить проблему большой плотности рассеивателей. Необходимо продолжить исследования особенностей образования ионов в средней атмосфере.

**Динамика физических процессов
в активных зонах ближнего космоса
и геосфер**

Избранные работы 2018-2020 гг.

Формат 70x100 1/16
Гарнитура Computer Modern
Усл.-п. л. 33,23. Уч.-изд. л. 18,9
Тираж 300 экз.
Заказ № 3745

Издатель – Российская академия наук

Издается по решению Научно-издательского совета
Российской академии наук (НИСО РАН) от 12.02.2021 г.
и распространяется бесплатно

Отпечатано в типографии «Кириллица»,
603024, Н.Новгород, пер. Бойновский, д.9,
Тел. 8(831)436-58-01