

Федеральное государственное бюджетное научное учреждение
«Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики
имени А. В. Гапонова-Грехова Российской академии наук»

На правах рукописи

Сарафанов Федор Георгиевич

Пространственно-временные паттерны
параметров глобальной электрической цепи:
наблюдения и моделирование

1.6.18 – Науки об атмосфере и климате

ДИССЕРТАЦИЯ

на соискание учёной степени

кандидата физико-математических наук

Научный руководитель

д. ф.-м. н., академик РАН

Мареев Евгений Анатольевич

Нижний Новгород – 2025

Оглавление

Введение.....	4
Актуальность и новизна исследования	4
Основные цели и задачи диссертации	6
Теоретическая и практическая значимость работы	7
Положения, выносимые на защиту	7
Используемые методы и степень достоверности результатов	8
Публикации и апробация результатов	8
Личный вклад автора	9
Структура и объём диссертации.....	10
 Глава 1. Моделирование ГЭЦ постоянного тока.....	15
1.1. Теория ГЭЦ постоянного тока	19
1.1.1. Модельная задача	19
1.1.2. Аналитическое решение стационарной задачи	22
1.1.3. Единственность решения в стационарном случае	24
1.1.4. Переход к двумерной задаче	28
1.2. Параметризация двумерной задачи	30
1.2.1. Параметризация плотности стороннего тока.....	31
1.2.2. Параметризация профиля проводимости	39
1.3. Численная модель задачи с реальными источниками	46
1.3.1. С использованием модели прогноза погоды WRF	46
1.3.2. С использованием климатической модели INMCM	50
 Глава 2. Пространственно-временные паттерны изменчивости ГЭЦ	54
2.1. Суточная вариация ионосферного потенциала	55
2.1.1. Воспроизведение суточной вариации в WRF и INMCM	55
2.1.2. Воспроизведение с учётом приземной температуры	65
2.2. Воздействие моды Эль-Ниньо – Южное колебание	72
2.2.1. Изменение формы суточной вариации	74
2.2.2. Временной сдвиг отклика регионов.....	80

2.3.	Воздействие колебания Маддена — Джулиана	83
2.3.1.	Пространственно-временная структура источников.....	84
2.3.2.	Интегральное воздействие.....	88
2.4.	Сезонная вариация ионосферного потенциала	91
2.4.1.	Широтная структура сезонной вариации	98
2.4.2.	Новая параметризация ионосферного потенциала	101
2.4.3.	Суточно-сезонный паттерн	104
2.5.	Об измерениях ионосферного потенциала	107
2.5.1.	Технический облик нового датчика ИП	108
Глава 3. Глобальные и региональные паттерны молниевой активности		
	в контексте наблюдения параметров ГЭЦ	114
3.1.	Связь глобального распределения молний с ГЭЦ	116
3.1.1.	Реконструкция суточной вариации ГЭЦ	117
3.1.2.	Суточно-сезонный паттерн по наблюдениям молний.....	120
3.1.3.	Колебание Маддена — Джулиана по наблюдениям молний	121
3.2.	Сеть региональной грозопеленгации NNLDN	124
3.2.1.	Моделирование точности обнаружения сетью NNLDN.....	125
3.2.2.	Интенсивная гроза 29 июля 2023 года	129
3.2.3.	Региональная статистика молниевой активности.....	132
3.3.	Многоточковые измерения квазистатических полей	136
3.3.1.	Сеть электростатических флюксометров.....	136
3.3.2.	Суточная вариация и критерии хорошей погоды	137
3.3.3.	Определение полярности разрядов	142
Заключение		148
Список сокращений и условных обозначений		150
Список публикаций по теме диссертации.....		152
Список цитируемой литературы		155

Введение

Актуальность и новизна темы исследования

Глобальной электрической цепью постоянного тока (ГЭЦ) в современной геофизике называют замкнутый квазистатический токовый контур в атмосфере [1, 2], образуемый множеством восходящих к нижним слоям ионосферы токов от грозовых облаков и электрически активных конвективных систем и нисходящих токов проводимости. Замыкание токового контура происходит, с одной стороны, на хорошо проводящих поверхностях суши и океана. С другой стороны, быстрое увеличение проводимости атмосферы с высотой позволяет полагать нижние слои ионосферы приближённо эквипотенциальными и также предполагать на них замыкание токового контура [3, 4]. Потенциал верхней границы ГЭЦ относительно Земли принято называть ионосферным потенциалом. Экспоненциальный закон роста проводимости является следствием ионизации атмосферы космическими высокоэнергичными частицами [5]. Концепция ГЭЦ объединяет самые крупномасштабные атмосферные процессы с динамикой локальных значений потенциала и заряда. Она также лежит в основе теории воздействия электрических полей, в том числе хорошей погоды, на процессы образования облаков [6]. Изучение задачи о том, как электрическая активность в атмосфере влияет на облака, их структуру и распределение, т.е. задачи об обратных связях в ГЭЦ, представляет отдельный интерес [7].

Основными измеряемыми параметрами ГЭЦ являются проводимость атмосферы, ионосферный потенциал, напряжённость приземного атмосферного электрического поля хорошей погоды, вертикальный ток хорошей погоды [8]. Существующие измерения профиля проводимости [9] и ионосферного потенциала производились фрагментарно [10, 11], так как требуют технически сложных баллонных или самолётных натурных наблюдений [12]. Технически более просты и поэтому широко используются измерения напряжённости атмосферного поля [13, 14]; однако недостатком последних является существенное влияние локальной проводимости. Измерения тока в большей степени освобождены от недостатков локального искажения, но

сложны инструментально из-за крайне малой ($\sim 4 \text{ пА/м}^2$) плотности тока хорошей погоды [15, 16].

Натурные наблюдения оставались основным инструментом исследования ГЭЦ вплоть до настоящего времени, несмотря на их недостатки. Наиболее широко известна из наблюдений суточная вариация атмосферного электрического поля хорошей погоды [17]. Попытки исследовать более крупные временные масштабы изменчивости ГЭЦ давно предпринимались исследователями [8, 18]. Неоднократно выдвигались гипотезы о существенной связи между погодно-климатическим состоянием атмосферы и квазистатическими электрическими процессами в ней [19]. Однако используемые методы исследования не позволили сделать однозначных выводов о механизмах наблюдаемых связей: данных наблюдений таких интегральных величин, как электрическое поле или ток хорошей погоды, оказывается принципиально недостаточно для разрешения динамики пространственной структуры токов в ГЭЦ. При этом остаётся важной задача измерения параметров ГЭЦ, как в неискажённых условиях, так и во время электрически возмущённой погоды [20]. Электрические возмущения связаны с электрически активными и грозовыми облаками и разрядами молний в последних. Роль молний в контексте ГЭЦ постоянного тока двоякая: с одной стороны, существенно нестационарный ток молний даёт небольшой вклад в значение ионосферного потенциала. С другой стороны, молнии являются прямым признаком наличия тока разделения заряда в облаках.

Необходимым шагом на пути исследования разномасштабных связей атмосферного электричества с погодно-климатическим состоянием атмосферы является разработка и совершенствование моделей ГЭЦ на базе численного воспроизведения динамики атмосферы [21–23]. Особое внимание при этом требуется уделить воспроизведению пространственно-временных паттернов источников ГЭЦ. Слово «паттерн» буквально означает «повторяющийся узор». Применение этого термина более широко: часто под ним понимается устойчивая закономерность [24], в частности, имеющая выраженный пространственный характер. В диссертации под пространственно-временными паттернами имеются в виду закономерности, отражаю-

щие взаимосвязи между пространственным распределением электрической активности в атмосфере и динамикой ионосферного потенциала.

Совместное использование данных натурных наблюдений и результатов моделирования способствует разработке согласованной картины воздействия погоды и климата на ГЭЦ, что особенно актуально в контексте изменения климата [19, 25].

Основные цели и задачи диссертации

Основной целью данной работы является исследование физических механизмов связи состояния атмосферы с основными параметрами ГЭЦ: проводимостью атмосферы, источниками тока и ионосферным потенциалом на различных пространственно-временных масштабах. Для достижения указанной цели были решены следующие научно-исследовательские задачи:

1. Исследование стационарной ГЭЦ постоянного тока в контексте численного моделирования в двумерной постановке.
2. Адаптация численной модели ГЭЦ к использованию в моделях прогноза погоды и климата, реализация в коде климатической модели ИВМ РАН.
3. Анализ суточной и сезонной динамики распределения модельных источников ГЭЦ и верификация вариаций модельного ионосферного потенциала по данным натурных наблюдений.
4. Анализ данных натурных наблюдений региональных и глобальных систем грозо-пеленгации, исследование корреляций молниевой активности с параметрами ГЭЦ постоянного тока.
5. Исследование данных натурных наблюдений параметров ГЭЦ, в том числе во время электрически возмущённой погоды, с помощью сети наблюдений напряжённости квазистатического электрического поля; разработка миниатюрного устройства для измерения вертикального профиля напряжённости электрического поля.

Теоретическая и практическая значимость работы

Исследование пространственно-временных паттернов ГЭЦ постоянного тока с использованием численных методов совершенствует понимание механизмов формирования ГЭЦ: численная модель воспроизводит динамику и пространственное распределение электрической активности в атмосфере Земли, необходимые для теоретического объяснения связей между погодно-климатическим состоянием атмосферы и электрическими явлениями. Разработанные при исследовании связей ГЭЦ с климатическими модами методы изучения пространственной структуры вкладов отдельных регионов в ионосферный потенциал могут применяться для анализа внутритропических мод; ионосферный потенциал при этом становится новым, дополнительным по отношению к базовым переменным (температура, влажность, осадки, и т.п.) интегральным индикатором состояния атмосферы. Полученные в численной модели суточно-сезонные паттерны ГЭЦ необходимы для практических задач интерпретации данных натурных измерений приземного электрического поля хорошей погоды и оценки их репрезентативности.

Положения, выносимые на защиту

1. Моделирование ГЭЦ с помощью параметризаций источников тока на базе погодных и климатических моделей позволяет воспроизвести реалистичное пространственное распределение электрически активных облаков, дающих вклад в ионосферный потенциал, на различных временных масштабах, в том числе суточном и сезонном.
2. Усовершенствованная с учётом приземной температуры параметризация токов разделения заряда приводит к реалистичному, соответствующему натурным наблюдениям паттерну суточно-сезонной вариации ионосферного потенциала, сохраняя воспроизводимость в модели ГЭЦ откликов на события различных климатических мод.
3. Применение критериев хорошей погоды по значениям поля позволяет извлечь

из долговременных измерений электрического поля на антарктической станции «Восток» глобальные сигналы, определяемые динамикой источников ГЭЦ постоянного тока.

4. Данные глобальных и региональных сетей грозопеленгации пригодны для воспроизведения усреднённых откликов ГЭЦ при использовании предложенного в работе метода кластеризации пространственного распределения разрядов молний.

Используемые методы и степень достоверности результатов

Для исследований использовались численные методы воспроизведения состояния атмосферы с часовым разрешением на базе признанных мировым научным сообществом модели прогноза погоды WRF [26] и климатической модели INMCM [27]. Результаты расчётов сравнивались с результатами натурных наблюдений. Изучение физических механизмов формирования откликов ГЭЦ на климатические моды велось с учётом исследований других авторов. Результаты исследований автора публиковались в высокорейтинговых рецензируемых изданиях.

Публикации и апробация результатов

По теме диссертации опубликовано 19 работ [A1–A19], из которых 6 статей в рецензируемых журналах из Scopus / WoS или перечня научных изданий ВАК [A1–A6], 1 статья в сборнике SPIE [A7], 8 тезисов конференций [A8–A15], а также 3 авторских свидетельства [A16–A18] и 1 патент на изобретение [A19]. Некоторые другие работы автора, связанные с ГЭЦ переменного тока, физикой молнии и прогнозом опасных метеоявлений, опубликованы в [28–34].

Основные результаты диссертации были представлены в рамках следующих конференций:

- V Всероссийская конференция «Глобальная электрическая цепь», Борок, 4–8 октября 2021;

- VI Всероссийский молодежный научный форум «Наука будущего – наука молодых», Калининград, 17–20 ноября 2021;
- XVII Международная конференция по атмосферному электричеству, Тель-Авив, 19–24 июня 2022;
- XVII Конференция молодых ученых «Взаимодействие полей и излучения с веществом», Иркутск, 5–10 сентября 2022;
- XX научная школа «Нелинейные волны – 2022», Нижний Новгород, 7–13 ноября 2022;
- XXIX Международный Симпозиум «Оптика атмосферы и океана. Физика атмосферы», Москва, 26–30 июня 2023;
- VIII Всероссийский молодежный научный форум «Наука будущего – наука молодых», Орёл, 20–23 сентября 2023;
- VI Всероссийская конференция «Глобальная электрическая цепь», Борок, 2–6 октября 2023;
- Всероссийская конференция «Национальная модель Земной системы: теория, технологии, результаты», Сириус, 20–22 февраля 2024;
- II Всероссийская школа НЦФМ по экспериментальной лабораторной астрофизике и геофизике, Сатис, 1–5 июля 2024;
- XXI научная школа «Нелинейные волны – 2024», Нижний Новгород, 5–11 ноября 2024,

а также докладывались на внутренних семинарах ИПФ РАН.

Личный вклад автора

Все представленные в диссертации результаты получены лично автором или при его непосредственном участии. Автор внёс определяющий вклад в работы,

связанные с реализацией модели ГЭЦ в составе Национальной модели Земной системы и исследованием динамики основных электрических параметров в реализованной модели. Автор осуществил ключевые этапы разработки и совершенствования сетей грозопеленгации и мониторинга параметров ГЭЦ. Автором проведена основная часть исследований, касающихся разработки нового датчика атмосферного электрического поля. При активном участии автора изучены эффекты влияния климатических мод на ГЭЦ. Автором проанализированы и систематизированы измерения электрического поля хорошей погоды, в том числе с нижегородских и антарктических станций.

Структура и объём диссертации

Диссертация состоит из трёх глав, введения, заключения, списка обозначений, списка публикаций автора по теме диссертации и списка цитируемой литературы. Общий объём диссертации составляет 175 страниц и включает 61 рисунок и 3 таблицы. Список цитируемой литературы состоит из 191 наименования. Нумерация рисунков и формул сквозная с указанием номера главы.

В **Главе 1** диссертации представлены методы численного моделирования ГЭЦ постоянного тока. Построены основные уравнения, выведены решения модельной задачи в различной постановке. Для двумерной задачи представлен переход при локально-плоском приближении к дискретной электротехнической модели. На базе такой модели показаны подходы к численному воспроизведению ГЭЦ постоянного тока с использованием квазиреального состояния атмосферы. Введены параметризации основных источников ГЭЦ для двумерной задачи, основанные на метеорологических параметрах.

В **разделе 1.1** введены основные математические абстракции ГЭЦ. Представлена математическая постановка модельной задачи на базе системы уравнений Максвелла и соответствующих граничных условий и материальных уравнений. Введён ряд предположений в задаче о модельной ГЭЦ. Представлено аналитическое решение для стационарного случая. Показано, что граничное условие ионосферного потенциала в такой задаче обладает свойством единственности и является частью ре-

шения. Выведено решение модельной двумерной модели ГЭЦ в электротехнических терминах. Показано, что в новых терминах решение позволяет применить численные модели атмосферы для расчёта ионосферного потенциала.

В разделе 1.2 приведены методы расчёта основных параметров ГЭЦ в двумерной модели: профиля атмосферной проводимости, плотности тока источников. Для плотности тока источников введены базовые предположения, связывающие её с крупномасштабными параметрами атмосферы. Рассмотрены особенности расчёта доступной конвекции потенциальной энергии, показано, что при сочетании с другими параметрами дифференциальные функции распределения такой энергии оказываются близкими для разных моделей общей циркуляции. Введены поправки, учитывающие локальное влияние на проводимость таких факторов, как концентрация аэрозолей, эмиссия радона в приземном слое, понижение проводимости в обычных облаках и повышение в грозовых.

В разделе 1.3 представлены используемые для воспроизведения состояния атмосферы численные модели погоды и климата. Приведены необходимые параметры для запуска модели глобального прогноза погоды WRF с использованием данных метеорологического реанализа. Рассмотрены используемые для описания ГЭЦ параметры атмосферы, а также техника усреднения расчётных данных для нормализации вариаций ионосферного потенциала (ИП) на суточном масштабе. На основе пробных расчётов показано, что преобладающая часть ИП формируется за счёт конвекции в атмосферной полосе между широтами $\pm 30^\circ$. Приведена схема включения модуля глобального атмосферного электричества в климатические модели на примере модели климата ИВМ РАН (INMCM6). На примере пробного расчёта карты вкладов в ИП показано качественное соответствие результатам моделирования с использованием WRF. Обсуждены различия погодного и климатического моделирования в контексте задач ГЭЦ.

В Главе 2 изучаются различные пространственно-временные паттерны источников, возникающие при проявлении различных мод погодной и климатической изменчивости земной системы.

В разделе 2.1 исследовано воспроизведение в моделях основного, известного

из натурных наблюдений, паттерна — суточной вариации ИП. Продемонстрирована пространственная структура вариации: разбиение вкладов в ИП по отдельным регионам, «грозовым центрам». Показано, что отдельные регионы обладают своей суточной вариацией. Результаты сравнены с доступными данными наблюдений напряжённости электрического поля. Обсуждены отличия воспроизведения суточной вариации в моделях WRF и INMCM. Рассмотрена идея новой параметризации источников, согласованной с суточным циклом инсоляции.

В разделе 2.2 представлены результаты исследования воздействия одной из основных климатических мод, Эль-Ниньо — Южное колебание (ЭНЮК), на форму суточной вариации ИП. Продемонстрировано статистически значимое изменение относительной суточной вариации ИП в 08:00–12:00 UT и 16:00–20:00 UT. Получено, что несмотря на сугубо атмосферную природу ГЭЦ, вклады над сушей и океаном на масштабах ЭНЮК принципиально противоположны, а их сумма даёт более слабый эффект на изменение ИП. Наличие эффекта подтверждено анализом данных измерений. Показана динамика временного лага влияния ЭНЮК на ИП для трех грозовых центров.

В разделе 2.3 описаны механизмы воздействия второй по значимости после ЭНЮК моды — колебания Маддена-Джулиана (КМД) — на среднесуточное значение ИП. Для достоверного определения корреляций из моделирования исключены линейные связи с ЭНЮК и сезонной изменчивостью. Показаны аномалии вкладов отдельных областей тропического и субтропического регионов во время цикла КМД. Выявлено статистически значимое изменение абсолютного значения ИП при смене фазы КМД с преобладанием на начальной стадии. Показано, что в натурных наблюдениях паттерн КМД приводит к тем же, предсказанным с помощью моделирования, эффектам.

В разделе 2.4 продемонстрирована сезонная вариация ГЭЦ. Приведены расчётные значения изменения ИП на сезонном масштабе в моделях INMCM и WRF. Объяснена связь наблюдаемой изменчивости с циклом инсоляции. Представлено разделение сезонной вариации на вклады, разделенные по одномодовым сезонным циклам Северного и Южного полушарий, отдельно по откликам над сушей и океаном.

Выявлено наличие сезонного лага вкладов в ИП над сушей и над океаном как в модельных данных, так и в данных наблюдений. Изучена широтная структура наблюдаемой сезонной вариации. Продемонстрирована связь суточного и сезонного масштабов ГЭЦ. Продемонстрировано, что наблюдения атмосферного электрического поля в Кью, выполнявшиеся один раз в сутки, демонстрируют заметно лучшее согласие сезонной вариации с современными наблюдениями при учёте суточно-сезонной динамики ГЭЦ.

В разделе 2.5 продемонстрирована принципиальная схема нового легковесного датчика, предназначенного для измерения вертикального профиля напряжённости электрического поля до высот 30–35 км и последующего расчёта ИП. Рассмотрены физические принципы работы, описана разработка и представлены первые результаты тестирования прототипа датчика.

В Главе 3 исследуются различные пространственные и временные паттерны молниевой активности: как глобальные, коррелирующие на отдельных масштабах с паттернами источников ГЭЦ, так и региональные. Рассматриваются данные о плотности разрядов молний по наблюдениям региональных и глобальных сетей грозопеленгации, совмещаемые с данными измерений напряжённости квазистатического электрического поля.

В разделе 3.1 представляется связь глобального распределения молниевой активности с ГЭЦ постоянного тока. Представлен новый метод кластеризации, связывающий данные о плотности молниевых разрядов с токами разделения заряда в электрически активных и грозовых облаках. Показано сходство между усреднённой суточной и сезонной вариациями количества кластеров молний и вариациями интенсивности источников ГЭЦ постоянного тока. Продемонстрирован отклик в кластеризованных данных на события колебания Маддена — Джулиана, хорошо соответствующий антарктическим наблюдениям ГЭЦ.

В разделе 3.2 представлены результаты наблюдений новой сетью региональной пассивной грозопеленгации NNLDN. Показаны результаты численных экспериментов по оптимизации расположения наблюдательных станций, в ходе которых смоделирована точность обнаружения разрядов молний для разных конфигураций сети.

Приведены основные принципы работы сети: продемонстрирована регистрация сетью молниевой активности в грозовом сезоне 2023–2024 гг. и в том числе отдельных фронтальных гроз. Изучена статистика направления прихода гроз по наблюдениям грозопеленгационной сети, совмещённым с данными доплеровского метеорологического радиолокатора.

В разделе 3.3 анализируются результаты наблюдений новой сети флюксметров (датчиков квазистатической напряжённости поля), предназначенной для измерения напряжённости электрического поля как хорошей, так и грозовой погоды, расширенной и усовершенствованной автором в период с 2021 по 2025 г. Приведена статистика регистраций интенсивных электрически активных событий. Рассчитаны наблюдаемые величины поля хорошей погоды, изучены вариации на разных временных масштабах. Представлена новая методика выделения данных хорошей погоды, основанная на электростатических параметрах. Показано, что совмещение с данными грозопеленгационных сетей для ближних гроз позволяет дополнить статистику молниевых разрядов, определив тип и полярность разрядов.

В **Заключении** приведены основные результаты диссертации.

Благодарности

Автор выражает глубокую благодарность своему научному руководителю, д.ф.-м.н., академику РАН Е.А. Марееву, направившему автора на пути научных исследований, а также своим ближайшим коллегам и соавторам: к.ф.-м.н. Н.В. Ильину, к.ф.-м.н. М.В. Шаталиной, к.ф.-м.н. Ю.В. Шлюгаеву, д.ф.-м.н. А.А. Евтушенко и к.ф.-м.н. Н.Н. Слюняеву за всестороннюю поддержку и ценные дискуссии.

Глава 1

Моделирование ГЭЦ постоянного тока

В научной литературе, посвящённой исследованиям атмосферного электричества, общеупотребительны термины *глобальная электрическая цепь постоянного тока* в отношении цепи, образованной током разделения заряда и током проводимости, и термин *глобальная электрическая цепь переменного тока* в отношении распространения шумановских электромагнитных резонансов в полости Земля–ионосфера [3, 35, 36]. Такое разделение сложилось исторически, но физический смысл во втором определении несколько размыт: строго говоря, ГЭЦ переменного тока цепью не является. В диссертации речь будет идти почти исключительно о ГЭЦ постоянного тока, и без отдельного упоминания будем считать, что термины «ГЭЦ» и «ГЭЦ постоянного тока» обозначают одно и то же.

Концепция ГЭЦ постоянного тока, основанная на гипотезе Вильсона, выдвинутой более века назад [37, 38], заключается в том, что в атмосфере поддерживается существование токового контура электрическими генераторами, роль которых выполняют области разделения зарядов в электрически активных и грозовых облаках. Ключевым фактором для существования контура является наличие проводящей среды. В случае ГЭЦ таковыми являются хорошо проводящие поверхность Земли и нижние слои ионосферы, а также проводящая атмосфера; в атмосфере проводимость является ионной, а ионизация происходит в основном за счёт высокоэнергичных галактических космических лучей (ГКЛ). Согласно концепции ГЭЦ, в областях «плохой» погоды, то есть там, где присутствуют электрически активные облака, в атмосфере текут восходящие от Земли к ионосфере токи. С точки зрения уравнений Максвелла это сторонние токи в пределах верхней и нижней границы облака, замыкаемые токами проводимости.

За прошедшее столетие концепция ГЭЦ нашла множество экспериментальных подтверждений. Существование глобального токового контура приводит к существованию у нижних слоёв ионосферы потенциала относительно поверхности Земли

порядка 240 кВ [11], причём значения потенциала близки при измерениях над различными точками Земли; кроме того, наблюдается синхронное изменение ионосферного потенциала в универсальном времени, не зависящее от положения наблюдателя. Наиболее репрезентативным подтверждением последнего тезиса являются измерения напряжённости электрического поля (линейно связанной в условиях чистой атмосферы с ионосферным потенциалом), проведённые институтом Карнеги на одноимённом парусном судне во время кругосветных плаваний на протяжении 1915–1921 гг. Анализ измерений выявил наличие характерной суточной вариации измеряемого электрического поля, зависящей от универсального времени [17, 39].

Концепция ГЭЦ связывает локальную динамику тока «хорошей» погоды, напряжённости электрического поля «хорошей» погоды с глобальной электрической активностью. Можно сказать, что любые локальные электрические величины в условиях «хорошей» погоды являются интегральными величинами по отношению ко всем электрическим генераторам. Моделирование ГЭЦ до сих пор остаётся одной из центральных тем физики атмосферного электричества; к середине прошлого века относится создание считающейся классической модели Робла-Хэйса [40], в которой рассматривается квазистационарная электродинамическая задача в сферической геометрии с параметризованными сторонними токами и проводимостью атмосферы; в более современных работах использовались как методы конечно-элементного моделирования ГЭЦ, так и аналитические методы решения нестационарной ГЭЦ [41, 42]. Наконец, с развитием вычислительных мощностей стало доступно широкому кругу исследователей моделирование динамики атмосферы, что позволило задавать сторонние токи «из первых принципов», параметризуя их с помощью вычисленных параметров атмосферы. Часто используются при таком подходе различного рода упрощённые квазидвумерные (также называемые столбцовыми или электротехническими) модели ГЭЦ [21, 22, 43–45]. Мы будем развивать последний подход, формулируя с некоторыми ограничениями и приближениями математическую модель ГЭЦ и основанную на ней численную модель ГЭЦ. Основной задачей нашего моделирования является параметризация электрических процессов на базе состояния атмосферы, которое можно получить при помощи различных погодно-климатических

моделей среднего и высокого разрешения. Прежде чем перейти к общим уравнениям ГЭЦ, обсудим несколько практических соображений, из которых следуют некоторые дополнительные ограничения или приближения при решении задачи.

Типы источников. В задаче ГЭЦ внешним источником энергии являются электрически активные облака, в которых происходит пространственное разделение заряда. Облака могут быть как генераторами постоянного тока, так и генераторами постоянного напряжения [46, 47], причём в обоих случаях возможна нелинейная зависимость амплитуды стороннего тока разделения заряда в электрифицированных облаках $\tilde{j}$ от напряжённости поля E . В реальности такие генераторы не являются идеальными из-за конечного внутреннего сопротивления облака [48].

Последовательный учёт различных механизмов разделения заряда, приводящий к разным типам генераторов, требует знания о структуре электрически активного облака; но в настоящее время экспериментальные данные о структуре электрически активных облаков недостаточно полны для однозначного выбора того или иного подхода. Принято считать, что большинство механизмов зарядки электрифицированных облаков лучше описываются именно постоянным сторонним током; это предположение соответствует безындукционным механизмам зарядки облака, в которых сторонний ток не зависит от напряжённости электрического поля [49]. В данной работе мы остановимся на исследовании модельной ГЭЦ с источниками постоянного тока.

Временные масштабы. Характерное «время обновления» электрической энергии в ГЭЦ постоянного тока составляет от десятков до сотен секунд [50, 51]. При климатическом моделировании мы будем оперировать среднечасовыми значениями параметров ГЭЦ; на таких временных масштабах можно перейти уже не к квазистационарной, а к стационарной задаче $\partial/\partial t = 0$ и рассматривать динамику параметров ГЭЦ как последовательность стационарных решений.

Пространственные масштабы. Результаты численного моделирования характерного уединённого электрифицированного облака с радиусом $r_0 \sim 20$ км, выполненного в работе [52], приведены на рисунке 1.1.

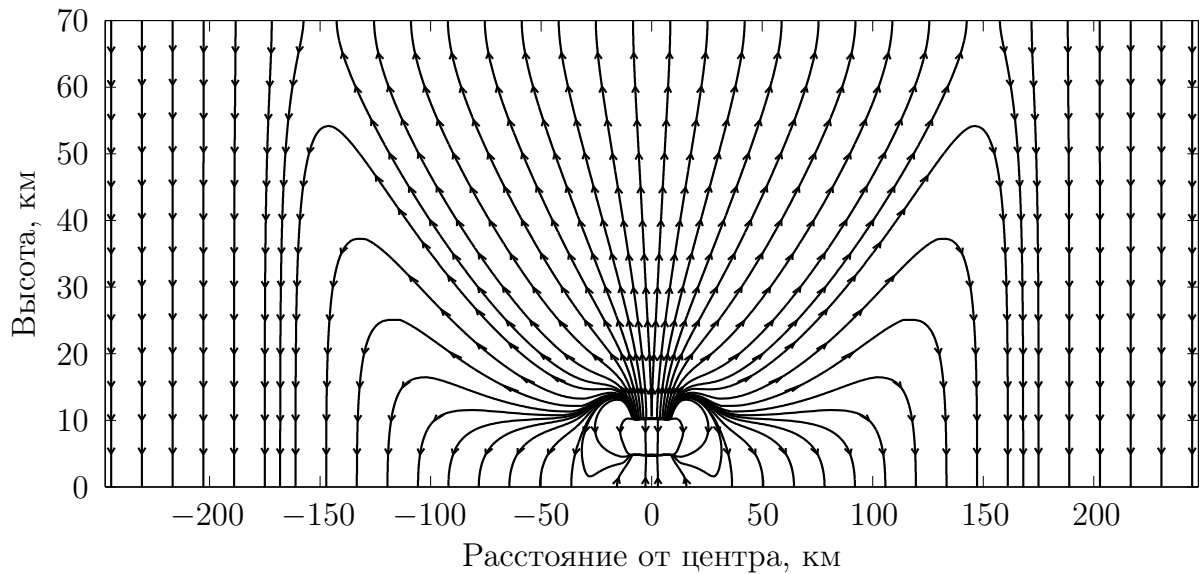


Рисунок 1.1 — Рассчитанная картина силовых линий электрического поля в окрестности модельного облака с поперечным размером около 20 км. Взято из [52].

Отметим, что на рисунке 1.1 видно области «хорошей» погоды (на удалении порядка 170 км), области «плохой» погоды (на удалении порядка радиуса облака), и промежуточные области (от 20 до 150 км), где нисходящий ток проводимости определяется не ионосферным потенциалом, а потенциалом на верхней границе облака.

Так как в дальнейшем предлагается использовать аналитическое решение для численного расчета в моделях с характерными масштабами, большими или существенно большими размера отдельного грозового облака, даже базовые параметры источника (например, плотность тока источника) задаются с большой степенью произвола, поэтому представляется некорректным учитывать структуру замыкания токов вокруг отдельных источников и мы будем считать токи разделения заряда вертикальными. Кроме того, в дальнейшем мы увидим, что при численном моделировании области с источниками обладают существенно большими горизонтальными масштабами с минимальным разрешением порядка 100 км: это уже не отдельные облака, а мезомасштабные конвективные системы. Можно качественно оценить ток,

связанный с краевыми эффектами, как $\sim j_0 \cdot r_0$, пропорционально длине края области двухполюсного облака, а ток от облака $\sim j_0 \cdot r_0^2$, пропорционально его площади. Мы не будем в данном исследовании развивать более последовательный подход к оценке ошибки пренебрежения горизонтальной структурой токов; отметим лишь, что на практике этот подход применяется довольно часто [53–55].

Граничные условия. В переходной области атмосфера-ионосфера будем считать, что начиная с достаточно больших высот (порядка 70–90 км) начинается идеально проводящая область. Это приближение игнорирует любые ионосферные эффекты; но при необходимости их можно учесть, задав вместо идеально проводящей сферической границы распределение ионосферного потенциала. Более строгие подходы учитывают согласование потенциала в магнитно-сопряжённых точках и на полярных шапках [56, 57]. Хотя в представляемой здесь работе в теоретической части эти условия не обсуждаются, в некоторых экспериментальных приложениях, обсуждаемых в Главе 4, рассматривается поправка значения ионосферного потенциала, связанная с взаимодействием межпланетного магнитного поля и токов в ионосфере [58, 59]. Приближение идеального проводника возможно благодаря экспоненциальному росту проводимости с высотой.

1.1. Теория ГЭЦ постоянного тока

1.1.1. Модельная задача

Геометрия модельной задачи ГЭЦ приведена на рисунке 1.2. В модельной задаче замыкание токов реализуется на двух сферических, идеально проводящих границах: граница S на уровне земли ($R_e = 6371$ км) и граница Σ на высотах нижней ионосферы ($R_i = 6450$ км).

Электродинамическая задача об электрических процессах в атмосфере в общем виде представляется в виде системы нестационарных уравнений Максвелла, дополненных материальным соотношением, связывающим плотность стороннего

тока $\tilde{\mathbf{j}}$ и напряжённость электрического поля $\mathbf{E}$:

$$\nabla \times \mathbf{H} = \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} + \frac{4\pi}{c} \mathbf{j}, \quad (1.1)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{H} = 0,$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t},$$

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = 4\pi\rho,$$

$$\mathbf{j} = \sigma \mathbf{E} + \tilde{\mathbf{j}}, \quad (1.2)$$

где c — скорость света в вакууме;

$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$ — напряжённость электрического поля;

$\mathbf{H}(\mathbf{r}, t)$ — напряжённость магнитного поля;

$\mathbf{j}(\mathbf{r}, t)$ — плотность полного тока;

$\rho(\mathbf{r}, t)$ — плотность заряда;

$\sigma(\mathbf{r}, t)$ — электропроводность среды;

$\tilde{\mathbf{j}}(\mathbf{r}, t)$ — плотность стороннего тока (тока источников).

В системе уравнений выше, записанной в гауссовой системе единиц, уже учтено, что магнитная и диэлектрическая проницаемости атмосферы $\varepsilon = \mu \approx 1$.

Рассмотрим вспомогательную задачу, чтобы перейти к эквивалентной формулировке системы (1.1) – (1.2) в квазистационарной постановке ($\partial \mathbf{H} / \partial t = 0$). Зададим интеграл I по замкнутой поверхности S от скалярного произведения векторного

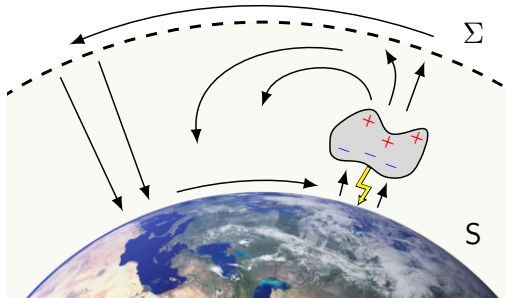


Рисунок 1.2 — Структура глобальной электрической цепи. S — нижняя граница, поверхность Земли; Σ — верхняя граница в нижних слоях ионосферы

поля $(\nabla \times \mathbf{H})$ и вектора внешней нормали $\mathbf{n}$:

$$I = \oint_S (\nabla \times \mathbf{H}) \cdot \mathbf{n} dS.$$

Согласно теореме Гаусса—Остроградского, I равен объёмному интегралу от дивергенции векторного поля по объёму V , ограниченному поверхностью S :

$$I = \oint_S (\nabla \times \mathbf{H}) \cdot \mathbf{n} dS = \iiint_V \nabla \cdot (\nabla \times \mathbf{H}) dV,$$

но так как $\nabla \cdot (\nabla \times \mathbf{H})$ равна нулю во всём объёме V , то тогда из (1.1) следует

$$I = 0 \quad \Rightarrow \quad \oint_S \left(\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} + \frac{4\pi}{c} \mathbf{j} \right) \cdot \mathbf{n} dS = 0,$$

откуда с использованием скалярного потенциала ($\mathbf{E} = -\nabla\varphi$)

$$\oint_S \left(\frac{\partial}{\partial t} \nabla\varphi + 4\pi \mathbf{j} \right) \cdot \mathbf{n} dS = 0,$$

и наконец с учётом материального соотношения для стороннего тока (1.2) получаем

$$\oint_S \left(\frac{1}{4\pi} \frac{\partial}{\partial t} \nabla\varphi + \sigma \nabla\varphi - \tilde{\mathbf{j}} \right) \cdot \mathbf{n} dS = 0. \quad (1.3)$$

Заметим, что так как мы использовали $\nabla \cdot (\nabla \times \mathbf{H}) = 0$, к уравнению (1.3) нужно добавить уравнение на правую часть (1.1), от которой мы взяли дивергенцию:

$$\frac{\partial}{\partial t} \nabla \cdot \mathbf{E} + 4\pi \nabla \cdot \mathbf{j} = 0,$$

откуда снова воспользовавшись законом Ома (1.2) и введя скалярный потенциал, получаем

$$\frac{\partial}{\partial t} \nabla^2 \varphi + 4\pi \nabla \cdot (\sigma \nabla \varphi) = 4\pi \nabla \cdot \tilde{\mathbf{j}}.$$

Перейдя к скалярному потенциалу, можем переписать граничное условие на напряжённость электрического поля. Так как потенциал выбирается с точностью до константы, зададим его удобным образом так, что на поверхности Земли он равен нулю:

$$\mathbf{E}_\tau|_S = \mathbf{E}_\tau|_\Sigma = 0 \quad \Rightarrow \quad \varphi|_S = 0, \quad \varphi|_\Sigma = u(t).$$

В стационарном случае, когда $\partial/\partial t = 0$, уравнения выше сводятся к

$$\nabla \cdot (\sigma \nabla \varphi) = \nabla \cdot \tilde{\mathbf{j}}, \quad (1.4)$$

$$\oint_S (\sigma \nabla \varphi) \cdot \mathbf{n} \, dS = \oint_S \tilde{\mathbf{j}} \cdot \mathbf{n} \, dS, \quad (1.5)$$

$$\varphi|_S = 0, \quad \varphi|_\Sigma = V_i, \quad (1.6)$$

где V_i — ионосферный потенциал, т.е. в данном случае потенциал верхней границы относительно Земли.

1.1.2. Аналитическое решение стационарной задачи

Прежде всего заметим, что поток векторного поля $\sigma \nabla \varphi$ через любую замкнутую поверхность Q , лежащую между S и Σ , равен потоку $\tilde{\mathbf{j}}$ через ту же поверхность. Это можно легко показать, применив теорему Остроградского–Гаусса на границе Q , и воспользовавшись (1.4) и (1.5).

Перейдем в (1.5) к сферическим координатам и предположим, что можно разделить зависимость проводимости между угловыми и радиальной координатами $\sigma(r, \vartheta, \psi) = \sigma'(r) \cdot \sigma''(\vartheta, \psi)$. Хотя в реальной атмосфере профиль проводимости сильно зависит от геомагнитной широты, для качественного анализа ГЭЦ такое приближение вполне разумно, так как источники $\tilde{\mathbf{j}}$ сосредоточены в достаточно узкой тропической широтной полосе. В качестве границы примем $Q(r)$ — сферу радиуса r ; тогда нормаль $\mathbf{n}$ совпадает с единичным радиальным вектором $\hat{\mathbf{r}}$, а элемент площади

dS на сфере есть $r^2 \sin \vartheta \, d\vartheta \, d\psi$. В результате получаем

$$\begin{aligned} \int_0^{2\pi} \int_0^\pi \sigma'(r) \sigma''(\vartheta, \psi) \frac{\partial \varphi}{\partial r}(r, \vartheta, \psi) r^2 \sin \vartheta \, d\vartheta \, d\psi &= \\ &= \int_0^{2\pi} \int_0^\pi \left(\tilde{\mathbf{j}}(r, \vartheta, \psi) \cdot \hat{\mathbf{r}} \right) r^2 \sin \vartheta \, d\vartheta \, d\psi . \end{aligned}$$

Так как мы рассматриваем задачу с принципиально ненулевым r , то можем вынести r^2 из под интегралов и поделить на него левую и правую части:

$$\begin{aligned} \int_0^{2\pi} \int_0^\pi \sigma'(r) \sigma''(\vartheta, \psi) \frac{\partial \varphi}{\partial r}(r, \vartheta, \psi) \sin \vartheta \, d\vartheta \, d\psi &= \\ &= \int_0^{2\pi} \int_0^\pi \left(\tilde{\mathbf{j}}(r, \vartheta, \psi) \cdot \hat{\mathbf{r}} \right) \sin \vartheta \, d\vartheta \, d\psi . \end{aligned}$$

Также разделим левую и правую части на $\sigma'(r)$, чтобы слева от r зависел только потенциал, и проинтегрируем левую и правую части по r от S до Σ . При этом учтём, что на S потенциал равен нулю, а на Σ равен V_i , тогда в силу потенциальности φ интеграл от $\partial \varphi / \partial r$ упростится до V_i :

$$\begin{aligned} \int_0^{2\pi} \int_0^\pi \sigma''(\vartheta, \psi) V_i \sin \vartheta \, d\vartheta \, d\psi &= \\ &= \int_0^{2\pi} \int_0^\pi \int_{r_S}^{r_\Sigma} \frac{\tilde{\mathbf{j}}(r, \vartheta, \psi) \cdot \hat{\mathbf{r}}}{\sigma'(r)} \sin \vartheta \, dr \, d\vartheta \, d\psi . \end{aligned}$$

Отсюда, очевидно, следует решение системы (1.4) – (1.6) относительно V_i :

$$V_i = \frac{\int_0^{2\pi} \int_0^\pi \int_{r_S}^{r_\Sigma} \frac{\tilde{\mathbf{j}}(r, \vartheta, \psi) \cdot \hat{\mathbf{r}}}{\sigma'(r)} \sin \vartheta \, dr \, d\vartheta \, d\psi}{\int_0^{2\pi} \int_0^\pi \sigma''(\vartheta, \psi) \sin \vartheta \, d\vartheta \, d\psi}.$$

В частности, когда проводимость обладает сферической симметрией, т.е. является функцией радиуса r : $\sigma(r, \vartheta, \psi) = \sigma(r) = \sigma'(r)$, т.е. $\sigma'' \equiv 1$:

$$V_i = \frac{1}{4\pi} \int_0^{2\pi} \int_0^\pi \int_{r_S}^{r_\Sigma} \frac{\tilde{\mathbf{j}}(r, \vartheta, \psi) \cdot \hat{\mathbf{r}}}{\sigma'(r)} \sin \vartheta \, dr \, d\vartheta \, d\psi. \quad (1.7)$$

1.1.3. Единственность решения в стационарном случае

Предположим существование двух решений φ_1 и φ_2 , удовлетворяющих всем уравнениям и граничным условиям, с разными значениями V_{i1} и V_{i2} . Рассмотрим разность $\psi = \varphi_1 - \varphi_2$. Во-первых, ψ , согласно (1.4), удовлетворяет уравнению

$$\nabla \cdot (\sigma \nabla \psi) = 0 \quad (1.8)$$

с граничными условиями, согласованными с исходной задачей:

$$\psi|_S = 0, \quad \psi|_\Sigma = V_{i1} - V_{i2}.$$

Во-вторых, (1.5) для ψ принимает вид

$$\oint_S (\sigma \nabla \psi) \cdot \mathbf{n} \, ds = 0. \quad (1.9)$$

Домножив (1.8) на ψ и проинтегрировав по объему Ω между границами S и Σ , получим

$$\int_{\Omega} \psi \nabla \cdot (\sigma \nabla \psi) dV = 0. \quad (1.10)$$

Заметим, что для любых достаточно гладких функций u и v справедливо

$$\int_{\Omega} u \cdot \nabla \cdot (\sigma \nabla v) dV = - \int_{\Omega} \sigma (\nabla u) \cdot (\nabla v) dV + \oint_{\partial\Omega} u \cdot (\sigma \nabla v) \cdot \mathbf{n} dS.$$

Нетрудно это показать. Пусть u , v и σ — достаточно гладкие функции, чтобы все входящие в рассмотрение производные существовали в классическом смысле. Это позволяет корректно применять правило дифференцирования произведения и другие тождества из векторного анализа. Правило дифференцирования произведения дает нам

$$\nabla \cdot (u (\sigma \nabla v)) = u \nabla \cdot (\sigma \nabla v) + (\sigma \nabla v) \cdot \nabla u,$$

проинтегрировав полученное равенство по области Ω , получаем

$$\int_{\Omega} \nabla \cdot (u (\sigma \nabla v)) dV = \int_{\Omega} (u \nabla \cdot (\sigma \nabla v) + (\sigma \nabla v) \cdot \nabla u) dV.$$

Согласно теореме Гаусса–Остроградского,

$$\int_{\Omega} \nabla \cdot (u (\sigma \nabla v)) dV = \oint_{\partial\Omega} u (\sigma \nabla v) \cdot \mathbf{n} dS,$$

тогда

$$\int_{\Omega} u \nabla \cdot (\sigma \nabla v) dV + \int_{\Omega} (\sigma \nabla v) \cdot \nabla u dV = \oint_{\partial\Omega} u (\sigma \nabla v) \cdot \mathbf{n} dS.$$

Перенеся второе слагаемое в правую часть, окончательно имеем:

$$\int_{\Omega} u \nabla \cdot (\sigma \nabla v) dV = - \int_{\Omega} (\sigma \nabla v) \cdot \nabla u dV + \oint_{\partial\Omega} u (\sigma \nabla v) \cdot \mathbf{n} dS.$$

Вернёмся к исходным уравнениям. В (1.10) $u = v = \psi$, тогда

$$\int_{\Omega} \psi \cdot \nabla \cdot (\sigma \nabla \psi) dV = - \int_{\Omega} \sigma |\nabla \psi|^2 dV + \oint_{\partial\Omega} \psi \cdot (\sigma \nabla \psi) \cdot \mathbf{n} dS.$$

Но левая часть равна нулю (так как $\nabla \cdot (\sigma \nabla \psi) = 0$ по наложенным изначально на разность решений условиям), поэтому

$$\int_{\Omega} \sigma |\nabla \psi|^2 dV = \int_{\partial\Omega} \psi \cdot (\sigma \nabla \psi) \cdot \mathbf{n} dS. \quad (1.11)$$

Граница $\partial\Omega$ состоит из двух частей: поверхность S , где $\psi = 0$, и поверхность Σ , где $\psi = V_{i1} - V_{i2}$. Разобьём интеграл по $\partial\Omega$ на две части:

$$\oint_{\partial\Omega} \psi \cdot (\sigma \nabla \psi) \cdot \mathbf{n} dS = \underbrace{\int_S \psi \cdot (\sigma \nabla \psi) \cdot \mathbf{n} dS}_{=0} + \int_{\Sigma} \psi \cdot (\sigma \nabla \psi) \cdot \mathbf{n} dS.$$

На S выполняется $\psi = 0$, поэтому первый интеграл обращается в ноль. На Σ значение $\psi = V_{i1} - V_{i2} = \text{const}$, поэтому:

$$\int_{\Sigma} \psi \cdot (\sigma \nabla \psi) \cdot \mathbf{n} dS = (V_{i1} - V_{i2}) \cdot \int_{\Sigma} (\sigma \nabla \psi) \cdot \mathbf{n} dS.$$

Из уравнения $\nabla \cdot (\sigma \nabla \psi) = 0$, в частности, следует, что полный поток через границу $\partial\Omega$ равен нулю:

$$\oint_{\partial\Omega} (\sigma \nabla \psi) \cdot \mathbf{n} dS = 0.$$

Но интеграл по S в этом потоке тоже равен нулю (из условия (1.9)), поэтому интеграл по Σ в формуле (1.11) обращается в ноль:

$$\oint_{\Sigma} (\sigma \nabla \psi) \cdot \mathbf{n} dS = 0 \quad \Rightarrow \quad \int_{\Omega} \sigma |\nabla \psi|^2 dV = 0.$$

Поскольку $\sigma > 0$, интеграл равен нулю только в том случае, если $|\nabla \psi|^2 = 0$

во всем объёме. Следовательно, $\psi = \text{const}$; но так как границе S константа равна нулю ($\psi|_S = 0$), следовательно, $\psi = 0$ везде. Отсюда $V_{i1} = V_{i2}$, что доказывает единственность V_i .

Более строгое доказательство существования и единственности решения для ионосферного потенциала в квазистационарной задаче приводится в [54]. Существенно важно, что в рассмотренной постановке задачи о стационарной ГЭЦ V_i не нужно переопределять в условиях задачи, как это может показаться надобным на первый взгляд; ионосферный потенциал должен получиться автоматически из решения.

Заметим, что мы рассмотрели стационарный случай только в нетривиальном случае $\sigma \neq 0$. Для ГЭЦ переменного тока [4, A13] известны аналитические решения в виде рядов существенно нестационарной задачи как с нулевой, так и с ненулевой радиально-симметричной проводимостью для так называемых *шумановских резонансов* — продольных колебаний в резонаторе, ограниченном хорошо проводящими поверхностями Земли и ионосферы [60]. Хотя решение с нулевой проводимостью не представляет для современной геофизической электродинамики большого интереса, именно в этом приближении была получена классическая формула Шумана для резонансных частот [61]; но в задаче о ГЭЦ постоянного тока в квазистационарном случае, т.е. когда отсутствует ток смещения, случай нулевой проводимости является тривиальным, поскольку в этом случае даже нельзя именовать рассматриваемый объект электрической цепью. Вообще говоря, задача о шумановских резонансах не может в полной мере называться ГЭЦ, однако такое название сложилось исторически.

Ионосферный потенциал V_i является наиболее интересным для моделирования параметром ГЭЦ. С одной стороны, как будет показано в следующем разделе, его значение отражает в себе динамику вкладов электрической активности во всей атмосфере Земли. С другой стороны, измеряемые экспериментально величины напряжённости приземного квазистатического вертикального электрического поля хорошей погоды при соблюдении ряда условий с хорошей точностью повторяют динамику V_i , что позволяет верифицировать результаты численного моделирования.

1.1.4. Переход к двумерной задаче

Рассмотрим ещё один подход, который мы будем использовать вместо аналитического решения (1.7) в случаях, когда задаваемую на базе прогнозных параметров атмосферы проводимость нельзя разделить на радиальную и угловую составляющие. Для этого воспользуемся ещё одним приближением, которые до этого не использовались: учтем, что пространственные масштабы источников L , верхней границы $z_{\max}$, и радиуса Земли R соотносятся как $L \ll z_{\max} \ll R$, или, в крайнем случае, $(L \sim z_{\max}) \ll R$. Перейдём от исходного непрерывного решения, которое выражает в себе непрерывный баланс токов в исследуемой полости, к аппроксимации суммой вертикальных токов в отдельных столбцах атмосферы, при этом ошибка имеет порядок $\sim L/R \ll 1$. Мы пренебрегаем при этом производными $\partial/\partial\varphi$, $\partial/\partial\psi$, и это хорошо соотносится с результатами более точного моделирования [52] за исключением области, где существенна структура замыкания токов.

Исключая структуру замыкания токов, мы порождаем скачок полей на границе области источников и области хорошей погоды, где в таком упрощении с одной стороны границы ток хорошей погоды течёт вниз, с другой стороны границы сторонний ток зарядки течёт вверх. Строго говоря, такое решение не является решением исходной системы уравнений Максвелла; но оно неплохо согласуется с более последовательным подходом, по крайней мере до тех пор, пока мы не начинаем изучать поля вблизи области источников. При таком упрощении имеет смысл изучать такие интегральные величины, как ионосферный потенциал, полный ток хорошей погоды, полный заряд Земли и т.п. Такой подход часто применяется при моделировании ГЭЦ постоянного тока [53–55].

Будем рассматривать уравнения (1.4) – (1.6) в вертикальных столбцах, в каждом из которых заданы проводимость, плотность стороннего тока и скалярный потенциал как функции высоты $\sigma_{ij}(z)$, $\tilde{j}_{ij}(z)$, $\varphi_{ij}(z)$. Для каждого столбца уравнение (1.4) принимает вид

$$\frac{d}{dz} \left(-\sigma_{ij} \frac{d\varphi_{ij}}{dz} + \tilde{j}_{ij} \right) = 0 \quad \Rightarrow \quad -\sigma_{ij} \frac{d\varphi_{ij}}{dz} + \tilde{j}_{ij} = \xi_{ij},$$

где ξ_{ij} — константа, физический смысл которой мы попробуем далее уточнить. Подставим получившееся выражение в (1.5), перенеся под интеграл в левой части правую подинтегральную часть и перейдя к сумме:

$$\sum_{i,j=1}^{n,m} \left(-\sigma_i \frac{d\varphi_{ij}}{dz} + \tilde{j}_{ij} \right) S_{ij} = 0 \quad \Rightarrow \quad \sum_{i,j=1}^{n,m} \xi_{ij} S_{ij} = 0.$$

Теперь можно заметить, что получившееся выражение имеет смысл правила Кирхгофа для баланса токов на поверхности Земли; ξ_{ij} здесь имеет смысл суммы плотности тока источников и плотности омического тока. Удобно ввести полный ток в столбце $I_{ij} = \xi_{ij} S_{ij}$, тогда получим в явном виде

$$\sum_{i,j=1}^{n,m} I_{ij} = 0.$$

Выразим ионосферный потенциал через ток в одном столбце. Для удобства отображения дробей там, где это удобно, будем писать плотность тока ξ вместо I/S :

$$V_i = \varphi_{ij}(H) - \varphi_{ij}(0) = \int_0^H \frac{d\varphi_{ij}}{dz} dz = \int_0^H \frac{\tilde{j}_{ij} - \xi_{ij}}{\sigma_{ij}} dz.$$

Вынесем ξ_{ij} за знак интеграла:

$$V_i = \int_0^H \frac{\tilde{j}_{ij}}{\sigma_{ij}} dz - \xi_{ij} \int_0^H \frac{dz}{\sigma_{ij}}.$$

Отсюда можно выразить константу ξ_{ij} :

$$\xi_{ij} = \frac{1}{\int_0^H \frac{dz}{\sigma_{ij}}} \left(\int_0^H \frac{\tilde{j}_{ij}}{\sigma_{ij}} dz - V_i \right).$$

Таким образом, ток в столбце имеет вид:

$$I_{ij} = S_{ij} \xi_{ij} = S_{ij} \frac{1}{\int_0^H \frac{dz}{\sigma_{ij}}} \left(\int_0^H \frac{\tilde{j}_{ij}}{\sigma_{ij}} dz - V_i \right).$$

Из правила Кирхгофа получаем

$$\sum_{i,j=1}^{n,m} I_{ij} = \sum_{i,j=1}^{n,m} S_{ij} \frac{1}{\int_0^H \frac{dz}{\sigma_{ij}}} \left(\int_0^H \frac{\tilde{j}_{ij}}{\sigma_{ij}} dz - V_i \right) = 0,$$

отсюда окончательно получаем выражение для ИП

$$V_i = \sum_{i,j=1}^{n,m} \left[\frac{S_{ij} \int_0^H \frac{\tilde{j}_{ij}}{\sigma_{ij}} dz}{\int_0^H \frac{dz}{\sigma_{ij}}} \right] / \left[\sum_{i,j=1}^{n,m} \frac{S_{ij}}{\int_0^H \frac{dz}{\sigma_{ij}}} \right]. \quad (1.12)$$

1.2. Параметризация двумерной задачи

Итак, в предыдущем разделе мы получили решения для V_i в более общей постановке (1.7) и в двумерной постановке (1.12). Входными данными для задачи в обоих случаях выступает распределение проводимости и плотности стороннего тока в полости Земля-ионосфера. Также было показано, что в исходной модельной задаче решение является единственным; если находится решение двумерной задачи, то будем считать его аналогом единственного решения исходной задачи.

Применение (1.12) к известному распределению входных параметров в пространстве не представляет каких-либо существенных проблем. Более сложной является задача формализации реалистичных источников. Известны исследования решений стационарной и квазистационарной задачи применительно к различным вариациям

входных параметров [62, 63], однако они носят более теоретический характер; реальной ГЭЦ сопоставляются не сами решения V_i , а какие-либо свойства исследуемой задачи. Например, изучается отклик ГЭЦ на различные изменения проводимости, вычисляется время релаксации энергии, относительное изменение величины V_i и т.п.

В следующих разделах мы попробуем задавать реалистичное распределение входных параметров и подставлять его в решение (1.12). Если проводимость можно достаточно хорошо описать с помощью экспоненциального профиля и при этом пренебречь зависимостью проводимости от состояния атмосферы, т.е. давления, температуры, влажности и т.п., то со сторонними токами ситуация существенно сложнее [5]. Эта задача уже не является строго формулируемой и исследуется в рамках полуэмпирического подхода; верность подхода оценивается по соответствию получаемого модельного решения реально наблюдаемым параметрам ГЭЦ. Соответствия основных пространственно-временных паттернов в моделировании и в наблюдениях рассматриваются в следующей главе диссертации.

Важнейшим этапом, позволяющим продвинуться от моделирования гипотетических задач ГЭЦ к воспроизведению реальной ГЭЦ, является использование погодноклиматических моделей общей циркуляции атмосферы, способных разрешить ряд параметров атмосферы, в том числе глубокую конвекцию и влагу в конвективных облаках. Последние выполняют ключевую роль в формировании электрически активных облаков и грозовых облаков [64]. Если удастся составить подходящую параметризацию параметров ГЭЦ на базе модельного состояния атмосферы, то мы сможем воспроизводить состояние ГЭЦ на каждом шаге модели атмосферы, «родительской» в данном случае по отношению к модели ГЭЦ.

1.2.1. Параметризация плотности стороннего тока

Логично задавать плотность стороннего тока отдельно в каждом столбце атмосферы на расчётной широтно-долготной сетке, используемой в численной модели общей циркуляции атмосферы. Здесь и далее будем обозначать i индекс по широте, а j — индекс по долготе.

Плотность тока предполагается (1) чисто вертикальной, (2) постоянной внутри каждого столбца (i, j) и (3) ограниченной между высотами нижней границы z_1 и верхней границы z_2 области зарядки, в качестве которых мы выбираем изотермы 0 C° и -38 C° .

Если (1) следует из принятых при переходе к двумерной модели ГЭЦ приближений, (3) следует из физического смысла стороннего тока в уравнениях Максвелла, то (2) может быть обосновано только при достаточно крупномасштабном моделировании, когда мы не можем разрешить фактическую зависимость тока источников от времени, от микрофизических процессов в облаке, от типа облаков и т. п. [65]. Фактически, мы пытаемся описать всю сложную картину зарядки облака средним, не зависящим от времени или координат эффективным значением плотности тока j_0 .

Очевидно, что требуется каким-либо образом предположить, что не во всех областях следует задавать j_0 ; будем предполагать, что такой эффективный ток существует только в электрически активных облаках. Введём α — долю электрически активных облаков в конкретной ячейке сетки. Тогда, если не предполагается каких-либо специальных возмущений проводимости внутри электрически активных облаков, ИП может быть выражен по формуле (1.12) на основе выделения в каждом модельном столбце двух подстолбцов, один из которых (площадью αS) содержит источники, а другой (площадью $(1 - \alpha)S$) — нет. Выпишем из (1.12) только множитель из под суммы, отражающий вклад стороннего тока в конкретном столбце сетки:

$$\alpha_{ij} \cdot S_{ij} \int_{z_1}^{z_2} \frac{\tilde{j}_{ij}}{\sigma_{ij}} dz.$$

Здесь область интегрирования уменьшена до фактически задаваемой области источников, а так как во втором подстолбце плотность тока по определению полагается нулевой, то в решении остаётся только подстолбец с источниками.

Отметим, что из формулы следует, что проводимость влияет на решение не только в областях хорошей погоды, где ГЭЦ замыкается током проводимости, но и в области источников. При этом, строго говоря, проводимость в облаках может

отличаться от проводимости чистой атмосферы. Такие возмущения могут быть связаны с комбинацией эффектов прилипания ионов к гидрометеорам и дополнительной ионизации, вызванной коронными разрядами в сильном электрическом поле. В этом случае в (1.12) придётся вводить два профиля проводимости для каждого модельного столбца: отдельно для подстолбца источников $\tilde{\sigma}_{ij}$ и подстолбца без источников σ_{ij} .

Определение доли электрически активных облаков. Параметризация доли электрически активных облаков α основывается на качественных соображениях о процессе электризации облака и выборе доступных для исследования переменных, отражающих состояние атмосферы; для разных моделей динамики атмосферы могут создаваться различные, несколько отличающиеся параметризации. В настоящее время наилучшей из существующих является параметризация [45], адаптированная для погодной модели *Weather Research and Forecasting model* (WRF):

$$\alpha \propto \frac{P}{W} \cdot H(\varepsilon - \varepsilon_0), \quad (1.13)$$

где P — конвективные осадки в ячейке за последний час;

W — доступная влага в облаке;

H — функция Хевисайда;

ε — доступная конвекции потенциальная энергия (*convective available potential energy*, CAPE);

ε_0 — пороговое значение CAPE.

Обсудим основные идеи такой параметризации. Рассмотрим некоторый поднимающийся вследствие глубокой конвекции выделенный объём влажного воздуха. После прохождения уровня конденсации при подъёме, т.е. высоты, на которой относительная влажность поднимающегося объёма достигает 100%, вся или большая часть влаги сконденсируется. Начиная с высот изотерм $-30 \dots -40$ °C влага уже не может находиться и в переохлаждённом состоянии и переходит в кристаллическую фазу. Первое допущение состоит в том, что *вся влага, поднятая глубокой конвекцией до высот облакообразования, сконденсируется.*

Сконденсированная на ядрах конденсации в облаке влага при помощи коагуляционного и других процессов образует дождевые капли, выпадающие в виде осадков [66]. Характерное время, за которое влага выпадет в виде осадков в конвективных облаках, составляет порядка 10–20 минут [67]. Так как мы используем среднечасовые значения атмосферных переменных для параметризации стороннего тока, можно также полагать, что *вся влага в облаках глубокой конвекции, попавшая туда за прошедший час, выпадает в виде конвективных осадков.*

В этих предположениях доля столба в атмосфере, занятая конвективными облаками, будет равна P/W . В реальности, конечно, не вся влага в столбе может быть сконденсирована в облаках, и не вся влага может выпасть из облака в виде осадков; однако предполагается, что качественно соотношение P/W должно расти при увеличении покрытия ячейки облаками глубокой конвекции. Мы считаем неизвестным коэффициент пропорциональности при P/W ; заметим, что в (1.12) можно сгруппировать константы плотности стороннего тока и константы при P/W и подбирать их произведение таким образом, что среднее значение V_i будет соответствовать характерному значению реального ИП в 240 кВ [11].

Данная параметризация основана на более ранней работе [21], в которой не использовалась отсечка глубокой конвекции. CAPE оказался необходимым параметром, позволяющим исключить из рассмотрения столбцы, в которых большое количество осадков происходит при не очень больших значениях глубокой конвекции. Действительно, многие теории зарядки облака описывают безиндукционные механизмы, в которых объёмный ток зарядки зависит от количества поднимаемых конвекцией через нулевую изотерму гидрометеоров (в нашем случае мы предполагаем, что это вся влага, которая потом выпала в виде конвективных осадков), и от интенсивности конвекции [68].

Заметим также, что формально $H(\varepsilon - \varepsilon_0)$ в работе [45] относится не к доле электрически активных облаков, а к значению плотности стороннего тока; однако это одно и то же логически с точностью до определения α либо как доли площади расчётной ячейки, занятой глубокой конвекцией, либо как доли электрически активных облаков.

В качестве ячеек с электрически активными облаками глубокой конвекции выбираются такие, в которых максимальный ε не меньше 1 кДж/кг. К примеру, характерные значения CAPE во время экстремальных явлений, например, сильных смерчей и торнадо, составляют порядка $5 \div 7$ кДж/кг [69]. Ниже более детально рассматривается вопрос выбора способа расчёта CAPE.

Роль глубокой конвекции. В моделях общей циркуляции атмосферы учёт глубокой конвекции (мощных восходящих потоков) занимает одно из ключевых мест. Это связано с тем, что глубокая конвекция заметно влияет на перераспределение тепла, влаги и скоростей в атмосфере [70]. В контексте нашего исследования, мы трактуем глубокую конвекцию как необходимый (но не достаточный) фактор для формирования электрически активных облаков. Роль глубокой конвекции в динамике грозовых ячеек неоднократно отмечалась в работах [71, 72].

Одним из подходов к учёту глубокой конвекции является метод *конвективного приспособления*, предложенный Беттсом [73]. Суть этого метода заключается в том, что вертикальные профили температуры и влажности за один или несколько временных шагов смещаются к состоянию квазиравновесия, определяемого эмпирически [74]. Конвективное приспособление позволяет эффективно учесть конвекцию, не разрешая в явном виде вертикальных движений в атмосфере; это весьма актуально для большинства погодных и климатических моделей, работающих с гидростатическим решателем (численное решение уравнений в приближении баланса силы тяжести и вертикального градиента давления оказывается заметно менее трудоёмким).

Существуют различные способы оценить неустойчивость атмосферы и возможность зарождения глубокой конвекции. Одним из них является использование индекса CAPE. Высокие значения CAPE указывают на значительную неустойчивость атмосферы и благоприятные условия для развития мощных грозовых ячеек и различных других опасных явлений. CAPE, по определению, это работа, которую совершает положительная плавучесть при вертикальном подъёме выделенного объёма атмосферного воздуха; другими словами, это энергия, которую может использовать конвективный поток для своего развития. Положительная плавучесть, соответству-

ющая ненулевому вкладу в CAPE, присутствует в нестабильных слоях атмосферы между уровнем свободной конвекции (LFC) и уровнем равновесия (EL), как это проиллюстрировано на аэрологической диаграмме на рисунке 1.3.

Для расчёта CAPE сначала необходимо вычислить температурный профиль поднимающегося выделенного воздушного объёма. Сначала он поднимается по сухой адиабате, охлаждаясь по мере подъёма. По достижению уровня, где температура выделенного объёма становится равной точке росы (уровень насыщения, LCL) дальнейший подъем происходит по влажной адиабате, на которой скорость охлаждения снижается.

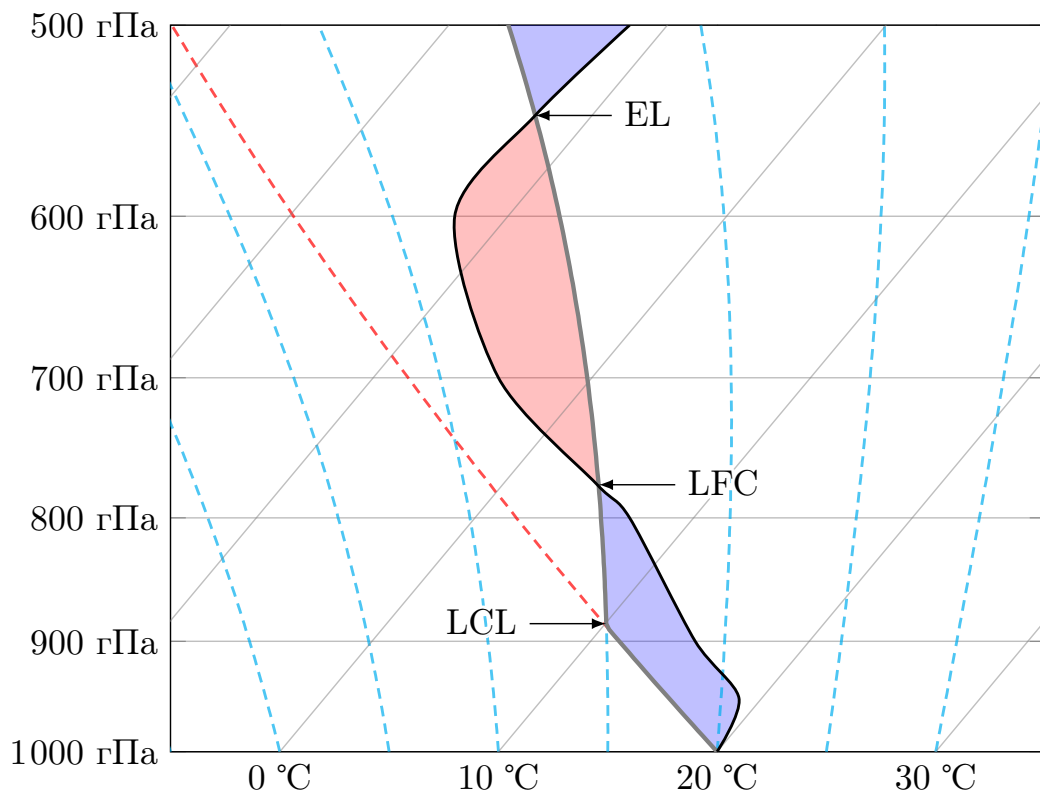


Рисунок 1.3 — Пример аэрологической диаграммы. Используется классическое построение в системе координат $\log P / skew T$. Серыми линиями сетки изображены изотермы и изобары, голубыми пунктирными линиями — влажные адиабаты, красной пунктирной линией — сухая адиабата. Синей заливкой подсвечены области с отрицательной плавучестью, красной — с положительной плавучестью. Темно-серой линией показана траектория подъёма — комбинация сухой и влажной адиабат. Черной линией построен вертикальный профиль температуры в атмосфере

CAPE вычисляется интегрированием по области положительной плавучести:

$$\text{CAPE} = g \cdot \int_{\text{LFC}}^{\text{EL}} \frac{T_{v,\text{parcel}} - T_{v,\text{env}}}{T_{v,\text{env}}} dz,$$

где g — ускорение свободного падения;

$T_{v,\text{parcel}}$ — виртуальная температура поднимаемого выделенного объёма;

$T_{v,\text{env}}$ — виртуальная температура окружающей среды.

Использование виртуальной температуры при расчёте CAPE не является строгим (хотя и заложено в классическое определение). В частности, можно показать [75], что для больших значений CAPE использование нескорректированной температуры не даёт существенных расхождений и, вообще говоря, относительная ошибка при игнорировании коррекции растёт с уменьшением CAPE. Так как нас интересуют только высокие значения CAPE, в отдельных расчётах, в частности, в [A4, A15], используется расчёт через обычную температуру.

Можно заметить, что в определении CAPE неявно существенно заложен начальный уровень, с которого строится траектория выделенного объёма. При его изменении выбор других сухой и влажной адиабат приведёт как к соответствующим изменениям температурного избытка в неустойчивом слое, так и к изменению уровней конденсации, свободной конвекции и равновесия. Так как нас интересуют глобально усреднённые картины, то для качественных оценок мы можем использовать статистические характеристики: например, среднее или медианное значение CAPE или его дисперсию. Более последовательно рассмотреть дифференциальную функцию распределения значений CAPE, отражающую характерные значения CAPE в модели. На рисунке 1.4 приведены дифференциальные функции распределения значений CAPE, рассчитанного в моделях INMCM и WRF разными способами¹. Во-первых, основная информация, которая может быть извлечена из данного представления, это положение максимума в интервале между 500 и 2000 Дж/кг; физически он и отвечает

¹Мы используем для воспроизведения ГЭЦ модель прогноза погоды WRF и климатическую модель ИВМ РАН (INMCM). Детали моделирования приведены в следующих разделах. Использовалась модель INMCM6; далее в диссертации без отдельного упоминания будем иметь в виду под INMCM версию INMCM6, если не указано иное.

заложенным в модели механизмам конвективного приспособления и учёта глубокой конвекции. Сравнительно похожи такие максимумы при любом способе расчёта. При этом может отличаться амплитуда (функции распределения для CAPE, рассчитанного с поверхности в WRF, и CAPE, рассчитанного с уровня максимальной потенциальной температуры, становятся почти одинаковыми при введении для последнего корректирующего множителя в $\frac{2}{3}$.)

Хотя функции распределения и дают некоторое представление, в частности, о различии характерных значений CAPE при глубокой конвекции в той или иной модели, нас в первую очередь интересует, насколько чувствительна модель ГЭЦ к различным CAPE. Для этого мы выбираем не все значения CAPE, а только такие модельные часы и элементы сетки, в которых существуют ненулевые конвективные осадки. Только такие столбцы вносят вклад в ИП в соответствии с нашей параметризацией. При этом картина изменяется (см. рисунок 1.4b). Максимум, отвечающий глубокой конвекции, становится более выраженным; различия между моделями WRF и INMCM уменьшаются, что не удивительно, учитывая использование в них родствен-

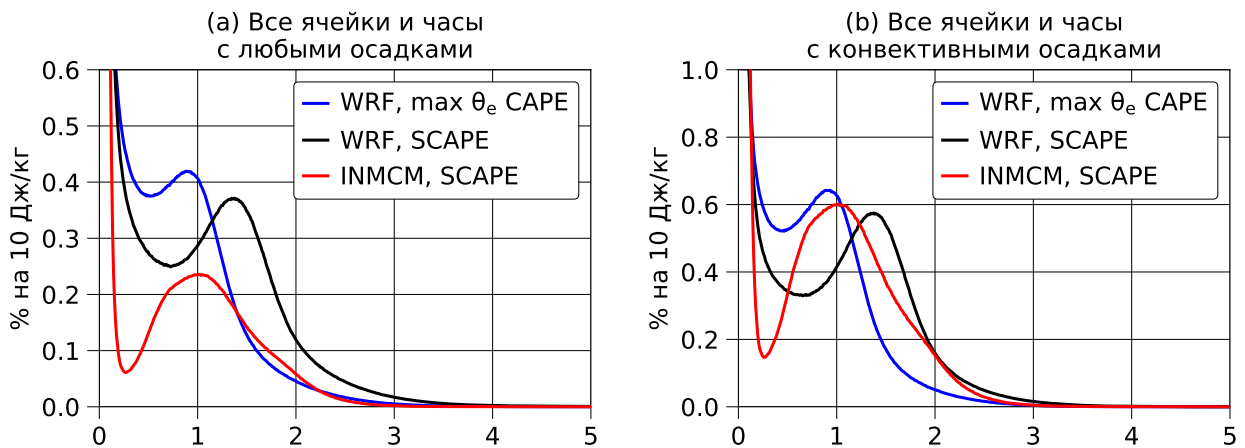


Рисунок 1.4 — Дифференциальные функции распределения CAPE за 1980 г. в моделях WRF и INMCM. (a) учтены все часовые значения CAPE во всех столбцах сетки; (b) рассматриваются только те часы и столбцы сетки, в которых наблюдались ненулевые осадки в течение предыдущего часа. Три кривые соответствуют разным моделям и методам вычисления CAPE: для модели WRF по умолчанию используется CAPE для воздушного объема с максимальной эквивалентной потенциальной температурой θ_e в нижних 3 км (синяя кривая), для модели INMCM — CAPE для воздушного объема на поверхности Земли (он же SCAPE, красная кривая). Дополнительно приведен SCAPE в модели WRF при расчёте с поверхности Земли (черная кривая)

ных схем конвективного приспособления (Беттса в INMCM и Беттса-Миллера-Янича в WRF). В общем случае можно сделать вывод о том, что требуется адаптация порога по глубокой конвекции в используемой параметризации при её переносе между моделями или изменении начального уровня, с которого рассчитывается CAPE. При этом можно опираться на значение максимума, отвечающего глубокой конвекции, в дифференциальном распределении CAPE в ячейках, дающих вклад в ИП.

1.2.2. Параметризация профиля проводимости

В данном разделе представлено уточнение разработанной на предыдущем этапе проекта параметризации проводимости нижней атмосферы, принимающее во внимание эффекты, связанные с аэрозолями, динамика которых рассчитывается в современных версиях погодно-климатических моделей, а также предписанную эмиссию радона Rn^{222} .

Источники аэрозолей в моделях могут быть как естественными с параметризованной эмиссией (например, поднимаемая ветром с поверхности океана морская соль), так и антропогенными, эмиссия от которых задаётся явным образом на основе данных наблюдений. Наличие аэрозолей, с одной стороны, прямым образом влияет на атмосферу через изменение инсоляции за счёт снижения количества солнечной радиации, достигающей поверхности Земли, а с другой стороны — влияет на формирование облаков, поскольку гидрофильные аэрозоли являются ядрами конденсации. При моделировании проводимости нижней атмосферы влияние аэрозолей учитывается введением соответствующих коэффициентов прилипания ионов к частицам аэрозолей i -го сорта; прилипание фактически исключает ионы из процессов электропроводности и тем самым приводит к локальному понижению проводимости.

Следующий фактор, влияющий на проводимость нижней атмосферы, — эмиссия радона Rn^{222} , который является дополнительным по отношению к галактическим космическим лучам (ГКЛ) источником ионизации. Непосредственно вблизи поверхности суши радон является основным источником ионизации; над океаном на любых высотах влиянием радона можно пренебречь. Увеличение объёмной активности

радона приводит к повышению проводимости в тонком приземном слое атмосферы над сушей.

Последним учитываемым фактором является понижение проводимости в ячейках сетки с электрически пассивными облаками, а также возмущение проводимости в грозовых и иных электрически активных облаках.

Общая формула проводимости нижней атмосферы. В простейшем приближении проводимость воздуха можно аппроксимировать одномерной экспоненциальной функцией высоты, не учитывающей никаких параметров атмосферы [76]:

$$\sigma(z) = \sigma_0 \cdot \exp \frac{z}{z_{\max}}, \quad (1.14)$$

где z — высота над поверхностью Земли;

$\sigma_0 \sim 50 \text{ фСм} \cdot \text{м}^{-1}$ — характерное значение приземной проводимости;

$z_{\max} \sim 6 \text{ км}$ — характерный вертикальный масштаб.

Для исследований ГЭЦ, когда требуется уточнить вклад изменчивости проводимости, применяются более сложные полуэмпирические параметризации проводимости, в которых учитывается состояние атмосферы. Формула (1.14) может быть получена в предположении постоянной интенсивности галактических космических лучей, ионизирующих атмосферу, и отсутствия других причин ионизации. В общем случае проводимость не будет зависеть только от высоты. Представим проводимость по определению как

$$\sigma = e_0 (\mu_+ + \mu_-) n,$$

где e_0 — элементарный заряд;

μ_+ — подвижность положительных ионов;

μ_- — подвижность отрицательных ионов;

n — равновесная концентрация ионных пар.

Равновесная концентрация ионных пар n определяется из уравнения баланса

ионизации, рекомбинации и прилипания как

$$\frac{dn}{dt} = q - \alpha n^2 - \sum_i \beta_k n_k n = 0, \quad (1.15)$$

где q — скорость образования ионных пар;

α — коэффициент ион-ионной рекомбинации;

n_k — концентрация аэрозольных частиц типа k ;

β_k — соответствующий коэффициент прилипания. Равновесная концентрация n при этом выражается формулой

$$n = \frac{-\sum_k \beta_k n_k + \sqrt{(\sum_k \beta_k n_k)^2 + 4\alpha q}}{2\alpha}, \quad (1.16)$$

где вклад радона нужно учесть в слагаемом, связанным с образованием ионных пар

$$q = q_{\text{ГКЛ}} + q_{\text{Rn}^{222}},$$

где $q_{\text{ГКЛ}}$ — составляющая скорости образования ионных пар, связанная с ГКЛ;

$q_{\text{Rn}^{222}}$ — составляющая скорости образования ионных пар, связанная с эмиссией радона.

Задав соответствующим образом n_k , β_k , α , q , можно найти равновесную концентрацию и проводимость. Коэффициент ион-ионной рекомбинации, подвижность и скорость образования ионных пар обычно представляются аппроксимациями данных натурных измерений; в несколько отличающемся виде эти аппроксимации доступны в [5] и [77]. Не будем детально их воспроизводить, поскольку исследование проводимости лежит несколько в стороне от представляемой работы; однако отметим, что наиболее существенным образом q , α и $\mu_{\pm}$ зависят от геомагнитной широты и высоты, а влияние температуры, давления и влажности представляется в виде поправки к исходной аппроксимации.

Учёт влияния аэрозолей. Как уже было упомянуто ранее, роль аэрозольных частиц в изменении проводимости нижней атмосферы проявляется в прилипании к ним ионов, что фактически исключает часть ионов из влияния на проводимость и тем самым приводит к её понижению. Глобальная распространённость аэрозолей повышает интегральное сопротивление атмосферы; детальный учёт этих эффектов может быть важен для учёта возмущений ИП аэрозолями.

Кроме того, при экспериментальном изучении ГЭЦ часто анализируется временная динамика измеряемых приземных квазистатических электрических полей [78]. Учёт аэрозольного влияния может помочь в интерпретации континентальных измерений, на различных временных масштабах демонстрирующих принципиально отличающиеся тренды [8], которые не могут быть объяснены в рамках упрощённой модели ГЭЦ. Неоднородность экспериментальных данных, связанная с влиянием аэрозолей, может быть учтена через значение приземной проводимости, рассчитанной с помощью уточнённой параметризации.

Уточнённая параметризация проводимости нижней атмосферы строится на основе эмпирической зависимости [5, 79] коэффициентов прилипания от радиуса аэрозольных частиц

$$\beta_k = Fr_k - f, \quad (1.17)$$

где r_k — радиус аэрозольных частиц типа k в мкм;

$$F = 4.36 \cdot 10^{-5} \text{ см}^3\text{с}^{-1} / \text{мкм};$$

$$f = 9.2 \cdot 10^{-8} \text{ см}^3\text{с}^{-1}.$$

Формула (1.17) хорошо работает для аэрозольных частиц с радиусом более 0.01 мкм, но имеет большую погрешность для малых радиусов. Ультрадисперсные аэрозоли имеют радиусы частиц менее 10 нм, для которых лучшее соответствие наблюдениям даёт параметризация

$$\ln \beta_k = M \ln r_k - m,$$

где $M = 1.243$;

r_k — радиус аэрозольных частиц типа k в мкм;

$$m = 3.978.$$

Коэффициенты прилипания к аэрозолям, воспроизводимым в модели INMCM, приведены в таблице 1. Исходные данные по аэрозолям приведены из [80].

Таблица 1 — Коэффициенты прилипания к различным аэрозолям

Тип аэрозоля	Средний радиус, мкм	Эффективный радиус, мкм	Плотность, г/см ³	β , см ³ /с
Пыль мелкая	0.14	0.21	1.6	$4.61 \cdot 10^6$
Пыль крупная	1.2	2.37	1.6	$40.23 \cdot 10^6$
Соль мелкая	0.44	0.73	2.2	$14.69 \cdot 10^6$
Соль крупная	2.9	6.1	2.2	$97.35 \cdot 10^6$
Сульфаты	0.15	0.24	1.7	$4.95 \cdot 10^6$
Чёрный углерод гидрофобный	0.02	0.04	1.0	$0.58 \cdot 10^6$
Чёрный углерод гидрофильный	0.06	0.11	1.0	$1.92 \cdot 10^6$
Органический углерод гидрофобный	0.06	0.11	1.6	$1.92 \cdot 10^6$
Органический углерод гидрофильный	0.06	0.11	1.6	$1.92 \cdot 10^6$

Учёт влияния радона. Дополнительная ионизация естественной радиоактивностью, связанная с выходом радона Rn^{222} на поверхность Земли [81], приводит к повышению проводимости в наиболее важных для ГЭЦ приземных слоях атмосферы, вклад которых в сопротивление соответствующих столбцов наиболее велик. Влияние эмиссии радона учитывается введением в (1.16) дополнительной ионизации

со скоростью образования ионных пар $q_{\text{Rn}^{222}}$, параметризуемой как

$$q_{\text{Rn}^{222}} = \begin{cases} q_0 \exp\left(\frac{z}{z_{\text{Rn}^{222}}}\right), & \text{над сушей,} \\ 0, & \text{над океаном,} \end{cases}$$

где $z_{\text{Rn}^{222}} = 1$ км — характерный масштаб высоты объёмной активности радона;

$q_0 = 10 \text{ см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$ — скорость образования ионных пар вблизи поверхности суши.

Учёт влияния облачности. Основным физическим механизмом, изменяющим проводимость в облаках, является прилипание лёгких атмосферных ионов к частицам влаги (гидрометеорам), исключаящее ионы из процессов электропроводности и понижающее локальную проводимость.

Формально понижение локальной проводимости сводится к учёту соответствующих прилипания и диффузии при решении (1.15) относительно равновесной концентрации ионных пар. Так как в данном исследовании модель ГЭЦ применяется к климатическим расчетам, стоит отметить, что используемые климатические модели не разрешают большинство типов облаков, концентрации отдельных гидрометеоров и ряд других параметров. Поэтому в первом приближении оказывается достаточным воспользоваться более простой параметризацией, основанной на учёте усреднённого влияния облачности на локальную проводимость.

Согласно исследованию [82], основанному на моделировании ГЭЦ с использованием параметров облачности из базы данных международного проекта спутниковой климатологии облаков (ISCCP), при последовательном учёте понижения проводимости в облаках локальная проводимость в облачных слоях понижается до 1/60–1/20 от значений локальной проводимости чистой атмосферы.

Мы будем основываться на среднем между приведёнными значениями понижения до 1/30 от локальной проводимости невозмущённой атмосферы. Алгоритм учёта понижения локальной проводимости сводится к расчёту проводимости в каждой

трёхмерной ячейке расчётной сетки модели как

$$\sigma' = \sigma\alpha + \xi\sigma(1 - \alpha),$$

где σ — локальное значение проводимости в данной ячейке до учёта эффектов, связанных с облаками;

α — объёмная доля облачности в данной ячейке;

ξ — средний коэффициент изменения локальной проводимости в облаке.

Внутри облаков с развитой электрической структурой (сюда относятся грозовые облака, мезомасштабные конвективные системы, электрически активные облака без молний) возмущение проводимости может быть более сложным. Поскольку проведение экспериментальных исследований непосредственно внутри грозовых облаков затруднено, приходится строить различные гипотезы на основе лабораторного моделирования и теоретических расчётов. С одной стороны, описанный выше эффект понижения проводимости из-за прилипания ионов к облачным гидрометеорам имеет место и для электрически активных облаков. Однако внутри таких облаков эффект понижения проводимости из-за прилипания конкурирует с противоположным ему эффектом повышения проводимости из-за возникающих коронных разрядов. Некоторые оценки показывают, что последний эффект может быть доминирующим [83].

1.3. Численная модель задачи с реальными источниками

1.3.1. С использованием модели прогноза погоды WRF

Одна из моделей, используемая нами, это ранее упомянутая модель прогноза погоды WRF [84]. Основная часть исследований в диссертации базируется на расчётах ГЭЦ постоянного тока в модели WRF за период с 1980 по 2020 год. Использовалась версия *Advanced Research WRF 4.3* (ARW) [26], запускаемая с гидростатическим решателем на глобальной сетке в гибридной системе координат сигма-давление с пространственным разрешением $1^\circ \times 1^\circ$ по широте и долготе, 51 уровнем от поверхности Земли до уровня 10 гПа и временным шагом 150 с. Для широт выше 60° запускается полярная фильтрация: она помогает избежать численных ошибок, вызванных сгущением сетки в высоких широтах, и подавить высокочастотные компоненты при минимальном искажении физических процессов с помощью быстрого преобразования Фурье и урезания спектра. Запуск модели осуществлялся с параметрами, указанными в таблице 2. В частности, в эти параметры входит активация классической схемы микрофизики образования облаков и осадкообразования Пардю–Линя [85] и схемы Беттса–Миллера–Янича [86, 87], реализующей параметризацию глубокой конвекции.

Таблица 2 — Основные параметры запуска модели WRF

mp_physics = 2	ra_lw_physics = 4
radt = 30	ra_sw_physics = 4
sf_sfclay_physics = 1	sf_surface_physics = 2
bl_pbl_physics = 1	cu_physics = 2

Для инициализации модели WRF использовались данные пятой версии метеорологического реанализа Европейского центра среднесрочных прогнозов погоды (ERA5) на изобарических поверхностях [88].

С этими начальными данными выполняются 48-часовые прогоны модели, начинающиеся с 00:00 UT и 12:00 UT, для каждого третьего дня с 31 декабря 1979 года по 28 декабря 2020 года. В каждом прогоне модели для дальнейшего анализа выбирался только 24-часовой интервал между 18 и 42 часами с момента начала расчёта моделью. При этом предполагается, что через 18 часов модель начинает корректно

воспроизводить состояние атмосферы; в первую очередь, те параметры, которые отсутствовали в данных реанализа [89]. Выбор периодов расчёта на трёхдневном интервале проиллюстрирован на рисунке 1.5.

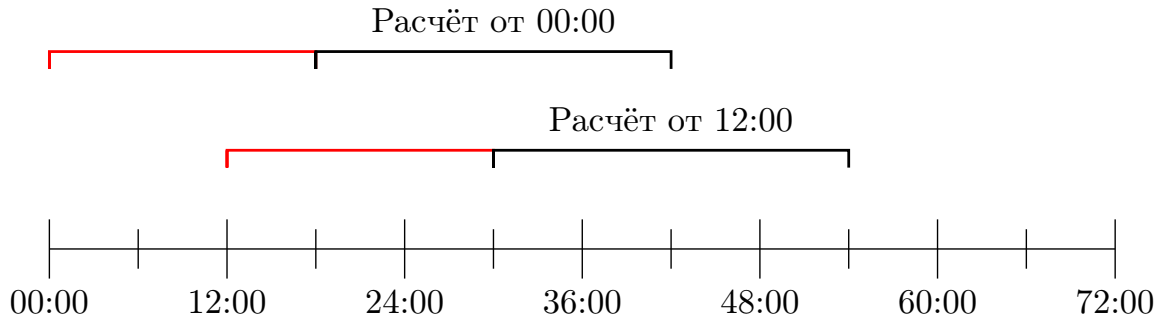


Рисунок 1.5 — Используемые 24-часовые периоды (черные скобки) и неиспользуемые первые 18 часов расчёта (красные скобки)

Для каждого из этих 24-часовых интервалов выводятся часовые (или мгновенные на начало часа, или накопленные за предыдущий час) значения на расчётной сетке различных переменных, например, конвективных осадков, запасённой в столбе влаги и других переменных, представленных в разделе 1.2.1. На их основе определяется вклад каждой ячейки сетки в ИП с помощью параметризации (1.12). Для каждого трёхдневного интервала мы получаем из двух запусков две перекрывающиеся суточные вариации ИП V_{00} и V_{12} .

Чтобы получить периодическую суточную вариацию ИП, мы сначала делаем оба набора данных (с запусками в 00:00 UT и 12:00 UT первого дня) периодическими, линейно корректируя значения ИП и сохраняя при этом среднесуточное значение. В итоге получаем две 24-часовые периодические кривые (с началом в 18:00 UT второго дня и 06:00 UT второго дня), которые циклическим образом сдвигаем и усредняем для получения итоговой вариации, которую мы сопоставляем рассматриваемому трёхдневному периоду. Процедура такой нормализации показана на рисунке 1.6: переход от первой к второй панели — линейная коррекция, переход от второй к третьей — циклический сдвиг. Так как нормализация состоит из линейных операций, итоговая суточная вариация ИП сохраняет периодичность независимо от количества дней, по которым выполняется усреднение.

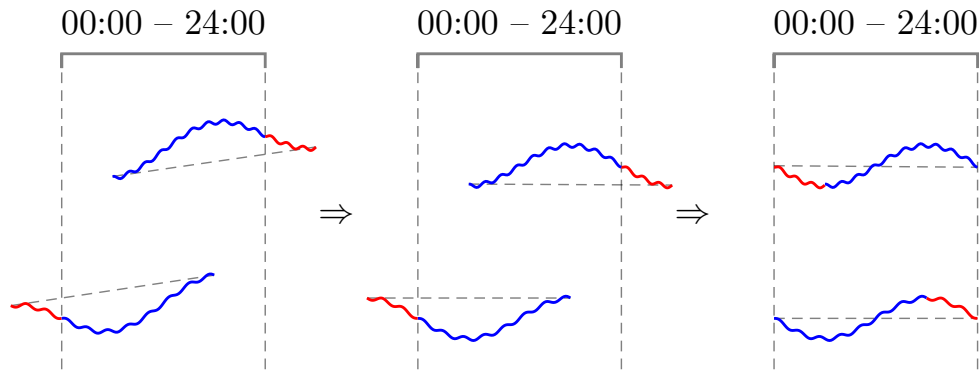


Рисунок 1.6 — Нормализация двух вариаций

Отметим, что такая процедура нормализации на суточном масштабе оказывается необходимой уже только из-за накопления ошибки, что само по себе может привести к тому, что суточная вариация не будет циклической; второй причиной является несовершенство параметризации источников, в то время как в реальной ГЭЦ как динамика источников, так и динамика ионосферного потенциала не должна претерпевать нефизичных скачков. Более подробное описание воспроизведения суточной вариации приведено в Главе 2.

С использованием описанной выше процедуры нормализации был подготовлен временной ряд с часовым временным разрешением (для каждого третьего дня) и пространственным разрешением $1^\circ \times 1^\circ$ вкладов в ионосферный потенциал. На рис. 1.7 приведена тепловая карта вкладов в ионосферный потенциал, усреднённая по всему периоду моделирования. Для наглядности вклады приведены в логарифмической шкале и построены в изолиниях 1, 5, 50 и 200 В. Эти напряжения — это составляющие полного ИП, обеспеченные электрической активностью источников в конкретной ячейке. Заметим, что на приведённой карте от нуля отлично только $\sim 25\%$ ячеек, а среднее значение вклада в потенциал от ненулевых ячеек составляет 15 В.

На рис. 1.7 видно, что основная электрическая активность сосредоточена в тропиках. Оценим, в каких широтах формируется основная часть ИП. Введём долю вклада η источников в полосу в ИП в зависимости от полуширины симметричного относительно экватора широтного кольца w (в градусах) как

$$\eta(w) = \sum_j \sum_{i=w_0-w}^{w_0+w} V_{ij} / \sum_{i,j} V_{ij},$$

где i — порядковый номер ячейки по долготе;

j — порядковый номер ячейки по широте;

w_0 — порядковый номер ячейки на экваторе;

w — полуширина широтного кольца.

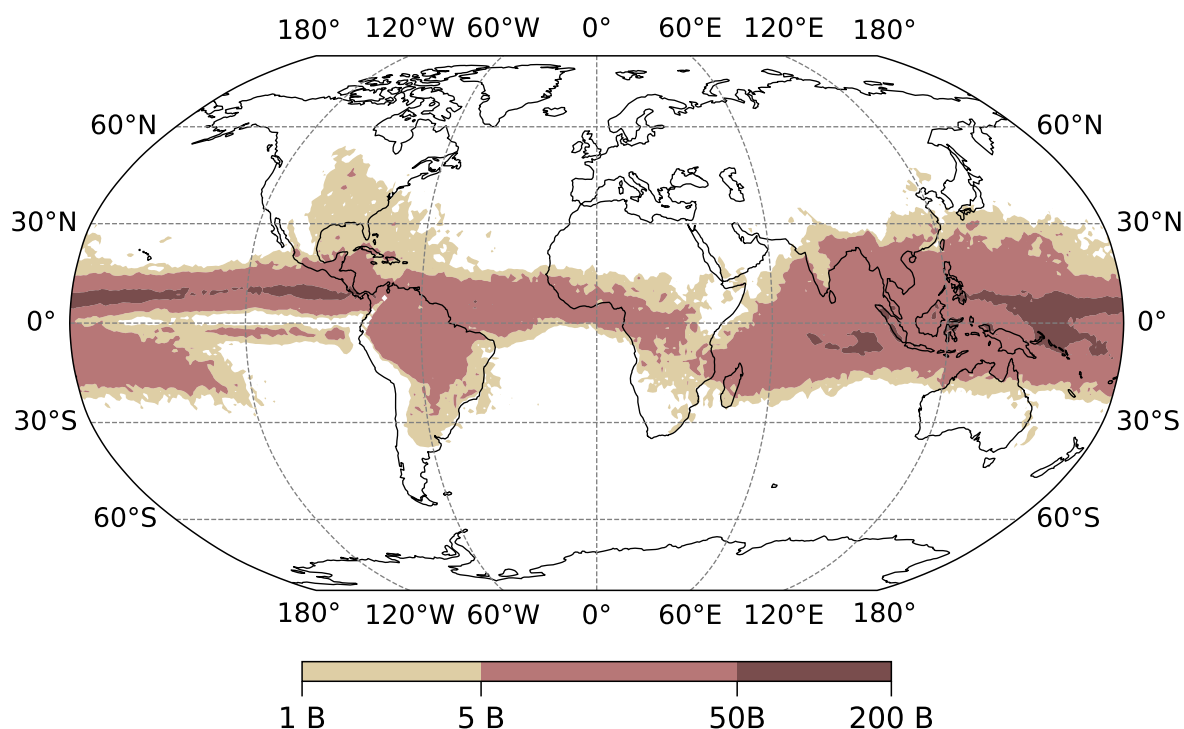


Рисунок 1.7 — Вклады от ячеек $1^\circ \times 1^\circ$ в ионосферный потенциал, рассчитанные в модели WRF. Пространственная картина усреднена по 1980–2020 гг.

Полученная таким образом зависимость доли вклада в ИП от полуширины кольца $\eta(w)$ приведена ниже на рисунке 1.8. Действительно, $\geq 95\%$ значения ИП формируется между тропиками ($\sim 0 \pm 23^\circ$), а между широтами $0 \pm 30^\circ$ формируется $\geq 99\%$ ИП. При моделировании это прямое следствие того, что в тропиках максимальны запасённая влага, количество конвективных осадков и средний CAPE. Заметим, что распределение вкладов по широтам несколько отличается в погодной модели WRF и климатической INMCM; в последней больше вклад высоких широт и между

$0 \pm 30^\circ$ формируется только 95% модельного ИП.

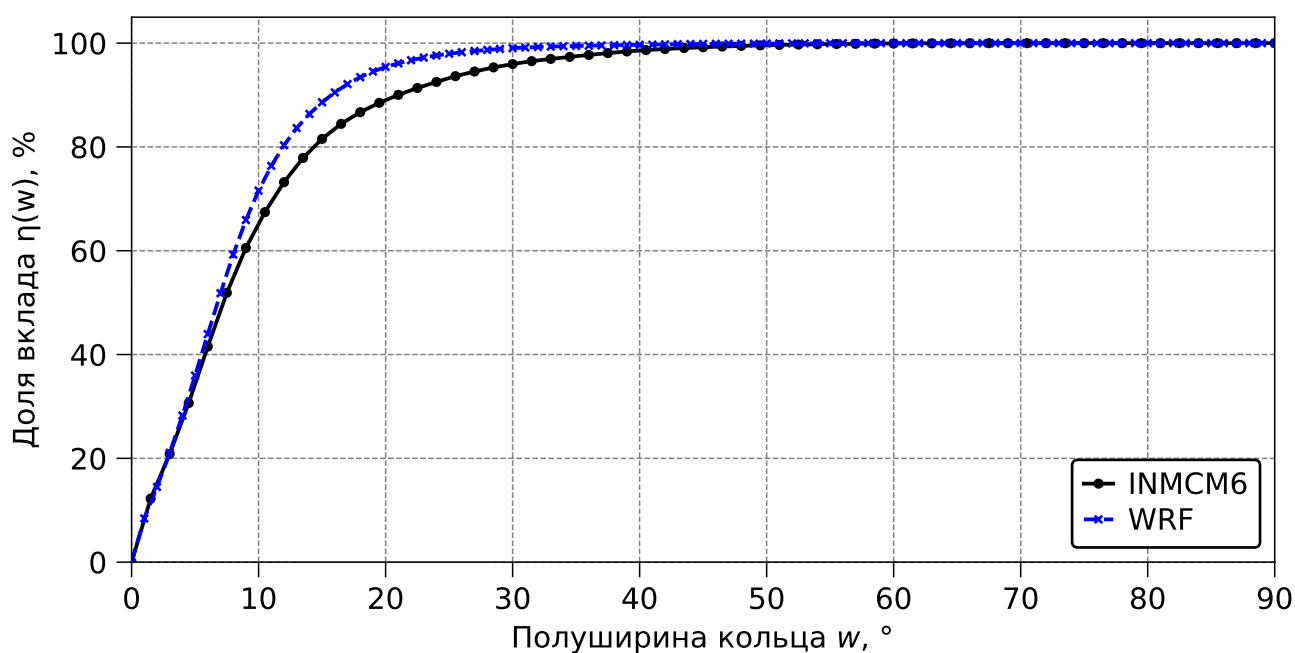


Рисунок 1.8 — Рассчитанная доля вклада в ИП в кольце широт вдоль экватора в зависимости от ширины кольца

1.3.2. С использованием климатической модели INMCM

Модель INMCM института вычислительной математики (ИВМ РАН) представляет собой модель общей циркуляции атмосферы и океана, предназначенную для анализа динамики климата [90]. Первые попытки воспроизведения динамики ГЭЦ посредством климатической модели были сделаны в модели INMCM4[21]. Ключевые отличия применения INMCM по сравнению с WRF в контексте моделирования ГЭЦ состоят в следующем:

- Модель WRF является моделью прогноза погоды и на временных масштабах больше нескольких суток дисперсия ансамбля запусков быстро нарастает. Для моделирования многолетних периодов это приводит к необходимости соединения результатов коротких расчетов, начальные условия для которых требуются (с определённой частотой) на всём моделируемом многолетнем интервале;
- Модель WRF запускается с более высоким пространственным разрешением: $2^\circ \times 1.5^\circ$ в модели INMCM и $1^\circ \times 1^\circ$ (или $0.25^\circ \times 0.25^\circ$ для отдельных расчётов)

в модели WRF;

- Модель INMCM представляет собой модель Земной системы, в которую входят расчеты динамики атмосферы, океана, деятельного слоя, морского льда и других отдельных блоков системы. В модели WRF рассчитывается только динамика атмосферы.

В общем случае воспроизведение отдельных параметров в моделях может отличаться на разных пространственно-временных масштабах, что требует адаптации подсеточных параметризаций, в нашем случае — параметризации источников ГЭЦ постоянного тока, как это было показано в разделе 1.2.1.

Расчёт модели ГЭЦ непосредственно в ядре климатических моделей, а не на основе конечного продукта (выходных данных) численных экспериментов, необходим для возможности в дальнейшем вводить обратные связи, учитывающие влияние состояния ГЭЦ на процессы облакообразования. Общая схема программного модуля для модели INMCM приведена на рисунке 1.9.

Модуль Eies был написан на языке Fortran90. Он компилируется в составе климатической модели INMCM версии 6 и работает в контексте параллельных расчетов (MPI), распределенных по глобальной широтно-долготной сетке; в решателе модуля используется столбчатая квазистационарная модель ГЭЦ. Расчеты проводимости атмосферы в теле модуля основаны на физических представлениях о связи вертикальных профилей температуры, давления, влажности с коэффициентами рекомбинации ионов, их диффузии и прилипания (см. раздел 1.2.2), расчеты тока источников – на связи глубокой конвекции и количества конвективных осадков с формированием электрически активных облаков (см. раздел 1.2.1). Для отладки и поиска оптимальных параметров параметризации источников в модуле предусмотрена возможность использования базового (экспоненциального) профиля проводимости атмосферы (1.14).

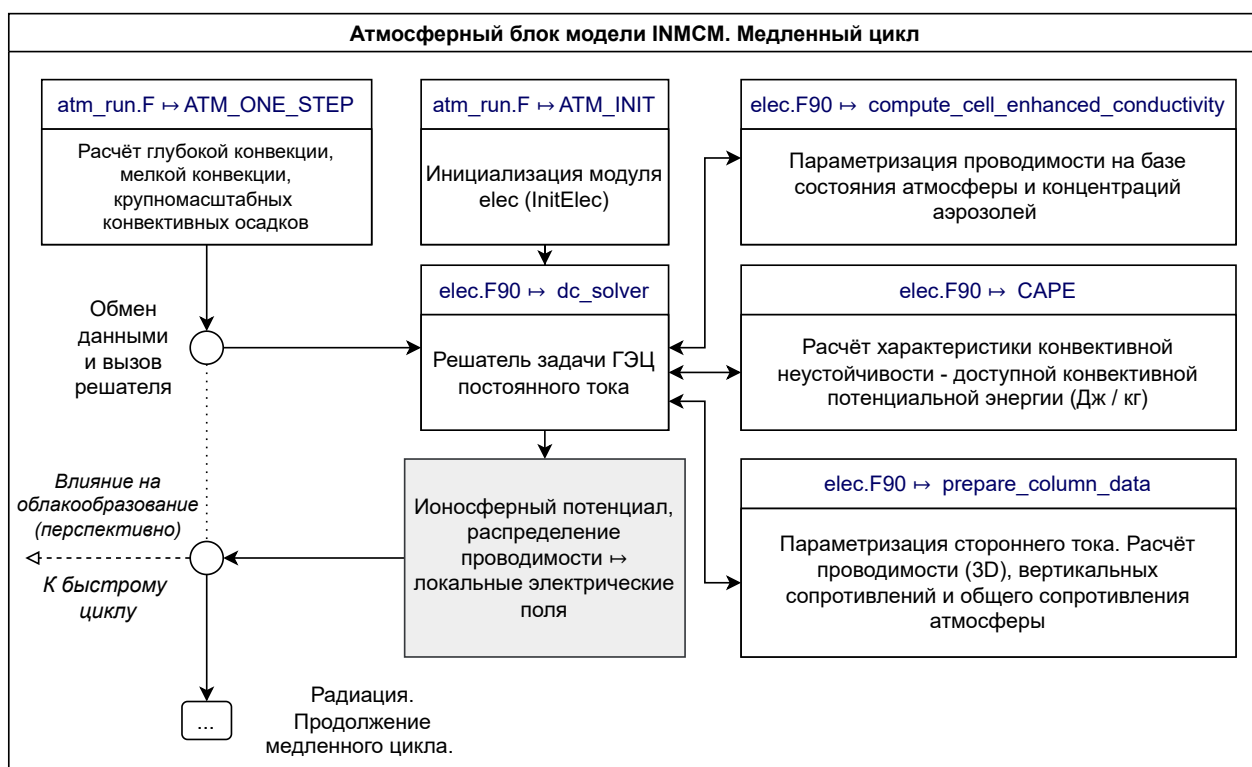


Рисунок 1.9 — Упрощённая блок-схема модуля атмосферного электричества (Elec) в контексте атмосферного блока INMCM

Расчёты в модели INMCM были протестированы с включённым модулем атмосферного электричества; в частности, реализованы отдельные тестовые запуски модели, в том числе однодневные, однолетние и 41-летние (с 1979 года). Результат расчёта вкладов в ионосферный потенциал от отдельных регионов, усреднённый для одного из тестовых 41-летних запусков, приведён на рис. 1.10.

Пространственная картина согласуется с представлениями о существенной роли тропических и субтропических регионов с разбиением по долготе на три мировых грозовых центра и качественно соответствует аналогичной картине по результатам моделирования ГЭЦ с помощью WRF на рис. 1.7. Заметим, что при общем сходстве на рис. 1.10 по сравнению с рис. 1.7 отличаются пределы цветовой шкалы; это простое следствие того, что общий ИП нормирован на 240 кВ, а вклад одной ячейки в INMCM из-за разрешения сетки вблизи экватора больше в 3 раза по сравнению с ячейкой расчётной сетки WRF.

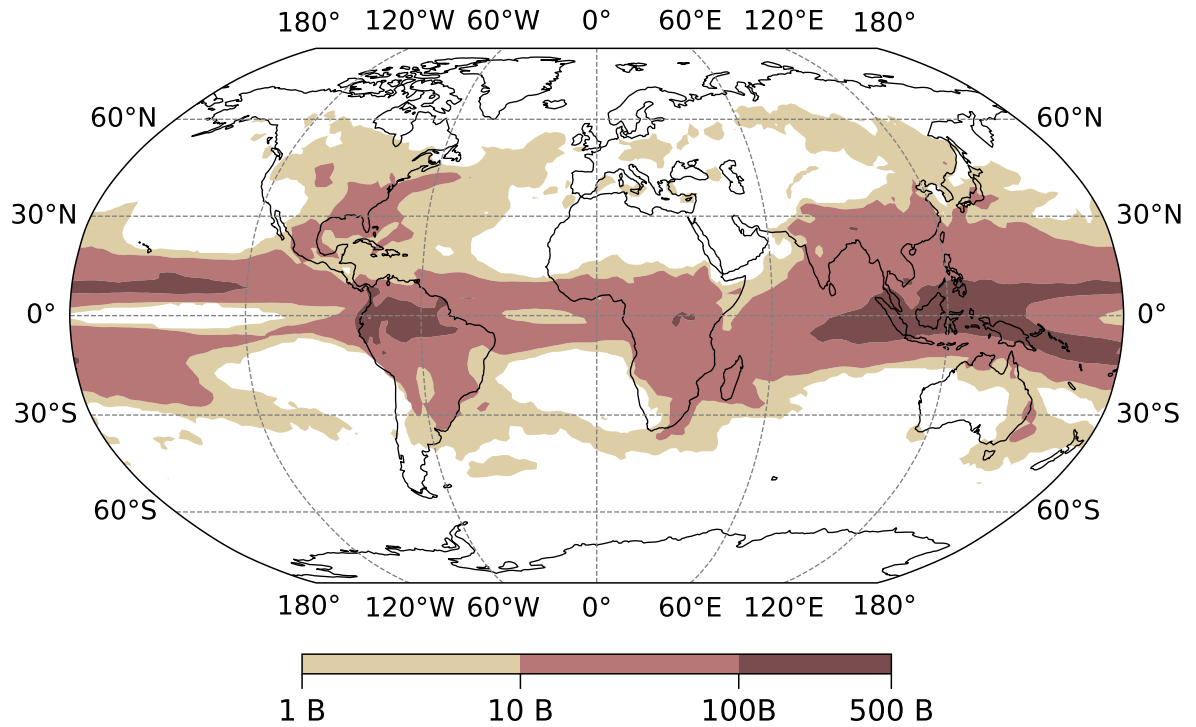


Рисунок 1.10 — Вклады от ячеек $1.5^\circ \times 2^\circ$ в ионосферный потенциал, рассчитанные в модели INMCM с современным климатом. Пространственная картина усреднена по 1980–2020 гг.

Разработка модуля атмосферного электричества для модели INMCM отражена в авторском свидетельстве [A18], а результаты расчётов с помощью Eлес использованы в работе [A4].

Глава 2

Пространственно-временные паттерны изменчивости ГЭЦ

Климатическая система Земли характеризуется существованием множества естественных вариаций и колебаний, проявляющихся в широком спектре временных масштабов: от внутрисезонных до многолетних и многовековых. Часть таких вариаций принято именовать *климатическими модами*. Общее место климатических мод — наличие устойчивых паттернов основных метеорологических параметров, носящих чёткие признаки периодичности или квазипериодичности.

Самые основные и заметные изменения метеорологических параметров связаны с прямым нагревом солнечным излучением (инсоляцией), имеющим понятные астрономические суточный и сезонный циклы. Изменение мгновенных характеристик атмосферы и океана на этих масштабах в некотором смысле имеет характер вынужденных колебаний. Существенная нелинейность и стохастичность реальной Земной системы приводит к появлению различных погодных и климатических явлений, уже не связанных напрямую на пространственных или временных масштабах с инсоляцией.

Следует отметить, что изучаемые с помощью моделей моды не являются полным аналогом реально существующих в Земной системе (совокупности атмосферы и океана). Образно говоря, модель обладает собственным «характером», который на самых базовых масштабах совпадает с наблюдаемым в реальности, но для более тонких явлений может существенно отличаться или вообще не проявляться. Так, например, на крупных сетках старой версии модели INMCM не воспроизводится колебание Маддена — Джулиана.

Для нас наиболее интересно существование наблюдаемого в реальности отклика ГЭЦ на моды, режимы или погодные явления, связанные с изменением количества электрически активных облаков. Последнее является следствием перераспределения конвективной энергии и влаги в атмосфере, происходящими на любых масштабах

изменчивости как погоды, так и климата; однако так как основная исследуемая в работе характеристика ГЭЦ — ИП является интегральной величиной и отражает в себе изменения активности во всей атмосфере, заметны в наблюдениях только достаточно крупномасштабные изменения. В первую очередь это суточная вариация, связанная с перераспределением активности источников по долготе во времени суток, и сезонная вариация, связанная с перераспределением активности источников по широте во времени года. Однако другие моды могут иметь как прямой эффект, так и косвенный, связанный с изменением паттернов суточной и сезонной вариаций ИП. Именно такой косвенный эффект оказалось возможно воспроизвести для моды Эль-Ниньо — Южное колебание (ЭНЮК): удалось обнаружить изменение суточной вариации на её масштабах.

В этой главе приводится исследование воспроизведение вариаций ИП при помощи моделей погоды и климата на различных масштабах. Изложение построено последовательно по увеличению периода моды за одним исключением: первым обсуждается суточный масштаб, однако после него приводится исследование отклика на моду ЭНЮК, поскольку он наиболее заметен в отдельные часы суточной вариации. Обсуждение сезонной вариации также существенно связано с обсуждением суточных масштабов и повторяет часть тезисов. Последнее является следствием принципиальной связи на этих суточном и сезонном временных масштабах между зональными и меридиональными вкладами в ИП от электрически активных облаков.

2.1. Суточная вариация ионосферного потенциала

2.1.1. Воспроизведение суточной вариации в WRF и INMCM

Одной из важных характеристик глобальной электрической цепи является суточная вариация ИП, порождаемая пространственно-временной динамикой источников ГЭЦ — токов разделения заряда в грозовых и электрически активных облаках [91]. С первой половины двадцатого века известно, что квазистатическое вертикальное электрическое поле в атмосфере в условиях хорошей погоды демонстрирует глобальную суточную вариацию [92]. Результаты анализа почти непрерывных

измерений вертикальной компоненты напряжённости электрического поля в разных точках планеты во время семи экспедиций геофизического судна вашингтонского института Карнеги в Тихом, Индийском и Атлантическом океанах на протяжении 1909–1929 гг. позволили выявить суточную вариацию измеряемого поля, положения максимумов и минимумов которой не зависели от положения судна и наблюдались в одни и те же часы универсального времени [39].

Синфазность суточных вариаций в разных точках планеты, неоднократно проведенная экспериментально, является хорошим подтверждением концепции глобальной электрической цепи [17]. В русскоязычной и англоязычной литературе суточную вариацию иногда называют унитарной вариацией, подчеркивая единообразие вариации в любой точке мира. При этом кривой Карнеги называют именно паттерн суточной вариации, измеренный во время экспедиции института Карнеги.

Первым шагом в проверке двумерной модели и используемой параметризации источников является сравнение паттернов суточной вариации модельного ИП и унитарной вариации электрического поля E_z , многократно измеренной в условиях хорошей погоды. Суточные вариации ИП, моделируемого с помощью модели прогноза погоды WRF, и кривая Карнеги $E_z(h)$ по данным VII круиза судна института Карнеги за 82 дня хорошей погоды [17] приведены на рисунке 2.11. Фазы первого максимума и первого минимума совпадают с точностью до часа, а основной максимум в модельном ИП наблюдается на 2 часа раньше, чем в измерениях электрического поля.

Коэффициент корреляции ИП (V) и кривой Карнеги (E) составляет

$$r_{EV} = \frac{\sum_{t=0}^{24} (E(t) - \bar{E}(t))(V(t) - \bar{V}(t))}{\sqrt{\sum_{t=0}^{24} (E(t) - \bar{E}(t))^2 \sum_{t=0}^{24} (V(t) - \bar{V}(t))^2}} \approx 0.98,$$

что является отражением факта качественно верного воспроизведения суточной вариации с использованием модели WRF. Заметим также, что в ранних исследованиях анализ суточной вариации глобального распределения гроз, основанный на регистра-

ции наблюдателями гроз по раскатам грома, показал её близкое сходство с формой классической кривой Карнеги [92, 93], что было одним из наиболее значимых доводов в пользу гипотезы Вильсона о наличии замкнутого атмосферного токового контура между хорошо проводящими поверхностью Земли и нижними слоями ионосферы.

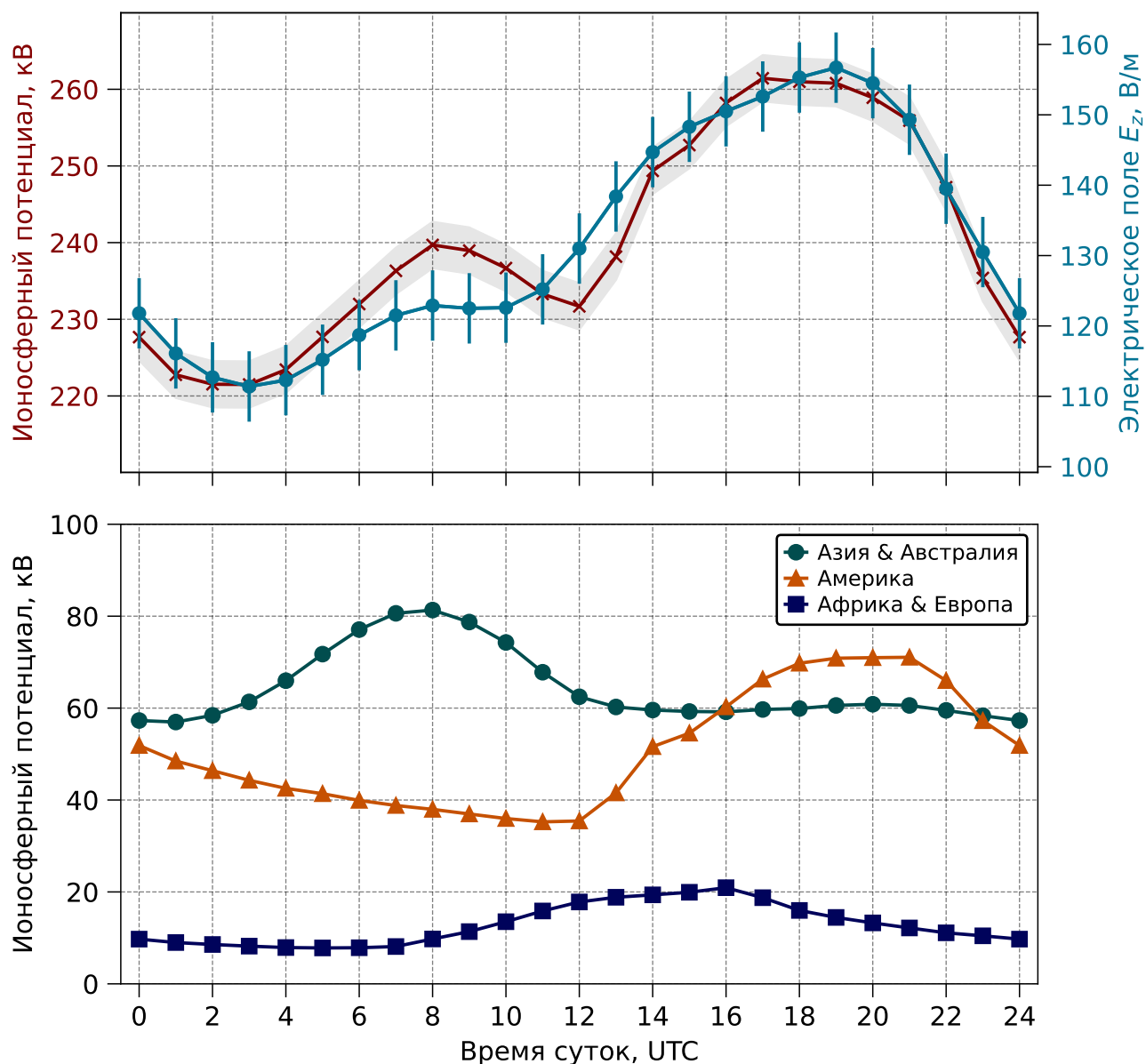


Рисунок 2.11 — Верхняя панель: модельная суточная вариация ионосферного потенциала (моделирование WRF) и кривая Карнеги. Оттенением и вертикальными линиями на вариациях изображены границы стандартного отклонения среднего.

Нижняя панель: отдельные модельные вклады в ИП от основных мировых электрически активных регионов

Дополнительные исследования и аналог рис. 2.11 по данным современных систем глобальной гронопеленгации и континентальных наблюдений атмосферного

электричества представлены в Главе 3 данной диссертации. Здесь же подчеркнём, что моделирование ГЭЦ постоянного тока с использованием модели WRF не только позволило качественно верно воспроизвести форму суточной вариации ИП, что само по себе могло бы быть удачным совпадением, но и соответствует признанному представлению о том, что вариация формируется за счёт сложения отдельных суточных трендов от электрической активности трёх выделенных регионов: азиатского, американского и африканского, последовательно «активизирующихся» по прошествии 2–5 часов после истинного полдня по локальному для данного региона времени [94]. Суточная динамика пространственного распределения вкладов в ИП представлена на рис. 2.12.

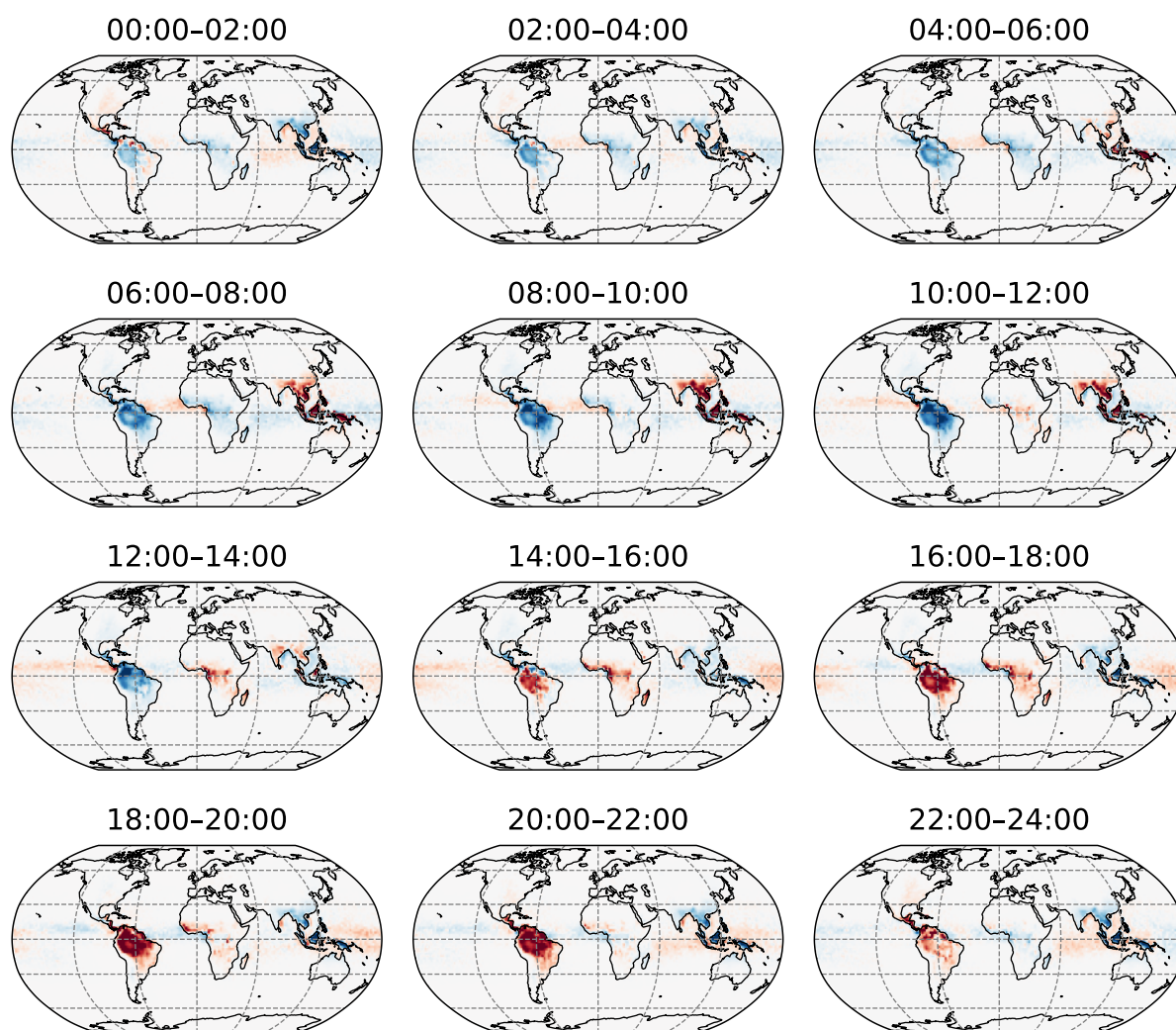


Рисунок 2.12 — Суточное распределение аномалий электрической активности в модели ГЭЦ на базе WRF. Красным цветом показаны положительные аномалии вклада в ИП относительно среднесуточного значения в данной ячейке, синим — отрицательные

На рис. 2.12 хорошо прослеживается суточная эволюция активности трёх основных мировых центров электрической активности: азиатского, африканского и американского. Вклад азиатского центра начинает возрастать в интервале 04:00–06:00 UT, когда над территорией Индонезии и северной Австралии появляются первые положительные аномалии. Максимума активности он достигает между 06:00 и 12:00 UT, что сопровождается выраженными аномалиями на карте. После этого вклад постепенно снижается, и к 14:00–16:00 UT аномалии становятся слабыми или отрицательными, свидетельствуя о его «выключении» к вечеру по всемирному времени.

Африканский центр начинает проявлять себя позже: его вклад становится заметным около 08:00–10:00 UT, а максимума достигает в период с 12:00 до 16:00 UT. В это время над Африканским континентом наблюдаются наиболее яркие положительные аномалии. К 18:00–20:00 UT активность африканского центра снижается, и вклад в ионосферный потенциал становится минимальным.

Американский центр, в свою очередь, активизируется позже всех, но максимальные аномалии относительно среднесуточного значения наблюдаются именно над этим центром. Первые признаки роста его вклада появляются около 16:00–18:00 UT, после чего в период 18:00–22:00 UT наблюдается максимальная активность, охватывающая главным образом бассейн Амазонки и прилегающие области. К 22:00–24:00 UT вклад американского центра начинает ослабевать, возвращаясь к нейтральным или отрицательным значениям в начале следующих суток.

Итак, три центра в модели включаются последовательно в течение суток, обеспечивая характерный суточный ритм глобального распределения вклада в ионосферный потенциал: сначала активен азиатский центр, затем африканский, и наконец американский. Такая последовательная смена доминирующих центров хорошо коррелирует с известным в реальных наблюдениях циклом, связанным с локальным временем максимальной грозовой активности в соответствующих регионах. На фоне этой структуры заметны также слабые отрицательные и слабые положительные аномалии над океанами, особенно вблизи экватора: они не дают значительного вклада на суточном масштабе, но будут важны на других временных масштабах, которые изучаются

в следующих разделах.

Климатическая модель INMCM при моделировании на сетке $1.5^\circ \times 2^\circ$ не воспроизводит суточную вариацию ИП так же точно, как глобальная модель прогноза погоды WRF. В первую очередь различие возникает, по нашему предположению, из-за несколько отличающихся подходов к воспроизведению конвекции и облачных процессов на различных временных масштабах. Поэтому, прежде чем перейти к тому, как в модели INMCM воспроизводится суточная вариация ИП, рассмотрим суточные паттерны отдельных параметров, входящих в параметризацию электрических источников (см. рис. 2.13).

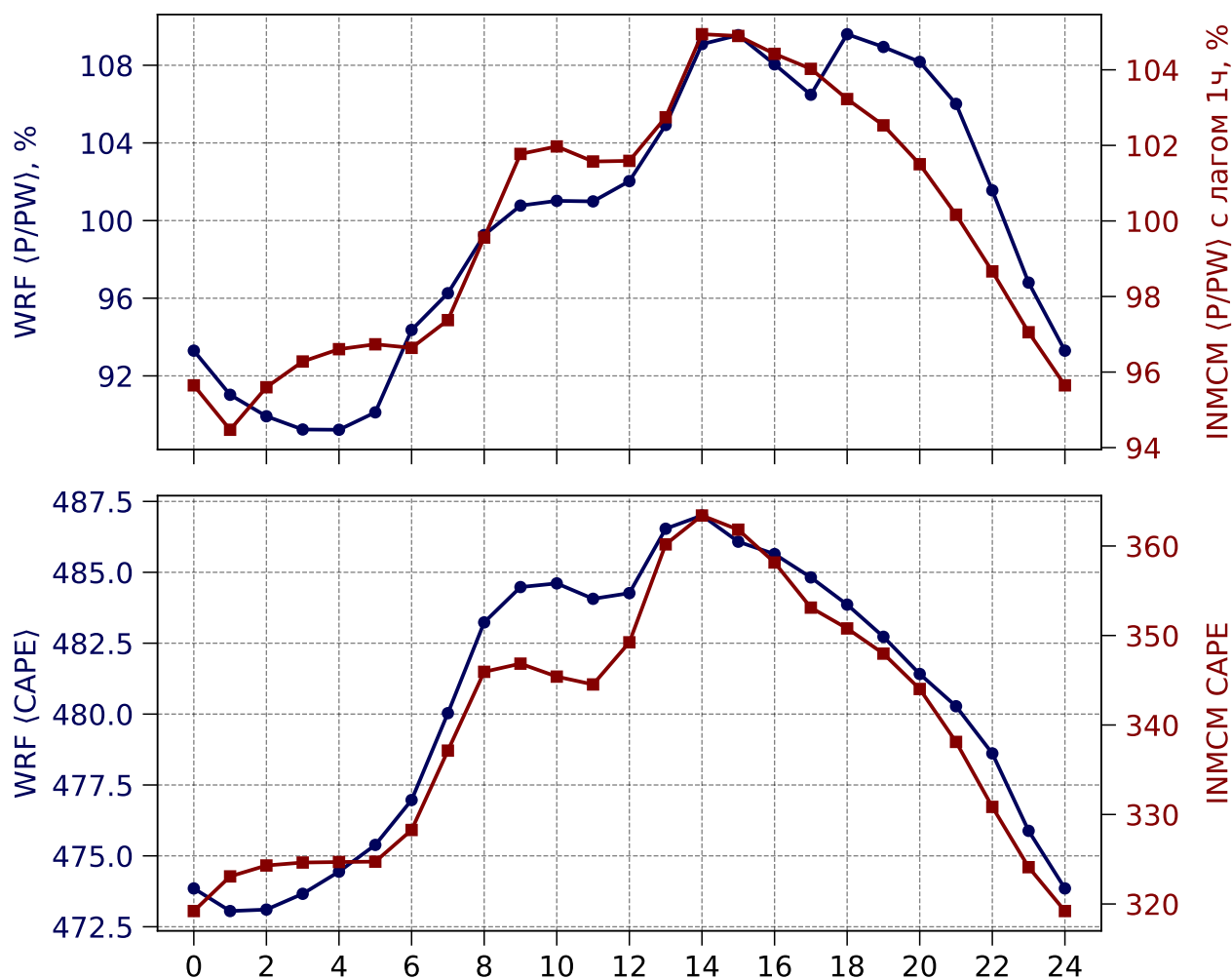


Рисунок 2.13 — Суточные вариации отдельных комбинаций переменных в модели INMCM и WRF, осреднённых по широтам $\pm 30^\circ$. На верхней панели приведены отношения конвективных осадков к всей влаге в столбе (в % от среднесуточного значения), на нижней панели — CAPE

Можно отметить, что в модели INMCM проявляется одна из её особенностей

воспроизведения атмосферной динамики, наибольшим образом сказывающаяся на суточной изменчивости ИП: существенно недооценивается вклад американского центра в формировании конвективных облаков, что отражается в недостаточном количестве модельных конвективных осадков и, как следствие, приводит к отсутствию максимума отношения конвективных осадков к всей влаге в столбе $\langle P/PW \rangle$ вблизи 18:00–21:00 UT (см. рис. 2.13, верхняя панель).

Более детально проиллюстрировать различия в воспроизведении конвективных осадков и их временном лаге удобно с помощью корреляционной тепловой карты, на которой цветом показан коэффициент линейной корреляции средней суточной вариации P/PW в каждой градусной ячейке. Для этого анализа расчётные сетки обеих моделей были интерполированы к единому размеру. Карта корреляций приведена на рис. 2.14.

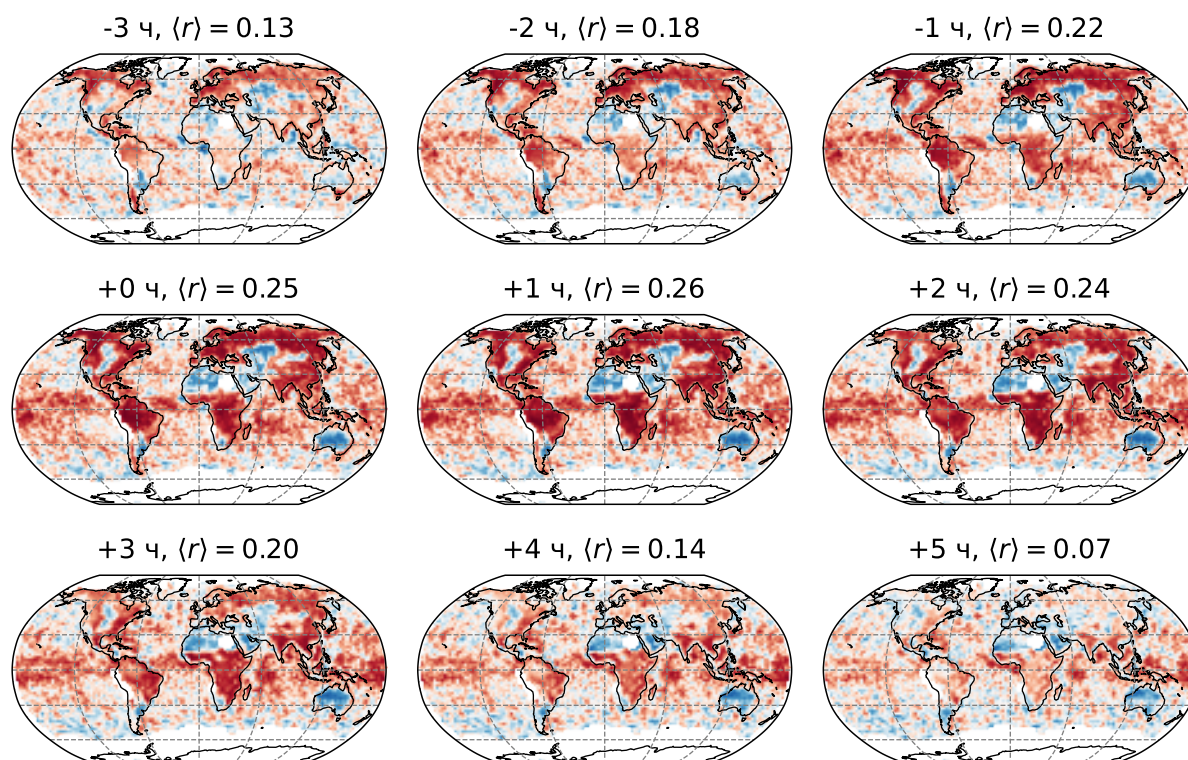


Рисунок 2.14 — Корреляционные карты для нескольких значений временной задержки INMCM относительно WRF. Красным цветом показаны положительные корреляции, синим — отрицательные. Над каждой картой приведено среднее по тропикам значение коэффициента линейной корреляции между суточными вариациями P/PW в моделях WRF и INMCM

Из рисунка 2.14 можно заметить, что модель INMCM в среднем обладает

одночасовой задержкой в формировании конвективных осадков по сравнению с моделью WRF (уже учтён на рис. 2.13). Также хорошо видно, что корреляция между суточными вариациями P/PW принимает большие (как отрицательные, так и положительные) значения над сушей; над океаном корреляция выражена менее явно. При этом в нескольких важных для воспроизведения суточной изменчивости ГЭЦ регионах, в частности, в северной Африке и в Австралии, модель INMCM воспроизводит суточные вариации P/PW с существенным расхождением от модели WRF (временной лаг в 6–10 часов). Это можно увидеть и в суточной вариации ИП, воспроизводимой в модели INMCM (см. рис. 2.15).

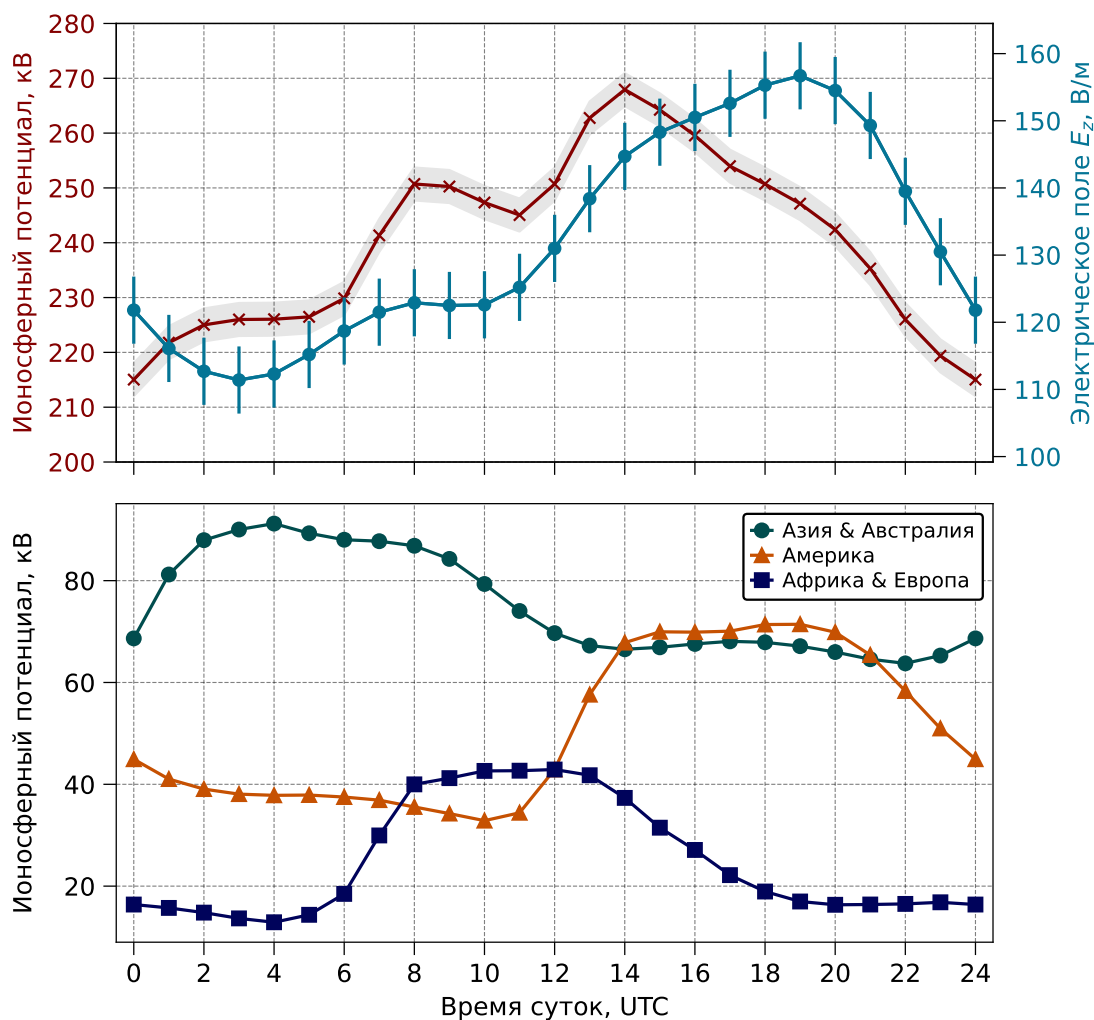


Рисунок 2.15 — Верхняя панель: модельная суточная вариация ионосферного потенциала (моделирование INMCM) и кривая Карнеги. Оттенением и вертикальными линиями на вариациях изображены границы стандартного отклонения среднего. Нижняя панель: отдельные модельные вклады в ИП от основных мировых электрически активных регионов

Приведённая на рис. 2.15 суточная вариация ИП по данным модели INMCM отличается как от кривой Карнеги, так и от модельной суточной вариации ИП в WRF. На верхней панели здесь, как и ранее на рисунке 2.11, приведены суммарный ИП и кривая Карнеги, а на нижней — вклады трёх основных электрически активных регионов.

При сравнении с рисунком 2.11 можно отметить несколько существенных отличий. Во-первых, суточные вариации вкладов отдельных регионов в INMCM имеют более выраженный «плоский» вид вблизи максимумов. Это отчасти связано с тем, что модель INMCM разрабатывалась для долгосрочного климатического моделирования и оптимизирована для воспроизведения среднегодовых и многолетних характеристик атмосферы; при этом используются различные параметризации, адаптированные к крупномасштабным процессам и сглаживающие быстрые и мелкомасштабные вариации. Это приводит к недостаточному разрешению суточных изменений конвективной активности, и, в конечном итоге, в модели INMCM источники над сушей более резко «активируются» в локальное освещённое время суток.

Во-вторых, вклад Азии в INMCM доминирует в начале первой половины суток, начинаясь уже около полуночи, тогда как в WRF он усиливается позже и достигает пика в утренние часы. Предпосылки к этому расхождению отмечались и выше (см. антикорреляцию над Австралией на рис. 2.14).

Однако самое главное расхождение связано с американским центром, вклад которого в модели INMCM не достигает выраженного пика в 18:00–21:00 UT, в отличие от WRF. При том, что все вклады по отдельности качественно схожи с вкладами в модели WRF (см. рис. 2.11), суммарная модельная суточная вариация в INMCM не демонстрирует хорошего согласия с данными наблюдений, хотя и воспроизводит последовательность активации мировых грозовых центров: суточная динамика пространственного распределения вкладов в ИП, аналогичная рис. 2.12 выше, приведена на рис. 2.16. На рисунке хорошо различима положительная аномалия относительно среднесуточного значения в 12:00–14:00 UT над Южной Америкой, в то время как в модели WRF в это время наблюдается отрицательная аномалия.

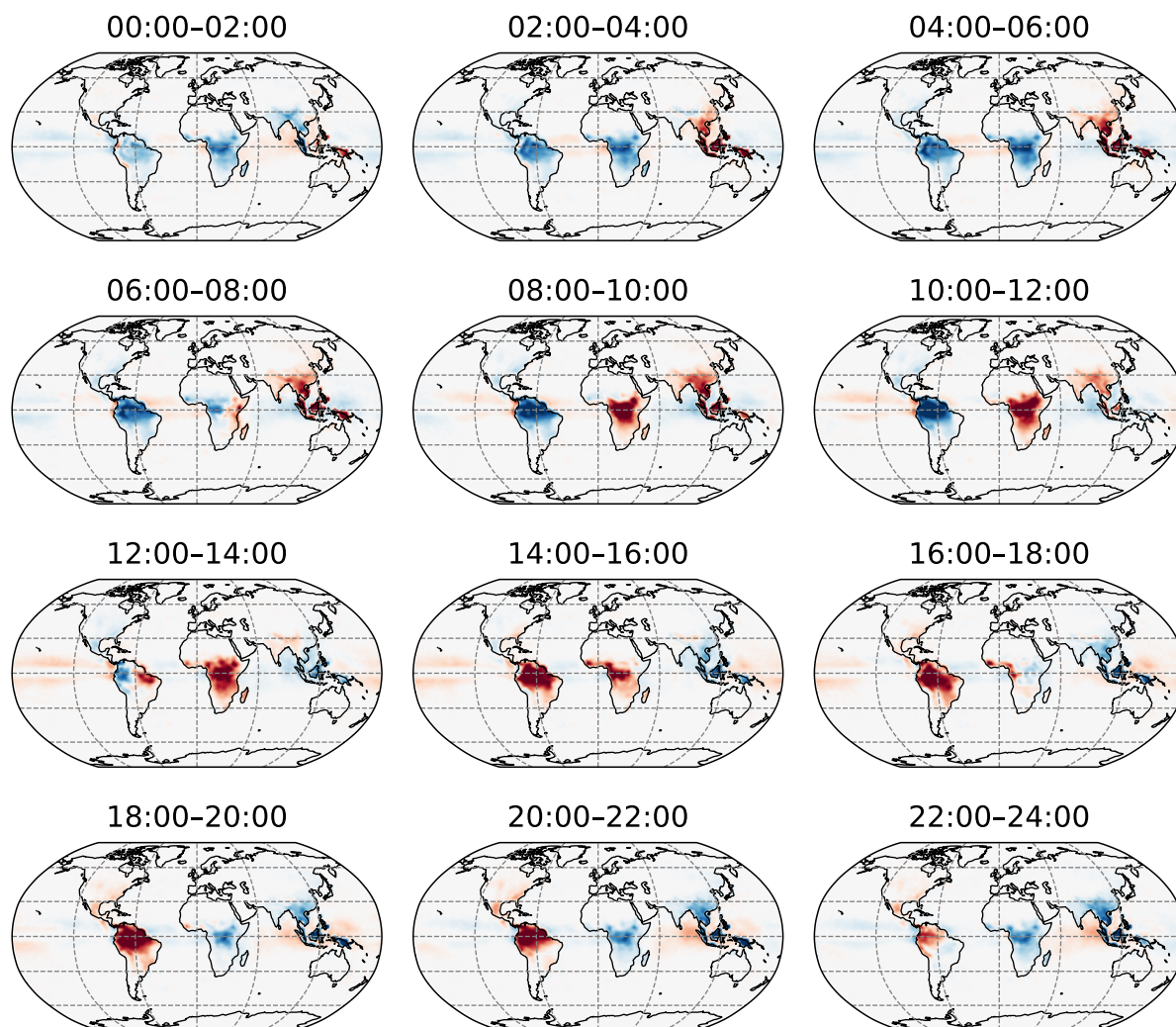


Рисунок 2.16 — Суточное распределение аномалий относительно среднесуточного значения вкладов в ИП, рассчитанных по данным INMCM. Красным цветом показаны положительные аномалии вклада в ячейке сетки, синим — отрицательные

Несмотря на то что модель INMCM не воспроизводит наблюдаемую суточную вариацию ионосферного потенциала в полном соответствии с кривой Карнеги, полученные региональные вклады отражают базовую структуру глобальной электрической активности. Это указывает на наличие в модели реалистичных источников, распределённых по основным грозовым регионам, и позволяет использовать её для анализа вариаций на более длинных временных масштабах. В частности, в одном из следующих разделов результаты моделирования ИП в INMCM применяются для анализа динамики ГЭЦ на сезонном масштабе. Для изучения же эффектов, проявляющихся на суточном масштабе, в последующих разделах преимущественно будет использоваться модель WRF.

2.1.2. Воспроизведение с учётом приземной температуры

При изучении суточной изменчивости ГЭЦ часто наблюдается некоторое расхождение между моделями и измерениями. Все предыдущие попытки оценить ИП в моделях динамики атмосферы с использованием переменных, описывающих конвекцию, приводили к суточным кривым с меньшими, по сравнению с наблюдениями, амплитудами и более ранним положением основных максимумов, соответствующих мировым центрам электрической активности [21, 22, 95]. Похоже, что при определении источников токов на основе переменных, характеризующих конвекцию (таких как CAPE или конвективный поток массы), вклад тропиков всегда переоценивается. Например, в работе [45] показано, что без учета дополнительных переменных ни одно простое изменение параметризации ИП не может увеличить амплитуду суточной вариации, одновременно сохранив правильную форму. Нужно привлечь к рассмотрению ещё несколько атмосферных переменных, чтобы приблизить моделируемую вариацию к наблюдениям.

В качестве первой такой переменной как при изучении ГЭЦ постоянного тока, так и при параметризации частоты молниевых разрядов исследователи в первую очередь рассматривали приземную температуру воздуха [96–98]. В частности, повышение приземной температуры приводит к увеличению разницы между сухим адиабатическим и влажным адиабатическим градиентами температуры, что способствует усилению конвективных процессов и напрямую влияет на электрификацию облаков и частоту молний. Одним из основных аргументов к учёту приземной температуры в контексте ГЭЦ постоянного тока является соответствие сезонного хода приповерхностной температуры, осреднённой по полосе тропических широт, ряду наблюдений электрического квазистатического приземного поля [8]. Заметим, что введение приземной температуры позволило качественно улучшить нашу параметризацию на сезонном масштабе, что более подробно рассмотрено в разделе 2.4.

Сами по себе функции температуры не могут служить метрикой интенсивности ГЭЦ: несмотря на способность воспроизводить сезонный паттерн, подобный наблюдаемым, температура не обладает суточным изменением, подобным кривой Карнеги,

даже в тропиках. С учётом этого попытаемся модифицировать параметризацию тока в (1.12), комбинируя данные о температуре воздуха на поверхности с параметрами конвекции [A4]. Во-первых, сохраним отделение глубокой конвекции по превышению характерным значением CAPE в столбце ε_i порогового значения ε_0 . При этом мы будем использовать меньшее значение ε_0 , чтобы увеличить роль более высоких широт. Во-вторых, сделаем плотность источника тока j_i внутри электрифицированных облаков в i -м столбце сетки (которая считалась равной константе j_0 при выводе (1.12)) линейно зависящей от температуры воздуха вблизи поверхности T_i в этом столбце, при условии, что $T_i \geq T_0$, где T_0 — это некоторое пороговое значение температуры воздуха, и исключим столбцы сетки с $T_i < T_0$:

$$V \propto \sum_i \frac{\tilde{S}_i P_i}{W_i} (T_i - T_0) \left(e^{-z_i^l/H} - e^{-z_i^u/H} \right) \times \begin{cases} 1, & \varepsilon_i \geq \varepsilon_0 \text{ и } T_i \geq T_0, \\ 0, & \text{иначе,} \end{cases} \quad (2.18)$$

где V — ионосферный потенциал;

$\tilde{S}_i$ — площадь i -го столбца;

P_i — конвективные осадки в i -м столбце за прошедший час;

W_i — вся запасённая влага в i -м столбце;

$z_i^{l,u}$ — нижняя и верхняя границы области смешанной фазы в i -м столбце;

T_i — температура воздуха на уровне 2 метров в i -м столбце;

ε_i — энергия CAPE в i -м столбце;

T_0, ε_0 — пороговые значения температуры и CAPE соответственно.

Эта идея мотивирована тем, что мы хотим более явно учитывать локальные циклы инсоляции, но нам также нужно исключить регионы с низкими температурами воздуха на поверхности, которые вряд ли вносят значительный вклад в ГЭЦ. В параметризации (2.18) мы задаём $\varepsilon_0 = 0.5$ кДж/кг; это меньше, чем минимальное оптимальное значение в предыдущей параметризации. Значение порога по температуре T_0 выбирается в интервале между 22°C и 26°C, чтобы обнулить вклады средних широт в течение местной зимы; $T_0 = 25^\circ\text{C}$ даёт наиболее близкие к наблюдениям суточные (см. рис. 2.17) и сезонные вариации, рассматриваемые в разделе 2.4.

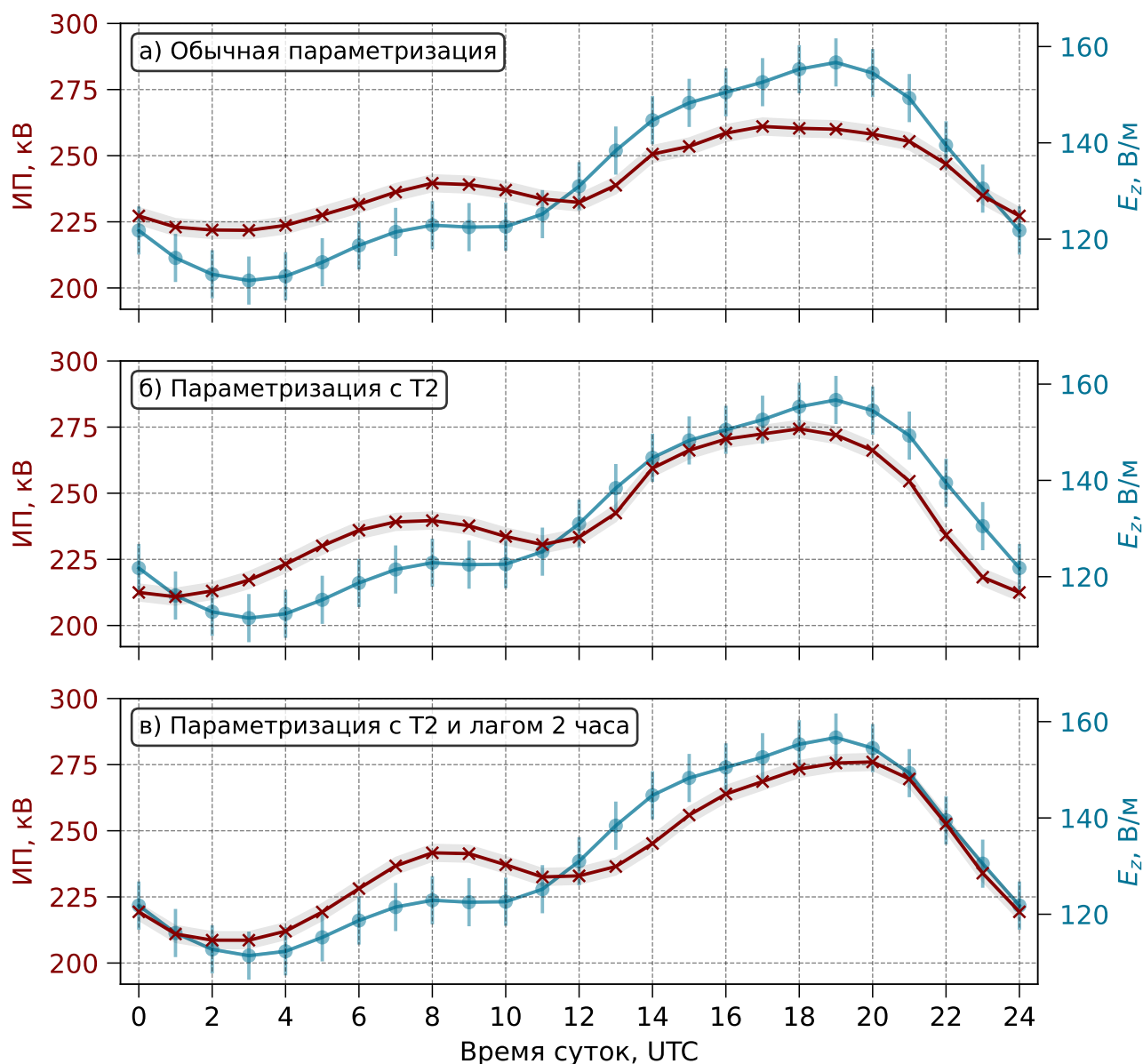


Рисунок 2.17 — Результаты моделирования суточной вариации с тремя различными параметризациями: а) на базе только конвективных параметров, б) на базе конвективных параметров и мгновенной температуры на уровне 2 метров, как обсуждалось выше, а также в) на базе конвективных параметров и температуры на уровне 2 метров, взятой с двухчасовой задержкой. Синим цветом приведена кривая Карнеги по данным [17]

Введение поверхностной температуры T_{2m} в параметризацию, как можно видеть из рис. 2.17б, позволило достичь сразу нескольких значимых улучшений в моделировании суточной вариации по сравнению с используемой ранее параметризацией (см. рис. 2.17а). Наиболее заметным результатом стало увеличение амплитуды суточной вариации ИП. Без учета температуры кривая ИП имеет выраженные, но явно занижен-

ные по сравнению с наблюдаемыми амплитуды локальных максимумов, а глобальный максимум вблизи 18:00 UT наступает раньше, чем это следует из измерений института Карнеги. Учёт T_{2m} не только привёл к увеличению амплитуды, но и частично сдвинул максимумы ИП вправо, особенно во второй половине суток (в интервале 14:00–20:00 UT). Косвенно это говорит о том, что введение T_{2m} увеличивает вклад умеренных широт, так как температура в этих регионах в дневное время может достигать достаточно высоких значений, несмотря на более слабую конвекцию по сравнению с тропиками. Однако при этом увеличивается расхождение между фазой глобального минимума в модели и в наблюдениях вблизи 02:00–04:00 UT.

Интересным развитием идеи использования приземной температуры, впервые предложенной в [A4], является учёт задержки (лага) во времени пика развития конвекции относительно пика приземной температуры. Так как введение температуры в параметризацию должно было не заменить, а дополнить конвективные параметры (более точным образом учтя глобальные особенности связи инсоляции с конвекцией), логично попытаться учесть характерные временные масштабы. Эта модификация позволяет точнее учесть инерционную природу термодинамических процессов в атмосфере; конвективные процессы и связанное с ними облачное электричество не развиваются мгновенно после достижения максимума приземной температуры, и между нагревом поверхности и развитием глубокой конвекции проходит некоторое время, связанное с прогревом слоя воздуха, накоплением энергии неустойчивости и развитием облака.

Ещё одним косвенным аргументом в пользу необходимости учёта задержки является следующее. В работе [99] был обнаружен лаг в 1–3 часа между пиком частоты молний и пиком локального числа гроз: временная задержка между максимумами обусловлена, в частности, адаптацией граничного слоя к температурным возмущениям и временем, необходимым для развития гроз. При этом стоит отметить, что наибольшие токи проводимости над облаками, непосредственно связанные в ГЭЦ постоянного тока, могут течь на стадии затухания гроз, когда частоты молний низкие [100]. Таким образом, отклик на изменение температуры в интенсивности источников ГЭЦ логично ожидать с временной задержкой порядка 2 часов. На рисун-

ке 2.17в построена суточная вариация с использованием параметризации (2.18), но значения температуры брались с указанным лагом:

$$V_i(t) = f\left(\tilde{S}_i, P_i(t), W_i(t), z_i^u(t), z_i^h(t), \varepsilon_i(t), T_i(t - t_s)\right),$$

где t_s — двухчасовая задержка температуры.

Введение задержки позволило синхронизировать главный максимум суточной вариации модельного ИП с максимумом кривой Карнеги, особенно в диапазоне 16:00–22:00 UT, где согласование формы и фазы стало наилучшим из всех существующих моделей ГЭЦ постоянного тока (см. рис. 2.17в). Впервые удалось параметризовать источники так, что в суммарной вариации американский максимум в 20:00 UT превышает африканский в 14:00–16:00 UT. За счёт этого выросла амплитуда суточной вариации (с $\sim 18\%$ до $\sim 30\%$ по сравнению с параметризацией без учёта температуры), существенно приблизившись к наблюдениям. Увеличения амплитуды удавалось добиться и без временной задержки, но ценой ухудшения фаз максимумов от отдельных регионов, особенно вблизи 00:00–04:00 UT (см. рис. 2.17б).

Заметим крайне примечательное свойство: учёт задержки не просто циклически сдвинул всю вариацию (что происходило при более ранних попытках учесть задержку в параметрах осадков), а сместил американский максимум от 18:00 UT к 20:00 UT, сохранив положение азиатского максимума в 08:00 (см. рис. 2.17б,в).

Полного согласия вариаций достичь не удалось: улучшение фазовых соотношений сопровождается сохранившимся дисбалансом амплитуд двух регионов — завышен азиатский максимум и незначительно занижен африканский. Это может быть связано как с несовершенством параметризации, так и с особенностями нашего глобального погодно-климатического моделирования, не разрешающего часть глубокой конвекции из-за не очень высокого пространственного разрешения. Однако стоит отметить, что одной из перспективных целей данной работы является реалистичное воспроизведение ГЭЦ постоянного тока и на крупных сетках; поэтому несовершенство моделирования приходится нивелировать усложнением подсеточной параметризации, вводя дополнительные связи с параметрами атмосферы.

Последнее косвенно подтверждается результатами моделирования с пространственным разрешением $0.25^\circ \times 0.25^\circ$ (см. рис. 2.18). Поскольку такое моделирование требует значительных вычислительных ресурсов, был смоделирован только 2016 год.

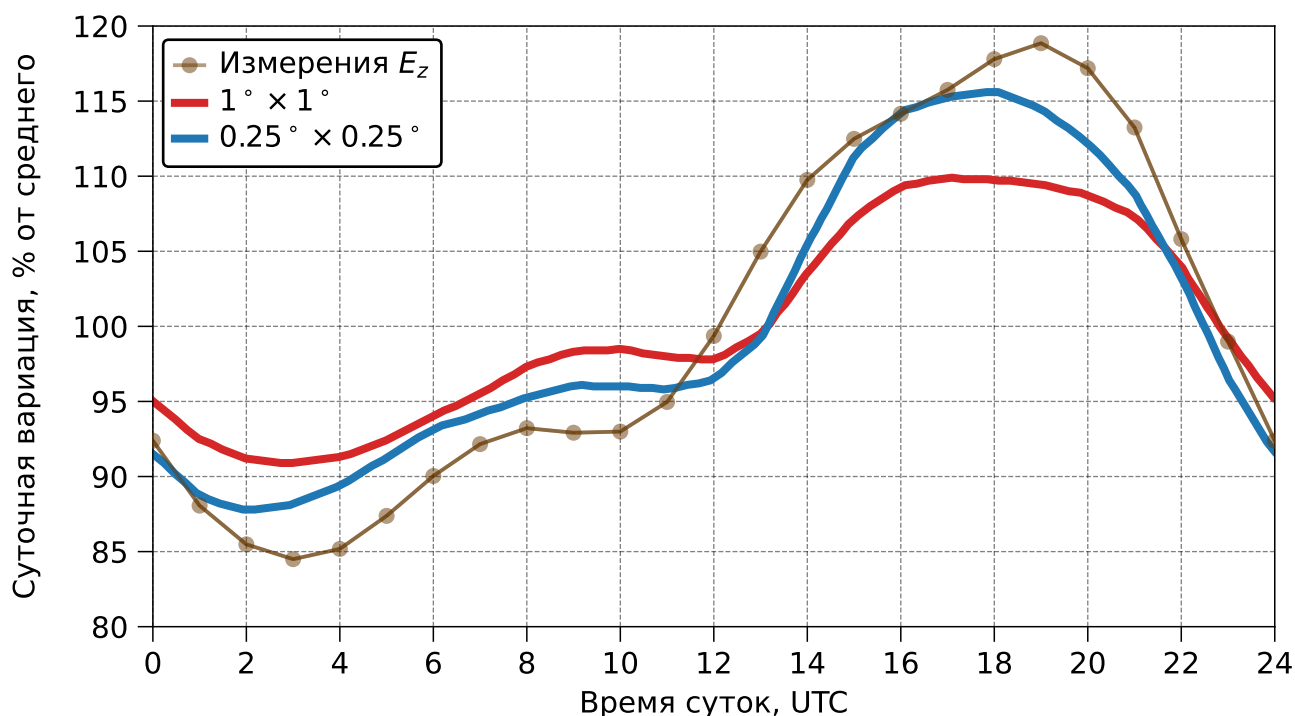


Рисунок 2.18 — Результаты моделирования суточной вариации с одинаковой параметризацией, но с разным пространственным разрешением WRF. Данные моделирования высокого разрешения предоставлены Н.В. Ильиным

При одинаковых входных данных, параметризациях микрофизики облаков и прочих настройках модели WRF суточная вариация ИП при моделировании на мелкой сетке обладает более высокой амплитудой ($\sim 28\%$ от среднесуточного значения) по сравнению с крупной сеткой ($\sim 20\%$ от среднесуточного значения).

Ещё одно наглядное представление суточного хода вкладов отдельных регионов в ИП приведено на рис. 2.19. Этот рисунок структурно схож с рис. 2.11б, но теперь суточные вариации вкладов приведены в нормировке на их среднесуточное значение, чтобы показать динамику небольших вкладов (например, Европы, Северной Азии, Северной Америки, Австралии). Важное отличие состоит в том, что здесь вариации приведены в среднем локальном времени: для каждой области оно определяется следующим образом. Рассчитывается средневзвешенная долгота, где весами служат площади ячеек, зависящие от широты. После этого средняя долгота преобразуется

в часовое смещение относительно Гринвича, исходя из соотношения $360^\circ = 24$ ч. Для областей, пересекающих линию перемены дат, применяется коррекция долготы ячеек, чтобы верно учитывать географическое положение ячеек при вычислении среднего времени.

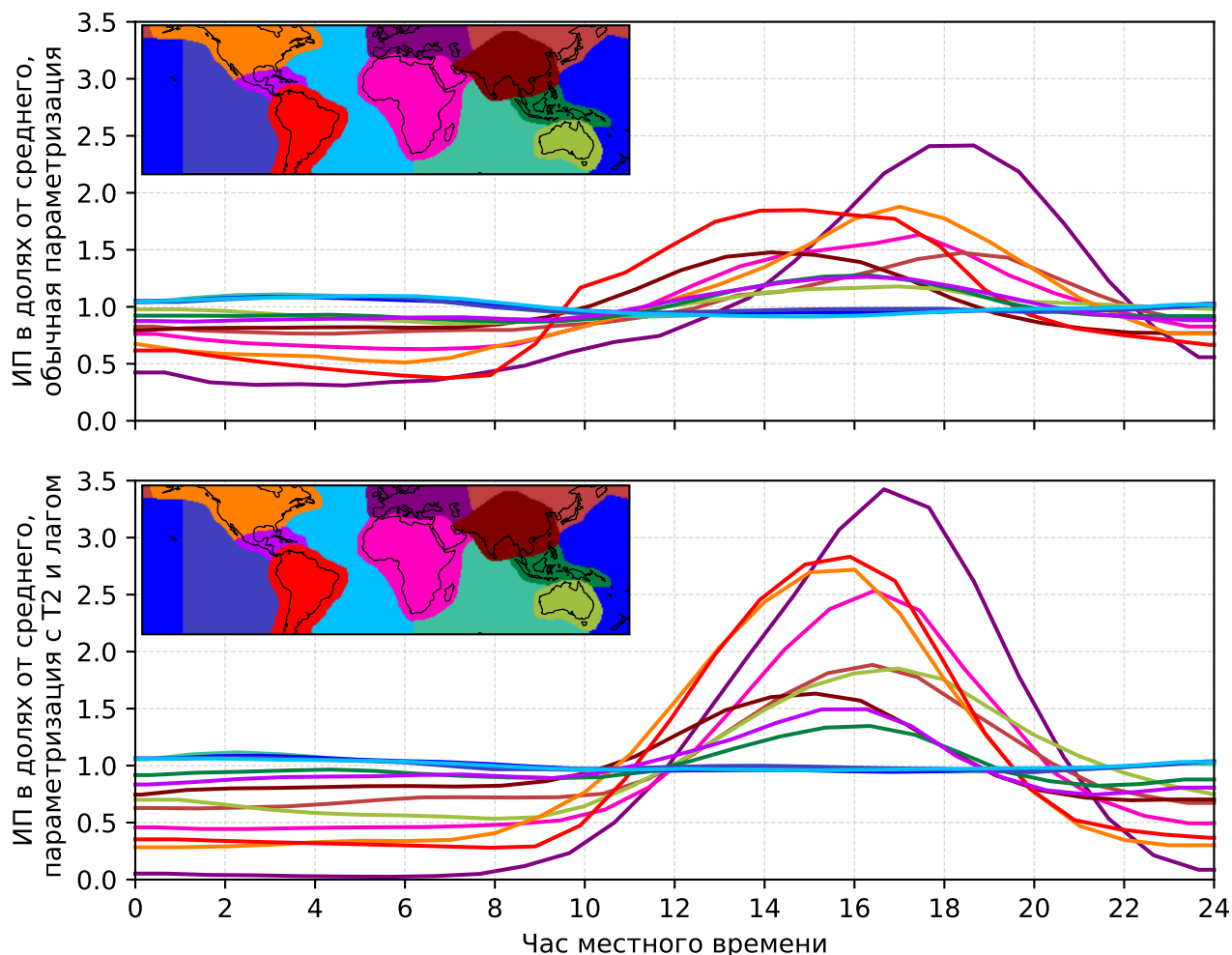


Рисунок 2.19 — Относительные суточные вариации региональных вкладов в местном времени в обычной параметризации и параметризации с T_{2m} , взятой с двухчасовым лагом. Цвета вариаций соответствуют вкладам регионов, выделенных этим же цветом на мини-карте. Рисунок построен подобно работе [55]

На рис. 2.19 наглядно видно, что учёт температуры привел к «группировке» вкладов в локальном времени: разброс максимумов уменьшился с 4.5 до 1.8 часа, а среднее по всем регионам местное время максимума вклада в ИП сместилось с 16:50 LT к 16:10 LT. Последнее также улучшает согласие с работами [101, 102], в которых делается вывод о максимуме интенсивности источников ГЭЦ отдельных регионов в 16:00 LT. Может показаться странным выбивающийся из общей картины

тренд Европы с максимумом около 17:00 LT, однако отметим, что на рисунке приведены вариации отдельных регионов относительно своего среднего значения, в то время как относительно полного ИП вклад Европы составляет менее 1%.

В заключение можно отметить следующие ключевые моменты. Во-первых, и результаты многократных измерений, и результаты нашего моделирования подтверждают определяющую роль суточного цикла инсоляции в формировании источников ГЭЦ постоянного тока. При этом суточный паттерн отражает широтную структуру электрической активности в атмосфере: величина полного ИП в конкретное время суток определяется электрической активностью над соответствующим регионом.

Во-вторых, воспроизведение моделью ИП именно на суточном масштабе наиболее явно проявляет достоинства или недостатки подобранной параметризации электрически активных облаков. Неудачный выбор или плохая воспроизводимость в модели параметров, которые используются для задания тока над облаками глубокой конвекции могут привести как к неверному положению максимумов вкладов отдельных регионов, так и к искажению амплитуды; однако наша параметризация на базе конвективных осадков, CAPE и T_{2m} с учётом временной задержки демонстрирует более соответствующую результатам натурных измерений суточную вариацию ИП (например, в сравнении с работами [21, 44, 45, 53, 95, 103, 104]).

Наконец, в этом разделе рассматривалась усреднённая по многолетнему моделированию суточная вариация; одного соответствия формы такой модельной вариации натурным наблюдениям недостаточно, чтобы говорить о верной параметризации источников. Необходимо доказать, что и на других характерных для земной атмосферы временных масштабах модельный ИП демонстрирует согласие с известными наблюдениями. Этому посвящены несколько следующих разделов.

2.2. Воздействие моды Эль-Ниньо – Южное колебание

Климатическая мода Эль-Ниньо – Южное колебание (ЭНЮК) представляет собой неперiodические аномалии температуры, конвекции и осадков в атмосфере Земли, возникающие в следующих условиях. В квазиравновесном состоянии в бассейне Тихо-

го океана наблюдается циркуляция Уокера: восточные пассаты перемещают нагретый поверхностный слой воды и нагретый воздух к западу, где за счёт тёплой погоды и низкого давления накопленная в атмосфере влага выпадает в океан. В это время на восточном побережье Тихого океана на место ушедших тёплых вод поднимаются холодные [105]. ЭНЮК является крупнейшей причиной климатических вариаций на Земле после сезонного цикла лета и зимы. Во время Эль-Ниньо — положительной фазы ЭНЮК, сопровождающейся положительной аномалией температуры восточной части поверхности Тихого Океана, теплое пятно бассейна Тихого океана смещается на восток, где его испарение развивает вертикальную конвекцию и приводит к росту отклонения от циркуляции Уокера. В это время восточные пассаты ослабевают и возникает положительная обратная связь (т.н. связь Бьеркнеса); выход же динамики океана из режима нарастания колебания происходит за счёт запаздывающей отрицательной обратной связи в океане. Запаздывающая обратная связь может привести как к затуханию Эль-Ниньо, так и к переходу колебания в отрицательную фазу — Ла-Нинья [106]. Фазы Эль-Ниньо и Ла-Нинья в среднем длятся один-полтора года и оказывают существенное влияние на глобальные режимы осадков [107], глобальную температуру [108] и, в конечном итоге, имеют отклик в мировой экономике [109]. Дальние связи в атмосферной динамике приводят к тому, что ЭНЮК проявляется в регионах, существенно удалённых от основных аномалий в Тихом океане, в том числе в России [110, 111].

В этом разделе приведены результаты наших исследований связи ЭНЮК с ГЭЦ постоянного тока. Почти все работы, в которых исследуется воздействие моды ЭНЮК на электрическую активность в атмосфере Земли, основываются на анализе пространственно-временных корреляций между различными индексами ЭНЮК и молниевой активностью [112–114]. Чаще всего в них изучаются эмпирические корреляции между индексом на базе температуры поверхности океана (ТПО) и количеством молниевых разрядов на единицу площади в разных частях мира. До нашего исследования была известна только одна работа, посвящённая связи ЭНЮК и ГЭЦ постоянного тока [115]. В этой работе была продемонстрирована положительная корреляция между циклом ЭНЮК и средним приземным электрическим полем хорошей

погоды, измеренным в декабре в Леруике (Шотландия). Позже этими же авторами была опубликована ещё одно, более детальное исследование [18], использующее результаты нашего моделирования влияния ЭНЮК на ГЭЦ [A1] для объяснения результатов многолетних наблюдений.

2.2.1. Изменение формы суточной вариации

Прежде чем перейти непосредственно к эффекту ЭНЮК, проявляющемуся в изменении формы суточной вариации ИП, представим натурные данные, используемые для подтверждения наблюдаемого эффекта. Мы используем результаты многолетних непрерывных измерений электрического поля на российской антарктической станции Восток в 2006–2020 гг [13]. Станция расположена на высоком антарктическом плато (78°S, 107°E; 3488 м над уровнем моря), где сведено к минимуму влияние локальных факторов, таких как аэрозоли или естественная радиоактивность, на измерения приземного электрического поля; это позволяет наблюдать даже не очень интенсивные эффекты в изменчивости ГЭЦ. Из данных измерений были извлечены дни хорошей погоды (критерии хорошей погоды также были представлены в [A9] и детально обсуждаются в разделе 3.3.2), а полученные значения поля были усреднены до среднечасовых значений [A1].

Известно, что интенсивность событий ЭНЮК достигает максимальных значений зимой Северного полушария. В частности, это проявляется в том, что соответствующие аномалии ТПО в Тихом океане наиболее заметны в декабре [116]. Поэтому мы используем для обнаружения эффекта ЭНЮК временное окно длиной в 5 месяцев вокруг декабрей, с октября по февраль, и анализируем изменение формы суточной вариации как модельного ИП, так и измеренного на Востоке E_z для 13 таких периодов² в 2006–2020 гг.

В качестве индекса, по которому мы определяем корреляции ГЭЦ с ЭНЮК и отделяем фазы Ла-Нинья и Эль-Ниньо от нейтрального состояния, мы используем пятимесячную аномалию ТПО, осреднённую по площади так называемого регио-

²В одном из периодов из-за технических проблем измерения на станции Восток большую часть времени не производились: он исключён из рассмотрения

на Niño3.4 (5°S – 5°N ; 120°W – 170°W) относительно 30-летнего среднего на основе ежемесячного временного ряда значений ТПО в этом же регионе. ТПО взята из наблюдений национального управления океанических и атмосферных исследований центра прогнозирования климата [117]. Такие аномалии, рассчитанные относительно долгосрочных средних значений, предоставляют один из наиболее широко используемых индексов, характеризующих ЭНЮК. Большие положительные и отрицательные аномалии указывают на события Эль-Ниньо и Ла-Нинья соответственно. Существует также атмосферный индекс Южного колебания (ИЮК), рассчитывающийся по усреднённым разностям атмосферного давления над Таити и над Австралией, однако мы преимущественно используем индекс на базе ТПО, также называемый индексом океанического Ниньо (ИОН) [118]. На рис. 2.20 показана аномалия над мировым океаном температуры воздуха на уровне двух метров для событий Эль-Ниньо с аномалией температуры в регионе Niño3.4 больше 2°C .

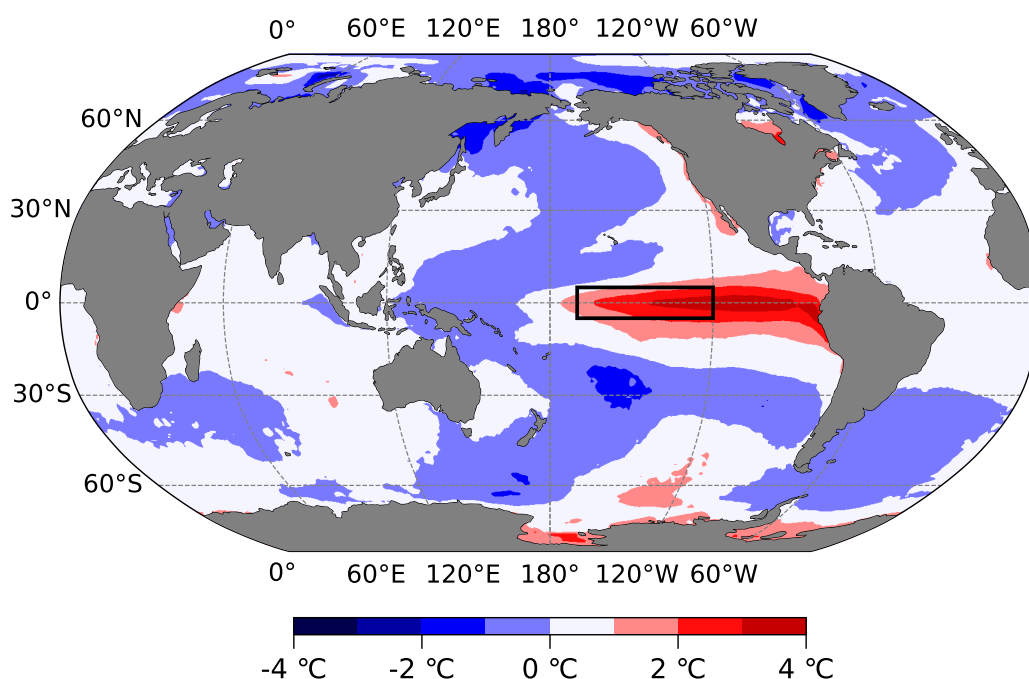


Рисунок 2.20 — Аномалия приземной температуры воздуха для сильных событий Эль-Ниньо, осреднение по данным ERA5 1980–2020 гг. На карте также показаны границы региона Niño3.4

Действительно, как видно из рис. 2.20, основной отклик в приземной температуре наблюдается над тропической частью Тихого океана, а как обсуждалось

ранее, именно тропики почти полностью ответственны за формирование суммарного ИП. Согласно моделированию WRF, наш параметр глубокой конвекции — CAPE над Тихим океаном ведёт себя схожим образом и усиливается во время сильных Эль-Ниньо и ослабевает во время сильных Ла-Нинья, а CAPE над Азией и Южной Америкой ведет себя противоположным образом, что приводит к увеличению или уменьшению вкладов этих регионов в суммарный ИП во время событий ЭНЮК. В конечном итоге можно ожидать из-за этого некоторых изменений в форме суточной вариации суммарного ИП, что мы и рассмотрим далее: на рис. 2.21 и рис. 2.22 приведены относительные суточные вариации модельного ИП и наблюдаемого на станции Восток E_z .

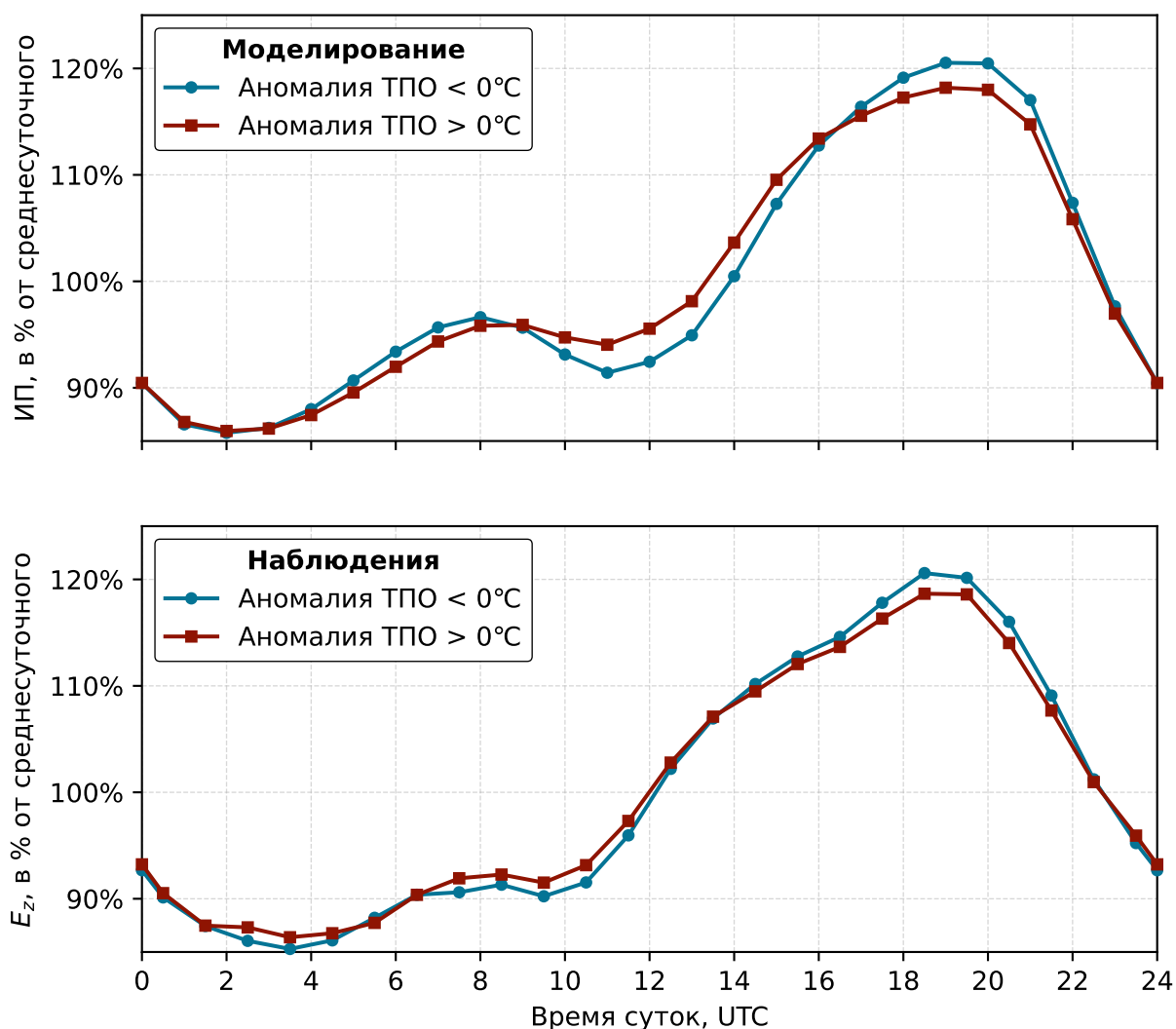


Рисунок 2.21 — Изменение суточной вариации модельного ИП и наблюдаемого на станции Восток E_z во время положительной и отрицательной аномалий ТПО в Niño3.4, ассоциированных с Эль-Ниньо и Ла-Нинья соответственно

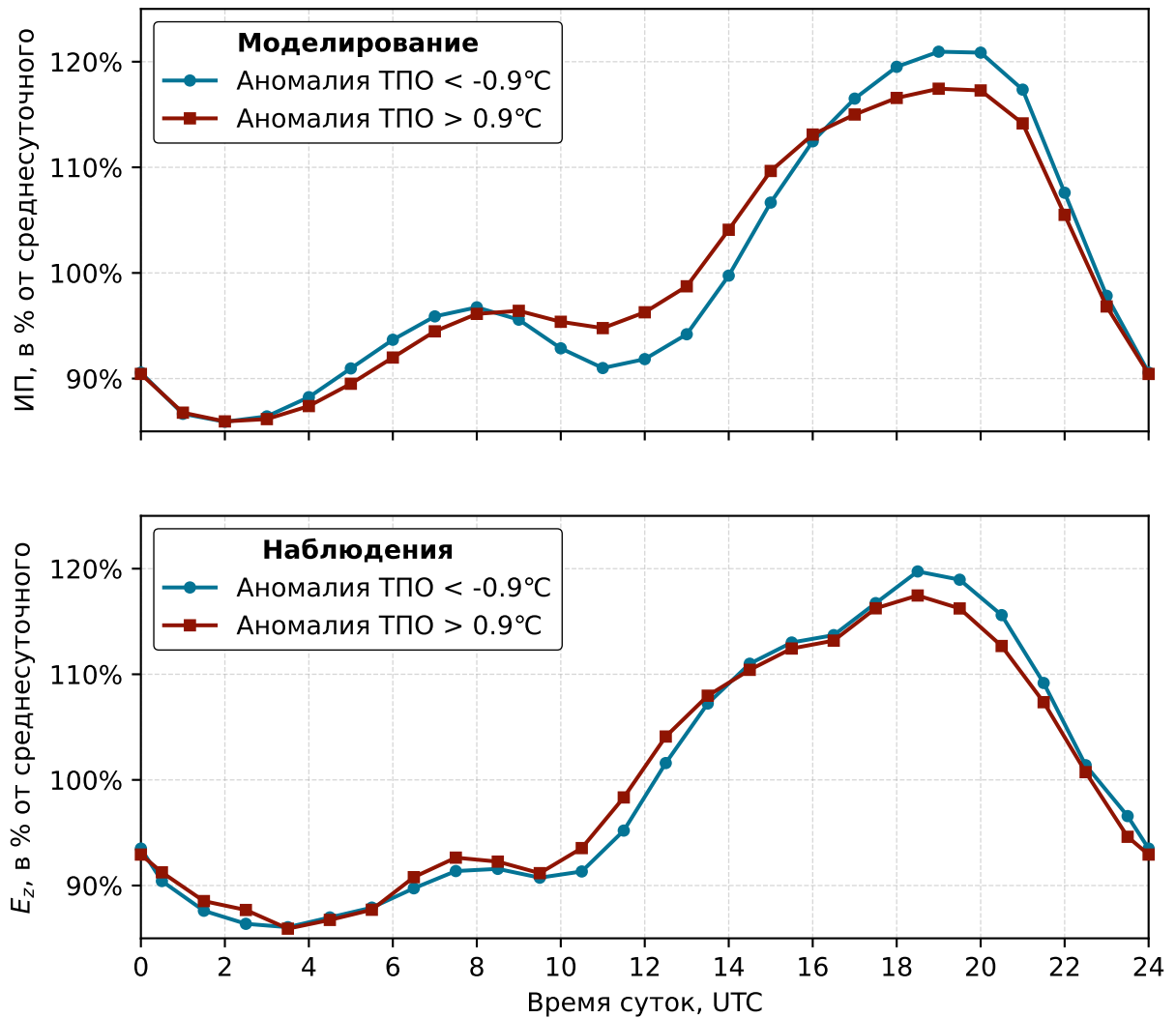


Рисунок 2.22 — Изменение суточной вариации модельного ИП и наблюдаемого на станции Восток E_z во время фаз сильных Эль-Ниньо и Ла-Нинья

На рисунках выше наблюдается повторяющееся для разных выборок событий ЭНЮК как в модельном ИП, так и в измеренном за 2006–2020 годы электрическом поле в Антарктиде характерное изменение суточной вариации. Статистически значимы в этом изменении увеличение во время Эль-Ниньо в сравнении с Ла-Нинья относительного значения как ИП, так и E_z в 08:00–12:00 UT и уменьшении в 16:00–20:00 UT. Здесь необходимо отдельно подчеркнуть, что речь идёт об относительных вариациях, каждая из которых представляет собой усреднение по ансамблю из относительных вариаций для каждого отдельного дня (дня хорошей погоды в наблюдениях в случае наблюдений на станции Восток или модельного дня в случае WRF). Такой способ позволяет избежать искажений, связанных с дрейфом среднесуточной интенсивности

ГЭЦ на сезонном и более длинных временных масштабах. Поэтому наблюдаемый результат на рис. 2.21 и рис. 2.22 следует трактовать не интуитивно как увеличение или уменьшение вклада от отдельного региона, а как увеличение или уменьшение вклада относительно других регионов; другими словами, один и тот же эффект может быть вызван в абсолютном значении как повышением вклада отдельного региона, так и понижением вклада остальных регионов.

На рисунке 2.23 приводится разность относительных суточной вариации ионосферного потенциала и суточной вариации E_z с рис. 2.22; коэффициент линейной корреляции разностей модельной и экспериментально измеренной суточных вариаций составляет $r = 0.84$ для выбранных сильных событий и $r = 0.78$ для всех событий ЭНЮК.

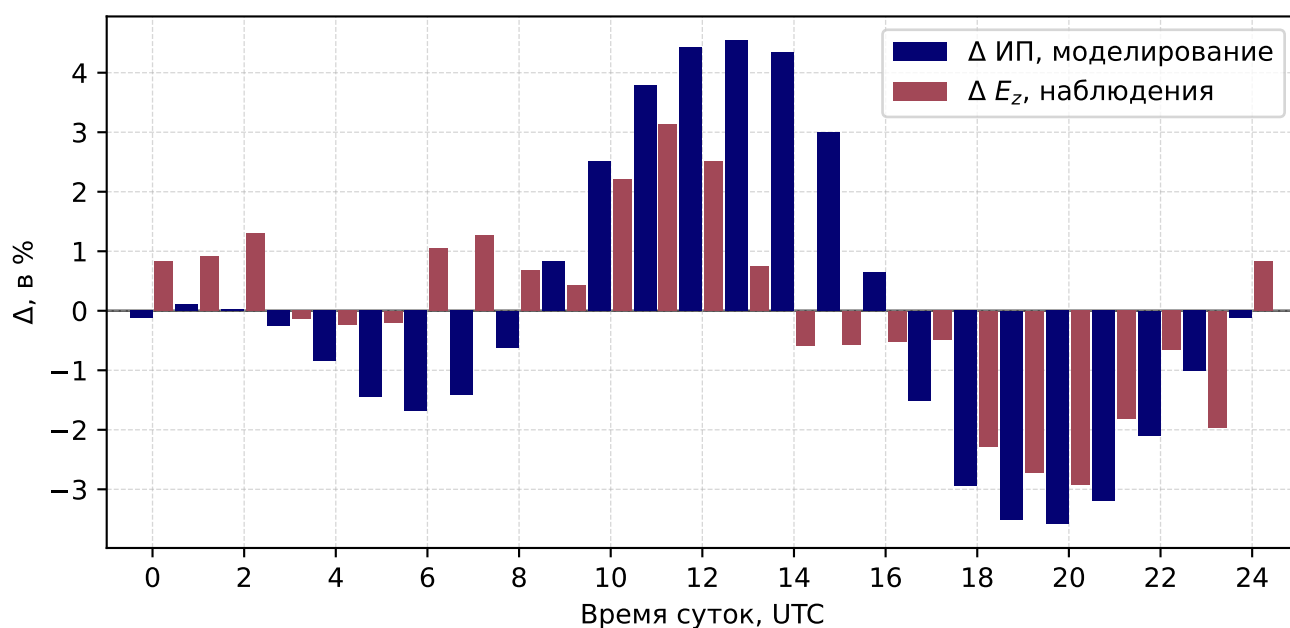


Рисунок 2.23 — Разность относительных суточных вариаций во время сильных Эль-Ниньо и Ла-Нинья

Физический механизм изменения суточной вариации связан с различающимися откликами на ЭНЮК электрической активности в разных регионах; в некотором смысле суточная электрическая активность отдельных регионов «модулируется» Эль-Ниньо – Южным колебанием. Так, относительный вклад Северной и Южной Америки, а также Азии и Австралии в формирование ионосферного потенциала уменьшается во время Эль-Ниньо, что отражается в отрицательной аномалии суточной вариации

в 02:00–08:00 UT, 16:00–20:00 UT, а вклад Тихого океана растёт, проявляясь в увеличении ИП в 08:00–14:00 UT. Последнее является отражением весьма примечательного факта: наблюдаемое в ГЭЦ проявление связи с ЭНЮК является тонким эффектом, образованным суммой двух противоположных вкладов: отрицательным вкладом суши и положительным вкладом океана, как показано в линейной регрессии аномалий вкладов в ИП с индексом Niño3.4 на рисунке 2.24.

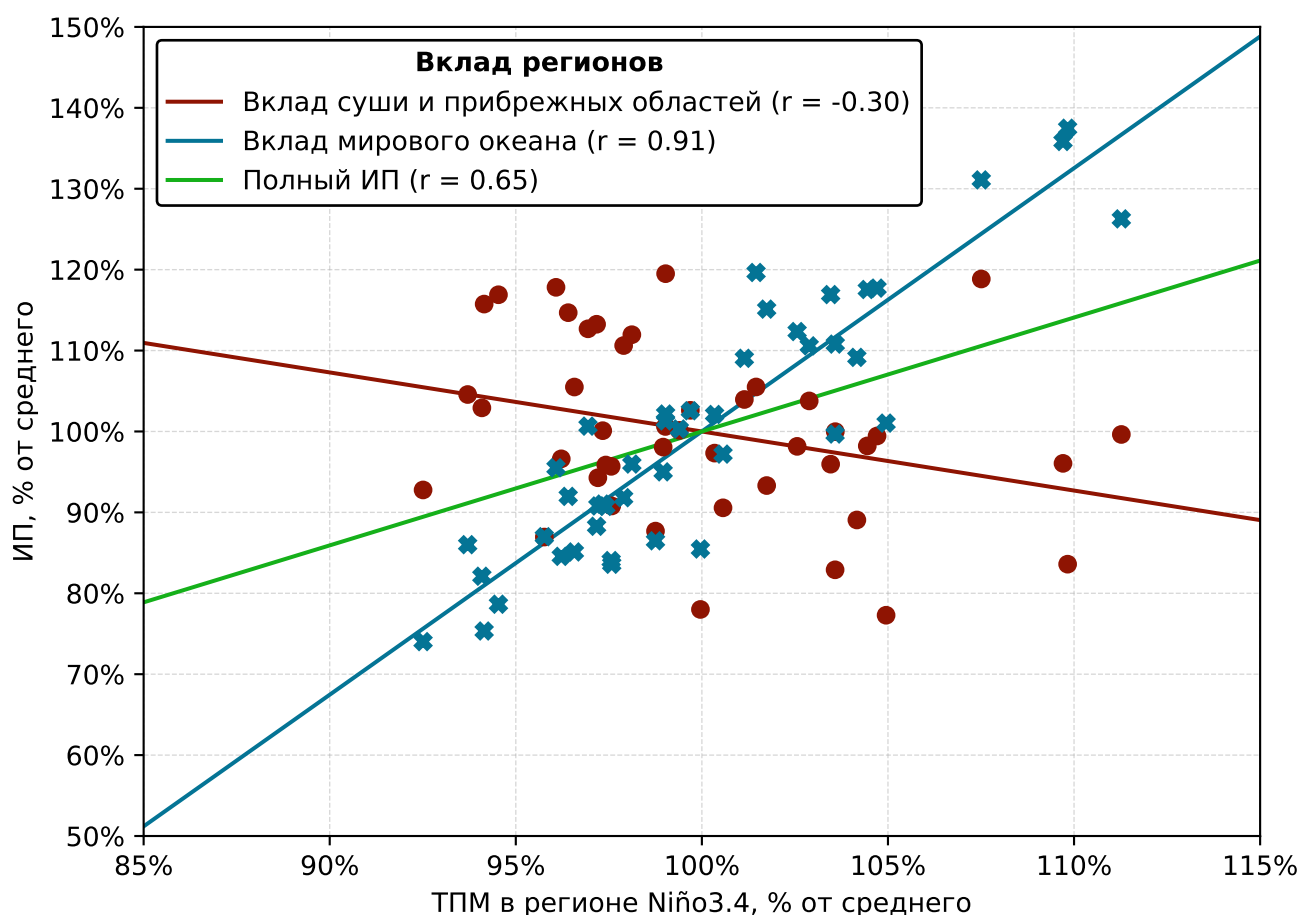


Рисунок 2.24 — Сравнение линейной связи ИП с ЭНЮК. Отдельно приведены линейные регрессии для вклада в ИП над сушей с прибрежной границей, для вклада в ИП над океаном и для полного ИП

Материалы данного раздела подчеркивают определяющую роль электрической активности над океанами в формировании отклика ГЭЦ на события ЭНЮК и подтверждают существенную связь ГЭЦ с погодно-климатическим состоянием атмосферы и океана. Результаты исследования изменчивости суточной вариации и среднесуточных значений модельного ионосферного потенциала под воздействием ЭНЮК опубликованы в статье [A1].

2.2.2. Временной сдвиг отклика регионов

Как видно из ранее приведённого рисунка 2.23, систематическая аномалия в суточной вариации ИП наблюдается в три периода: уменьшение амплитуды на первом минимуме (02:00–06:00 UT), увеличение амплитуды на локальном минимуме (09:00–15:00 UT) и снова уменьшение амплитуды на основном максимуме (16:00–23:00 UT). Напомним, что такая картина получена для суточной вариации, осреднённой по симметричному пятидесятилетнему периоду вокруг декабря, следовательно, отражает изменение во время различных фаз ЭНЮК в среднем.

Сделаем следующее важное для дальнейших рассуждений замечание: характерная длительность одного события ЭНЮК составляет 10–18 месяцев [119], при этом мы рассматриваем самый пик события в декабре и окружающие месяцы, таким образом усредняя эффекты, проявляющиеся на разных стадиях развития события. Однако так как аномалия суточной вариации в разные часы связана с реакцией различных регионов, в первую очередь — Тихого океана, Южной Америки и Азии, логично ожидать разной интенсивности отклика ГЭЦ в зависимости от стадии развития события Эль-Ниньо или Ла-Нинья. Известно, например, что отличающийся временной лаг относительно максимума события ЭНЮК наблюдался для разных регионов в режимах осадков [120–122].

Чтобы проверить наличие временного лага отклика трёх отдельных регионов, отмеченных на рис. 2.23, использовался следующий подход: мы рассчитываем двумерную карту корреляции, где корреляция рассчитывается между аномалиями ТПО в регионе Niño3.4 и аномалиями относительного ИП на пятидесятилетнем скользящем окне. По горизонтальной оси откладывается временной лаг, на который смещается скользящее окно по ИП относительно ТПО, а по вертикальной — время суток, в которое берётся значение ИП. Таким образом составлены карты корреляций на рис. 2.25 между ИП и ТПО и на рис. 2.26 между ИП и аномалией индекса ИЮК; так как ИЮК противоположен ТПО в регионе Niño3.4 по знаку во время фаз Эль-Ниньо и Ла-Нинья, коэффициенты корреляции на рис. 2.26 противоположны коэффициентам корреляции на рис. 2.25.

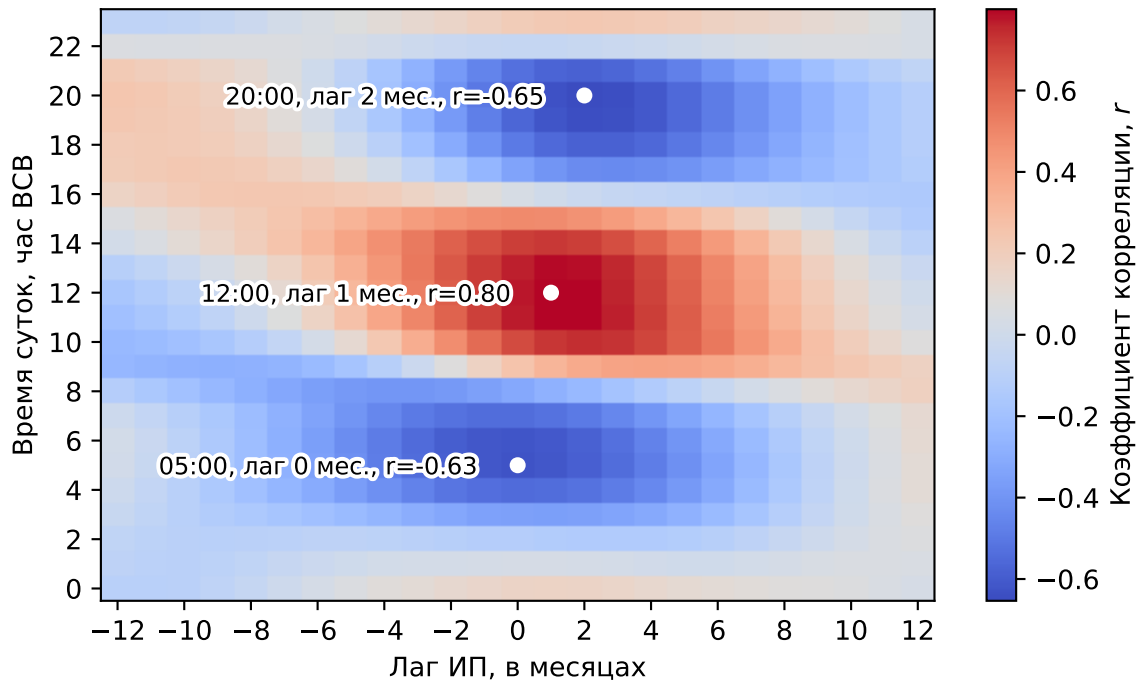


Рисунок 2.25 — Карта корреляций временного ряда аномалий пятилетнего среднего ИП с 1980 г. по 2020 г. с временным рядом аномалии ТПО с учётом лага между ними

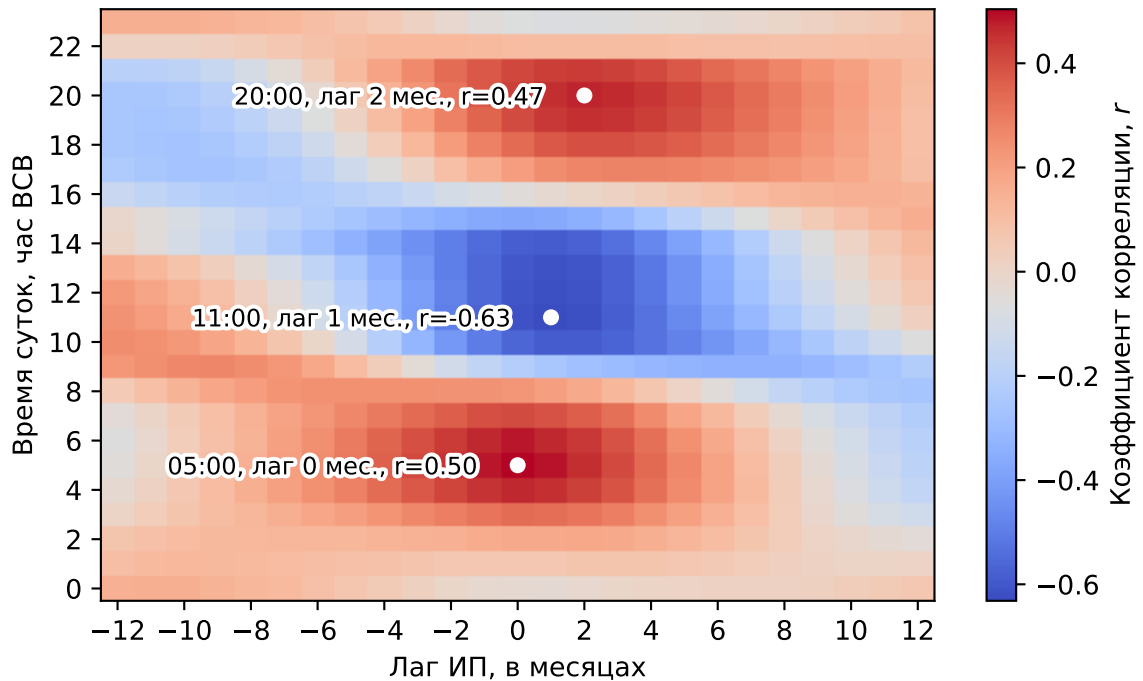


Рисунок 2.26 — Карта корреляций временного ряда аномалий пятилетнего среднего ИП с 1980 г. по 2020 г. с временным рядом аномалий индекса ИЮК с учётом лага между ними

Эффект разной временной задержки виден в том, что соответствующие трём

обсуждаемым в предыдущем разделе аномалиям суточной вариации корреляции между ИП и соответствующими индексами (рисунки 2.25 и 2.26) достигают максимума не синхронно с индексом, а с положительным лагом; эффект сдвига лага при этом наблюдается независимо от выбранного индекса. Лаг монотонно растёт с временем суток и составляет 0 месяцев для первого минимума, 1 месяц для второго минимума и 2 месяца для основного максимума; однако это соотношение не является фиксированным и меняется в зависимости от выбора параметризации, но при этом сохраняется последовательность во времени суток. На рис. 2.27 приведена корреляционная карта, построенная по полностью аналогичной процедуре для электрического поля хорошей погоды E_z , измеренного на станции Восток.

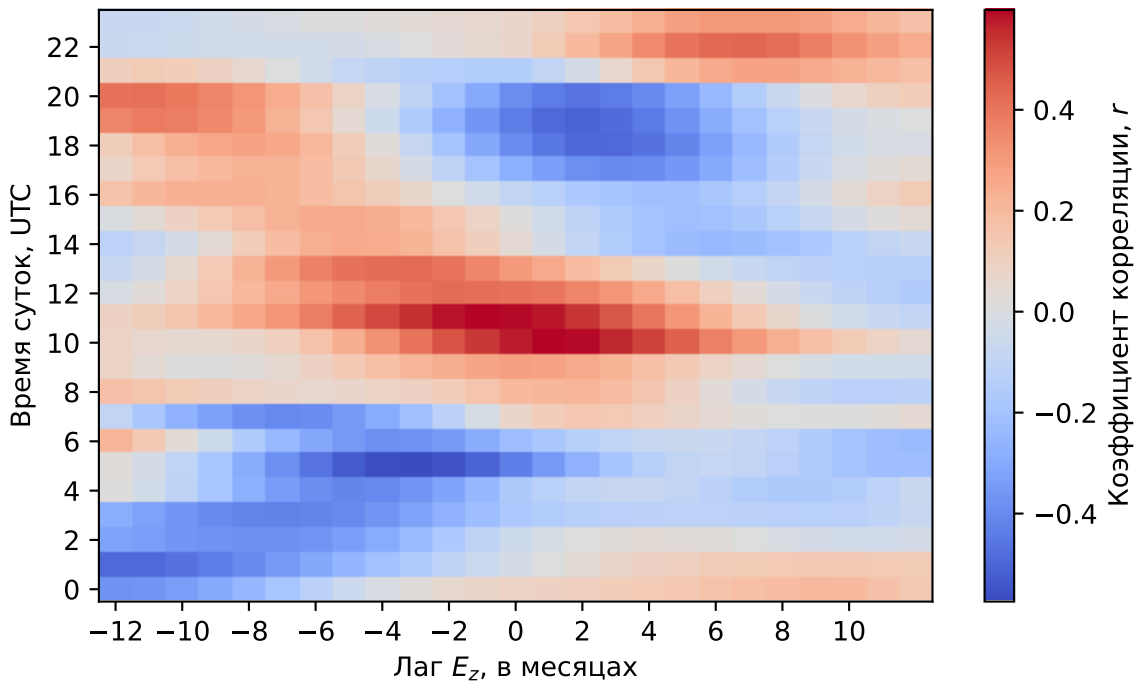


Рисунок 2.27 — Карта корреляций временного ряда аномалий пятимесячного среднего E_z с 2006 г. по 2020 г. с временным рядом аномалии ТПО с учётом лага между ними

На карте, соответствующей корреляции ИП с ИОН (см. рис. 2.25), наблюдается отчётливый максимум положительной корреляции (до $r \approx 0.80$) около 12:00 UT с лагом в 1 месяц. При этом на утренние и вечерние часы (05:00 UT и 20:00 UT) приходятся минимумы корреляции (до -0.65), что указывает на ещё раз демонстрирует отличающуюся реакцию ГЭЦ на событие ЭНЮК в зависимости от времени суток.

На карте корреляции с ИЮК (см. рис. 2.26), как и ожидалось, картина оказывается зеркальной по знаку: наибольшая отрицательная корреляция ($r \approx -0.60$) также наблюдается около полудня (11:00 UT) с тем же лагом в 1 месяц, а положительная корреляция (до $r \approx 0.50$) — в ночные и утренние часы. Эти результаты подтверждаются и результатами наблюдений на Востоке (см. рис. 2.27): наблюдаются те же три максимума корреляции в том же порядке как по времени суток, так и по лагу. Конкретное положение максимумов корреляции и их амплитуда отличаются, что неудивительно, учитывая как несовершенство параметризаций источников тока в ГЭЦ, так и многочисленные искажения измерений электрического поля.

Качественное согласие с результатами натурных наблюдений подтверждает, что отклик ИП на ЭНЮК связан с изменением конвективных процессов в определённых регионах на события Эль-Ниньо и Ла-Нинья. Полученные паттерны лаг-корреляции демонстрируют, что отклик глобальной электрической цепи на события Эль-Ниньо и Ла-Нинья не является однородным во времени суток и имеет характерный лаг порядка одного месяца; он зависит как от стадии развития события ЭНЮК, так и от суточного паттерна электрической активности, проявляющегося в различных географических регионах.

2.3. Воздействие колебания Маддена — Джулиана

Колебание Маддена — Джулиана (КМД) является одной из открытых в современности короткопериодных климатических мод. КМД представляет собой изменчивость конвективной активности атмосферы, наиболее выраженную над Тихим и Индийским океанами. Основным проявлением КМД, важным в нашем исследовании, является перемещение в тропической зоне крупномасштабной аномалии глубокой конвекции, положительной в начале события КМД и отрицательной в конце, с Запада на Восток со средней скоростью 5–10 м/с [123].

Связанное с этой модой изменение интенсивности длинноволнового уходящего излучения в тропиках было впервые обнаружено Мадденом и Джулианом [124]. На базе результатов наблюдений и моделирования последние десятилетия широко

проводились исследования КМД, посвящённые анализу самых различных аспектов её влияния [125–127]; интерес связан с тем, что КМД является основной модой внутрисезонной изменчивости в тропиках и находит отклик в глобальных паттернах осадков, конвекции, в развитии муссонов и является гипотетическим триггером событий ЭНЮК [128]. Большинство таких работ посвящены погодно-климатическому воздействию событий КМД.

Также, как и в случае ЭНЮК, исследования связей атмосферного электричества с КМД чаще ограничивались изучением молниевой активности и её отклика в шумановских резонансах [129–131]. Это прямое следствие отсутствия удобных инструментов для изучения ГЭЦ постоянного тока, в то время как пространственная структура молниевой активности успешно изучается по спутниковым и наземным измерениям уже десятки лет. Однако, хотя молниевая активность и связана с глубокой конвекцией и отражает изменения её паттернов, токи зарядки в электрически активных облаках даже без молний более непосредственно реагируют на изменения конвекции; кроме того, плотность электрически активных облаков особенно высока над Индонезией [103], являющейся ключевым регионом развития событий КМД.

В свете вышесказанного логично попробовать найти эффект воздействия КМД на ГЭЦ постоянного тока; во-первых, рассмотрим пространственно-временные паттерны электрической активности, формирующей полный ИП, а затем продемонстрируем наличие эффекта в интегральном значении ИП и наблюдениях приземного электрического поля на станции Восток.

2.3.1. Пространственно-временная структура источников

Общепринятым методом исследования КМД является представление явления в виде последовательности восьми фаз — от появления до распада конвективного паттерна; у появления паттерна отсутствует строгая привязанность к времени года, хотя анализ исторических данных показывает тенденцию на увеличение количества начинающихся событий КМД в летний период. Не всегда КМД совершает полное колебание, чаще паттерн конвективной активности, характерный для КМД, распадается

ется в первой половине периода колебания. Фазы КМД выбираются таким образом, что переход к следующей фазе на комплексной плоскости из амплитуд первых двух главных компонент (ГК1 и ГК2), получаемых при разложении пространственно-временной структуры уходящей длинноволновой радиации во время события КМД по эмпирическим ортогональным функциям (ЭОФ), соответствует движению против часовой стрелки [132].

Разложение в базисе ЭОФ позволяет уменьшить размерность исследуемых пространственно-временных структур, сведя её к набору ЭОФ и ГК. Здесь базис ЭОФ — это базис взаимно ортогональных пространственных паттернов, а главные компоненты — зависящие от времени коэффициенты этих паттернов. Линейная процедура вычисления ЭОФ производится так, чтобы первая ЭОФ описывала наибольшую часть дисперсии, вторая наибольшую часть оставшейся дисперсии и так далее. Этот метод позволяет разложить сложный процесс на сумму относительно простых составляющих; часто оказывается достаточно первых нескольких членов разложения, чтобы описать основные свойства наблюдаемого явления.

Для анализа пространственно-временной структуры аномалий вкладов в ионосферный потенциал V_{ion} на масштабе КМД мы разложили их на сумму ЭОФ следующим образом. Во-первых, из исходных трёхмерных данных (время, широта, долгота) была удалены аномалии вкладов, коррелирующие с ЭНЮК, чтобы удалить эффекты, описанные в предыдущем разделе; во-вторых, путём двукратного применения преобразования Фурье с обрезкой спектра была удалена временная изменчивость на сезонном и более медленных временных масштабах. Далее размерность пространственных данных была понижена в 180 раз путём зонального сложения вкладов в полосе широт $\pm 15^\circ$ и ещё в 24 раза усреднением вкладов на суточном масштабе; итоговый вектор аномалий обозначим как $\mathbf{v}(t) = (v_1(t), v_2(t), \dots, v_M(t))$, где $M = 360$ — количество отсчётов по долготе, t — номер дня. Таким образом, мы исследуем только эффекты, возникающие при зональном смещении аномалий вкладов в ИП вследствие воздействия КМД. Из набора векторов $\mathbf{v}(t)$ формируется

ковариационная матрица

$$\mathbf{C} = [c_{mn}], \quad c_{mn} = \langle v_m(t) v_n(t) \rangle_t,$$

где усреднение берётся по всем дням t .

Собственные векторы матрицы $\mathbf{C}$ обозначим как $\phi^{(k)} = (\phi_1^{(k)}, \dots, \phi_M^{(k)})$: это и есть k -я ЭОФ. Главная компонента, соответствующая k -й ЭОФ, определяется как проекция вектора аномалий на этот собственный вектор:

$$a_k(t) = \sum_{m=1}^M v_m(t) \phi_m^{(k)} = \mathbf{v}(t) \cdot \phi^{(k)},$$

тогда реконструкция данных с использованием первых K компонент имеет вид:

$$\mathbf{v}(t) \approx \sum_{k=1}^K a_k(t) \phi^{(k)}.$$

Разложение 43-летнего модельного ряда ИП по вышеописанному алгоритму даёт согласие интегральной картины при разложении до второй главной компоненты; на рис. 2.28 приведены карты первых трёх ЭОФ. Логично, что первой ЭОФ оказывается распределение с центром в Индонезии — в Азиатско-Тихоокеанском регионе именно над Индонезией вклады в ИП максимальны на любом погодно-климатическом масштабе длиннее суточного.

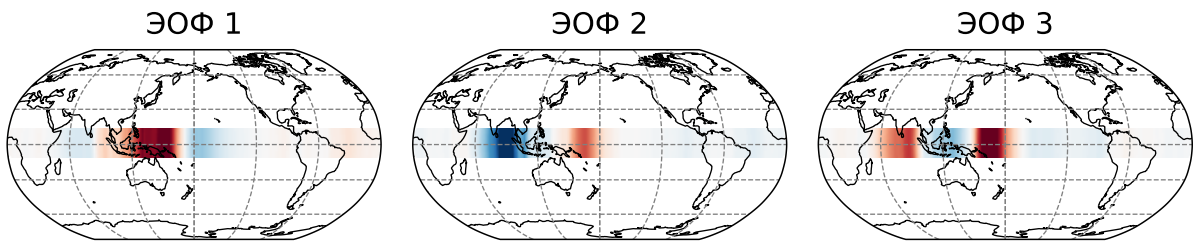


Рисунок 2.28 — Первые три эмпирические ортогональные функции, полученные при разложении аномалий зональных вкладов в ИП. Красным цветом показаны положительные элементы ЭОФ, синим — отрицательные

На рис. 2.29 представлена долготная структура аномалий вкладов в ионо-

сферный потенциал (ИП) в зависимости от фазы КМД. В левой колонке приведена аномалия вклада, усреднённого по всему модельному ряду, как сумма по первым восьми ЭОФ и ГК. В центральной колонке приведено то же самое, но теперь аномалия вклада реконструирована только с использованием двух первых ЭОФ и ГК. Наконец, в правой колонке приведено сравнение вкладов от этих двух компонент по отдельности: видно, что вклад ЭОФ1 локализован ближе к Индонезии и доминирует в фазах 3–5, в то время как ЭОФ2 характеризуется более широким распределением и выраженной активностью в фазах 1–2 и 7–8; динамика по фазам отражает характерное восточное распространение конвективной активности во время цикла события КМД.

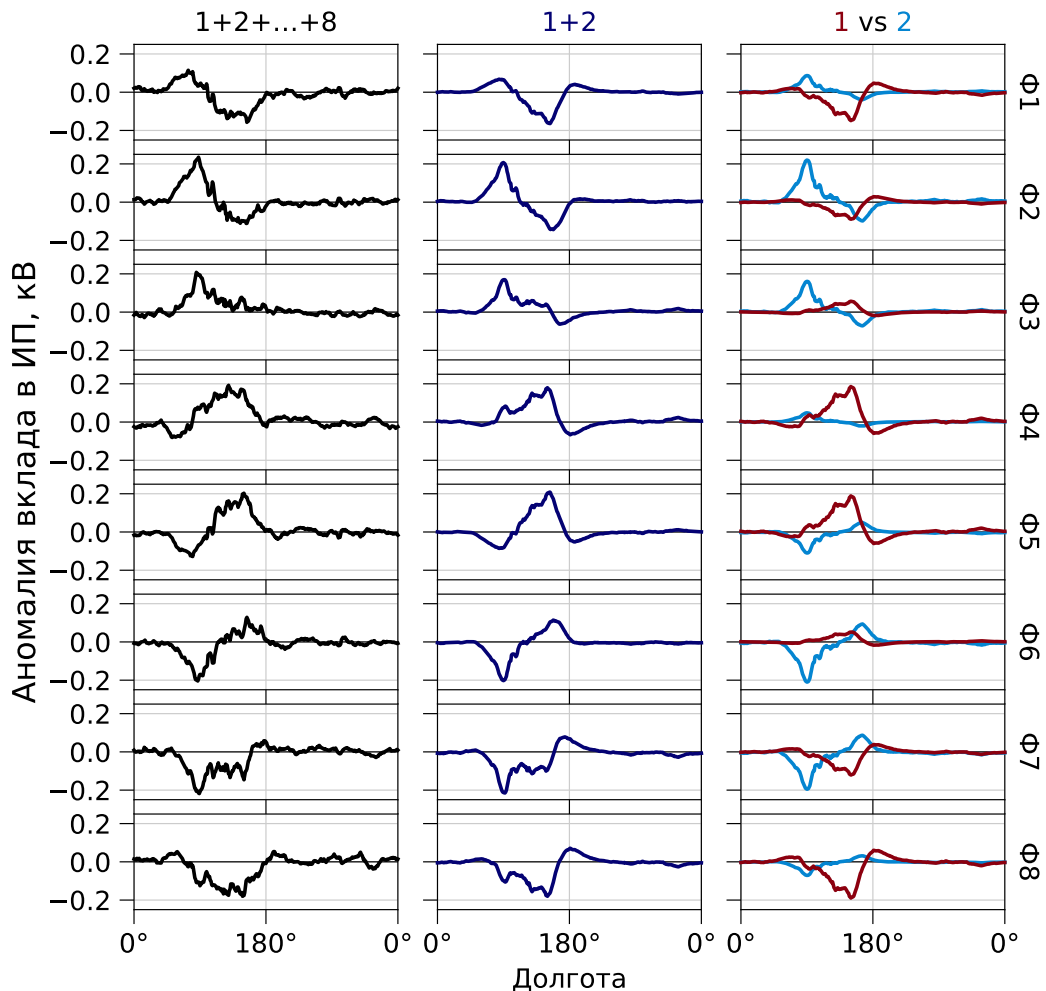


Рисунок 2.29 — Аномалии вкладов в ионосферный потенциал от области вдоль экватора по фазам КМД. Приведена полная вариация (чёрная кривая) и её реконструкция по первым двум ЭОФ (синяя кривая, $\text{ЭОФ1} \cdot \text{ГК1} + \text{ЭОФ2} \cdot \text{ГК2}$), а также вклад каждой из них по отдельности (красная и бирюзовая кривые)

При анализе КМД выше используется не исходный базис ЭОФ, а повернутый на

45°; поворот не изменяет свойств разложения, но упрощает физическую трактовку, что часто используется при анализе климатических мод [133, 134]. В частности, после поворота большая часть изменчивости объясняется первыми двумя, а не тремя ЭОФ и ГК. Детальное рассмотрение процедуры поворота с сохранением базиса и сравнение исходных и повернутых ЭОФ приведено в работе [A2].

2.3.2. Интегральное воздействие

Сделаем общее замечание, верное для реконструированных аномалий как по первым восьми, так и по первым двум ЭОФ. Так как вклады в ИП от отдельных долгот, приведённые на рис. 2.29, аддитивны, то для суммарного ИП имеет значение интеграл от этой реконструкции; однако из-за наличия выраженных как положительных, так и отрицательных аномалий пространственных паттернов вкладов в ИП (см. рис. 2.30) аномалия полного ИП может быть близка к нулю.

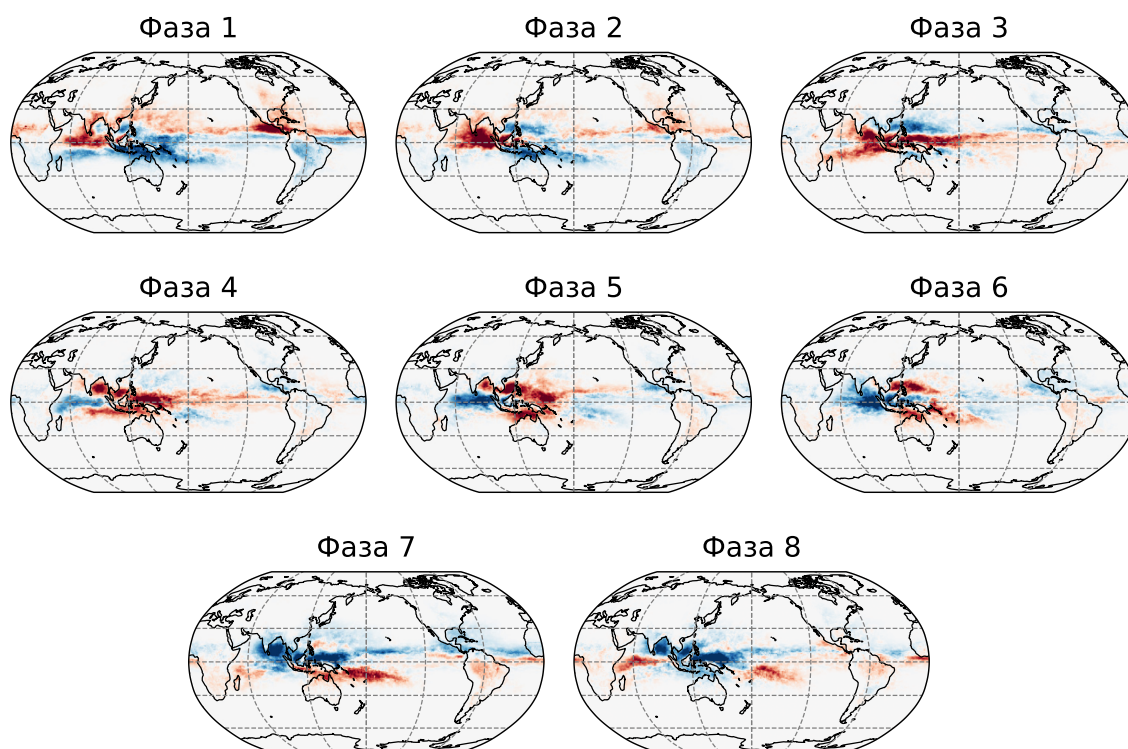


Рисунок 2.30 — Аномалии вкладов в ИП на модельной сетке во время отдельных фаз КМД. Красным цветом показаны положительные аномалии, синим отрицательные. Пространственная картина аномалий усреднена по всем событиям КМД за период с 1980 по 2023 г.

На рис. 2.31 приведена вариация суммарного модельного ИП в зависимости от фазы КМД, сопоставленная вариации наблюдаемого электрического поля хорошей погоды на станции Восток. Данные электрического поля предварительно обрабатывались с целью исключения дней «плохой» погоды по тем же процедурам, которые использовались при анализе отклика суточной вариации на изменение фаз ЭНЮК.

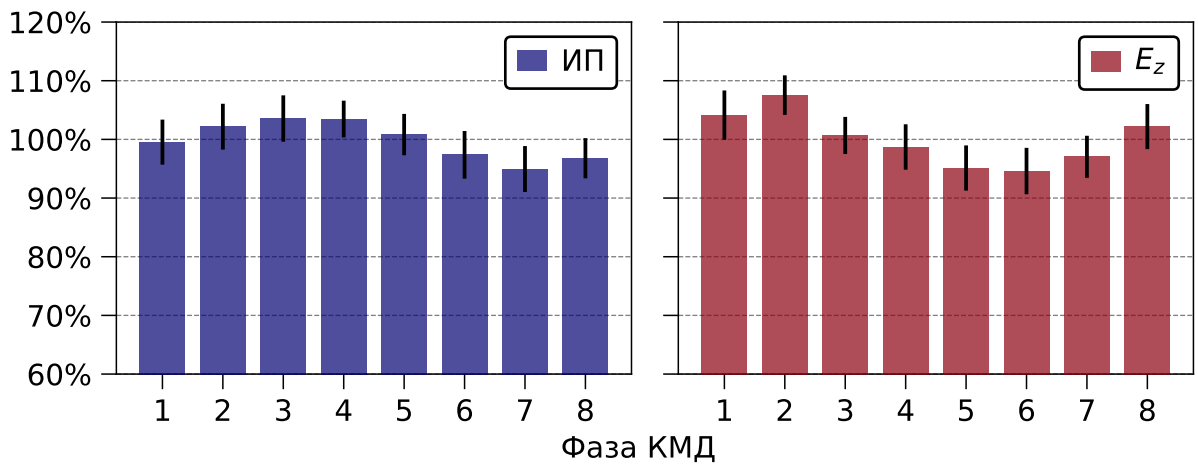


Рисунок 2.31 — Слева: вариация модельного ИП 1980–2023 гг., справа: вариация электрического поля на станции Восток 2006–2020 гг. по фазам КМД

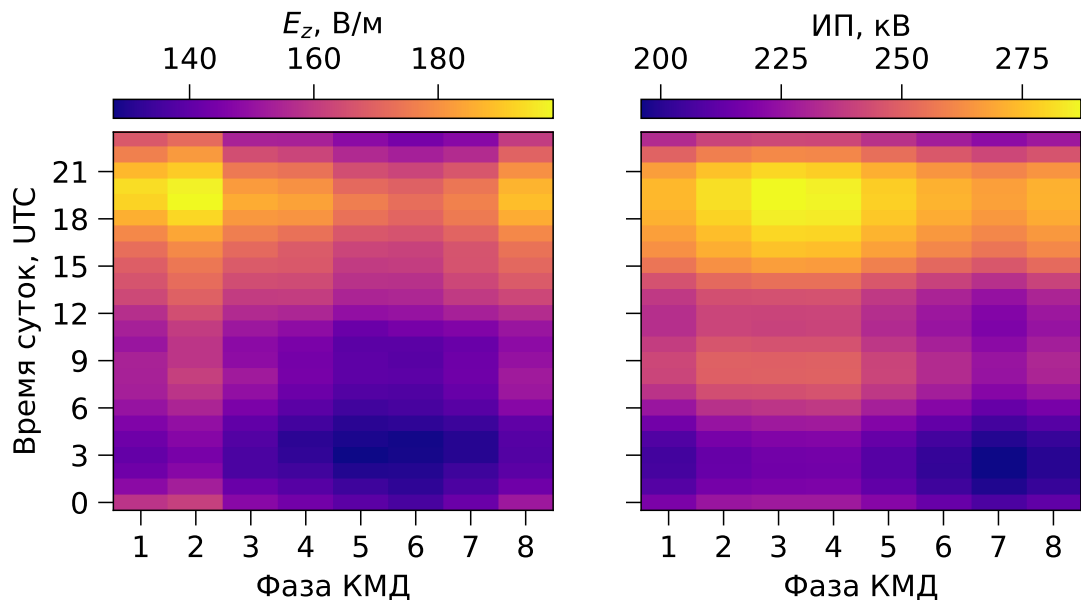


Рисунок 2.32 — Слева: вариация электрического поля на станции Восток 2006–2020 гг. по фазам КМД, справа: вариация модельного ИП 1980–2023 гг.

Интересно также отметить, что отклик КМД, подобно отклику ЭНЮК, не обнаруживается нами на суточном масштабе в абсолютных значениях: на рис. 2.32

приведена аналогичная рис. 2.31 вариация для модельного ИП и наблюдаемого на Востоке E_z , но усреднение по фазам проведено отдельно для каждого часа суток. Однако если снова перейти к относительным вариациям, т.е. искать эффект изменения формы кривой суточной вариации, то удаётся обнаружить ожидаемое относительное повышение азиатского максимума в 07:00–08:00 UT, как показано на рис. 2.33.

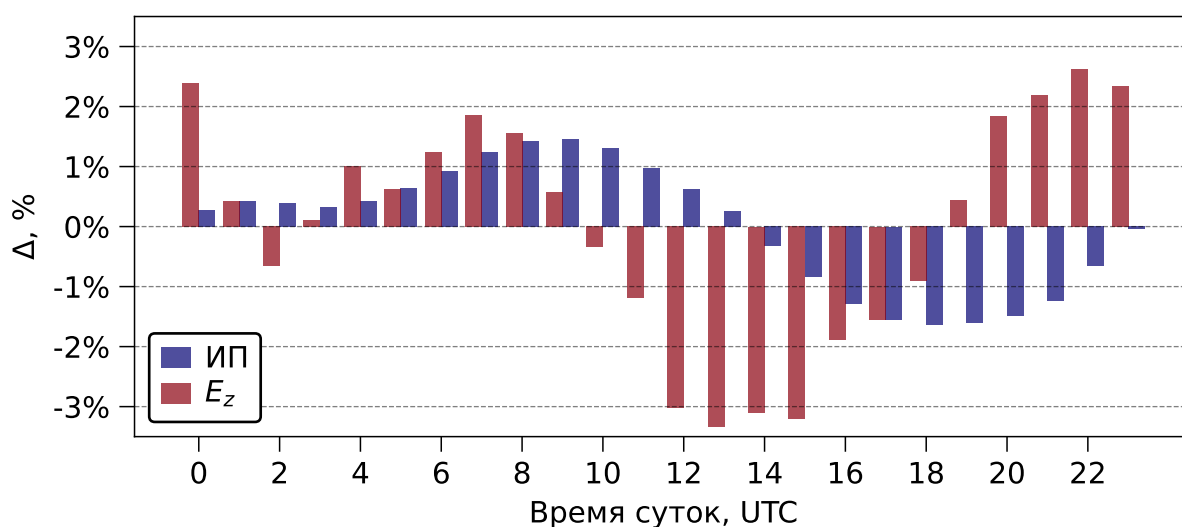


Рисунок 2.33 — Разность относительных суточных вариаций во время «положительных» фаз КМД (1–4) и «отрицательных» фаз КМД (5–8) по данным моделирования ИП и данным наблюдений E_z хорошей погоды на станции Восток

Заметим, что в данном случае моделирование смогло воспроизвести на суточном масштабе эффект только в регионе непосредственного действия КМД, над Индонезией, дающей вклад в суточную вариацию в 05:00–10:00 UT, как было показано ранее в разделе 2.1. Это неудивительно с учётом того, что эффект КМД, как известно, требует более высокого разрешения для воспроизведения конвективных паттернов дальних связей в WRF, вплоть до 0.1° [135, 136]; кроме того, существенно на воспроизведение КМД в моделях влияет и выбор схем приграничного слоя в модели WRF [137].

Можно заключить, что обнаружен отклик ГЭЦ на изменчивость конвекции в тропической зоне, обусловленную действием КМД, что подтверждается наблюдениями вариаций квазистатического электрического поля. Результаты этого исследования представлены в статье [A2].

2.4. Сезонная вариация ионосферного потенциала

В предыдущих разделах мы обсудили паттерны, связанные с тропическими режимами атмосферной изменчивости, а именно с ЭНЮК, КМД и суточным циклом инсоляции. Примечательно, что влияние на этих масштабах было обнаружено не только в результатах измерений электрического поля хорошей погоды, но и во временных рядах ИП, смоделированных при помощи моделей атмосферной динамики, что дало возможность исследовать физические механизмы, лежащие в основе наблюдаемых зависимостей [A1, A2]. Логично предположить, что ГЭЦ также испытывает влияние сезонного цикла смены лета и зимы в разных полушариях. Считается, что сезонный цикл не является модой климатической изменчивости в том же смысле, что ЭНЮК или, например, мода диполя Индийского океана; сезонный цикл представляет собой предсказуемую, внешне навязанную периодичность, обусловленную изменениями инсоляции в течение года, тогда как моды климатической изменчивости возникают под действием внутренней динамики общей циркуляции атмосферы и океана [138].

Тем не менее, сезонный цикл можно рассматривать как наиболее выраженный режим атмосферной изменчивости: подобно классической кривой Карнеги (или её более современным и точным аналогам), представляющей суточную изменчивость электрической активности в атмосфере, следует ожидать существование аналогичной кривой сезонной изменчивости. Вопрос об определении качественного характера сезонной вариации ГЭЦ до сих пор приводит исследователей к принципиально отличающимся результатам. Первые континентальные европейские измерения электрического поля хорошей погоды E_z [139], казалось, демонстрировали отчётливый тренд максимума бореальной зимой; однако позже выяснилось [140], что в Южном полушарии максимум наблюдается бореальным летом. Анализ многочисленных измерений в двух полушариях [8] показал, что такая асимметрия связана с высокими концентрациями аэрозолей над континентами во время местных зим, приводящими к меньшим значениям проводимости и, следовательно, к завышенным значениям электрического поля хорошей погоды. Кроме отмеченного в [8] влияния сезонной динамики аэрозолей, приземные измерения также могут быть искажены эмиссией радона; известно, что

выход радиоактивных газов из почвы имеет определённый сезонный ход, связанный с изменением температуры, влажности, проницаемости почвы, а также наличием или отсутствием снежного покрова; эти сезонные зависимости, конечно, не являются универсальными для двух полушарий. Так, в работе [141] приводятся результаты трёхлетних измерений объёмной активности радона в свободной атмосфере; сезонная вариация по отдельным годам имеет одинаковый характер с однозначным минимумом в середине местного лета и максимумом в декабре-январе. Естественно, эти результаты нельзя интерполировать на любую точку Земли; в высоких широтах в зимнее время на значительной части суши почва промерзает и покрывается снежным покровом, что снижает выход радона на несколько порядков [142, 143].

Эти результаты подразумевают, что только измеренные в особо чистых локациях поля хорошей погоды E_z могут быть репрезентативными для изучения реального глобального сезонного паттерна ГЭЦ. Следовательно, упомянутые ранее в разделе 2.2 данные измерений поля хорошей погоды на станции Восток имеют особое значение и в сезонном контексте; мы будем использовать их, полагая, что в настоящий момент этот ряд данных является наиболее репрезентативным в исследовании ГЭЦ постоянного тока. Кроме того, особенно важными здесь являются результаты численного моделирования ГЭЦ [A4, 144], поскольку с их помощью мы можем проанализировать сезонное изменение с точки зрения региональных вкладов в ИП, сравнить результаты моделирования с наблюдениями и построить ясное физическое объяснение наблюдаемой вариации.

В этом разделе мы исследуем сезонную изменчивость ГЭЦ, используя как моделирование ИП с помощью модели WRF, в которой удаётся хорошо воспроизвести суточную вариацию ГЭЦ, так и с помощью модели INMCM; особенности моделей и, в частности, воспроизведения в них ИП подробно описаны выше в разделах 1.3 и 2.1 диссертации. В качестве первого шага в этом исследовании приведём аномалии модельного ИП на пике бореальной зимы и бореального лета, т.е. в январе и в июле, сопоставленные с аномалиями приземной температуры воздуха на уровне двух метров (см. рис. 2.34).

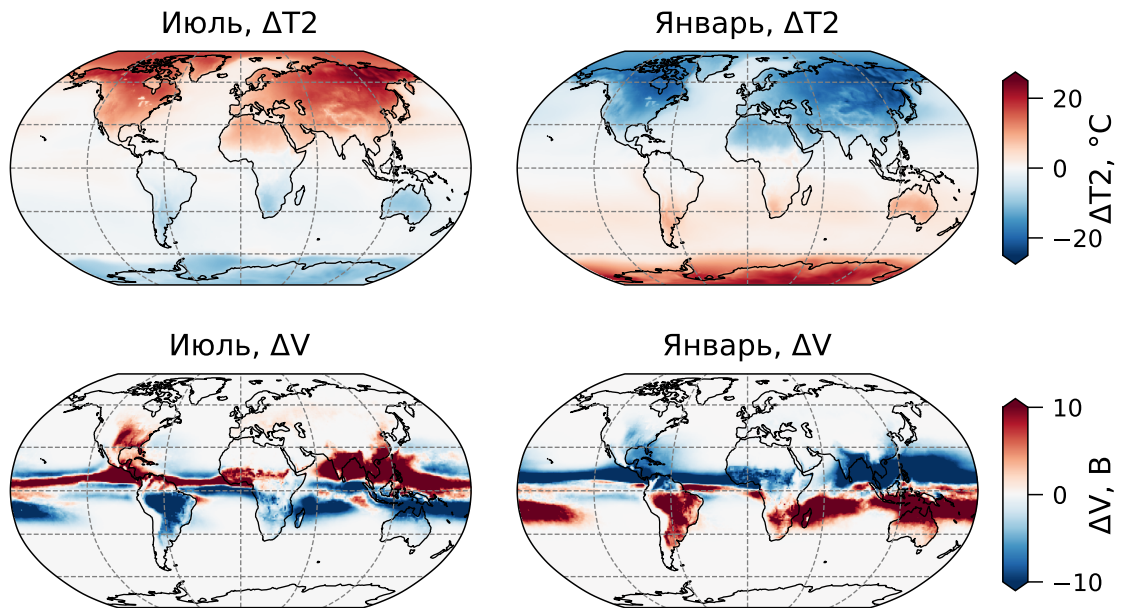


Рисунок 2.34 — Верхняя строка: аномалии приземной температуры T_{2m} относительно среднегодовой температуры в этих же модельных ячейках в январе и июле. Нижняя строка: аномалии вкладов в ИП относительно среднегодового вклада в ИП в этих же ячейках в январе и июле

Сделаем несколько замечаний по рис. 2.34, необходимых для дальнейшего анализа. Во-первых, аномалии вкладов в противоположных полушариях в целом противоположны по знаку, и очевидно, что присутствует асимметрия, связанная с соотношением площадей суши и океана, отличающимся в Южном и Северном полушариях, так как большая теплоёмкость океана обеспечивает наличие на сезонном масштабе задержки максимальной конвекции относительно максимальной инсоляции. Во-вторых, на высоких широтах амплитуда сезонного изменения температуры растёт, а амплитуда сезонного изменения вкладов в ИП падает. Это прямое следствие того, что большая часть вклада в ИП формируется в области максимальной конвекции, в тропических широтах [A11], и поэтому соотношение аномалий вкладов в ИП в отдельные месяцы, в частности, зависит от выбора пороговых значений глубокой конвекции ε_0 в параметризации источников. Мы рассмотрим несколько параметризаций источников и обсудим согласие временных рядов модельного ИП на суточном и сезонном масштабе в зависимости от ε_0 . На рис. 2.35 приведены сезонные вариации ИП с параметризацией (1.13), где выбраны четыре различных ε_0 .

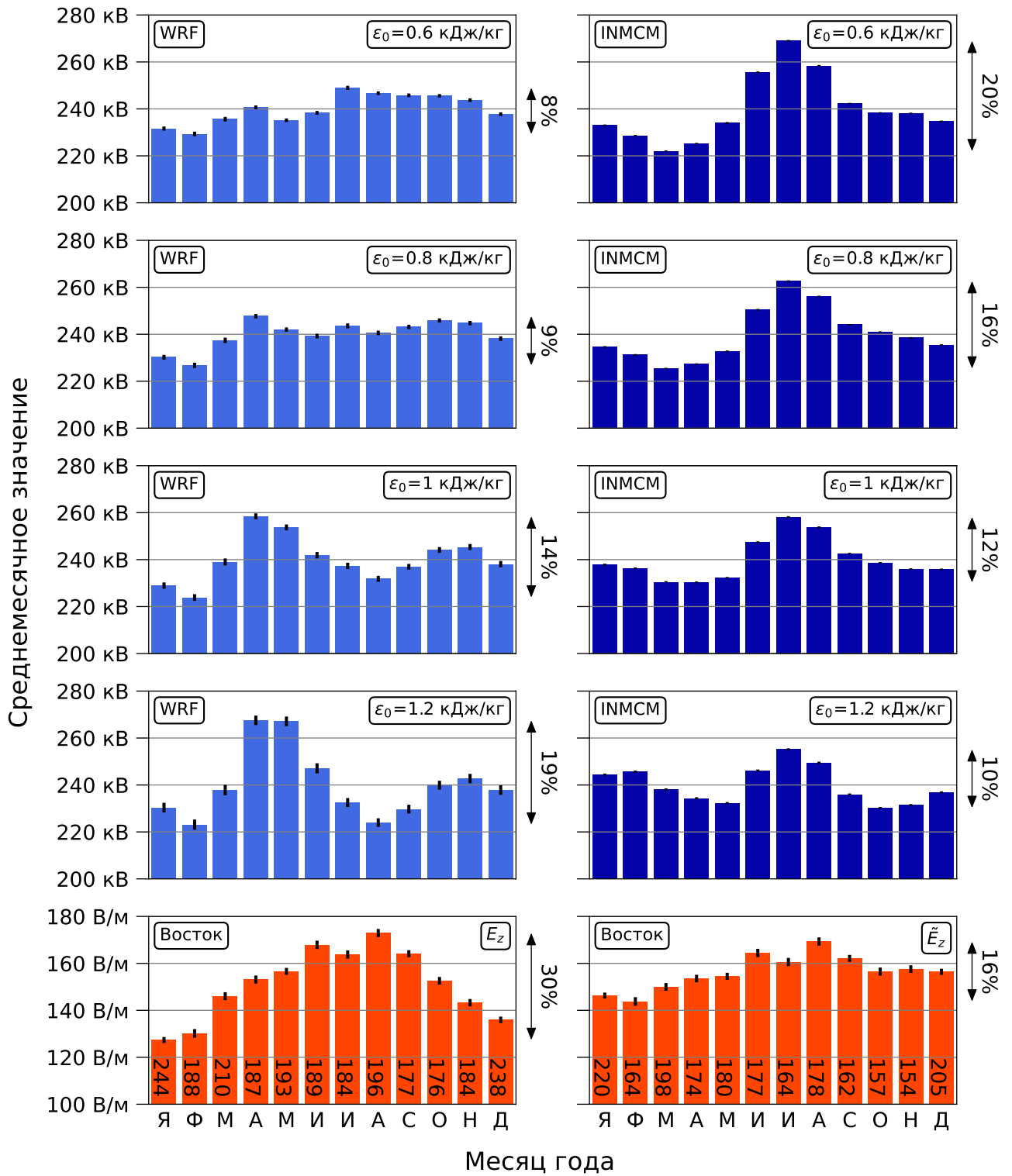


Рисунок 2.35 — Сезонные вариации ИП в WRF и INMCM с различными порогами ε_0 в сравнении с сезонной вариацией E_z по данным наблюдений на станции «Восток»

На рисунке 2.35 показаны среднемесячные значения ИП, рассчитанные по данным моделей WRF и INMCM за 1980–2020 годы при различных порогах ε_0 , а также в последней строке — наблюдаемые значения E_z в ясную погоду на станции

Восток [А3] (слева исходные данные, справа скорректированные на метеорологические параметры согласно [145]). Столбцы рисунка соответствуют разным моделям, а строки — различным порогам по CAPE. На каждой из гистограмм приведены стандартные отклонения среднего для каждого из значений и амплитуда сезонной вариации (в долях от среднего). В нижней строке в столбцах также указано число дней хорошей погоды, учтённых при усреднении.

Заметим, что моделируемая в WRF суточная вариация сохраняет форму и реагирует сообразно наблюдениям на события КМД и ЭНЮК только в диапазоне порогов 0.8–1.2 кДж/кг (см. рис. 2.36); более высокие значения приводят к слишком большой дисперсии ИП на суточном масштабе, а при более низких искажается форма суточной вариации. Отметим, что пока мы используем для обсуждения только моделирование ИП с параметризацией источников, включающей только конвективные переменные.

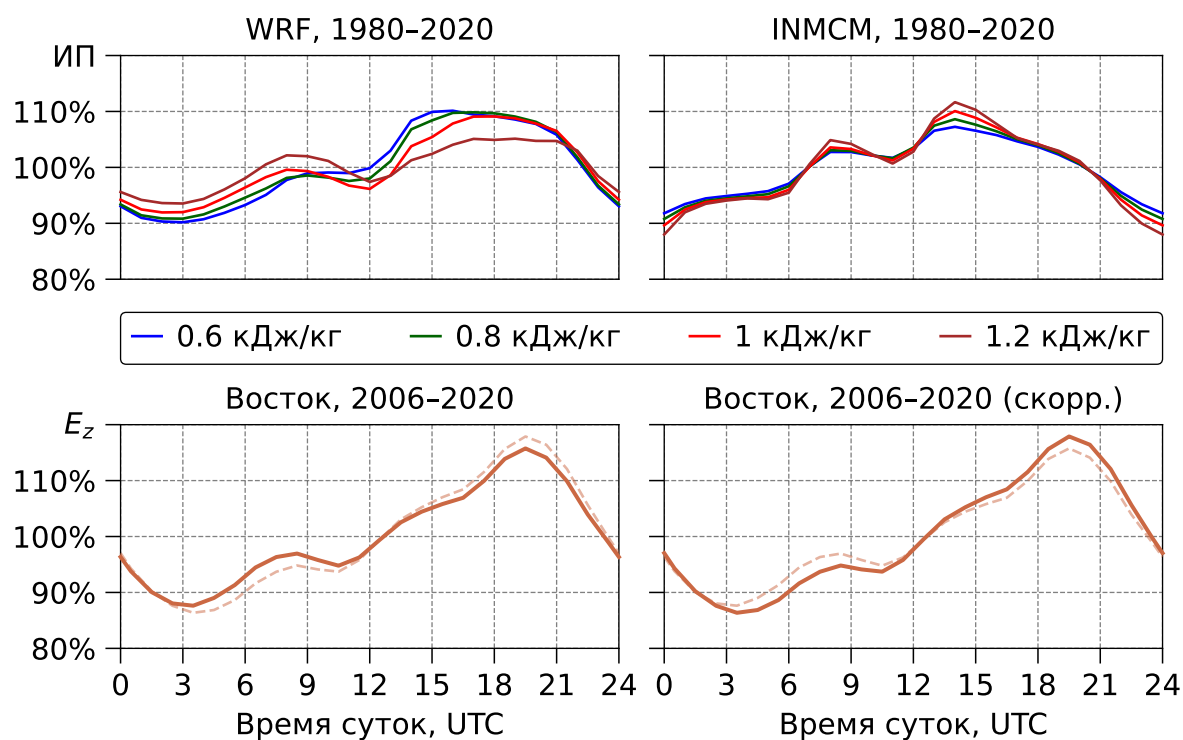


Рисунок 2.36 — Суточные вариации ИП по данным моделей WRF и INMCM, усреднённым за 1980–2020 гг. при разных порогах CAPE, а также суточная вариация приземного поля хорошей погоды E_z по наблюдениям на станции Восток за 2006–2020 гг. по исходным данным и данным с удалением линейных корреляций аномалий E_z с влиянием локальных факторов [13]. ИП рассчитан с параметризацией источников на базе только конвективных переменных

Сравнение результатов моделирования INMCM и WRF показывает, что даже при одинаковой параметризации ИП модели дают существенно разные сезонные вариации. При $\varepsilon_0 = 0.6$ и 0.8 кДж/кг модель INMCM показывает сезонную кривую с выраженным единственным максимумом в июле и минимумом в марте. При увеличении ε_0 до 1 и 1.2 кДж/кг июльский пик ослабевает, появляется вторичный максимум в январе-феврале, а два минимума смещаются на май и октябрь. В целом INMCM предсказывает выраженный годовой цикл с максимумом бореальным летом, однако по мере увеличения порога ε_0 в вариации всё более явно проглядывается полугодовой тренд. При этом амплитуда сезонной изменчивости снижается от 20% (относительно среднегодового значения) при $\varepsilon_0 = 0.6$ до 10% при $\varepsilon_0 = 1.2$ кДж/кг.

При низких ε_0 и WRF, и INMCM предсказывают максимум летом Северного полушария, однако при высоких значениях различия в фазах максимумов так велики, что вариации становятся практически противоположными: в INMCM наблюдается два максимума летом и зимой, а WRF — весной и осенью, с минимумами летом и зимой. Ни одна из моделей не воспроизводит полностью сезонную вариацию, наблюдаемую по измерениям электрического поля хорошей погоды E_z на станции Восток за 2006–2020 годы. Согласно измерениям, минимум приходится на январь-февраль, максимум — на июнь-август, с небольшим снижением в июле; амплитуда составляет около 30% от годового среднего. После коррекции E_z , которая заключается в удалении корреляций аномалий электрического поля с аномалиями метеорологических параметров и с аномалиями потенциала ионосферной шапки [13], наблюдаемая на станции Восток амплитуда сезонной вариации снижается до 16%.

Также отметим высокую чувствительность сезонной вариации к выбору модели и параметризации ИП: она оказывается выше, чем в случае суточного цикла. Это прямое следствие того, что в отличие от суточной вариации, которая формируется из вкладов регионов, каждый из которых имеет своё место на суточном масштабе и не подавляет другие вклады, сезонная вариация принципиально складывается из двух противоположных трендов вкладов Северного и Южного полушарий (см. рис. 2.34, рис. 2.37).

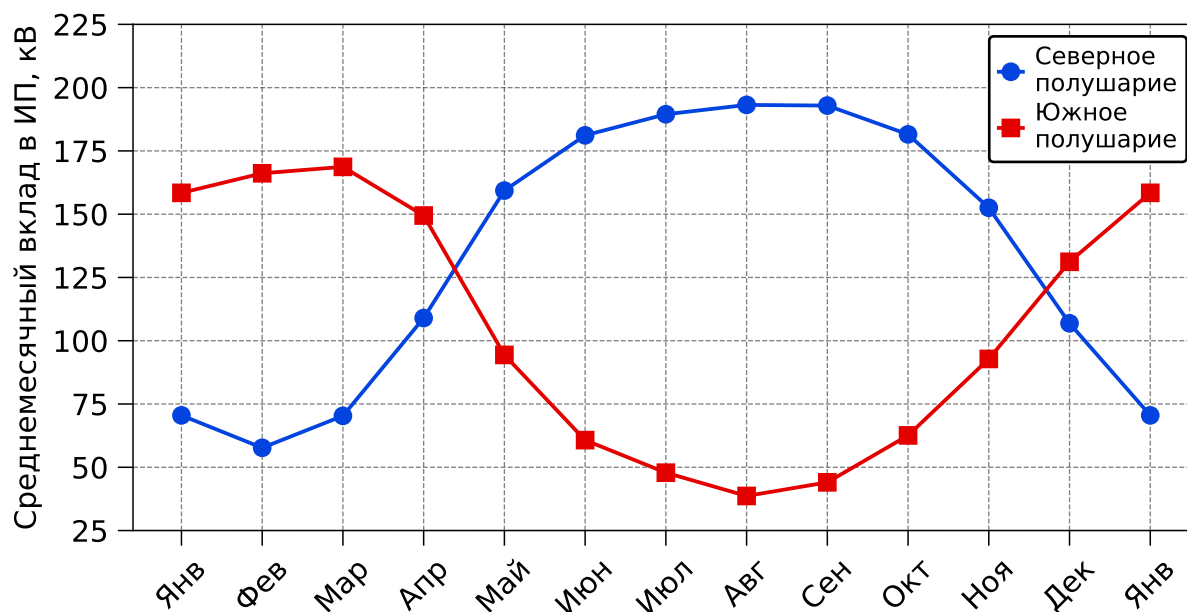


Рисунок 2.37 — Сезонная вариация вкладов Северного и Южного полушарий в ИП. Вклады приведены с использованием параметризации источников только на базе конвективных переменных, рассчитанных в модели WRF за 1980–2020 гг.

Вариации вкладов Северного и Южного полушарий, как можно было ожидать из рис. 2.34, находится в противофазе. Понятно, что суммарная вариация является тонким эффектом: всего 10–15% от среднего полного ИП, при том, что вклад каждого из полушарий колеблется в пределах ~ 25 –75% от полного ИП.

В работе [8] выдвигается гипотеза, что сезонная изменчивость глубокой конвекции (и, следовательно, количества электрифицированных облаков) преимущественно определяется циклом инсоляции, который имеет два экваториальных максимума в тропиках и выраженный максимум местным летом на высоких широтах. В частности, предполагается, что температура приземного воздуха часто ведет себя более или менее так же, как инсоляция, но с месячным лагом [146]. Следуя этой идее, рассмотрим поведение температуры воздуха у поверхности, чтобы предоставить физическое объяснение сезонному ходу, наблюдаемому на рис. 2.35. Для этого мы будем использовать модельные значения температуры воздуха на высоте 2 м над поверхностью, полученные из WRF за 1980–2020 гг., см. рис. 2.38. Заметим, что эти значения не слишком далеки от реальных, поскольку мы запускаем WRF каждые трое суток с отдельными начальными данными, опирающимися на данные ренализа ERA5.

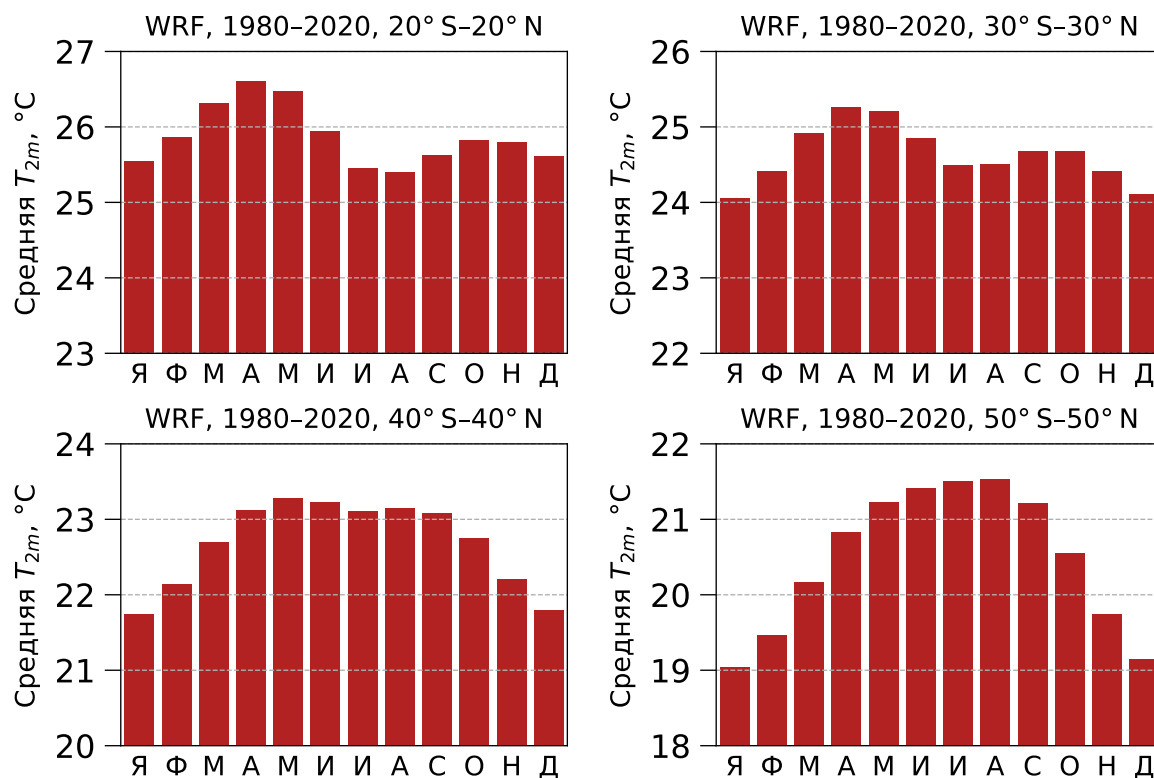


Рисунок 2.38 — Среднемесячные значения температуры воздуха на высоте 2 м, усредненные по нескольким симметричным диапазонам широт. Построено подобно работе [146]

На четырёх графиках на рис. 2.38 приведена сезонная динамика среднемесячных значений температуры воздуха у поверхности T_{2m} , усреднённых по широтным диапазонам от 20° до 50° ю.ш.–с.ш. с учётом фактора площади. В узком экваториальном поясе (20° ю.ш.–20° с.ш.) температура имеет два максимума после равноденствий, однако при расширении диапазона максимумы сближаются, и уже при 50° ю.ш.–50° с.ш. остаётся только один глобальный летний максимум. Эти результаты согласуются с обсуждением в [146] и указывают на доминирование Северного полушария в формировании сезонного цикла глобальной температуры; оно связано с преобладанием суши в Северном полушарии, быстрее реагирующей на изменения инсоляции по сравнению с океаном, обладающим высокой теплоёмкостью [147].

2.4.1. Широтная структура сезонной вариации

Температурные циклы на рис. 2.38 дают физическое объяснение сезонной вариации, наблюдаемой на Востоке. Более высокая температура бореальным летом

согласуется с увеличением интенсивности ГЭЦ, поскольку суша более активно способствует развитию глубокой конвекции и формированию электрифицированных облаков; небольшой локальный минимум в июле, наблюдаемый как в температурном ходе, так и в измерениях на станции Восток (см. рис. 2.35), возможно, отражает наложение температурных сигналов от разных широт, подтверждая глобальную природу сезонной динамики ГЭЦ. Однако проверить, насколько это гипотеза соответствует реальности, было невозможно до появления параметризации источников, достаточно хорошо описывающей поведение ИП на суточном и некотором других масштабах; действительно, до сих пор, за исключением одного рисунка в начале раздела, мы рассматривали только временную структуру вкладов в ИП, в то время как видно, что характерные годовые и полугодовые масштабы вариации проявляются в T_{2m} .

В связи с этим теперь рассмотрим сезонную вариацию вкладов в ИП на основе моделирования за 1980–2020 годы с помощью моделей WRF и INMCM (параметризация с $\varepsilon_0 = 1$ кДж/кг), особое внимание уделив зависимости этих вкладов от широты; на рисунке 2.39 приведены среднемесячные значения температуры T_{2m} , усредненные по шести отдельным регионам (18°N – 30°N , 9°N – 18°N , 0° – 9°N , 0° – 9°S , 9°S – 18°S и 18°S – 30°S), а также суммарные вклады в ИП от таких ячеек в выбранных по широте регионах. Шаг широты, чтобы быть кратным и сетке погодной модели WRF ($1^\circ \times 1^\circ$), и сетке климатической модели INMCM ($1.5^\circ \times 2^\circ$) составляет 9° .

На рис. 2.39 можно заметить, что характер сезонных изменений качественно согласован с распределением приземной температуры воздуха T_{2m} , при этом значимые вклады в ИП сконцентрированы в узкой приэкваториальной зоне, особенно в пределах 18° ю.ш.– 18° с.ш.; вклады в ИП в экваториальных и субэкваториальных регионах имеют два максимума, тогда как за пределами этих широт наблюдается лишь один максимум в период местного лета. Вклады из широт выше 30° незначительны: они составляют менее 1–5% от общего ИП, в зависимости от модели. Наиболее заметное отличие заключается в том, что для температуры воздуха амплитуда вариации (в $^\circ\text{C}$) увеличивается по мере удаления от экватора, а для модельных вкладов в ИП амплитуда (в кВ) быстро уменьшается. В частности, поэтому на рисунке усреднение температуры в крайних широтных полосах проведено не до полюса, как сделано для

вклада в ИП, а только до $\pm 30^\circ$ соответственно. Общее место состоит в сдвиге фазы максимума как в T_{2m} , так и в вкладах в ИП: в целом по мере движения к северу максимум смещается от января к июлю, однако изменчивость температуры возрастает с удалением от экватора, тогда как для ИП она, наоборот, быстро убывает.

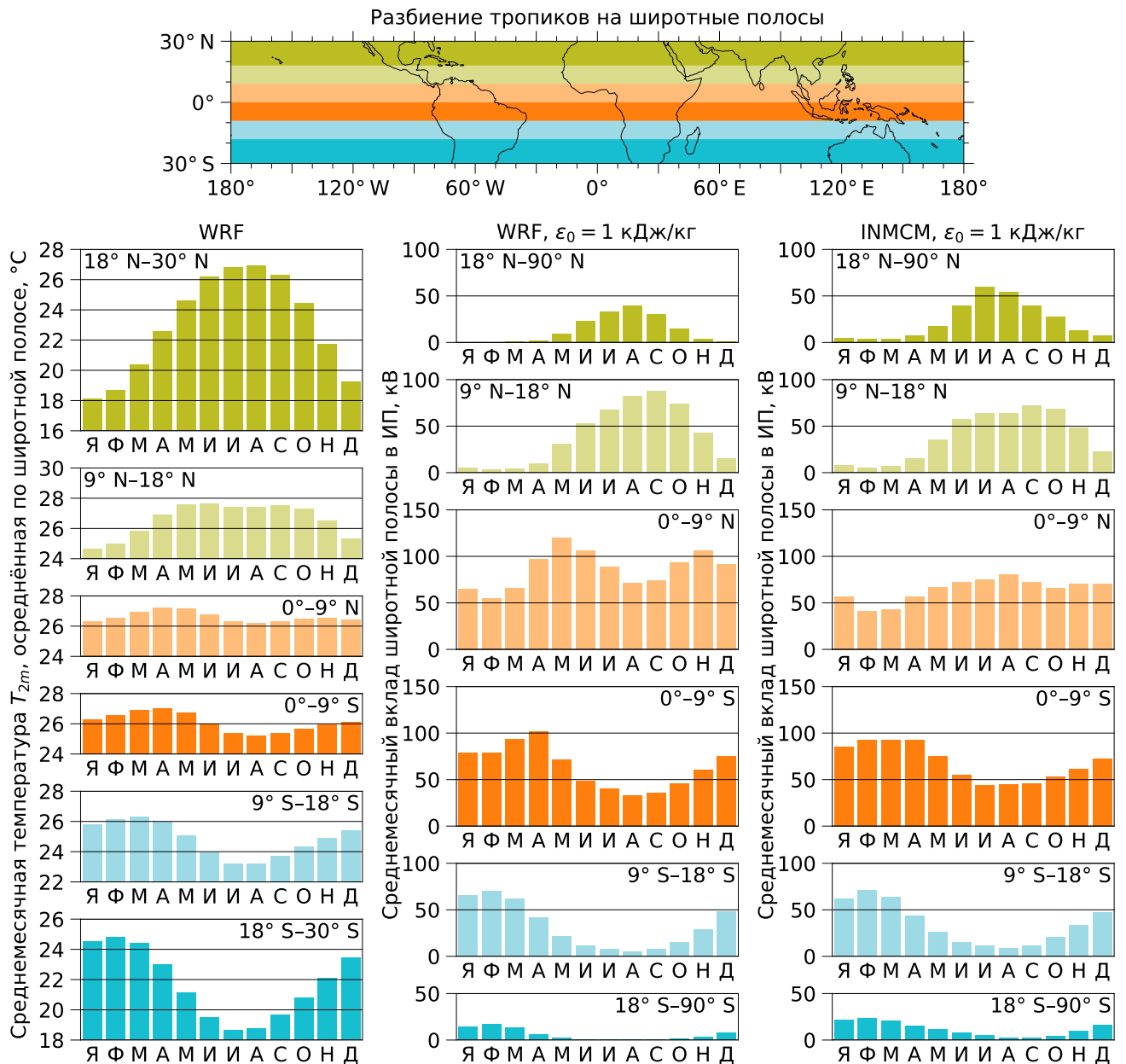


Рисунок 2.39 — В первой колонке приведён сезонный ход значений температуры на уровне 2 метров, осреднённой по площади различных широтных полос; во второй и третьей колонках показан сезонный ход вкладов в ИП от этих же широтных полос для моделей WRF и INMCM соответственно

Моделирование вкладов в ИП в моделях WRF и INMCM в целом даёт схожие картины с некоторыми отличиями в экваториальной зоне. Согласно модели WRF,

максимумы вклада 0° – 9° N достигаются в мае и ноябре; INMCM же даёт максимумы в августе и декабре, причём амплитуда сезонной вариации этого вклада ниже, чем в WRF. Вклады остальных регионов таких явных различий не имеют; однако мы видели, что суммарная сезонная вариация существенно отличается в этих моделях, что очередной раз подчеркивает высокую чувствительность ГЭЦ к широтной структуре вкладов в ИП; даже близкие по форме и амплитуде вклады, незначительно отличающиеся друг от друга, приводят к почти противоположным сезонным вариациям. Ключевым различием, которое к этому приводят, является меньший вклад экваториального региона в INMCM по сравнению с WRF приводит к доминирующей роли внеэкваториальных вкладов в сезонной вариации, что в конечном итоге приводит к максимуму вариации, достигаемому в июле; заметим, что в модели INMCM4 ранее был получен тот же результат [21]. Можно полагать, что под воздействием меняющегося климата и различных климатических мод отдельные года будут демонстрировать разную сезонную вариацию из-за небольших смещений сезонных паттернов глубокой конвекции в отдельных широтных полосах; этот вопрос чуть более детально будет рассмотрен в конце раздела.

2.4.2. Новая параметризация ионосферного потенциала

Итак, мы обсудили пространственную, а точнее — широтную структуру вкладов в ИП, благодаря которой формируется наблюдаемая в моделях сезонная вариация ИП. Из этого анализа кажется вероятным, что в параметризации с $\varepsilon_0 = 1$ кДж/кг, применённой в модели WRF, недооцениваются вклады высоких широт. Недооценка высоких широт обсуждалась ранее и в других работах, где использовалось моделирование WRF для воспроизведения ИП [A2, 45]. Действительно, относительно небольшой регион между 9° S и 9° N даёт при такой параметризации более 60% от общего ИП. Нет однозначного объяснения причин, по которым переоценивается экваториальный вклад; это может быть следствием как несовершенства параметризации, так и недостаточного разрешения воспроизводимой в модели атмосферы. В этой связи интересно вспомнить, что диапазоны широт в обоих полушариях от 20° до 40° имеют особое

место в общей циркуляции атмосферы. С одной стороны, в этом диапазоне широт замыкаются нисходящие потоки ячеек Хэдли, формируя обширные субтропические антициклоны, такие как Азорский и Гавайский; с другой стороны, по мере подъёма по широте наблюдаются сильные горизонтальные градиенты температуры, вызывающие бароклинную неустойчивость и сопутствующие экстремальные метеоявления [148–150]. Хотя эти экстремальные события, будучи не очень частыми, вряд ли определяют среднюю годовую динамику ИП, их интерпретация в терминах влажного и сухого воздуха предполагает более общее объяснение недостатков нашей параметризации. Действительно, за пределами экваториального региона воздух вблизи поверхности Земли менее влажный, и влажные конвективные события часто предваряются сухой конвекцией в относительно высоком планетарном пограничном слое. Возможно, во время фазы влажной конвекции это может привести к большему количеству града и крупы (из-за более интенсивного вовлечения воздуха и более высоких уровней конденсации) и большей скорости восходящего потока, а параметризация в терминах CAPE и конвективных осадков не может учесть соответствующее увеличение интенсивности тока разделения заряда.

Ранее в разделе 2.1.2 обсуждалось, как дополнение параметризации приземной температурой T_{2m} существенно улучшает воспроизведение суточной вариации ИП, приближая её к известным наблюдениям; хотя впервые идея такого дополнения появилась при исследовании сезонной вариации [A4], обосновать физический смысл учёта температуры оказалось удобнее всего на суточном масштабе. Кажется очевидным, что и на сезонном масштабе можно достичь улучшения согласия с наблюдениями. Действительно, как отмечалось выше, средняя температура T_{2m} , усреднённая по широтам $40^\circ\text{S} - 40^\circ\text{N}$ демонстрирует сезонную вариацию, имеющую много общего с вариацией E_z на станции Восток; кроме того, паттерны вариаций региональных температур визуально схожи с паттернами соответствующих вкладов в ИП, смоделированных с использованием параметризации на базе конвективных переменных. Сама по себе T_{2m} не проявляет суточной вариации, подобной кривой Карнеги, даже в тропиках; однако совместив параметры конвекции с T_{2m} , удалось не только воспроизвести суточную вариацию, но и улучшить её согласие с кривой Карнеги.

Продemonстрируем, как введение T_{2m} приводит моделирование в соответствие наблюдениям на сезонном масштабе (см. рис. 2.40). Заметим, что здесь температура, в отличие от раздела 2.1.2, взята без двухчасового лага, улучшающего согласие с конвекцией на суточном масштабе.

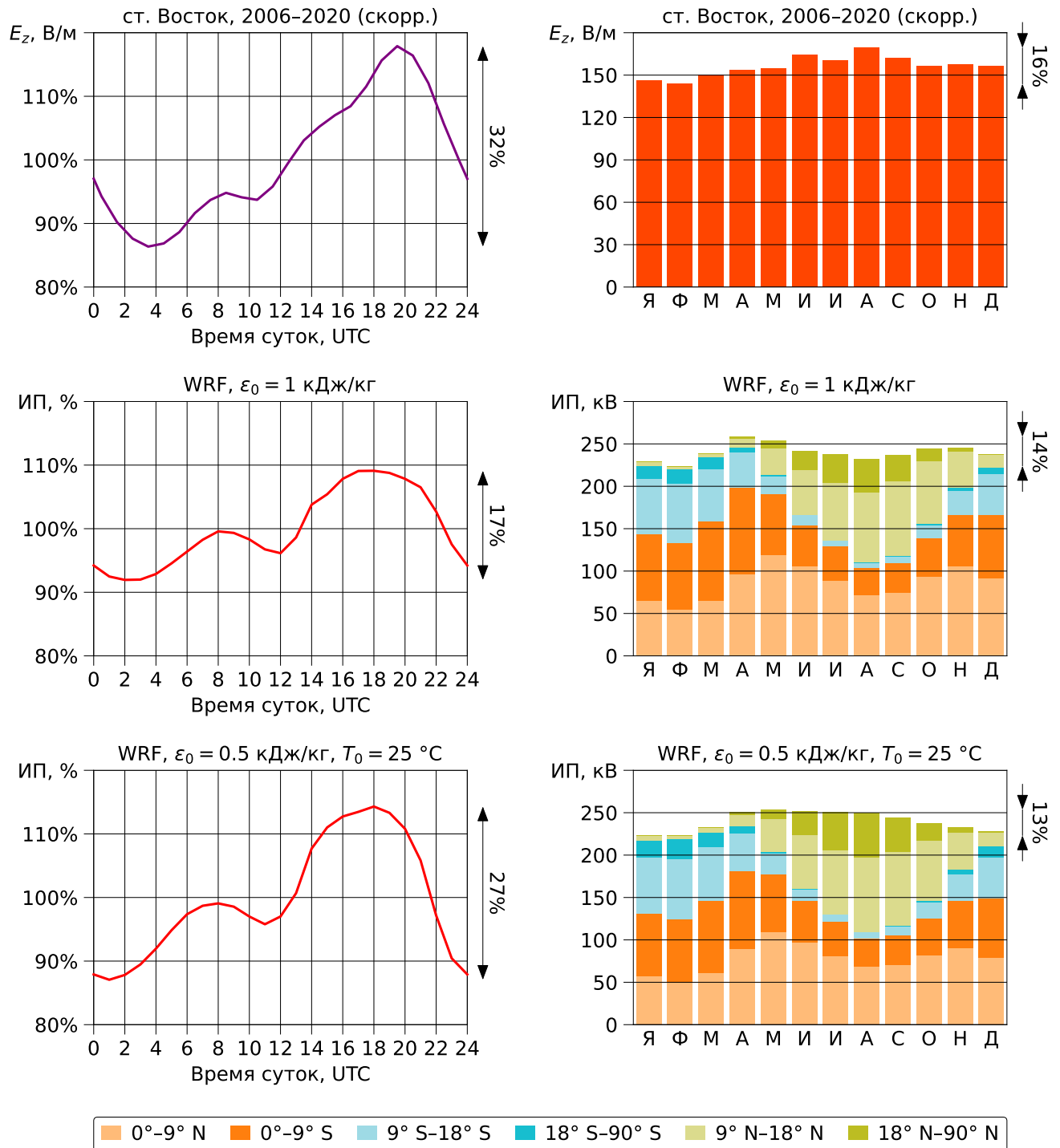


Рисунок 2.40 — Суточная вариация ИП и сезонно-широтная диаграмма вкладов в ИП, рассчитанные с применением различных параметризаций, а также суточная и сезонная вариация ГЭЦ по данным со станции Восток

Как видно из рис. 2.40, изменение параметризации не привело к значительным изменениям в сезонном поведении вкладов отдельных диапазонов широт (здесь взяты те же диапазоны, что и ранее на рис. 2.39); экваториальный регион по-прежнему проявляет вариацию с двумя максимумами, следующими за равноденствиями, а вклады высоких широт в ИП все еще больше во время местного лета и меньше во время местной зимы в каждом из полушарий; однако суммарная вариация теперь совершенно другая — бореальным летом воспроизводится максимум вместо минимума, что приводит к согласию с сезонной вариацией E_z на станции Восток. Также интересно отметить, что амплитуда сезонной вариации ИП в новой параметризации (13% от среднего), гораздо ближе к амплитуде вариации, основанной на скорректированных значениях E_z на станции Восток (16%), чем к вариации, полученной по исходным измерениям E_z (30%, см. рис. 2.35). Учитывая, что процедуры корректировки, которые использовались при этом, эмпиричны по своей сути, нельзя быть полностью уверенным в их точности. Однако если бы реальная сезонная вариация ГЭЦ имела амплитуду 30%, при известной связи распределения глубокой конвекции с токами источников, следовало бы ожидать более явного воспроизведения этого результата в моделировании; таким образом, наше моделирование косвенно подтверждает верность корректировки E_z .

2.4.3. Суточно-сезонный паттерн

В предыдущих разделах сезонная вариация интенсивности ГЭЦ как при использовании данных поля хорошей погоды E_z на ст. Восток, так и при использовании модельного ряда ИП рассматривалось для среднесуточных значений. Известны исследования, в которых делается попытка анализировать сезонную вариацию, опираясь на значения электрических параметров в конкретное время суток [15, 151] или даже на скорректированное среднее значение по нескольким отдельным часам [11]. Однако нет причин ожидать, что выделенные в начале этой главы грозовые центры, активизирующиеся в определённое время суток, будут синхронно менять свои свойства на сезонном масштабе; напротив, скорее можно ожидать влияния региональной орогра-

фии, погодных режимов и т.п., меняющего их соотношение [144]. Продемонстрируем, что корректный подход должен учитывать среднесуточные значения, рассматривая вариабельность ГЭЦ одновременно и на суточном, и на сезонном масштабе. Для этого будем использовать суточно-сезонную диаграмму (см. рис. 2.41), на которой по горизонтальной оси отложено время суток, по вертикальной время года, а цветом показано среднее значение рассматриваемого параметра (E_z или ИП), взятое только для конкретного часа и конкретного месяца во всех доступных во временном ряде днях, подобно тому, как это сделано в [152, 153]. Вертикальные сечения этой диаграммы дают сезонные вариации в разные часы суток, а горизонтальные — суточные вариации в разные месяцы года.

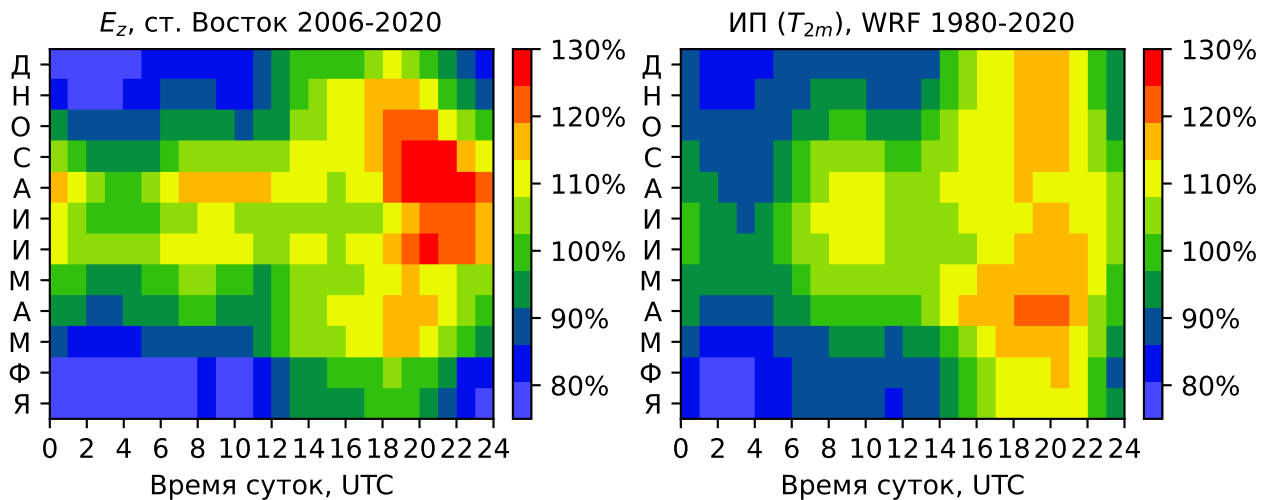


Рисунок 2.41 — Слева: суточное и сезонное распределение значений поля хорошей погоды, измеренных на станции Восток в 2006–2020 гг. Справа: суточное и сезонное распределение значений ИП в 1980–2020 гг. Значения приведены в % от среднего и по месяцам, и по часам

Из рис. 2.41 видно, что качественно моделирование хорошо согласуется с наблюдениями на станции Восток. В частности, совпадают следующие паттерны: в период с 00:00 UT по 14:00 UT наблюдается максимум сезонной вариации в летние месяцы; в 15:00 UT сезонная вариация имеет наименьшую амплитуду; суточная вариация имеет локальный максимум в 09:00 UT и глобальный максимум в 20:00 UT. Из различий наблюдается разное соотношение вкладов Северного и Южного полушарий в формирование американского максимума в 20:00 UT: вместо сдвига к осенним

месяцам (как это видно на станции Восток) произошёл сдвиг к весенним месяцам. Последнее коррелирует с сезонной вариацией температуры с рис. 2.38, где на всех широтных усреднениях вклады полушарий дают сближающиеся максимумы, но всюду преобладает весенний максимум.

Наиболее показательным примером, подчеркивающим важность корректного рассмотрения сезонной вариации по среднесуточным значениям, являются измерения плотности тока хорошей погоды около 15:00 UT в Кью [15], по которым делался вывод о наличии бимодальной структуры сезонной вариации с максимумами вблизи равноденствий. Однако и моделирование, и данные станции Восток тоже дают два максимума в 15:00 UT притом, что из нашего исследования с высокой степенью достоверности следует наличие глобального максимума летом Северного полушария (см. рис. 2.42).

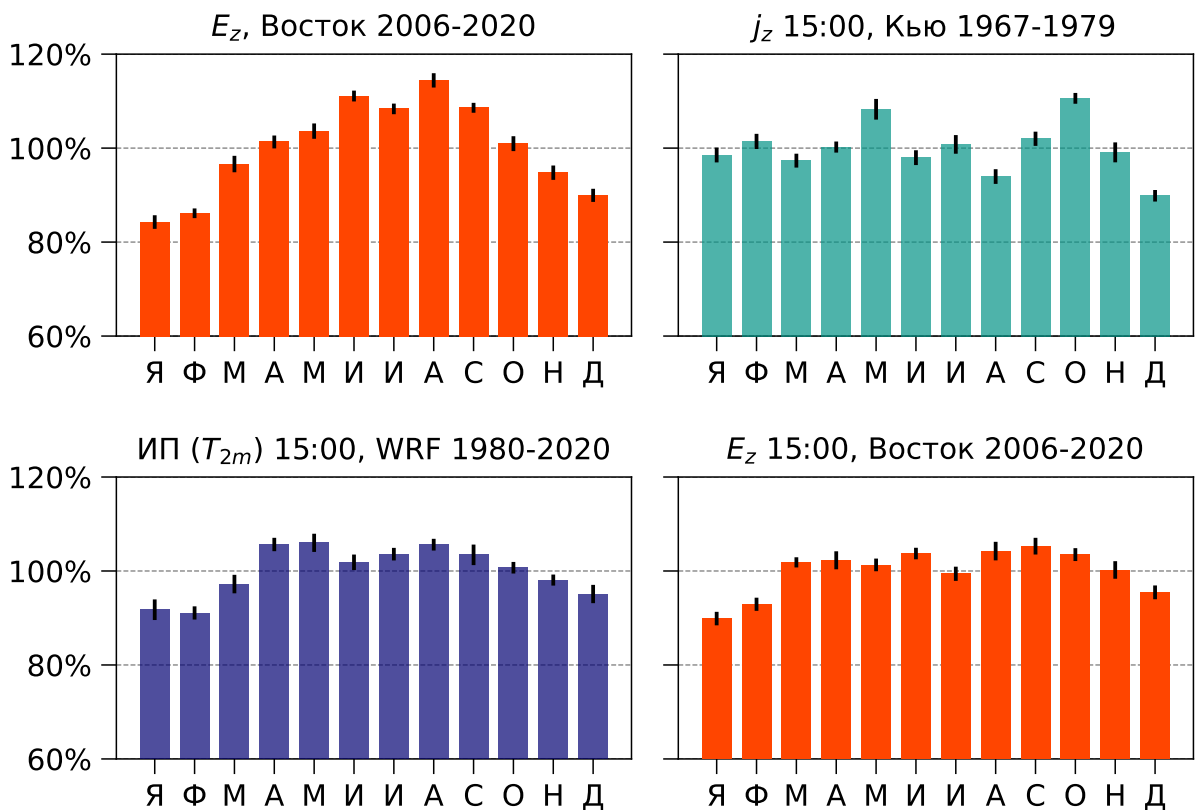


Рисунок 2.42 — Сравнение сезонной вариации (в % от среднегодового значения) по данным измерений тока хорошей погоды j_z в Кью с 1967–1979 гг. с данными моделирования ИП 1980–2020 гг. и наблюдений E_z на станции Восток 2006–2020 гг. Все вариации, кроме E_z в верхней строки, построены для значений в 15:00 UT

2.5. Об измерениях ионосферного потенциала

В предыдущих подразделах исследование динамики ГЭЦ велось на базе данных моделирования ИП и данных наблюдений атмосферного электрического поля (АЭП). Измерение АЭП с помощью наземных датчиков остаётся основным инструментом натурного наблюдения интенсивности ГЭЦ [154, 155]. При этом электрическое поле считается пропорциональным ионосферному потенциалу. Однако E_z искажается влиянием локальной проводимости и объёмного заряда даже в самых чистых условиях; так, на станции Восток искажения в измерения вносит набрасывание ветром снега и льдинок на датчик [13]. Таких искажений можно избежать или уменьшить их влияние, если вместо одного значения приземного E_z измерять (зондировать) вертикальный профиль $E_z(z)$; действительно, интегрирование данного профиля по высоте до $h_{\max}$ даёт значение потенциала $U(h_{\max})$:

$$U(h_{\max}) = \int_0^{h_{\max}} E_z(z) dz .$$

В работах Марксона и Мюляйзена [11] зондирование вертикального профиля напряжённости электрического поля с помощью самолётов и метеозондов использовалось для оценки значений ионосферного потенциала. Так как прямое измерение ионосферного потенциала невозможно, зондирование является единственным прямым способом вычислить из наблюдений значение ИП без пренебрежения профилем проводимости.

По сравнению с простыми наземными измерениями E_z измерение ИП путём зондирования вертикального профиля E_z оказывается на порядки более трудоёмким и дорогим, что усложняет перспективы изучения динамики ГЭЦ с помощью натурных наблюдений ИП. Существующие измерения ИП отрывочны и не позволяют, в частности, анализировать отклик ГЭЦ на события мод ЭНЮК и КМД или сезонную вариацию ГЭЦ. Для этого требуется провести масштабную измерительную кампанию, с высокой регулярностью и не менее нескольких раз в сутки зондируя вертикальный профиль E_z в атмосфере. В этом контексте перспективна идея организовать

регулярные наблюдения ИП с помощью подвесного датчика для метеозонда подобно работам [156]. Использование современной элементной базы и технологий передачи и обработки данных позволяет удешевить, с одной стороны, стоимость запуска, а с другой стороны — улучшить характеристики датчика снижением уровня собственных шумов. Эта идея послужила мотивацией для изобретения и разработки нового легковесного датчика [A10].

2.5.1. Технический облик нового датчика ИП

Новый датчик позволяет измерить электрическое поле без априори известного потенциала корпуса («заземления»). При этом датчик является малогабаритным (максимальный линейный размер не превышает 100 мм), легковесным (вес менее 250 г) и технически несложным устройством с малым потреблением электроэнергии, пригодным к использованию в качестве подвеса к стандартному метеозонду Vaisala.

Основным элементом датчика является чувствительный элемент в виде секторальной металлизированной полусферы. Он представляет собой конденсатор емкости C , обе обкладки которого замкнуты на среднюю (нулевую) точку электрической цепи через нагрузочные резисторы. При вращении такого конденсатора во внешнем однородном электрическом поле заряд, обеспечивающий выполнение граничных условий по нормальной компоненте поля, перетекает из одной обкладки конденсатора в другую; таким образом, в цепи возникает ток i , пропорциональный внешнему полю

$$i = 4 \cdot \pi \cdot \gamma \cdot \Delta U \cdot R \cdot C,$$

где γ — частота вращения в герцах;

ΔU — потенциал, создаваемый внешним однородным полем E_0 на конденсаторе без вращения;

d — расстояние между пластинами эквивалентного плоского конденсатора.

При частоте γ порядка 100 Гц, нагрузочном сопротивлении $R = 100$ кОм, емкости $C = 1$ пФ, $\Delta U = 0.1$ В при внешнем поле 100 В/м (поле хорошей погоды) ток i оценивается в 10 мкА, что достаточно для регистрации стандартной схмотехникой

современных инструментальных и операционных усилителей.

Датчик состоит из подвижной (А, ротор) и неподвижной (Б, статор) частей (см. рис. 2.43). Подвижная часть включает чувствительный элемент в виде полусферы, образованной двумя металлизированными секторами (1, 2) с диэлектрическим разделителем между ними. Внутри подвижной части размещаются инструментальный усилитель 6, выполняющий функции усиления и фильтрации, блок определения положения 8 чувствительного элемента, блок питания 10 и первый микроконтроллер 7, включающий блок АЦП. Неподвижная часть (Б) включает в себя двигатель, соединенный механически с вращающимся чувствительным элементом, и второй микроконтроллер 13. Неподвижная и подвижная части датчика соединены посредством оптического канала (9, 12). Для вращения подвижной части используется бесколлекторный ($40 \times 40 \times 10$ мм) мотор от компьютерного вентилятора с стабилизированной частотой вращения 6500 оборотов в секунду.

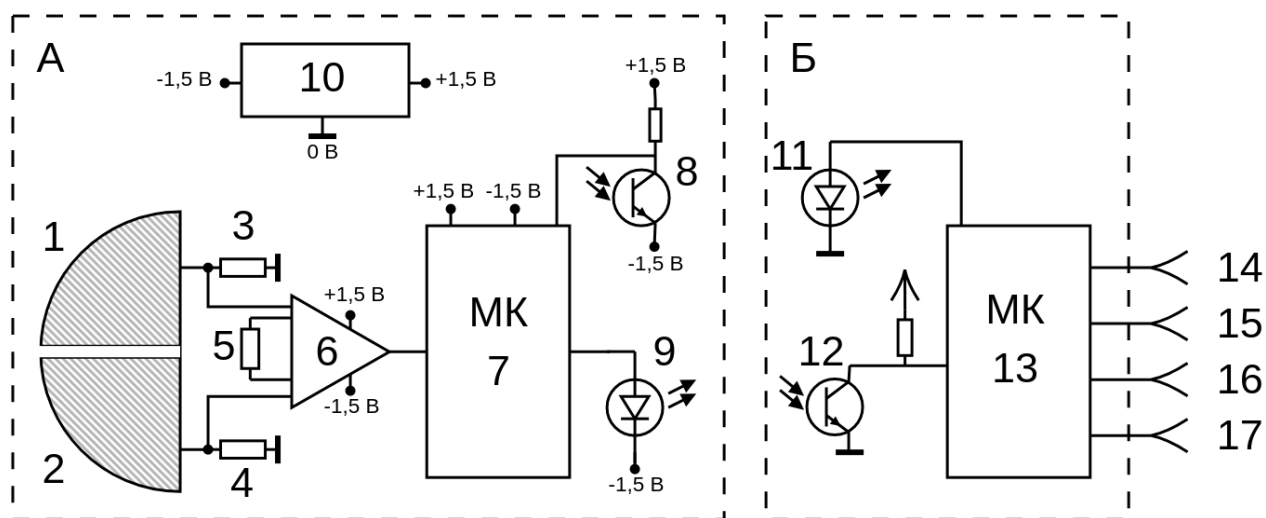


Рисунок 2.43 — Блок-схема подвижной и неподвижной частей датчика

Инструментальный усилитель 6 используется для подавления суммарного и выделения полезного разностного сигнала и усиления его для дальнейшей оцифровки, коэффициент усиления задается резистором 5. Сигнал поступает на вход аналого-цифрового преобразователя, встроенного в первый микроконтроллер 7. Блок определения положения чувствительного элемента включает в себя первый

фототранзистор 8, а светодиод 11 выступает в качестве референса для определения местоположения подвижной части устройства.

Разработано два прототипа датчика: с двуполярным питанием от двух элементов типа LR44 и с однополярным питанием на элементе CR1620 или CR1632. Элементы питания располагаются внутри вращающейся металлизированной полусферы на печатной плате круглой формы; на ней же установлен инструментальный усилитель 5, микроконтроллер 8, блок определения положения ротора и другие элементы (см. рис. 2.44).

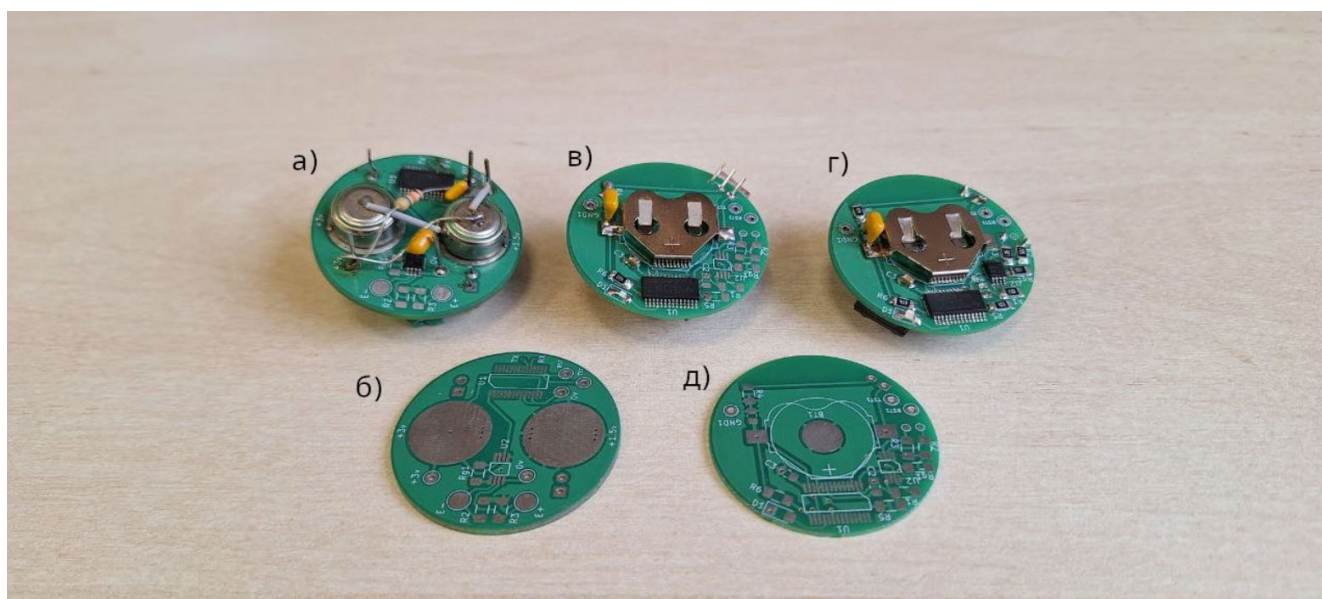


Рисунок 2.44 — Изготовленная в нескольких экземплярах основная часть датчика — плата детектирования, оцифровки и передачи данных сенсора. Обозначения: а), б) — сенсоры первой версии ($2 \times \text{LR44}$); в), г), д) — сенсоры второй версии ($1 \times \text{CR1632}$)

Пластиковый корпус устройства (корпус неподвижной части и крепление ротора к вентилятору) изготавливаются с помощью 3D-печати. На корпусе устройства имеется фиксатор с направляющей к метеозонду типа Vaisala MW-41. На рисунке 2.45 показан эскиз разработанного датчика. Вся логика реализуется на компактном, энергоэффективном 16-битном МК MSP430 [157] серии I2041. Для измерений используется встроенный в МК 24-битный сигма-дельта АЦП SD24.

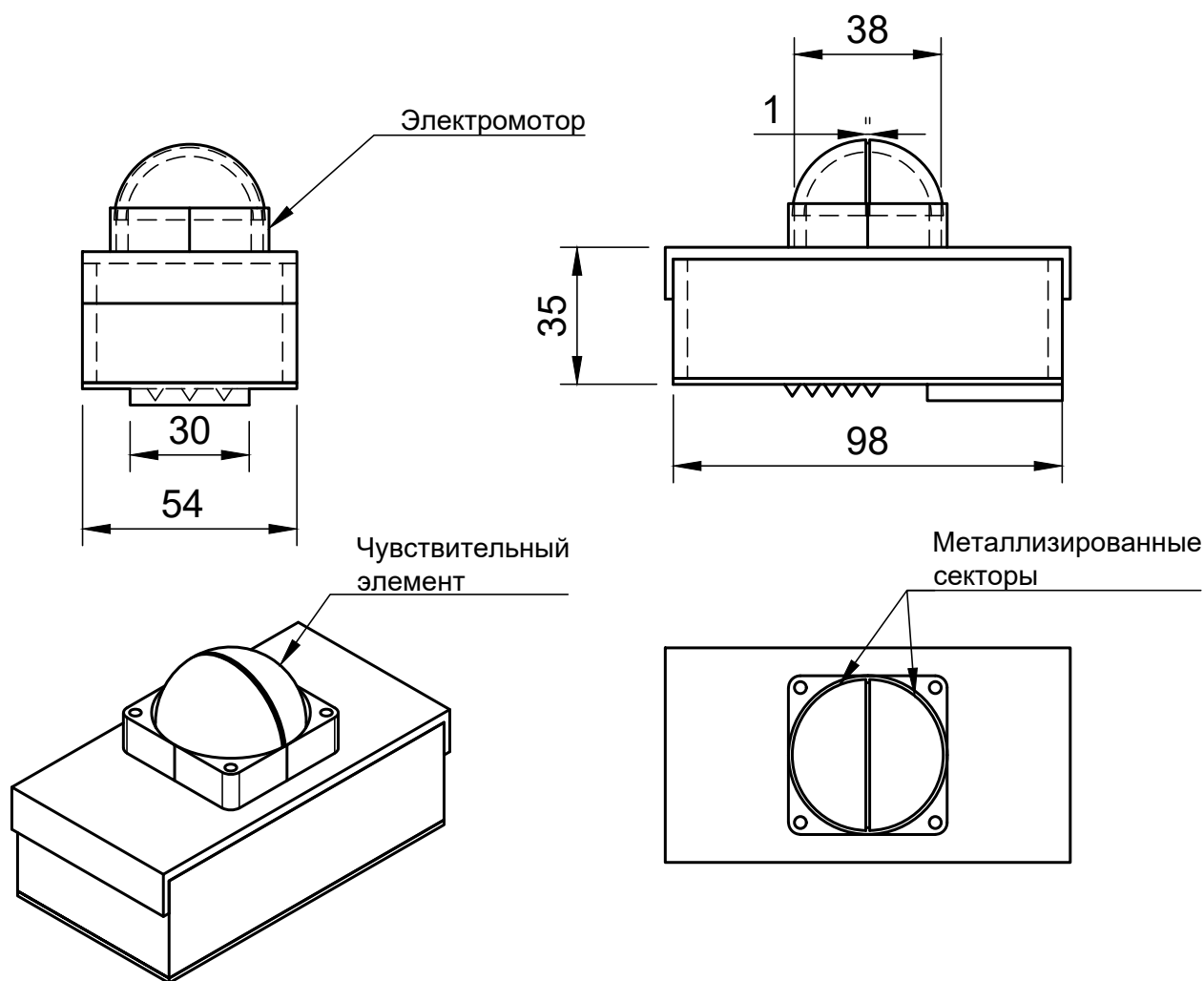


Рисунок 2.45 — Эскиз нового датчика в нескольких проекциях

Основным регулярно происходящим событием, задающим логику алгоритма микроконтроллера на вращающемся чувствительном элементе, является момент пролёта (подобранного положением электродов так, чтобы при этом диэлектрический разделитель проходил строго горизонтальное положение) пары ИК светодиод+фототранзистор, размещённой на плоском основании ротора, мимо такой же пары на неподвижной базе датчика. Ротор вращается электродвигателем с частотой 116 Гц. С этой же частотой в МК поступает импульс, по которому выполняется однократный запуск аналого-цифрового преобразователя и осуществляется синхронное детектирование полезного сигнала по сигналу фототранзистора. Измерения проводятся в течение 1 секунды, одновременно производятся измерения полезного сигнала и количества оборотов полусферы. После проведения измерений результаты усредняются

и передаются по оптическому каналу на второй микроконтроллер (на неподвижную часть датчика — «базу»).

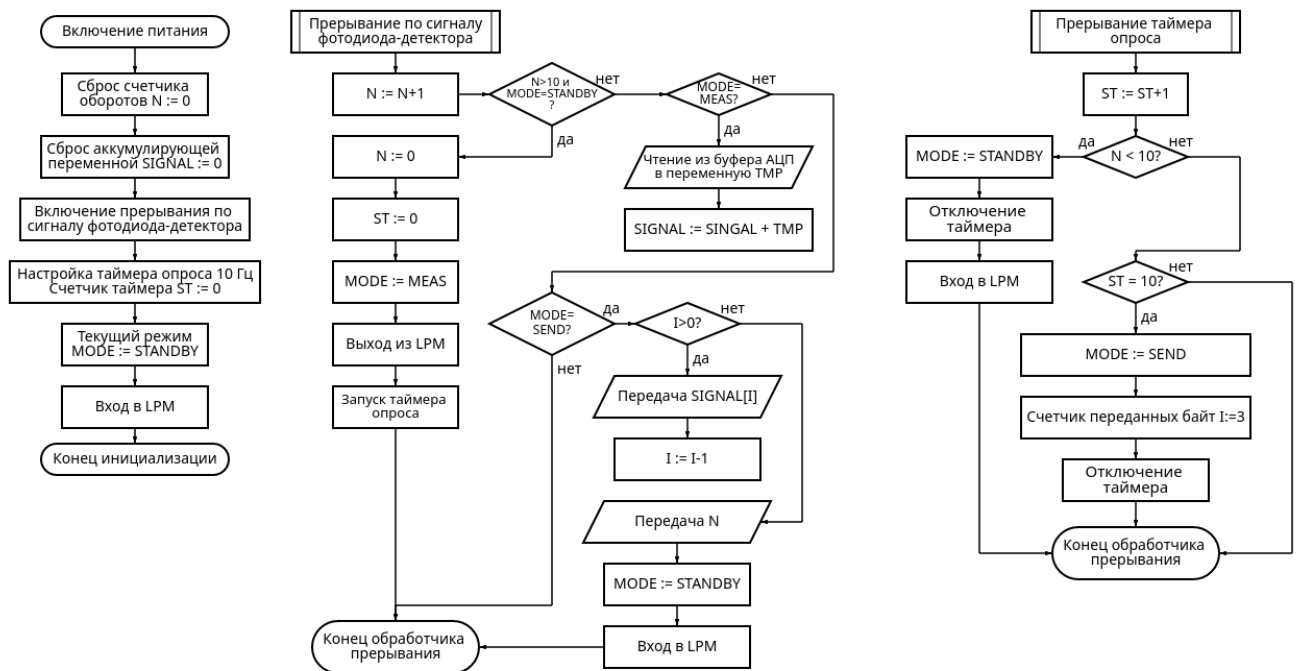


Рисунок 2.46 — Блок-схема алгоритма на сенсорном роторе

При выходе из спящего режима запускается Timer1, работающий на частоте 16.384 МГц. Такая частота не позволяет точно установить желаемый период срабатывания в 0.1 секунды, но требуется для возможности повышения частоты передачи данных до 115200 бод. Дополнительный счетчик `tim1_flow` внутри таймера, сбрасывающийся при достижении значения 16, эмулирует работу таймера на частоте 1.024 МГц, и выполняет подпрограмму таймера раз в 0.1 секунды.

Timer1 обеспечивает точное время измерений, а также переход в спящий режим. При каждом десятом срабатывании подпрограммы таймера проверяется, сколько оборотов совершено с прошлого срабатывания (фактически, сколько оборотов было совершено за последнюю секунду). Если оборотов оказывается меньше ожидаемого порога, заданного в константе `TURN_OFF_REVOLUTIONS_PER_PERIOD`, таймер отключается и микроконтроллер отправляется в спящий режим `MODE=STANDBY`. Если же оборотов было достаточно, глобально задается режим передачи измеренных данных `MODE=SEND`.

При прерывании по засветке фототранзистора на роторе всегда инкриминируется счётчик оборотов N_{rev} . Если МК был в спящем режиме, то по достижении определённого количества оборотов, определяемого порогом $TURN_ON_REVOLUTIONS$, спящий режим отключается, запускается $Timer1$. В режиме измерений запускается считывание 0-го канала АЦП, и по прерыванию готовности данных значение, измеренное с АЦП добавляется к хранимому в оперативной памяти значению суммарного измеренного поля за прошедшую секунду. Каждую секунду данные передаются с ротора на базу закодированным оптическим сигналом, а с базы с помощью UART измерения транслируются на подключённый к базе метеозонд.

Разработанный датчик [A19] может быть использован для организации регулярных измерений ионосферного потенциала на метеостанциях, осуществляющих запуски метеозондов в стандартные метеочасы 4–8 раз в сутки. Передача данных по стандартному протоколу с датчика на передатчик метеозонда позволяет существенно упростить использование датчика без специальной подготовки. Последние разработки других авторов [20, 158], основанные на отличающихся от нашего принципах измерения электрического поля, дают надежду на то, что в обозримом будущем подобные измерения впервые со времён работ Марксона и Мюлльзена [11] будут проведены в нескольких точках Земли.

Глава 3

Глобальные и региональные паттерны молниевой активности в контексте наблюдения параметров ГЭЦ

В этой главе рассматривается представление о молниях как об элементе, способном описывать характеристики ГЭЦ, несмотря на сравнительно малый прямой вклад единичных разрядов в ИП. В предыдущей главе неоднократно делались отсылки к мировой грозовой активности, хотя непосредственно молнии при этом не рассматривались при этом как часть ГЭЦ (см. разделы 1.3.2, 2.1, 2.4.3).

До сих пор иногда в литературе встречается утверждение, что молнии являются основным источником токов в атмосфере [159]. Однако оценки, основанные на решениях нестационарных и квазистационарных моделей ГЭЦ показывают, что отрицательные разряды облако–земля увеличивают полный ИП всего на $\sim 4\%$, а положительные разряды облако–земля уменьшают его на $\sim 3\%$ [43, 160]. Значения вклада молний могут быть ещё меньше при учёте времени диссипации энергии в ГЭЦ [50], составляющем $10 \div 100$ секунд. Его можно брать как верхнюю оценку времени релаксации отклика ИП на единичный разряд молнии: грозы с меньшей частотой вспышек будут давать ещё меньшее интегральное по времени изменение ИП. Таким образом, прямой вклад молниевой активности в ГЭЦ постоянного тока заведомо меньше, чем наблюдаемые на суточном и сезонном масштабах вариации как модельного ИП, так и известных данных поля хорошей погоды E_z . Этот аспект ГЭЦ постоянного тока касательно молний сильно контрастирует с упомянутой в Введении ГЭЦ переменного тока, интенсивность которой непосредственно связана с глобальным распределением молний [4].

Известны попытки связать глобальное распределение молний с самыми известными паттернами ГЭЦ постоянного тока, в том числе суточной и сезонной вариациями [161]. Во-первых, при первых исследованиях суточной изменчивости E_z основным аргументом в пользу концепции ГЭЦ как раз и являлось известное

распределение гроз по земному шару [17]; во-вторых, логично было ожидать если не прямого вклада молний в значение ИП, то хотя бы пространственно-временную корреляцию частоты молниевых разрядов с плотностью токов разделения заряда над облаках.

Используемые в диссертации параметризации ИП задают эффективные сторонние токи, учитывая только один источник: токи разделения заряда в облаках, порождающие токи Вильсона. Кроме токов разделения заряда и токов проводимости, их замыкающих, в ГЭЦ существуют также и другие токи, в том числе токи осадков и токи молний: если первые мы неявно учитываем в облаках глубокой конвекции, то роль вторых до этой главы в диссертации явно не обозначалась. Известны работы, в которых вклады в ГЭЦ от отдельных грозовых и электрифицированных ливневых облаков оценивались количественно с использованием измерений, проведенных с помощью измерения полей над такими облаками [102]. Такие измерения позволяют рассчитать плотность тока Вильсона, которая затем интегрируется по площади облака для оценки общего тока, генерируемого в отдельном облаке.

В первом разделе данной главы паттерны мировой молниевой активности исследуются по данным как спутниковых наблюдений, так и наземных сетей грозопеленгации именно в контексте корреляций с ГЭЦ постоянного тока, логически развивая идеи учёта молний при анализе электрифицированных облаков и токов проводимости над ними [161–163]. Во втором разделе затронуты вопросы наблюдения отдельных гроз с использованием запущенной автором региональной системы грозопеленгации [A7]. Нарботки по региональной системе связаны как с практическими приложениями молниезащиты и задачами физики молнии [A12, A14, 29], так и с задачами ГЭЦ в контексте изучения временной динамики формирования конвективной ячейки, её развития, перехода к стадии грозовой активности и выхода из неё; последнее позволит сформировать набор данных о развитии типичного грозового облака в средних широтах, где недооценка вкладов в ИП, как показано в предыдущей главе, наиболее велика. В этом же разделе также приводятся региональные паттерны молниевой активности и сравниваются с известными работами.

3.1. Связь глобального распределения молний с ГЭЦ

В последние несколько десятилетий широко развились самые различные инструменты для наблюдения за молниевой активностью. Широко используются наземные сети грозопеленгации, определяющие координаты и параметры разрядов по радиосигналам; спутниковые системы фиксируют вспышки с орбиты, включая как видимый свет, так и инфракрасное излучение; оптическая скоростная видеозапись применяется для визуализации структуры отдельных разрядов [29]; акустические и инфразвуковые датчики регистрируют звуковые волны от ударов грома, причём акустическое обнаружение является одним из самых первых методов, используемых ещё несколько веков назад для исследования статистики гроз [A5].

Современные грозопеленгационные сети обеспечивают получение информации о координатах и энергии молниевых разрядов по всему земному шару. К таким сетям относится WWLLN (World Wide Lightning Location Network), фиксирующая излучение молний в сверхдлинноволновом диапазоне (от 3 до 30 кГц) и вычисляющая местоположение и время ударов молний. Сеть WWLLN включает около 80 действующих приёмных станций; для точной регистрации одного разряда достаточно сигнала лишь от 4–6 из них. Определение координат происходит методом триангуляции по разности времени прихода сигналов, обеспечивая пространственную точность до 10 км [164]. При этом WWLLN регистрирует почти исключительно сильные вертикальные разряды типа облако–Земля и облако–облако, в то время как вероятность обнаружения внутриоблачных разрядов очень мала.

Результаты измерений WWLLN предоставляются в коммерческом порядке и доступны только участникам проекта, поддерживающим станции. В то же время данные без информации об энергетике разрядов и с урезанной как пространственной, так и временной точностью публикуются в открытом доступе каждые три часа за последние шесть часов. Мы, подобно авторам работы [165], для личного использования собираем архив таких свободно распространяемых данных WWLLN. Их достаточно для ряда задач, где требуются усреднённые величины; часто в контексте ГЭЦ анализируется LFR (Lightning Flash Rate), который мы также рассчитываем по собранному

архиву. Данные WWLLN, усреднённые или кластеризованные, использовались для исследования ГЭЦ постоянного тока [161].

Кроме данных глобальных грозопеленгационных сетей, в работах также часто используются спутниковые данные. Так, многими авторами использовался ряд LIS/OTD Low Resolution Time Series (LRTS), представляющий собой сведённые в один ряд и обработанные для привязке к географической сетке данные зарегистрированных с помощью спутниковых датчиков OTD (Optical Transient Detector) и LIS (Lightning Imaging Sensor) в оптическом диапазоне молний. LRTS использовался для исследования сезонной и межгодовой изменчивости молниевой активности [166], а также для анализа её взаимосвязи с климатическими явлениями, такими как Эль-Ниньо и Ла-Нинья [112]. В наборе LRTS приведены ежедневные значения плотности вспышек молний с пространственным разрешением $2.5^\circ \times 2.5^\circ$ с 1995 по 2011 г. Датчик OTD работал на спутнике MicroLab-1 с мая 1995 по март 2000 года: обзор датчика охватывал широты вплоть до $\pm 75^\circ$. Датчик LIS в 1998–2010 гг. работал на борту спутника миссии TRMM (Tropical Rainfall Measuring Mission), пролетающего над тропическими и субтропическими регионами (широты до $\pm 38^\circ$). Объединение в работе [167] данных с двух датчиков позволило получить непрерывные глобальные временные ряды молниевой активности с многолетним покрытием. Заметим, что в LRTS для повышения достоверности значений применялось пространственно-временное сглаживание со скользящим окном $7.5^\circ \times 7.5^\circ \times 90$ дней. В диссертации использование данных LRTS затруднено, так как требуется часовое, а не среднесуточное разрешение молниевой активности для воспроизведения паттерна суточной вариации. Поэтому в дальнейших разделах используются преимущественно данные WWLLN.

3.1.1. Реконструкция суточной вариации ГЭЦ

Приведём отдельно картину, качественно отражающую суточную вариацию грозовой активности по современным данным сети WWLLN. Как отмечалось ранее, индивидуальные молнии не могут служить надежным индикатором генерируемого в облаках тока из-за импульсного характера и слабой корреляции с полем хорошей

погоды, в том числе из-за малого вклада, производимого отдельной молнией (0.5–1.5 В). Множество исследователей отмечает некорректность простого суммирования количества молний по всей поверхности Земли и необходимость использования пространственно-временной кластеризации молний в грозовые ячейки [168, 169]. Кластеризация позволяет переходить от анализа дискретных событий разряда молнии к более интересным в контексте ГЭЦ структурам — грозовым кластерам. Каждый такой кластер должен быть собран так, чтобы соответствовать реальной грозовой системе с собственной пространственно-временной динамикой и собственным вкладом в ток «плохой погоды» в ГЭЦ. В работе [161] использовалась кластеризация, основанная на объединении областей высокой плотности разрядов. Продемонстрируем, что даже существенно более простой подход, основанный на эмпирических предположениях о наличии в любой грозовой ячейке характерного тока разделения заряда, приводит к разумным результатам. Для простоты будем полагать, что этот ток одной величины для любой ячейки; похожие соображения в работе приводились ранее и для параметризации источников, только опирались на данные моделирования, а не наблюдений.

Подход заключается в следующем. Во-первых, мы проецируем открытые данные WWLLN, которые изначально предоставлены с точностью до минуты по времени и до 0.01° по координате, на матричный массив (сетку) с размером ячейки $1^\circ \times 1^\circ$; в каждой ячейке записывается количество разрядов молнии, попавших в эту ячейку. Временное разрешение при этом соответственно понижается до одного часа. Далее мы полагаем, что электрифицированные облака находятся в ячейках, в которых наблюдается не менее двух разрядов молнии в час; каждой такой ячейке мы приписываем фиксированную плотность тока разделения заряда j_0 . Чтобы получить глобальное значение стороннего тока, линейно связанного с ИП³, токи от всех ячеек для каждого часа складываются с учётом площади. Фактически такое усреднение отвечает за «кластеризацию» разрядов, но размер кластера ограничен только одной

³В приближении идеального профиля проводимости, не искажённого облаками, естественной радиоактивностью и аэрозолями; ранее мы обнаружили множество достоверных эффектов в ГЭЦ, связанных только с активностью источников, но не с проводимостью.

ячейкой; впрочем, так как характерный размер уединённой конвективной ячейки составляет порядка десятков километров [А6], а размер ячейки сетки на порядок больше, ошибка кластеризации ограничена только теми случаями, когда кластеры оказываются примерно в равных частях разделёнными несколькими разными ячейками сетки.

Мы обработали с помощью вышеописанного метода наборы данных WWLLN, как полученные от соавторов [А1], так и собранные из открытых источников, и получили пространственно-временной набор данных за 2015–2021 г. Полученная в результате применения такого подхода суточная вариация, нормированная на свое среднее, приведена на рисунке 3.47. Заметим, что так как мы полагали плотность тока одинаковой над любыми активными ячейками, в этом контексте $V \propto I \propto S$, где I — глобальный ток «плохой погоды», V — ИП, а S — площадь, занятая активными ячейками.

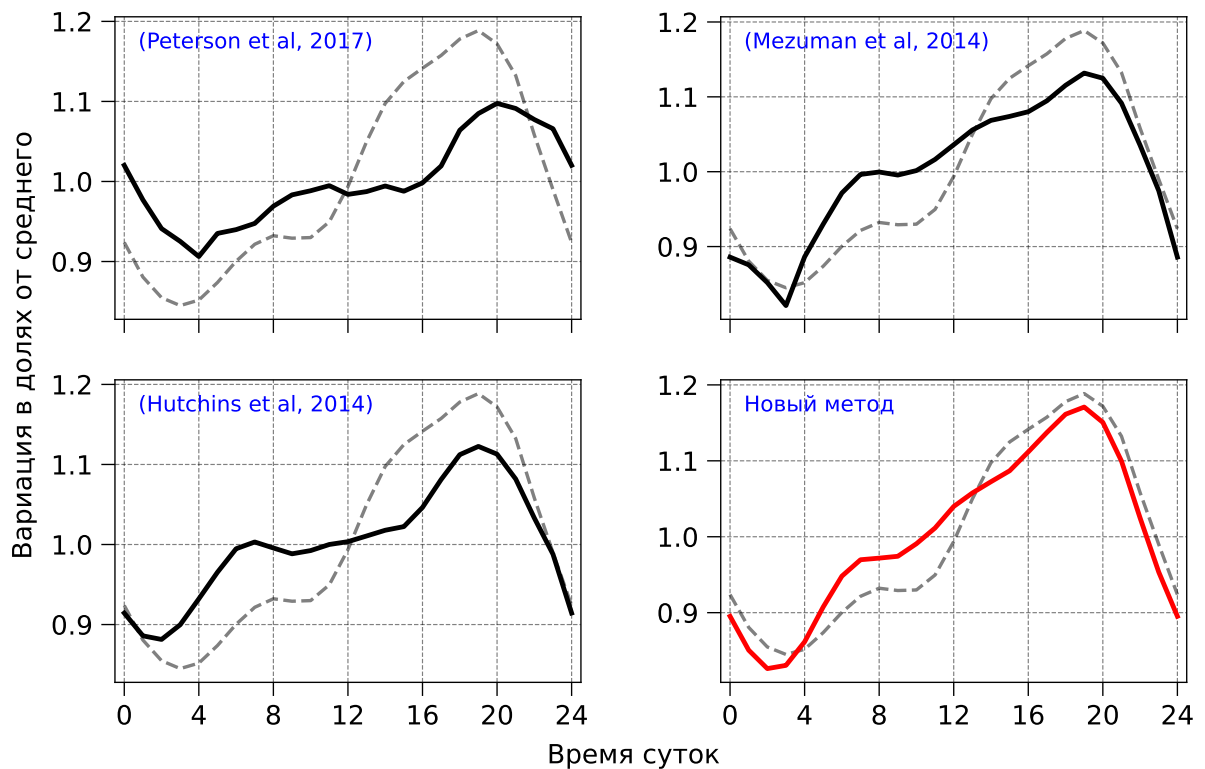


Рисунок 3.47 — Суточные вариации ГЭЦ, нормированные на среднесуточные значения для каждой кривой, полученные с использованием различных подходов к определению глобального тока «плохой погоды». Пунктирной линией приведена среднегодовая кривая Карнеги, чёрными линиями показаны вариации по работам [161, 169, 170], красной линией показана суточная вариация, полученная с использованием кластеризации данных WWLLN с 2015 по 2021 гг.

Заметим, что такой простой подход позволил получить форму суточной вариации ближе по амплитуде и положению основных максимумов по сравнению с более сложными эмпирическими подходами, развитыми в известных работах [161, 169, 170]. При этом, с одной стороны, пренебрегалось отличием между конвективными ячейками вблизи тропиков и в средних широтах (последние могут отличаться как размерами, так и характерными плотностями тока разделения заряда). С другой стороны, но это не ведет к критической переоценке, так как максимальное количество разрядов приходится на экваториальные и тропические регионы.

3.1.2. Суточно-сезонный паттерн по наблюдениям молний

Как было показано ранее в разделе 2.4.3 (см. стр. 104), более информативным по сравнению с усреднённой сезонной вариацией является суточно-сезонная диаграмма, поскольку показывает, как изменяются на масштабах года значения в отдельные часы, т.е. фактически отражает изменение вкладов отдельных регионов на сезонном масштабе. Подобно рис. 2.41, на рис. 3.48 по горизонтальной оси отложено время суток, по вертикальной — время года, а цветом показано среднее значение рассматриваемого параметра (E_z или ток I), взятое только для конкретного часа и конкретного месяца во всех доступных во временном ряде днях.

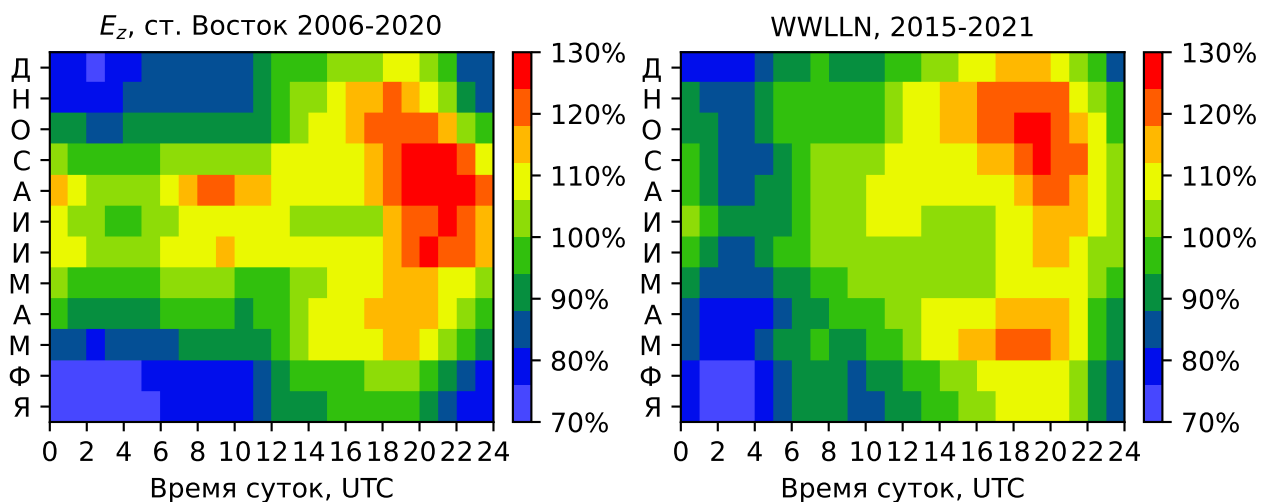


Рисунок 3.48 — Суточно-сезонная диаграмма атмосферного электрического поля E_z на ст. Восток за 2006–2020 гг. и по тока I по данным WWLLN за 2015–2021 гг.

Хотя суточная вариация претерпевает схожее изменение на масштабах сезона как в результатах наблюдений на Востоке, так и в токе «плохой погоды» по данным кластеризации WWLLN, среднесуточный сезонный паттерн тока в целом смещён к осенним месяцам. Обсудим чуть подробнее возможные причины такого расхождения. Согласно нашему анализу, приведённому ранее, сезонная вариация ГЭЦ существует за счёт широтного смещения пика электрической активности в атмосфере; при этом при движении к более высоким северным широтам растёт отношение площади суши к площади океана на выбранной широте [A4]. Однако известно, что в то время как над океаном больше высокоэнергичных разрядов молний чем над сушей, плотность разрядов молний в несколько меньше над океаном [171]. Так как пороговое значение в методе кластеризации подобрано минимально возможным (чтобы максимально включать в рассмотрение электрифицированные облака почти без молний, а не только сильные грозовые), такое отличие в плотности разрядов не может не привести к недооценке вкладов над океаном. Если на масштабах суточной вариации, как обсуждалось при моделировании суточной вариации ИП, океан не даёт заметного вклада (это рассуждение верно и здесь, так как носит общий характер относительно теплоёмкости океана и отклика конвекции на изменение инсоляции), то на сезонном масштабе недооценка океана уже заметна. Эти рассуждения носят качественный характер и указывают на то, что репрезентативность данных кластеризации зависит от рассматриваемого региона и временных масштабов. Необходимо показать, что и на других характерных погодно-климатических масштабах есть согласие вариаций тока с известными наблюдениями; ранее с этой же целью, но применительно к временному ряду модельного ИП рассматривался отклик ГЭЦ на события ЭНЮК и КМД.

3.1.3. Колебание Маддена — Джулиана по наблюдениям молний

В свете понятных проблем воспроизведения тока в ГЭЦ над океаном сложно ожидать полного соответствия наблюдаемых эффектов в кластеризации моделированию и наблюдениям (кроме суточного масштаба). Отклик ГЭЦ на события ЭНЮК существенно зависит от токов над океаном (см. рис. 2.24), поэтому эффект

изменения формы суточной вариации наблюдается в данных кластеризации слабее, чем в моделировании ИП или наблюдениях на Востоке, и здесь не рассматривается. В этом контексте интереснее мода КМД, несколько основных фаз которых проходят над регионами суши — Индией и Индонезией; действительно, здесь отклик кластеризованного тока наблюдается явным образом (см. рис. 3.49).

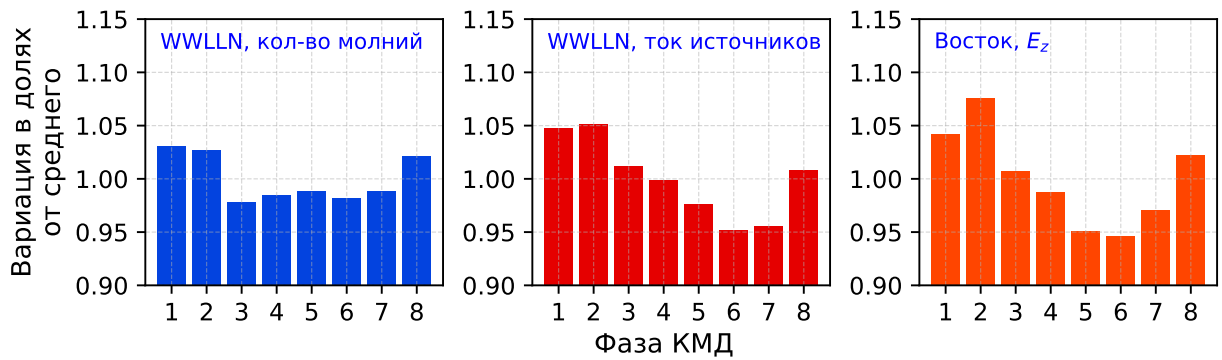


Рисунок 3.49 — Изменение интенсивности ГЭЦ во время событий колебания Маддена — Джулиана по данным WWLLN и данным антарктических наблюдений

На рис. 3.49 приведены для сравнения три интегральных характеристики, сгруппированные и усреднённые по фазам КМД для всех доступных наблюдений. Вариация на масштабах события КМД нормирована на среднее значение для удобства сравнения. На первой панели приведены количества молний, зарегистрированные WWLLN; другими словами, это вариация суммарного эффективного тока молний, так как произведение среднего тока на количество разрядов молний даст сумму токов отдельных молний. Без применения дополнительных действий количество разрядов не демонстрирует чёткого тренда на масштабе событий КМД. Тренд удавалось (хотя и не очень точно) воспроизвести в моделировании и наблюдать на ст. Восток (см. среднее АЭП по фазам на третьей панели рисунка). Однако после применения кластеризации картина существенно меняется (вторая панель на рисунке). Отклик кластеризованного тока (тока источников) на события КМД оказывается похожим на наблюдения АЭП на Востоке. Минимум вариации наблюдается в шестой фазе, а максимум во второй фазе как в наблюдениях E_z , так и в кластеризованном токе.

В завершение этого раздела подчеркнём основные идеи, связанные с воспроизведением пространственно-временных паттернов токов разделения заряда с

использованием данных о глобальной молниевой активности.

1. Предложенный простой метод кластеризации молний позволяет реалистично воспроизвести распределение токов разделения заряда над сушей, что приводит к корректной форме и амплитуде суточной вариации репрезентативного параметра ГЭЦ — глобального тока «плохой погоды»
2. Кластеризация по порогу в две молнии на ячейку в час «теряет» подавляющую часть информации о молниях, но при этом лучше воспроизводит параметры, связанные с ГЭЦ. Так, эффект КМД виден в кластеризованном токе «плохой погоды», но не в исходных данных WWLLN. Это хорошо соотносится с тем, что прямой вклад молний в ГЭЦ не очень велик [160], но даже очень слабые с точки зрения молниевой активности облака влияют на значение тока «плохой погоды».
3. Метод анализа ГЭЦ с помощью кластеризации наблюдений WWLLN является новым полезным инструментом, однако более ограниченным по сравнению с прямым моделированием ИП на базе моделей атмосферы. В частности, не все наблюдаемые в моделировании ИП эффекты видны и при кластеризации молний; отклик на ЭНЮК, в частности, с помощью кластеризации не воспроизводится. Весьма вероятно, что кластеризация может применяться для анализа ГЭЦ в контексте изучения отклика только на те изменения погоды и климата, которые происходят над тропической сушей, но не океаном.

3.2. Сеть региональной грозопеленгации NNLDN

Как уже было отмечено ранее, данные глобальных грозопеленгационных сетей могут успешно использоваться для оценки такого важного параметра ГЭЦ, как полный ток «плохой погоды». Этот параметр представляет собой суммарный ток, возникающий вследствие разделения зарядов в грозовых и электрифицированных облаках. Однако возможности глобальной ГПС WWLLN [172] ограничены при решении некоторых задач изучения грозовой активности в региональном масштабе. Причина состоит в том, что данная система способна регистрировать только мощные вертикальные разряды, генерирующие электромагнитные волны, которые способны распространиться на большие расстояния и достичь пунктов наблюдения без существенного затухания. При этом такие интенсивные разряды составляют всего около 10% от общего числа молниевых разрядов.

Помимо WWLLN, существуют и другие международные грозопеленгационные сети, такие как Blitzortung [173] и GLD360 [174]. Однако данные этих сетей, как правило, доступны либо только для их участников (обладателей аппаратуры, задействованной в сети), либо предоставляются на коммерческой основе. В связи с указанными ограничениями, особую актуальность приобретает создание и развитие региональных грозопеленгационных сетей, которые способны регистрировать не только сильные молниевые разряды типа облако—земля, но и относительно слабые внутриоблачные разряды.

Региональные ГПС, станции которых располагаются на небольших расстояниях друг от друга, обычно демонстрируют более высокие показатели точности и вероятности обнаружения разрядов по сравнению с глобальными сетями [175]. В лаборатории физики молний ИПФ РАН в 2014–2016 гг. была начата работа над созданием подобной региональной сети грозопеленгации [176, 177]. В рамках текущего исследования была проведена комплексная ревизия имеющегося оборудования, разработано и внедрено новое программное обеспечение, расширена сеть станций, а также использованы современные методы численного моделирования для оценки точности обнаружения молниевых разрядов. В результате этой работы была запущена региональная грозопе-

ленигационная сеть NNLDN (Nizhny Novgorod Lightning Detection Network), которая успешно функционирует в настоящее время [A5, A17].

Станции наблюдения сети NNLDN расположены на территориях ИПФ РАН (г. Нижний Новгород, с. Безводное), Нижегородского государственного университета (г. Васильсурск, г. Павлово), а также на базах гидрометеорологических обсерваторий (г. Городец, г. Семёнов). Теоретически минимальное количество станций для определения положения отдельного разряда — 3; на практике для стабильной пеленгации требуется, чтобы одновременно разряд регистрировался не менее чем 4 станциями. На протяжении 2023–2024 гг. одновременно работало от 4 до 6 станций сети.

Обнаружение местоположения молниевых разрядов в NNLDN производится путём минимизации функции невязки, вычисляемой на основе разностей времени прихода электромагнитного излучения от одного и того же разряда на различные станции. Этот подход обусловлен тем, что аналитическое решение сталкивается с некорректностью задачи при задании более трёх разностей времён прихода, требующей специальной регуляризации [172, 178]. Задача решается оптимизационным методом Нелдера–Мида (также известным как симплекс-метод) [179]. Метод Нелдера–Мида хорошо работает для функций невязки с большим количеством локальных минимумов и обладает быстрой сходимостью, позволяющей находить решение с помощью всего нескольких вычислений функции невязки на каждом шаге оптимизации.

3.2.1. Моделирование точности обнаружения сетью NNLDN

Для того, чтобы определить оптимальную конфигурацию грозопеленгационной сети перед размещением станций, было проведено численное моделирование точности обнаружения молниевых разрядов (см. рис. 3.50). В ячейках сетки 4×4 км, покрывающей территорию Нижегородской области, псевдослучайным образом задавалось время и положение десяти молниевых разрядов. Положение разрядов распределялось также случайным образом в пределах каждой ячейки. Для каждого из разрядов рассчитывались точные времена прихода сигналов к местам установки станций ГПС, но к таким временам прибавлялся гауссов шум с $\langle T \rangle = 0.5$ мкс и среднеквадратич-

ным отклонением $\sigma_T = 0.3$ мкс; эти времена согласованы с характеристиками АЦП и счётчика точного времени на станциях ГПС. Для каждого из разрядов строилась функция невязки как

$$f(x, y) = \sum_{i=1}^N \sum_{j=i+1}^N (R_i - R_j - c\Delta t_{ij})^2,$$

где c — скорость света в вакууме;

R_i — расстояние от станции с номером i до точки (x, y) в километрах;

t_{ij} — разность времён прихода сигнала на i -ю и j -ю станции в секундах;

N — количество станций;

x, y — широта и долгота предполагаемого положения разряда.

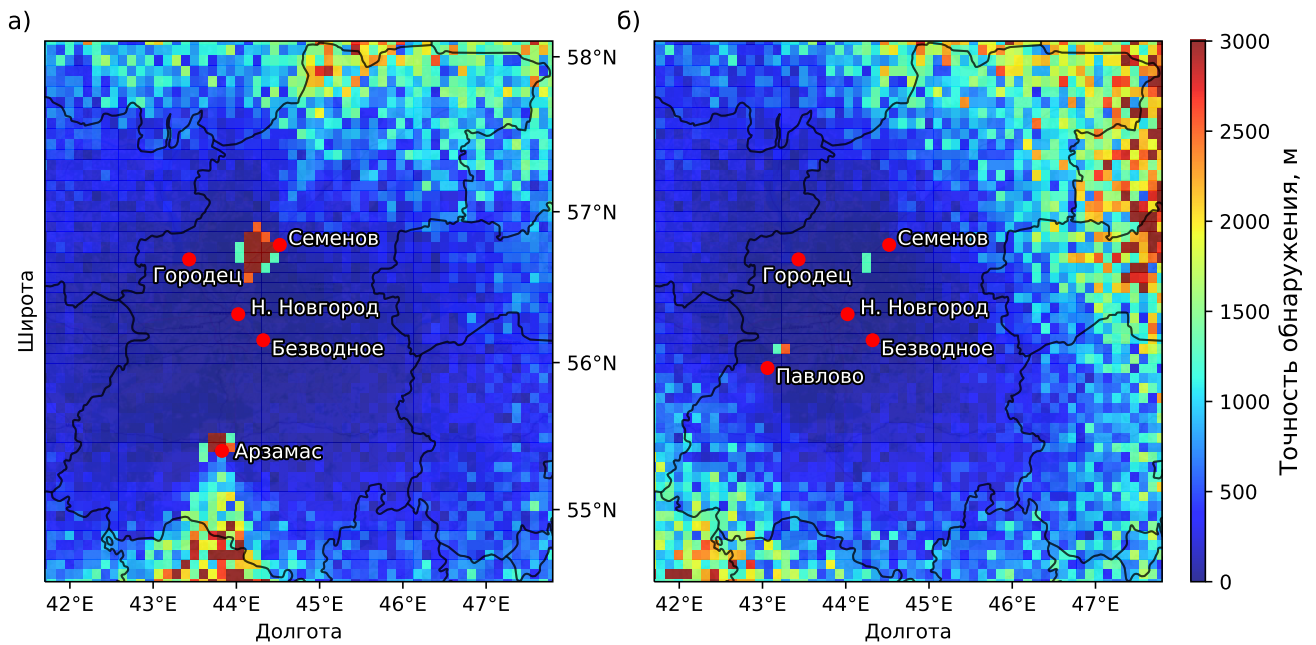


Рисунок 3.50 — Моделирование точности численного решения задачи гронопеленгации. а) конфигурация с дополнительной станцией в Арзамасе, б) конфигурация с дополнительной станицей в Павлово

Очевидно, что $f(x_0, y_0) \equiv 0$ в истинном положении разряда, а если времена известны с заданной ошибкой, можно показать, что наилучшая оценка положения достигается в глобальном минимуме $f(x, y) \rightarrow \min$. Для каждого разряда с помощью таких функций невязки методом Нелдера–Мида определялось предполагаемое положение разряда и находилось расстояние между заданным и найденным положением;

эта величина построена на рисунке 3.50 как *точность обнаружения*.

На рисунке 3.50а визуально заметны области, где точность пеленгации существенно снижается — в частности, внутри треугольника, образованного городами Семёнов, Нижний Новгород и Городец, а также в районе Арзамаса. Появление таких областей связано с особенностями геометрии размещения станций грозопеленгационной сети: когда станции располагаются близко к одной прямой, минимизируемая функция невязки, используемая для определения местоположения разряда, становится «овражной» и содержит множество локальных минимумов. Это затрудняет работу алгоритмов оптимизации, поскольку они могут сходиться к локальным минимумам, не достигая глобального минимума.

Таким образом, при проектировании конфигурации сети было необходимо избегать линейного расположения станций и стремиться к более равномерному и пространственно распределённому размещению, снижая вероятность возникновения областей с пониженной точностью и повышая общую эффективность работы грозопеленгационной системы. На рисунке выше приведено сравнение точности обнаружения только для двух вариантов размещения; перед установкой же станцией был проведён ряд численных экспериментов со всеми доступными вариантами размещения станций с расчётом карт точности для вариантов с 4, 5 и 6 станциями в доступных точках наблюдения, и выбран вариант с наилучшими характеристиками на территории Нижегородской области. Сравнение разных вариантов проводилось по интегральной характеристике — доле ξ точно обнаруженных разрядов от их общего количества в выбранной области

$$\xi(L) = \frac{\sum_{k=1}^N H(L - d(\mathbf{r}_0, \mathbf{r}_k)) \cdot H(r_\epsilon - d(\mathbf{r}_k, \mathbf{r}_k^*))}{\sum_{k=1}^N H(L - d(\mathbf{r}_0, \mathbf{r}_k))}, \quad (3.19)$$

где H — функция Хевисайда;

r_ϵ — максимально допустимое расстояние между $\mathbf{r}_k$ и $\mathbf{r}_k^*$, м;

L — расстояние от центра NNLDN $\mathbf{r}_0$, м;

N — число модельных разрядов.

На рисунке 3.51 представлены результаты расчёта доли точно обнаруженных разрядов при различных конфигурациях сети NNLDN. Выбор оптимальной конфигурации сети зависит от её функционального назначения: так, увеличение расстояний между станциями (расширение базы сети) способствует увеличению потенциальной дальности пеленгации, но снижает точность регистрации ближних гроз. Этот вариант реализуется при добавлении станции в Арзамасе. Однако основная задача NNLDN и заключается в точном определении местоположения ближних гроз; поэтому более предпочтительным оказывается конфигурация с дополнительной станцией в Павлово, обеспечивающая более равномерное покрытие в центральной части региона.

Без использования дополнительной, пятой станции, доля обнаружения разрядов, определённая по (3.19), составляет около 80% на расстоянии 40 км от центра сети и снижается до примерно 37% на расстоянии 250 км; добавление станции в Павлово существенно повышает точность в ближней зоне.

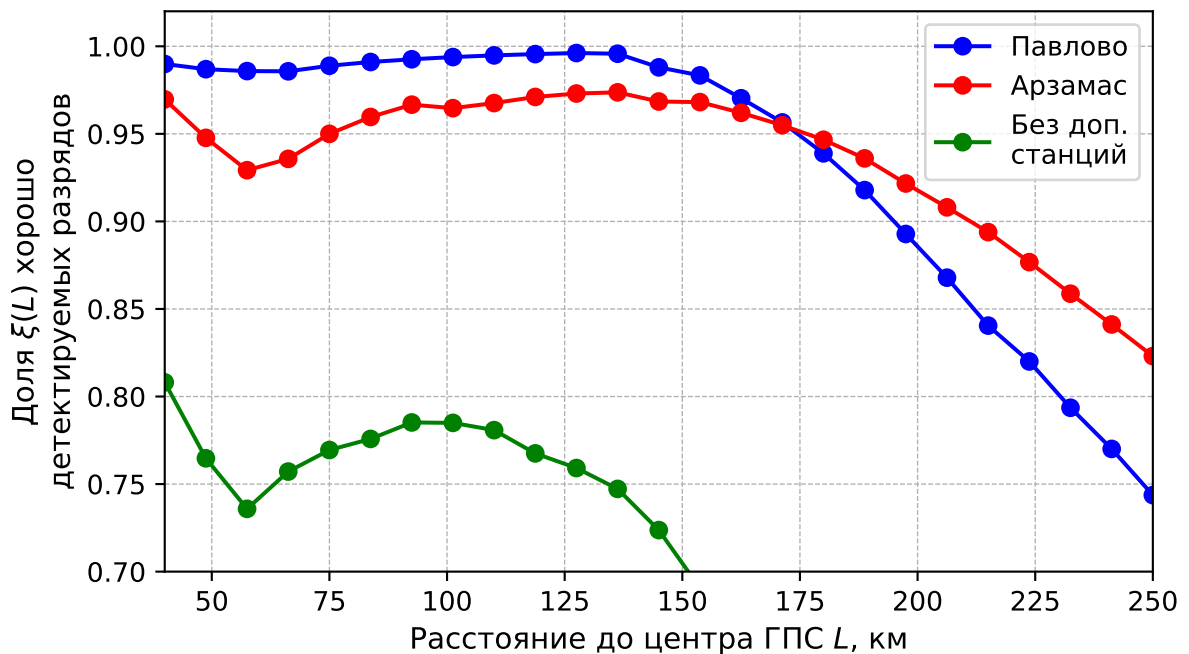


Рисунок 3.51 — Сравнение конфигурации с дополнительной станцией в Арзамасе и конфигурации с дополнительной станцией в Павлово по доле точно ($r_\varepsilon < 1000$ м) обнаруженных разрядов от общего числа разрядов

По состоянию на апрель 2025 года введено в эксплуатацию 7 станций и подго-

товлено к установке в новых пунктах ещё 2 комплекта оборудования, а модельная доля хорошо регистрируемых разрядов на территории области не ниже 96%.

3.2.2. Интенсивная гроза 29 июля 2023 года

Результаты наблюдений сети NNLDN по пространственному распределению регистрируемых разрядов близки к другим ГПС [A7, A8]. В частности, это подтверждается и в наблюдениях отдельных интенсивных гроз. На рис. 3.52 приведен пример регистрации сетью NNLDN, а также рядом других российских и зарубежных грозопеленгационных сетей грозы, прошедшей на территории Нижегородской области 29 июля 2023 г. Событие 29 июля является характерным примером фронтальной грозы, пришедшей в область с западо-юго-запада; в разделе 3.2.3 приведена статистика по многолетнему ряду наблюдений сети WWLLN, по которой становится известно, что такое направление прихода также является типичным для Нижегородской области.

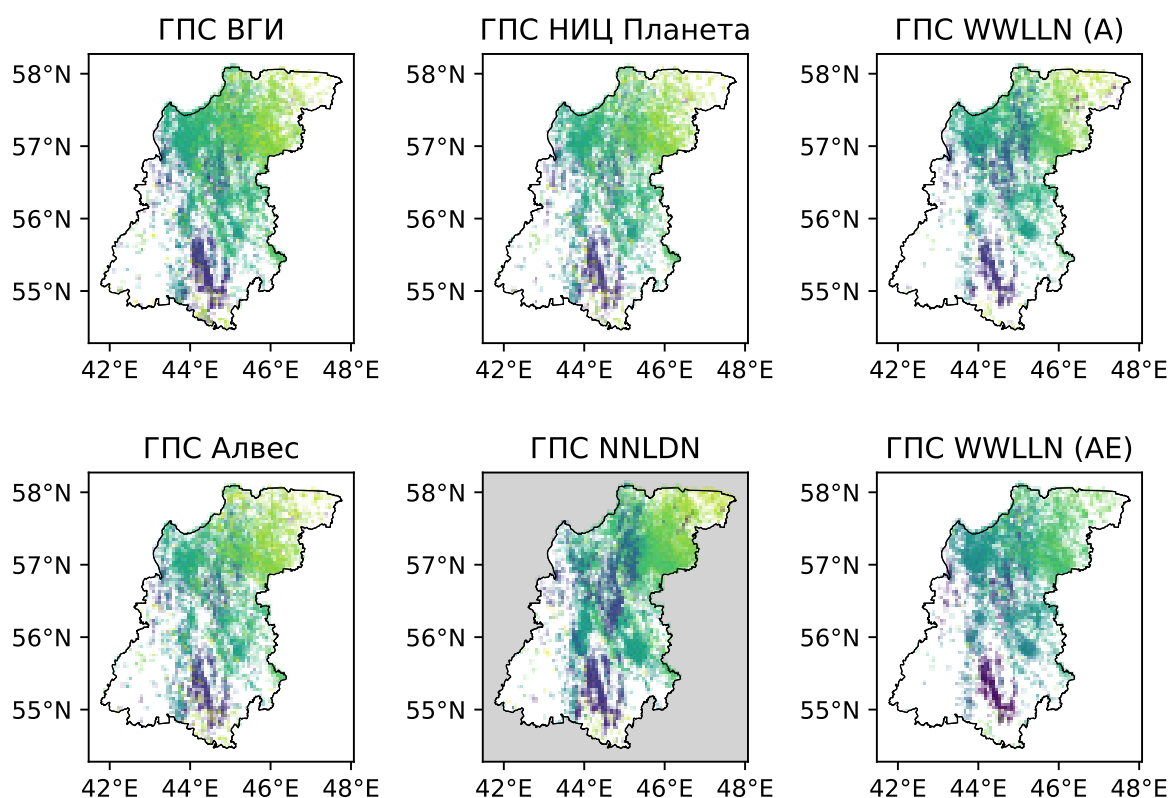


Рисунок 3.52 — Гроза 29.07.2023 по данным различных грозопеленгационных сетей.

Цветом показано время разряда: от самых первых (зелёные точки) к самым последним (синие точки)

Анализ накопленных распределений положений молний удобен для сравнения сетей грозопеленгации и составления карт грозоопасности, но при изучении динамики отдельных разрядов интересно исследовать различные стадии развития и распада конвективных ячеек. Для этого удобным инструментом является выделение кластеров молний; параметры кластеризации могут быть подобраны эмпирически так, чтобы захватывать отдельные грозовые ячейки.

Одним из наиболее естественных методов кластеризации является алгоритм DBSCAN (Density-Based Spatial Clustering of Applications with Noise), с помощью которого можно сгруппировать элементы по плотности. DBSCAN — это алгоритм кластеризации, который группирует точки данных, находящиеся в областях с высокой плотностью, и помечает точки в областях с низкой плотностью как выбросы или шум. Он требует задания двух параметров: радиуса окрестности (ε) и минимального количества точек M , необходимых для формирования плотной области. Точки, имеющие не менее M соседей в пределах ε -окрестности, считаются основными и инициируют формирование кластера. Алгоритм способен обнаруживать кластеры произвольной формы и устойчив к выбросам, что делает его особенно пригодным для анализа таких пространственных данных, как распределение молний в грозовых ячейках.

Мы определяем радиус окрестности одновременно и по евклидову расстоянию между разрядами молний (5 км), и по разнице времен между разрядами молний (10 минут), а минимальное количество соседних точек для кластеризации выбирается равным 1. Результаты кластеризации с шагом в 10 минут для наиболее активного этапа грозы 29 июля 2023 г. приведены на рисунке 3.53.

Согласно алгоритму с введёнными таким образом коэффициентами, кластером будет считаться множество разрядов молний, каждая из которых произошла не далее чем в 5 км и не более чем через 10 минут хотя бы от одной любой другой молнии в этом кластере. Три кластера на рисунке 3.53 соответствуют областям молниевой активности, породившим наибольшее число разрядов за период с 09:30 UT до 11:20 UT; для синего кластера (№1) это 1064 разряда за указанный период, для зелёного (№3) 964, для красного (№2) 120 разрядов.

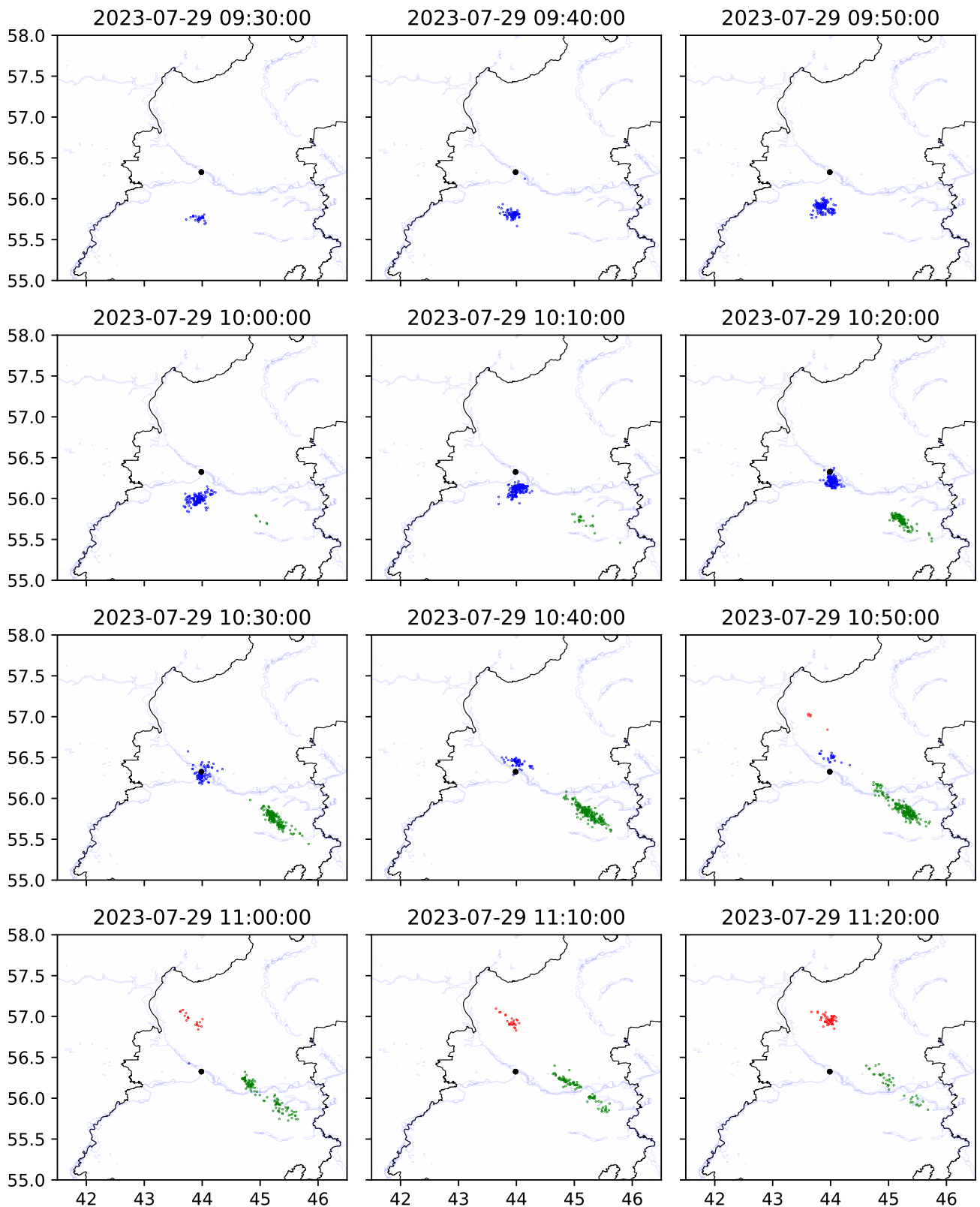


Рисунок 3.53 — Движение трёх основных молниевых кластеров во время грозы 29 июля 2023 г. Каждая панель рисунка показывает молнии в кластерах за прошедшие 10 минут: с 9:30 до 9:40, с 9:40 до 9:50 и так далее. Разными цветами показаны молнии, сгруппированные по отдельным кластерам. По горизонтали рисунка отложена широта, по вертикали — долгота

Интересно, что при переходе через Волгу молниевая активность сильно подавляется вплоть до исчезновения плотной области разрядов; спустя 30 минут эта же ячейка «восстанавливается» и молниевая активность растёт, что обнаружено при кластеризации как появление кластера №3. При этом никаких особенностей в радарных наблюдениях отражаемости в грозовой ячейки при этом не наблюдается. По индексу молниеопасности [180] можно было бы сделать ошибочный вывод о том, что молниевая активность продолжалась непрерывно, в то время как система грозопеленгации позволила наблюдать «подавление» молниевой активности.

Алгоритм DBSCAN, применённый здесь для отделения активности отдельных ячеек при прохождении фронтальной грозы, использовался авторами отдельных работ для кластеризации данных глобальной грозопеленгации [161], в то время как мы обошлись более простым, но действенным методом на крупной сетке. На региональном же масштабе кластеризация с помощью DBSCAN становится полезным инструментом для изучения разных стадий отдельных гроз, характерных для средних широт.

3.2.3. Региональная статистика молниевой активности

Региональная статистика молниевой активности предоставляет ценную информацию для анализа пространственно-временных характеристик конвективных процессов; так, такие данные позволяют выявить особенности сезонности, интенсивности и географического распределения гроз. В частности, одной из таких статистических характеристик является направление прихода грозовых ячеек, важное прежде всего для изучения динамики конвективных систем и того, как крупномасштабные метеорологические процессы, такие как влияние фронтов или орографии, определяют развитие локальных конвективных явлений. Диаграмма направлений прихода гроз в регионе (см. рисунок 3.54) отражает количество грозовых часов, пришедшихся на определенное направление переноса грозовых ячеек. Из диаграммы видно, что наиболее вероятны в исследуемом регионе грозы с запада-юга-запада и юга-запада-юга. Для проведения такого анализа были задействованы: (1) данные доплеровского

метеорада ДМРЛ-С [180], установленного в г. Нижний Новгород, для определения областей с высокой радиолокационной отражаемостью в облаке, (2) данные сетей WWLLN и NNLDN для соотнесения количества разрядов молний соответствующим быстроразвивающимся конвективным явлениям.

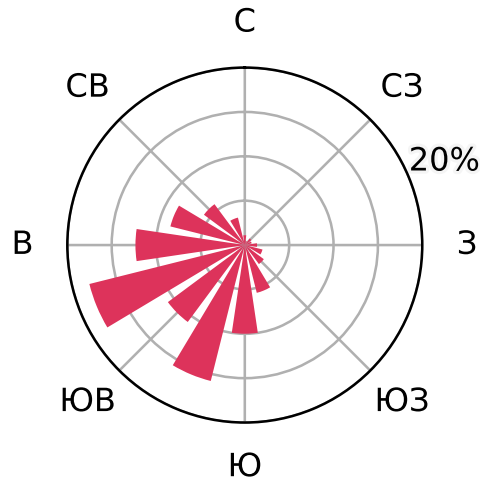


Рисунок 3.54 — Диаграмма направлений прихода гроз в Нижегородскую область. Для каждого направления рассчитано количество грозовых часов, в течение которых гроза двигалась в таком направлении. Данные усреднены по 2022–2023 гг.

Опишем более детально процедуру, по которой была построена диаграмма на рисунке 3.54. Для определения направления прихода гроз к пространственно-временному распределению максимальной вертикальной отражаемости в столбе был применён метод оптического распознавания Лукаса-Канаде. С помощью данного метода были определены векторы перемещения областей высокой отражаемости с шагом в 10 минут для всех облаков в исследуемом регионе; затем на каждом временном шаге был рассчитан средний вектор перемещения областей высокой отражаемости и найдено соответствующее вектору направление прихода. При усреднении учитывались перемещения только таких облаков, в которых по данным сетей грозопеленгации было не менее 10 разрядов на протяжении часа. Также описание обработки данных ГПС для этого анализа приведено в работе [A5].

Пространственные паттерны грозоопасности в пределах границ Нижегородской области по результатам наблюдений региональной ГПС NNLDN приведены на рис. 3.55.

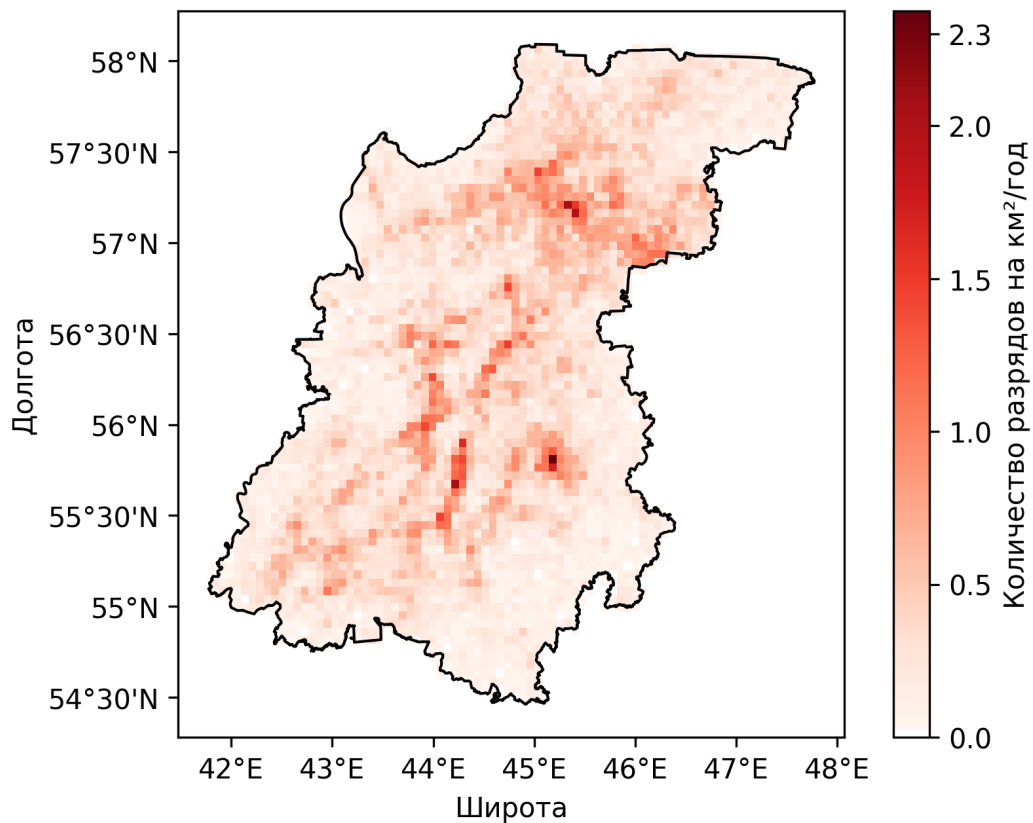


Рисунок 3.55 — Распределение среднегодовой плотности разрядов молний, зарегистрированных NNLDN на протяжении 2022–2023 гг.

Область высокой плотности разрядов, протянувшаяся от юго-запада на северо-восток карты (Арзамасский, Богородский, Краснобаковский районы), демонстрирует характерную для Нижегородской области особенность, выражающуюся в том, что наиболее мощные и продолжительные грозовые события развиваются как раз в этом направлении, как было показано в [181] на примере совместного анализа натурных данных регистрации напряжённости атмосферного электрического поля и данных метеорадаара ДМРЛ-С.

Для анализа сезонной динамики грозовой активности в исследуемом регионе был построен временной ряд, отражающий количество зарегистрированных разрядов молний в течение каждого дня с мая по сентябрь 2023 года (см. рис. 3.56). На рисунке показаны выраженные пики грозовой активности, приходящиеся преимущественно на июль — это соответствует типичной сезонности для умеренных широт, когда на фоне высокой температурной неустойчивости и повышенной влажности создаются благоприятные условия для развития мощных конвективных систем. Менее интен-

сивные, но регулярные эпизоды грозовой активности наблюдаются также в июне и августе, тогда как в мае и сентябре грозы носят эпизодический характер.

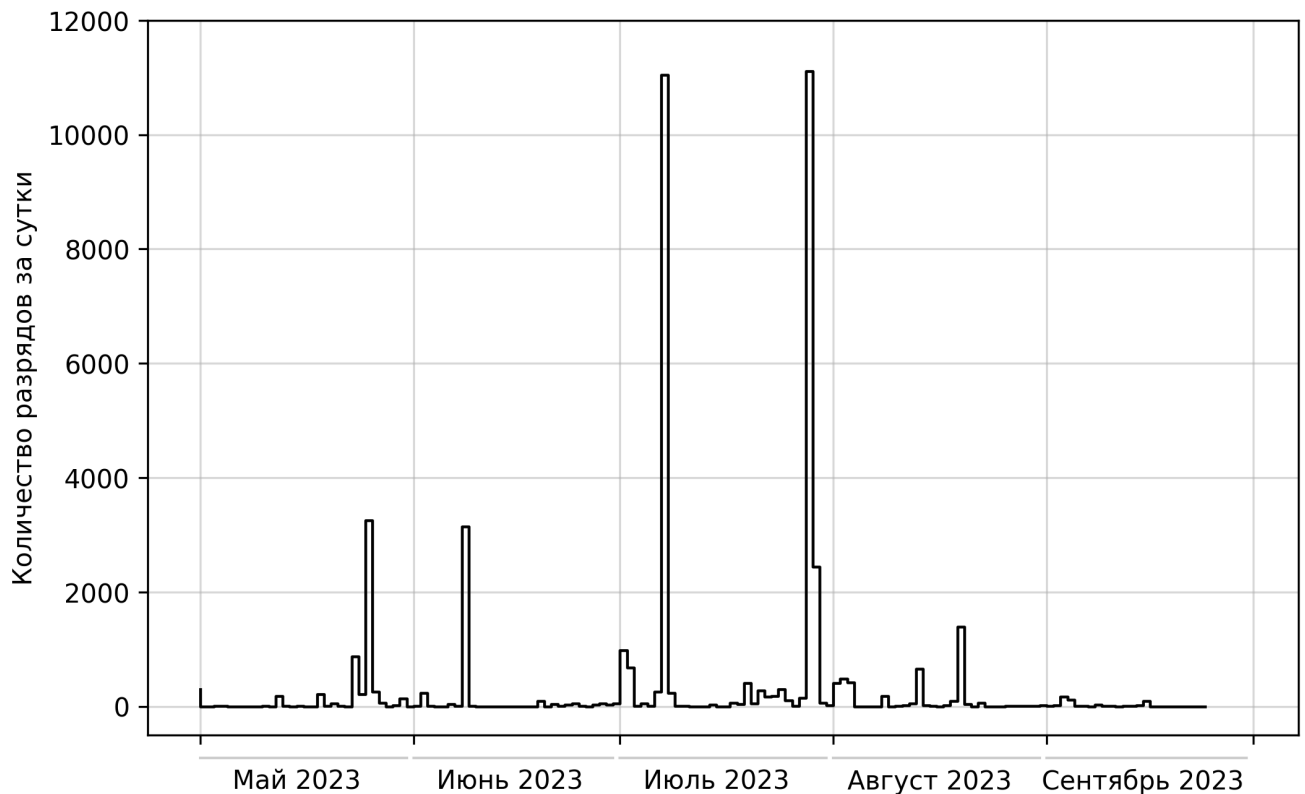


Рисунок 3.56 — Грозовые события в конвективном сезоне 2023 г.

Таким образом, представленные в этом подразделе результаты позволяют охарактеризовать молниевую активность в Нижегородском регионе как сезонную, преимущественно летнюю, с выраженными максимумами в июле и локальными эпизодами в другие месяцы тёплого периода. Пространственный анализ показал наличие устойчивого грозового паттерна, ориентированного с юго-запада на северо-восток. Доминирующие направления перемещения гроз, определённые на основе радиолокационных и грозопеленгационных данных, также подчеркивают на связь грозовой активности с крупномасштабными атмосферными процессами. В совокупности эти результаты формируют основу для дальнейшего исследования динамики отдельных конвективных ячеек.

3.3. Многопунктовые измерения квазистатических полей

3.3.1. Сеть электростатических флюксометров

Одним из наиболее применимых методов исследования задач динамики атмосферного электричества оказывается статистическое исследование долговременных или кратковременных, но многопунктовых измерений напряжённости электрического поля в приземном слое атмосферы [182, 183]. Отдельный интерес представляют задачи исследования быстроразвивающихся интенсивных погодных явлений, сопровождающихся молниевой активностью. Их оказывается удобно исследовать, совмещая данные грозопеленгационных сетей с измерениями напряжённости электрического поля, как это сделано автором в [А6].

На протяжении 2020–2024 гг. было установлено три новых станции наблюдения электростатических полей, оснащённых парами электростатических флюксометров Voltek EFM-100: «ИПФ РАН», «Безводное» и «Городец». Пункты отличаются локальными условиями, в частности, ИПФ РАН находится в условиях плотной городской застройки в центре города, в то время как пункт «Безводное» размещен на загородной базе в условиях сельской местности; пункт «Городец» расположен на берегу Горьковского водохранилища. Карта местоположения флюксометров приведена на рисунке 3.57.

На отдельных пунктах размещено по два датчика Voltek EFM-100, работающих в разных динамических диапазонах: один работает в режиме ослабления 1:4 и имеет диапазон измерения $-20 \div 20$ кВ/м, второй — в режиме 1:1 и имеет диапазон измерения $-2 \div 2$ кВ/м, и, соответственно, более высокое разрешение (1 В/м), что является необходимым условием при анализе напряжённости электрического поля хорошей погоды с характерными значениями в диапазоне $0 \div 300$ В/м.

Флюксометры Voltek EFM-100⁴ представляют собой измерители атмосферного электрического поля, предназначенные для регистрации вертикальной составляющей квазистационарного поля, создаваемого как грозовыми или электрифицированными

⁴Данная модель флюксометров оказалась весьма популярной для таких измерений; так, в измерениях сети GLOCAEM (Global Coordination of Atmospheric Electricity Measurements) больше половины датчиков сети — это Voltek EFM-100 [155].

облаками, так и разностью потенциалов в ГЭЦ. Принцип действия основан на классической схеме вращающегося электростатического зонда: электрод периодически экранируется вращающимся заземлённым обтюратором, что приводит к появлению индуцированного переменного тока между заземлением и электродом, амплитуда которого пропорциональна величине внешнего электрического поля. Сигнал с электрода детектируется, фильтруется и в итоге оцифровывается с частотой $20 \div 21$ Гц и передаётся на регистрирующий компьютер.

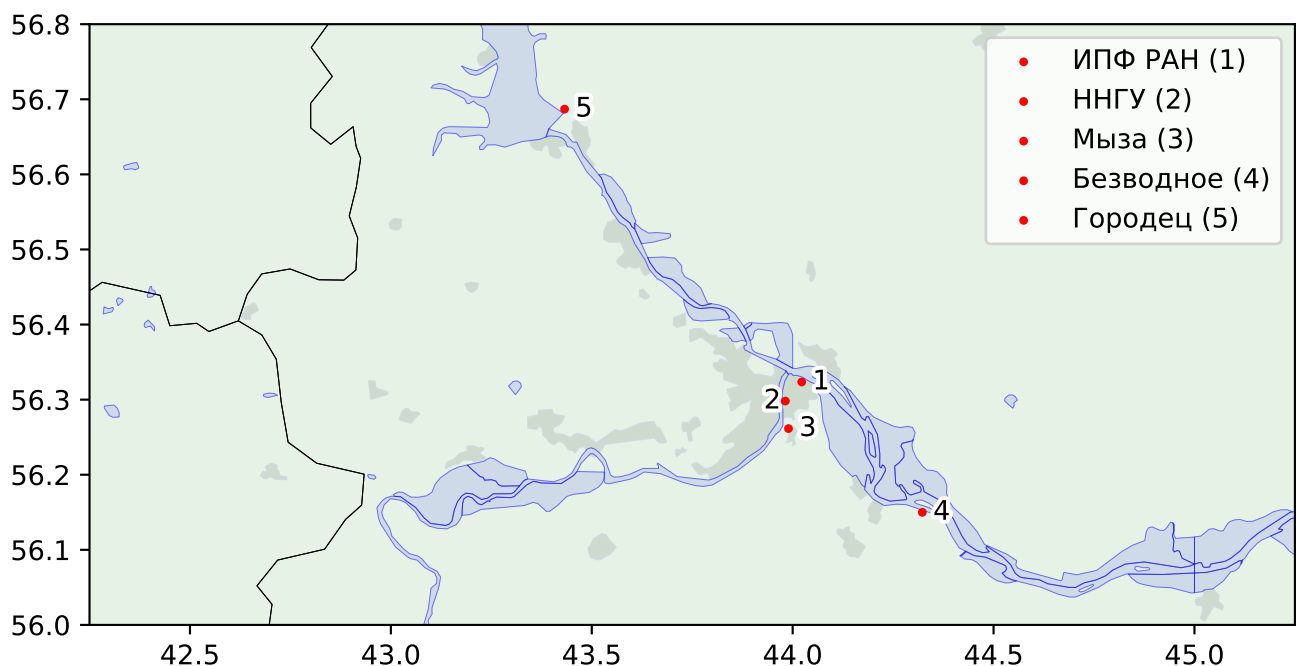


Рисунок 3.57 — Карта местоположения электростатических флюксометров по состоянию на 21 марта 2025 г.

3.3.2. Суточная вариация и критерии хорошей погоды

Как правило, в задачах исследования разномасштабных вариаций глобальных параметров ГЭЦ такие измерения нуждаются в устранении шумовых компонент, вносимых электрически возмущёнными периодами погоды. Свой вклад в шумовые компоненты дают атмосферная турбулентность в пограничном слое, эмиссия радиоактивных изотопов из почвы, динамика атмосферных аэрозолей и многие другие факторы. Приземный слой, при своём удобстве для статистического исследования локальных электрических явлений, не позволяет надёжно определить мгновенные

значения глобальных параметров ГЭЦ. Однако измерение квазистатического вертикального приземного атмосферного электрического поля (АЭП) при этом остаётся наиболее часто используемым инструментальным методом при изучении атмосферного электричества; изучаются не мгновенные значения, а усреднённые (как правило, до часового разрешения) временные ряды, из которых удаляются искаженные периоды.

Наблюдения поля хорошей погоды для вычленения глобального сигнала, связанного с динамикой ионосферного потенциала и ГЭЦ, пригодны только после исключения из анализа наблюдений, в которых электрическое поле было возмущено, будь то проводимость, грозовые облака или любой другой фактор. Для этого различными исследователями выдвигались разнообразные критерии хорошей погоды. Их можно разделить на две группы: погодные критерии и электрические критерии.

Так, в работах Анисимова и соавторов [183] условиями хорошей погоды при проведении атмосферных электрических наблюдений считаются отсутствие осадков, скорость ветра более 4 м/с и облачность не более пяти баллов. В работе [184] предлагаются следующие три основных критерия хорошей погоды: отсутствие гидрометеоров, аэрозолей и дымки, дальность прямой видимости не менее 2 км, незначительное количество кучевых и отсутствие слоистых облаков с нижней границей ниже 1500 м, а также скорость ветра у поверхности в диапазоне от 1 до 8 м/с.

В работе [13] авторы предлагают в качестве критерия выбора дней с хорошей погодой условия для значений электрического поля и не используют метеорологические данные вовсе. Анализируются 15-минутные интервалы наблюдений электрического поля, на которых рассчитываются экстремальные значения поля и некоторые другие параметры, и при выходе за определенные границы данные считаются возмущёнными.

В рамках исследований по теме диссертации для выбора дней хорошей погоды предложена новая формальная процедура [A1]. От приведённых выше она отличается тем, что наиболее адаптирована к применению на рядах данных со среднечасовым усреднением. Такие ряды удобны для анализа долговременных рядов поля хорошей погоды и изучения вариаций с периодом не менее суток. Процедура представляет собой следующие четыре последовательно применяемых операции над исходным рядом из среднечасовых значений:

1. Дни с неполными/отсутствующими среднечасовыми данными исключаются;
2. Дни с отрицательными и/или нулевыми среднечасовыми значениями АЭП исключаются;
3. Дни с амплитудой более 150% от среднесуточного значения исключаются;
4. Дни с среднечасовыми значениями АЭП напряжённостью более 300 В/м исключаются.

Применение этих критериев для отбора дней хорошей погоды к антарктическим данным (см. раздел 2.2.1) позволило проанализировать временной ряд E_z без привлечения метеоданных (для отдельных периодов метеоданные были недоступны), причём в подготовленном ряде удалось обнаружить несколько тонких эффектов, имеющих заведомо глобальную природу: изменение формы суточной вариации во время Эль-Ниньо и изменение интенсивности во время разных фаз колебания Маддена — Джулиана. Рассмотрим многолетние наблюдения сети флюксометров, подготовленные по той же процедуре. На двух панелях рис. 3.58 приведены наиболее характерные суточно-сезонные диаграммы значений напряжённости электрического поля E_z , отобранных с помощью вышеприведённой процедуры, с нескольких флюксометров, установленных на крыше здания ННГУ и на аэрологической станции на Мызе.

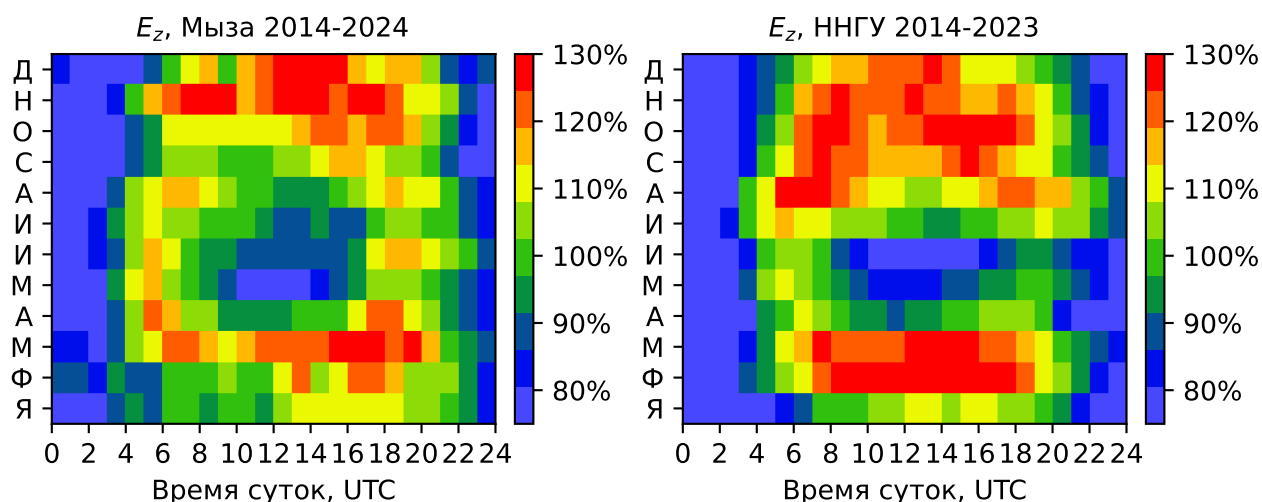


Рисунок 3.58 — Суточно-сезонные диаграммы значений атмосферного электрического поля E_z хорошей погоды по долговременным наблюдениям в Нижнем Новгороде

По сравнению с измерениями на станции Восток, для которых ранее была приведена аналогичная диаграмма (см. рис. 2.41), в значениях E_z присутствует большая локальная составляющая. В первую очередь, это искажения сезонной вариации, которая вместо летнего максимума становится максимальной зимой; искажения сезонной динамики могут быть привнесены локальной динамикой аэрозолей и, особенно, осадками, которые плохо фильтруются критериями хорошей погоды по значениям E_z . Качественно схожие с рис. 3.58 суточно-сезонные паттерны получаются и по результатам измерений на других станциях и здесь не приводятся.

Подобные исследования проводились для измерений станции GLOCAEM в греческом городе Ксанти [185]. Однако в работе [185] авторы пытались трактовать локальный вклад как разницу локального E_z с универсальной суточной вариацией (кривой Карнеги), при этом для разных периодов года кривая бралась одна и та же; в тоже время сейчас ясно, что вариация не является полностью универсальной и существенно изменяется на масштабах года (см. рис. 2.41).

В работе [186] отмечается, что в зимние месяцы, особенно в декабре, вклад глобальных эффектов в формирование суточной вариации электрического поля преобладает над локальными, что делает суточную вариацию более выраженной; в летние месяцы, напротив, локальные эффекты, такие как повышенное аэрозольное загрязнение, могут искажать форму суточной вариации, снижая её сходство с кривой Карнеги. Таким образом, декабрьские данные в средних широтах предоставляют наиболее благоприятные условия для наблюдения и анализа глобальной суточной вариации атмосферного электрического поля. Однако в городских условиях зимой может не наблюдаться снижения аэрозольной нагрузки. Из этих соображений была установлена одна из новых станций наблюдения в с. Безводное, находящемся хотя и не в идеальных условиях (близость г. Кстово и Кстовского нефтезавода), но в более чистых, чем станции, установленные непосредственно в городах. Это проявляется в том, что декабрьская суточная вариация (см. рис. 3.59) действительно отражает глобальные сигналы, связанные с ГЭЦ, в частности, главный максимум кривой Карнеги, связанный с американским грозovým центром; по сравнению с работой [186], где анализировались данные городских наблюдений, согласие с кривой Карнеги у

суточной вариации E_z хорошей погоды по измерениям в с. Безводное оказалось заметно выше. Так, можно подчеркнуть близкие значения амплитуды суточной вариации (34% у кривой Карнеги и 37% у суточной вариации в с. Безводное).

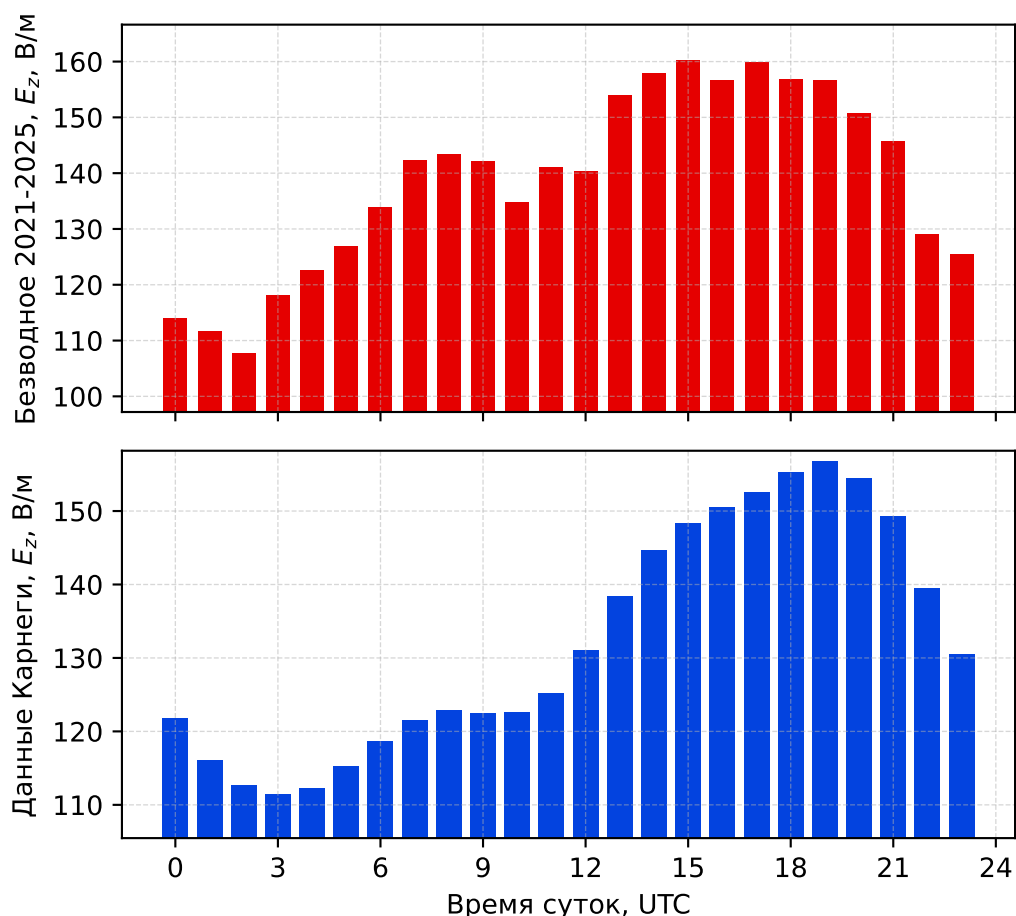


Рисунок 3.59 — На верхней панели суточная вариация, усреднённая по декаблям 2022–2025 гг. в с. Безводное, а на нижней суточная вариация, усреднённая по декаблям из данных экспедиций Карнеги

Сравнение суточной вариации E_z хорошей погоды, построенной по измерениям в декаблях 2022–2025 гг. (см. рис. 3.59), с классической кривой Карнеги демонстрирует ряд некоторых общих черт, свидетельствующих в пользу глобальной природы наблюдаемой вариации. Так, фаза основного максимума, соответствующая активации источников над Южной Америкой, как в кривой Карнеги, так и в наблюдениях в Безводном приходится на период между 18:00 и 19:00 UT. Также совпадает положение Азиатского максимума в 08:00 UT. Положение глобального минимума близко, но отличается в наблюдениях; однако это может быть связано с тем, что в период с 03:00 до 18:00 UT в наших измерениях значения завышены, хотя в декабре это завышение

и оказалось минимальным.

В заключение анализа данных хорошей погоды в нижегородских измерениях отметим, что несмотря на удовлетворительное соответствие суточной вариации E_z хорошей погоды в декабре, наши региональные измерения могут быть применены в очень узком круге задач изучения глобальных паттернов ГЭЦ. Во-первых, заведомо не удастся исследовать сезонную вариацию ГЭЦ по данным только декабрьских измерений; отсюда следует и то, что не получится исследовать сезонную изменчивость суточной вариации. Отклик ГЭЦ на события ЭНЮК, хоть и достигающие пика в декабре, довольно тонкий и проявляется в изменении относительной суточной вариации с пятимесячным усреднением. Наконец, события КМД из-за отсутствия строгой привязки к времени года лишь для немногих событий попадут в декабрьскую выборку наших измерений хорошей погоды. Отчасти поэтому появляется мотивация использовать локальные измерения в тех задачах, где они могут быть более репрезентативными: исследовать не только глобальный сигнал, связанный напрямую с ГЭЦ, но и изменения E_z во время грозовых событий, изучение динамики которых также представляет интерес для исследования ГЭЦ в контексте кластеризации молниевых разрядов.

3.3.3. Определение полярности разрядов

Новые пункты отличаются от пунктов наблюдательной сети предыдущего поколения [186] более точной привязкой к универсальному времени, что обеспечивается как сетевой синхронизацией времени, так и синхронизацией со спутниковым временем [A16]. Это позволяет анализировать данные датчиков сети, например, совместно с данными глобальной или региональной грозопеленгации [A6]. Совмещение инструментов может быть необходимым, в частности, для изучения статистических характеристик сильно наэлектризованных облаков, характерных для грозовых событий [187]. На рис. 3.60 приведена иллюстрация эффективности детектирования событий разряда молнии флюксметром на примере грозы 13–14 июля 2020 года в Нижегородской области.

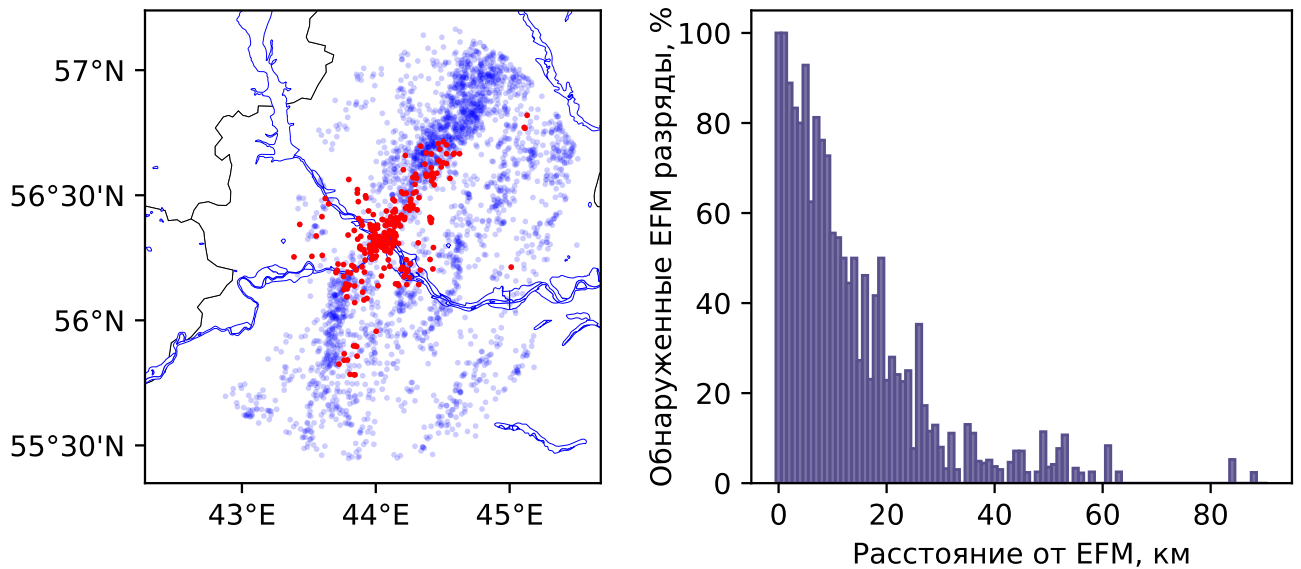


Рисунок 3.60 — Иллюстрация эффективности обнаружения событий разряда молнии с помощью флюксметра Voltek EFM-100

На левой панели рис. 3.60 приведены молнии, обнаруженные WWLLN в радиусе 100 км от датчика (синие точки); красными точками отмечены разряды, во время которых наблюдался статистически значимый скачок измеряемого флюксметром E_z . На правой панели построено отношение количества молний, зарегистрированных EFM и WWLLN одновременно, к количеству всех молний, обнаруженных WWLLN, для заданных расстояний от флюксметра. Максимальный радиус, в пределах которого флюксметры все ещё способны регистрировать молнии, определяется по разрядам типа облако–земля, поскольку разряды внутриоблачного типа в той же геометрической конфигурации создают меньший скачок электрического поля. В условиях средних широт сеть WWLLN эффективно регистрирует разряды облако-земля, обладая порогом чувствительности по излучаемой энергии порядка $5 \div 10$ кДж [188], и потому может рассматриваться в качестве эталонного регистратора данного типа молний.

Прямой анализ данных флюксметров с целью идентификации неизвестных разрядов по 20-герцовым временным рядам $E_z(t)$ сопряжён с высокой долей ложных срабатываний. На практике метод, основанный на выборке только временных периодов $E_z(t)$ вокруг времён разрядов по данным ГПС, оказывается более надёжным. Оценка минимального радиуса, в пределах которого возможна регистрация флюксметром горизонтальных внутриоблачных разрядов, может быть выполнена на основе простых

электростатических соображений. Скачок электрического поля при вертикальном переносе заряда q оценивается как $|\Delta E| \sim q/r^2$, где r — расстояние до разряда. В случае горизонтального переноса на расстояние $\Delta r \ll r$ в радиальном направлении изменение поля

$$\Delta E \sim \left(\frac{q}{r^2} - \frac{q}{(r + \Delta r)^2} \right) \approx \frac{2q\Delta r}{r^3},$$

откуда можно выразить минимальное расстояние $r_{\min}$, при котором скачок поля от горизонтального разряда сравним с таковым от вертикального:

$$r_{\min}^3 = r_{\max}^2 \cdot 2 \cdot \Delta r.$$

При типичных значениях $r_{\max} \approx 30$ км и $\Delta r \approx 1$ км, получаем $r_{\min} \approx 12$ км. Таким образом, по этой оценке вертикальные разряды с характерным значением энергии в 5 кДж могут быть идентифицированы по полярности в пределах не далее чем 30 км от флюксметра, а горизонтальные внутриоблачные — не далее чем в 12 км. Метод определения полярности молний с использованием сети из нескольких флюксметров основывается на анализе изменений электростатического поля, возникающих при переносе заряда внутри облака или между облаком и Землёй разрядами молний. Подобный подход, также с использованием флюксметров Voltek EFM-100, был развит в работе [189].

Каждый из флюксметров EFM-100 регистрирует вертикальную составляющую электрического поля, изменение которой может быть положительным или отрицательным в зависимости от направления и полярности перенесённого молнией электрического заряда. Из временных рядов $E_z(t)$ с нескольких ЕФМ выделяются изменения электрического поля в момент разряда, а момент и местоположение разряда при этом определяются по данным ГПС. Далее рассчитывается полярность скачка (по производной электрического поля во время разряда). Если несколько станций, геометрически не расположенных на одной прямой с местом разряда, регистрируют скачки одной полярности, разряд классифицируется как вертикальный (облако-Земля) с соответствующим скачку типом: облако-земля либо земля-облако. Если же

скачки поля в этот момент противоположного знака, разряд классифицируется как внутриоблачный.

Для повышения точности определения типа разряда одновременно используется информация не менее чем с двух EFM, удалённых друг от друга на 10–40 км. Противоположные скачки E_z на таких станциях свидетельствуют о внутриоблачной горизонтальной молнии, так как в этом случае дипольный момент перенесённого заряда наблюдается с нескольких сторон, что и приводит к отличию полярности; если же перенос заряда происходит по вертикали, то полярность скачка будет одинаковой [190]. Конфигурация нашей сети, в отличие от [189], позволяет разрешать полярность большей части разрядов без привлечения дополнительных данных, так как для разрядов в пределах области обнаружения (40 км) можно подобрать для анализа такие пары временных рядов с нескольких EFM, чтобы разряд молнии приходился между этими EFM, при этом чувствительность EFM ещё позволяет разрешить полярность скачка E_z (см. рис. 3.61).

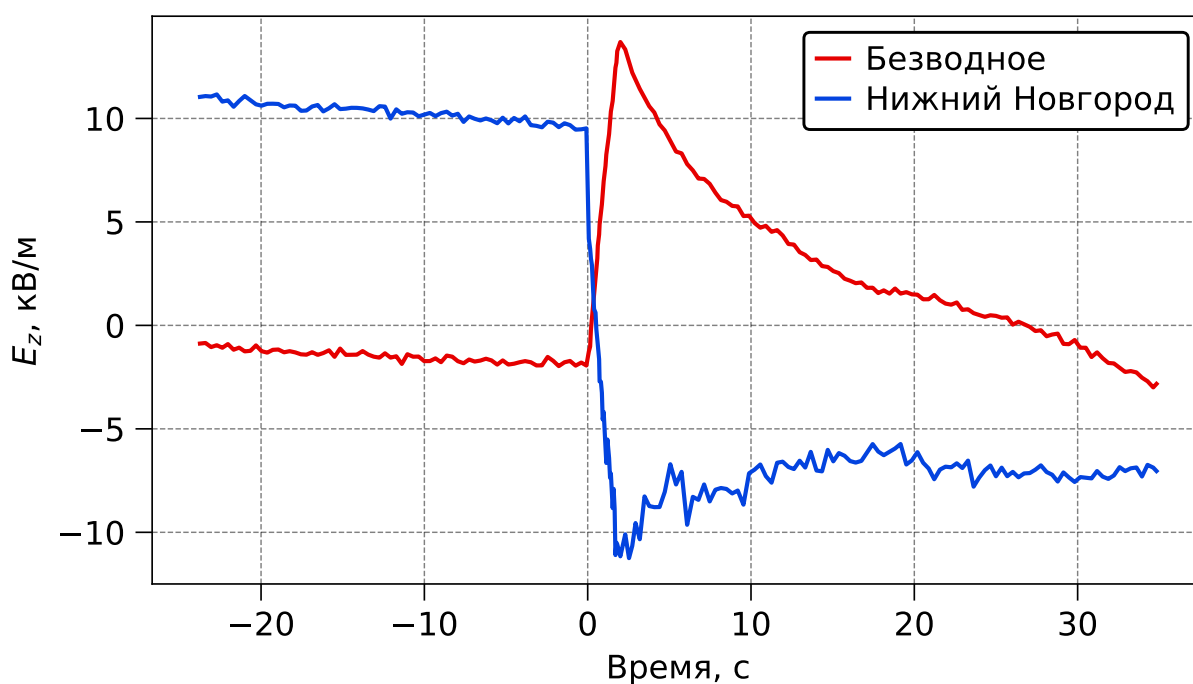


Рисунок 3.61 — Пример смены знака электрического поля на двух EFM в момент молниевое разряда. Разряд зафиксирован на стадии завершения грозы сетью NNLDN 29.07.2023 на удалении ~20 км от Нижнего Новгорода и ~25 км от с. Безводное (т.е. приблизительно между местами установки EFM)

Для количественной оценки различий между глобальной и региональной грозопеленгационными сетями была проведена классификация зарегистрированных в 2023 году молний по данным WWLLN и NNLDN. В табл. 3 приведены общее число обнаруженных разрядов, доля из них, сопровождавшаяся скачками поля на флюксметрах, а также распределение по типу разряда: внутриоблачные, облако–земля (отрицательные разряды) и облако–земля (положительные разряды). Распределение рассчитано с использованием совместной обработки данных ГПС и измерений E_z с флюксметров по методике, описанной выше. Важно подчеркнуть, что рассматриваются не все разряды, а только в пределах 20 км от Нижнего Новгорода; поэтому число разрядов за сезон заметно меньше, чем ранее рассматривалось для всей области.

Таблица 3 — Сводная таблица по результатам регистрации разрядов в 2023 г.

ГПС	Обнаружено ГПС	Виден скачок на EFM	Внутриоблачные	Облако–земля (–)	Облако–земля (+)
NNLDN	3835 (100%)	1853 (48%)	943 (25%)	671 (18%)	288 (7%)
WWLLN	1392 (100%)	1002 (72%)	107 (8%)	626 (44%)	269 (19%)

Сравнение показывает, что региональная сеть NNLDN фиксирует существенно больше разрядов, чем глобальная WWLLN, 3835 против 1392 за тот же период. Это ожидаемо, поскольку NNLDN, как малобазовая ГПС, больше приспособлена для регистрации слабых внутриоблачных разрядов. Также не удивительно, что почти все разряды, зарегистрированные WWLLN в пределах 20 км, сопровождаются скачками поля хотя бы на двух флюксметрах (72%), в то время как для NNLDN эта доля составляет лишь 48%; это следствие того, что разряды по WWLLN регистрируются с большей энергией и, соответственно, большим дипольным моментом перенесённого разряда. Анализ распределения по типам молний показывает, что NNLDN регистрирует значительную долю внутриоблачных разрядов — около 25% от всех событий, тогда как в WWLLN таких лишь 8%. Это косвенно подтверждает известный факт, что WWLLN преимущественно улавливает мощные облако–земля разряды,

излучение которых способно распространиться на большие расстояния. В NNLDN же регистрируются и более слабые внутриоблачные события, формирующие основную массу конвективной электрической активности.

Доли разрядов типа облако–земля с отрицательным и положительным переносом заряда в обеих сетях, кажется, заметно различаются. Однако важно отметить, что даже при таких различиях характер распределения по полярности остаётся качественно верным и согласующимся с известными наблюдениями: большая часть регистрируемых разрядов имеет отрицательную полярность [191]. В целом результаты совместного анализа демонстрируют, что региональная сеть NNLDN даёт гораздо более полную картину молниевой активности в пределах охваченной территории, в том числе за счёт регистрации слабых внутриоблачных разрядов; метод совместного использования сетей грозопеленгации и флюксометров действительно позволяет для небольшого подмножества ближних гроз, проходящих в непосредственной близости от флюксометров (от 10 до 25 км), набрать статистику количеств положительных и отрицательных разрядов.

Заключение

Сформулируем основные результаты, полученные в диссертации.

1. Рассмотрена постановка стационарной задачи о ГЭЦ постоянного тока. Показана единственность решения для скалярного потенциала, что соответствует единственности значения ионосферного потенциала при заданных источниках и проводимости. Реализован переход к двумерной модели, пригодной для численного моделирования. На базе известной параметризации электрически активных облаков разработан модуль расчёта стационарной ГЭЦ с учётом проводимости в климатической модели INMCM. Продемонстрировано согласие в моделях WRF и INMCM глобального распределения вкладов в ионосферный потенциал. Показано, как отличия погодной и климатической моделей влияют на используемые в параметризации источников конвективные параметры и их комбинации.

2. Рассмотрено глобальное влияние приземной температуры воздуха на формирование пространственного распределения вкладов в ионосферный потенциал. Продемонстрировано, что учёт приземной температуры приводит в согласие с наблюдениями сезонную вариацию, а учёт временного лага между максимумом температуры и максимумом глубокой конвекции улучшает и амплитудное, и фазовое согласие суточной вариации с наблюдениями.

3. Показано, что сезонная вариация ГЭЦ определяется перераспределением по широте количества электризованных облаков глубокой конвекции вслед за инсоляцией, а на суточном масштабе — с перераспределением по долготе вслед инсоляцией. Проанализирована динамика вкладов в ионосферный потенциал от отдельных регионов. По данным долговременных измерений напряжённости электрического поля E_z на антарктической станции «Восток», отфильтрованных с использованием новых критериев хорошей погоды, определено, что сезонная вариация ГЭЦ достигает максимума летом Северного полушария.

4. Исследована стабильность наблюдаемых и моделируемых вариаций ГЭЦ. Показано, что амплитуда суточной вариации по данным скорректированных на локальную метеообстановку антарктических наблюдений E_z составляет 32%, а сезон-

ной 16%, а моделирование ионосферного потенциала даёт близкие к этим значениям амплитуды 30% и 13% соответственно. С использованием новой параметризации изучен отклик ГЭЦ на аномалии конвекции, возникающие во время колебания Маддена — Джулиана и моды Эль-Ниньо — Южное колебание: показано статистически значимое изменение ионосферного потенциала, согласованное с антарктическими наблюдениями. Предложен метод измерения ионосферного потенциала для развития натурных наблюдений вариаций ГЭЦ.

5. Предложен метод кластеризации плотности разрядов молний, позволяющий оценивать плотность токов разделения заряда в грозовых облаках с использованием данных глобальной сети грозопеленгации. С помощью нового метода исследована связь грозовой активности с интенсивностью источников ГЭЦ постоянного тока на различных пространственно-временных масштабах. Показано, что предложенный в работе метод позволяет хорошо воспроизводить изменчивость источников над сушей. Продемонстрировано воспроизведение суточного, сезонного паттернов и отклика ГЭЦ на колебание Маддена — Джулиана.

6. По данным измерений новых региональных грозопеленгационной и флюксометрической сетей изучены отдельные характеристики электрической активности в типичных грозовых облаках средних широт. Показано, что в зоне покрытия региональной сети преобладают фронтальные грозы, и оценены вероятности прихода гроз с отдельных направлений. Продемонстрирована возможность применения измерений напряжённости квазистатического электрического поля для определения полярности разрядов молний ближних гроз. Проанализированы характеристики и сезонная изменчивость регистрируемых интенсивных событий.

Список сокращений и условных обозначений

АЦП	—	Аналого-цифровой преобразователь
АЭП	—	Атмосферное электрическое поле
ГК	—	Главная компонента
ГКЛ	—	Галактические космические лучи
ГПС	—	Грозопеленгационная сеть
ГЭЦ	—	Глобальная электрическая цепь
ДМРЛ-С	—	Доплеровский метеорологический радиолокатор С-диапазона
ИБМ РАН	—	Институт вычислительной математики РАН
ИК	—	Инфракрасный
ИОН	—	Индекс океанического Ниньо
ИП	—	Ионосферный потенциал
ИПФ РАН	—	Институт прикладной физики РАН им. А.В. Гапонова-Грехова
ИЮК	—	Индекс Южного Колебания
КМД	—	Колебание Маддена — Джулиана
МК	—	Микроконтроллер
ТПО	—	Температура поверхности океана
ЭНЮК	—	Эль-Ниньо — Южное Колебание
ЭОФ	—	Эмпирическая ортогональная функция
CAPE	—	Convective Available Potential Energy (Конвективная доступная потенциальная энергия)
DBSCAN	—	Density-Based Spatial Clustering of Applications with Noise (Основанная на плотности пространственная кластеризация для приложений с шумом)
EFM	—	Electric Field Mill (Электростатический флюксметр)
ERA5	—	Пятое поколение атмосферного реанализа глобального климата
GLOCAEM	—	Global Coordination of Atmospheric Electricity Measurements (Всемирная координация измерений атмосферного электричества)
INMCM	—	Institute of Numerical Mathematics Climate Model (Модель климата ИБМ РАН)

ISCCP	—	International Satellite Cloud Climatology Project (Международный проект спутниковой климатологии облаков)
LFR	—	Lightning Flash Rate (Частота разрядов молний)
LIS	—	Lightning Image Sensor (Оптический датчик молний)
LRTS	—	LIS/OTD Low Resolution Time Series (Объединённые наблюдения молний с LIS и OTD)
NNLDN	—	Nizhny Novgorod Lightning Detection Network (Нижегородская грозопеленгационная сеть)
OTD	—	Optical Transient Detector (Оптический детектор переходных процессов)
TRMM	—	Tropical Rainfall Measuring Mission (Спутниковая миссия по измерению тропических осадков)
UT, UTC	—	Coordinated Universal Time (Всемирное скоординированное время)
WRF	—	Weather Research and Forecasting Model (Модель исследования и прогноза погоды)
WWLLN	—	World Wide Lightning Location Network (Всемирная сеть локаций молний)

Список публикаций по теме диссертации

- A1. Slyunyaev N. N., Frank-Kamenetsky A. V., Ilin N. V., Sarafanov F. G., Shatalina M. V., Mareev E. A., Price C. G. [Electric Field Measurements in the Antarctic Reveal Patterns Related to the El Niño—Southern Oscillation](#) // *Geophys. Res. Lett.* 2021. Vol. 48, № 21. P.e2021GL095389.
- A2. Kozlov A. V., Slyunyaev N. N., Ilin N. V., Sarafanov F. G., Frank-Kamenetsky A. V. [The effect of the Madden–Julian Oscillation on the global electric circuit](#) // *Atmos. Res.* 2023. Vol. 284. P.106585.
- A3. Slyunyaev N. N., Sarafanov F. G., Ilin N. V., Mareev E. A., Volodin E. M., Frank-Kamenetsky A. V., Williams E. R. [The seasonal variation of the direct current global electric circuit: 1. A new analysis based on long-term measurements in Antarctica](#) // *J. Geophys. Res.* 2025. Vol. 130, № 6. P.e2024JD042633.
- A4. Slyunyaev N. N., Sarafanov F. G., Ilin N. V., Mareev E. A., Volodin E. M., Frank-Kamenetsky A. V., Williams E. R. [The seasonal variation of the direct current global electric circuit: 2. Further analysis based on simulations](#) // *J. Geophys. Res.* 2025. Vol. 130, № 8. P.e2024JD042634.
- A5. Сарафанов Ф. Г., Шаталина М. В., Шлюгаев Ю. В., Мареев Е. А. [Современные системы локации молний: глобальные и региональные аспекты](#) // *Фундаментальная и прикладная климатология.* 2024. Т. 10, № 1. С.76–92.
- A6. Dementyeva S. O., Shatalina M. V., Kulikov M. Y., Sarafanov F. G., Mareev E. A. [Trends and Features of Thunderstorms and Lightning Activity in the Upper Volga Region](#) // *Atmos.* 2023. Vol. 14. P.674.
- A7. Sarafanov F. G., Ilin N. V. [Regional features of thunderstorm activity based on observations by the Nizhny Novgorod lightning detection network](#) // *29th International Symposium on Atmospheric and Ocean Optics: Atmospheric Physics.* 2023. Vol. 12780. P.127805Z.

- A8. Шаталина М. В., Сарафанов Ф. Г., Шлюгаев Ю. В., Мареев Е. А. Особенности грозовой активности в Нижегородском регионе: наблюдения и анализ // Физика атмосферы. Материалы XXX Международного симпозиума. 2024. С.D215–D219.
- A9. Сарафанов Ф. Г., Ильин Н. В., Шаталина М. В. Универсальный критерий хорошей погоды в приземных измерениях электростатического поля атмосферы // Глобальная электрическая цепь. Материалы Пятой Всероссийской конференции. 2021. С.87–88.
- A10. Сарафанов Ф. Г., Ильин Н. В. На пути к созданию датчика для измерения вертикального профиля электрического поля атмосферы // Глобальная электрическая цепь. Материалы Шестой Всероссийской конференции. 2023. С.97–98.
- A11. Slyunyaev N. N., Ilin N. V., Mareev E. A., Sarafanov F. G., Kozlov A. V., Shatalina M. V., Frank-Kamenetsky A. V., Price C. G. Direct current global electric circuit and tropical modes of climate variability // XXVIII General Assembly of the International Union of Geodesy and Geophysics. 2023.
- A12. Shlyugaev Y. V., Karashtin A. N., Sarafanov F. G., Shatalina M. V. Statistical Properties of Pulsed Radio Emission of Lightning Discharges with broadband registration // XXVIII General Assembly of the International Union of Geodesy and Geophysics. 2023.
- A13. Слюняев Н. Н., Сарафанов Ф. Г. Моделирование глобальной электрической цепи переменного тока на основе данных о глобальной молниевой активности // Глобальная электрическая цепь. Материалы Шестой Всероссийской конференции. 2023. С.10–11.
- A14. Богомолов В. В., Мареев Е. А., Шлюгаев Ю. В., Шаталина М. В., Сарафанов Ф. Г., Белов А. А., Июдин А. Ф., Климов П. А., Сараев Р. Е., Свертилов С. И., Яшин И. В. Результаты лабораторного моделирования молниевых разрядов на установке «Гроза ГИН-1МВ» // Глобальная

электрическая цепь. Материалы Шестой Всероссийской конференции. 2023. С.17–18.

- A15. Сарафанов Ф. Г., Слюняев Н. Н., Ильин Н. В. [Динамика сезонной вариации глобальной электрической цепи в модели Земной системы](#) // [Нелинейные волны](#) — 2024. Сборник докладов. 2024. С.222–223.
- A16. Сарафанов Ф. Г., Кутерин Ф. А. [Свидетельство о государственной регистрации программы для ЭВМ №2021668059. Логгер электрических полей для флюксометров Voltek EFM](#) // Заявка №2021667353. Дата поступления 29 октября 2021 г. Зарегистрировано в Реестре программ для ЭВМ 9 ноября 2021 г.
- A17. Сарафанов Ф. Г., Микрюков П. А. [Свидетельство о государственной регистрации программы для ЭВМ №2023667871. Клиент многопунктовой грозопеленгационной сети](#) // Заявка №2023667045 от 14.08.2023. Дата поступления 14 августа 2023 г. Зарегистрировано в Реестре программ для ЭВМ 21 августа 2023 г.
- A18. Сарафанов Ф. Г. [Свидетельство о государственной регистрации программы для ЭВМ №2025610621. Модуль расчета электрических параметров в атмосфере для модели Земной системы ИВМ РАН](#) // Заявка №2024690429. Дата поступления 12 декабря 2024 г. Зарегистрировано в Реестре программ для ЭВМ 13 января 2025 г.
- A19. Ильин Н. В., Сарафанов Ф. Г. [Патент РФ №2799385. Устройство для измерения высотного профиля квазистатического электрического поля атмосферы](#) // Заявка № 2022134237. Дата поступления 26 декабря 2022 г. Зарегистрировано 5 июля 2023 г.

Список цитируемой литературы

1. Мареев Е. А. [Достижения и перспективы исследований глобальной электрической цепи](#) // Успехи физических наук. 2010. Т. 180, № 5. С.527–534.
2. Williams E. R., Mareev E. A. [Recent progress on the global electrical circuit](#) // Atmos. Res. 2014. Vol. 135–136. P.208–227.
3. Rycroft M. J., Harrison R. G., Nicoll K. A., Mareev E. A. [An overview of Earth's global electric circuit and atmospheric conductivity](#) // Space Sci. Rev. 2008. Vol. 137, № 1–4. P.83–105.
4. Rycroft M. J., Harrison R. G. [AC/DC atmospheric global electric circuit phenomena](#) // 2011 30th URSI General Assembly and Scientific Symposium, URSIGASS 2011. 2011. P.1–3.
5. Tinsley B. A., Zhou L. [Initial Results of a Global Circuit Model with Variable Stratospheric and Tropospheric Aerosols](#) // J. Geophys. Res. 2006. Vol. 111, № D16. P.D16205.
6. Tinsley B. A. [The global atmospheric electric circuit and its effect on cloud microphysics](#) // Rep. Prog. Phys. 2008. Vol. 71. P.66801–31.
7. Смышляев С. П., Мареев Е. А., Галин В. Я. [Моделирование влияния грозовой активности на газовый состав атмосферы](#) // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 2010. Т. 46, № 4. С.487–504.
8. Adlerman E. J., Williams E. R. [Seasonal variation of the global electrical circuit](#) // J. Geophys. Res. Atmos. 1996. Vol. 101, № D23. P.29679–29688.
9. Harrison R. G., Bennett A. J. [Cosmic ray and air conductivity profiles retrieved from early twentieth century balloon soundings of the lower troposphere](#) // J. Atmos. Sol.-Terr. Phys. 2007. Vol. 69, № 4. P.515–527.
10. Markson R., Ruhnke L. H., Williams E. R. [Global Scale Comparison of Simultaneous Ionospheric Potential Measurements](#) // Atmos. Res. 1999. Vol. 51, № 3/4. P.315–321.

11. Markson R. [The Global Circuit Intensity: Its Measurement and Variation over the Last 50 Years](#) // Bull. Amer. Meteor. Soc. 2007. Vol. 88, № 2. P. 223–241.
12. Имянитов И. М. [Измерение электростатических полей в верхних слоях земной атмосферы](#) // Успехи физических наук. 1957. Т. 63, № 9. С. 617–644.
13. Burns G. B., Frank-Kamenetsky A. V., Tinsley B. A., French W. J., Grigioni P., Camporeale G., Bering E. A. [Atmospheric Global Circuit Variations from Vostok and Concordia Electric Field Measurements](#) // J. Atmos. Sci. 2017. Vol. 74, № 3. P. 783–800.
14. Tacza J. C., Nicoll K. A., Macotela E. [Periodicities in Fair Weather Potential Gradient Data from Multiple Stations at Different Latitudes](#) // Atmos. Res. 2022. Vol. 276. P. 106250.
15. Harrison R. G., Ingram W. J. [Air–Earth Current Measurements at Kew, London, 1909–1979](#) // Atmos. Res. 2005. Vol. 76, № 1–4. P. 49–64.
16. Retalis D. A. [Study of the Air-Earth Electrical Current Density in Athens](#) // Pure Appl. Geophys. 1991. Vol. 136, № 2/3. P. 217–233.
17. Harrison R. G. [The Carnegie Curve](#) // Surv. Geophys. 2013. Vol. 34, № 2. P. 209–232.
18. Harrison R. G., Nicoll K. A., Joshi M., Hawkins E. D. [Empirical evidence for multidecadal scale global atmospheric electric circuit modulation by the El Niño-Southern Oscillation](#) // Environ. Res. Lett. 2022. Vol. 17. P. 124048.
19. Siingh D., Singh R., Victor N. J., Kamra A. [The DC and AC global electric circuits and climate](#) // Earth-Science Reviews. 2023. Vol. 244. P. 104542.
20. Harrison R. G. [A balloon-carried electrometer for high-resolution atmospheric electric field measurements in clouds](#) // Rev. Sci. Instrum. 2001. Vol. 72. P. 2738–2741.
21. Mareev E. A., Volodin E. M. [Variation of the global electric circuit and Ionospheric potential in a general circulation model](#) // Geophys. Res. Lett. 2014. Vol. 41, № 24. P. 9009–9016.

22. Lucas G. M., Baumgaertner A. J. G., Thayer J. P. [A Global Electric Circuit Model within a Community Climate Model](#) // J. Geophys. Res. Atmos. 2015. Vol. 120, № 23. P. 12054–12066.
23. Slyunyaev N. N., Zhidkov A. A. [On Parameterization of the Global Electric Circuit Generators](#) // Radiophysics and Quantum Electronics. 2016. Vol. 59, № 3. P. 199–216.
24. Resnik M. D. [Mathematics as a Science of Patterns](#). Oxford: Oxford University Press UK, 1997. P. 298.
25. Harrison R. G. [The Global Atmospheric Electrical Circuit and Climate](#) // Surv. Geophys. 2004. Vol. 25. P. 441–484.
26. Skamarock W. C., Klemp J. B., Dudhia J., Gill D. O., Liu Z., Berner J., Wang W., Powers J. G., Duda M. G., Barker D. M., Huang X. Y. [A Description of the Advanced Research WRF Version 4](#) // NCAR Technical Note. 2019. Vol. NCAR/TN–556+STR.
27. Volodin E. M. [Simulation of Present-Day Climate with the INMCM60 Model](#) // Izv. Atmos. Ocean. Phys. 2023. Vol. 59, № 1. P. 16–22.
28. Grinberg M. A., Mudrilov M. A., Kozlova E. N., Sukhov V. S., Sarafanov F. G., Evtushenko A. A., Ilin N. V., Vodeneev V. A., Price C. G., Mareev E. A. [Effect of extremely low-frequency magnetic fields on light-induced electric reactions in wheat](#) // Plant Signaling & Behavior. 2022. Vol. 19, № 1. P. 2021664.
29. Мареев Е. А., Шлюгаев Ю. В., Шаталина М. В., Сарафанов Ф. Г., Богомолов В. В., Июдин А. Ф., Свертилов С. И., Яшин И. В. [Рентгеновское и гамма-излучение грозových разрядов: орбитальные наблюдения и лабораторное моделирование в экспериментах с длинными искрами](#) // Астрономический журнал. 2023. Т. 100, № 1. С. 119–130.

30. Ильин Н. В., Сарафанов Ф. Г., Куркин А. А. [Свидетельство о государственной регистрации программы для ЭВМ №2023682980. Автоматизированная прогнозная система для Арктического региона на основе модели WRF](#) // Заявка №2023681646. Дата поступления 21 октября 2023 г. Зарегистрировано в Реестре программ для ЭВМ 1 ноября 2023 г.
31. Гринберг М. А., Ильин Н. В., Немцова Ю. А., Долинин А. А., Иванова А. В., Сарафанов Ф. Г., Пирогова П. А., Волкова А. В., Воденеев В. А., Мареев Е. А. [Влияние повышенного ионизирующего излучения и пониженного магнитного поля на электрические сигналы растений](#) // Изв. вузов. Радиофизика. 2024. Т. 67, № 10. С.873–885.
32. Долинин А. А., Сарафанов Ф. Г., Микрюков П. А. [Свидетельство о государственной регистрации базы данных №2024623001. Спектр магнитного поля в КНЧ диапазоне с 15.04.2024 по 15.05.2024](#) // Заявка №2024612068. Дата поступления 28 июня 2024 г. Зарегистрировано в Реестре программ для ЭВМ 9 июля 2024 г.
33. Mareev E. A., Shlyugaev Y. V., Shatalina M. V., Sarafanov F. G., Belov A. A., Bogomolov V. V., Iyudin A. F., Klimov P. A., Popov N. A., Saraev R. E., Svertilov S. I., Yashin I. V. [X-Ray Radiation of Long Spark Discharges in a Laboratory Experiment](#) // Plasma Phys. Rep. 2025. Vol. 51, № 2. P.219–229.
34. Сарафанов Ф. Г. [Свидетельство о государственной регистрации программы для ЭВМ №2025610621. Программный комплекс для удалённого управления биомагнитными экспериментами](#) // Заявка №2024692335. Дата поступления 17 декабря 2024 г. Зарегистрировано в Реестре программ для ЭВМ 23 января 2025 г.
35. Harrison R. G., Nicoll K. A., Mareev E. A., Slyunyaev N. N., Rycroft M. J. [Extensive layer clouds in the global electric circuit: their effects on vertical charge distribution and storage](#) // Proc. Math. Phys. Eng. Sci. 2020. Vol. 476, № 2239. P.20190758.

36. Bór J., Bozóki T., Sători G., Williams E., Behnke S. A., Rycroft M. J., Buzás A., Silva H. G., Kubicki M., Said R., Vagasky C., Steinbach P., Szabóné André K., Atkinson M. [Responses of the AC/DC Global Electric Circuit to Volcanic Electrical Activity in the Hunga Tonga-Hunga Ha'apai Eruption on 15 January 2022](#) // J. Geophys. Res. Atmos. 2023. Vol. 128, № 8. P.e2022JD038238.
37. Wilson C. T. R. [Investigations on Lightning Discharges and on the Electric Field of Thunderstorms](#) // Phil. Trans. Roy. Soc. Lond. A. 1921. Vol. 221. P.73–115.
38. Wilson C. T. R. [The Electric Field of a Thundercloud and Some of Its Effects](#) // Proc. Phys. Soc. London. 1924. Vol. 37. P.32D–37D.
39. Ault J. P., Mauchly S. J. [Atmospheric Electric Results Obtained aboard the Carnegie, 1915–1921](#). Washington, D.C.: Carnegie Institution of Washington, 1926. P.430.
40. Hays P. B., Roble R. G. [A Quasi-Static Model of Global Atmospheric Electricity: 1. The Lower Atmosphere](#) // J. Geophys. Res. 1979. Vol. 84, A7. P.3291–3305.
41. Морозов В. Н. [Модель нестационарного электрического поля в нижней атмосфере](#) // Геомагнетизм и аэрономия. 2005. Т. 45, № 2. С.268–278.
42. Жидков А. А., Калинин А. В. [Некоторые вопросы математического и численного моделирования глобальной электрической цепи в атмосфере](#) // Вестн. Нижегородского ун-та им. Н. И. Лобачевского. 2009. 6(1). С.150–158.
43. Jánský J., Pasko V. P. [Charge balance and ionospheric potential dynamics in time-dependent global electric circuit model](#) // J. Geophys. Res.: Space Phys. 2014. Vol. 119, № 12. P.10184–10203.
44. Kalb C., Deierling W., Baumgaertner A., Peterson M., Liu C., Mach D. [Parameterizing total storm conduction currents in the Community Earth System Model](#) // J. Geophys. Res. Atmos. 2016. Vol. 121, № 22. P.13715–13734.
45. Ilin N. V., Slyunyaev N. N., Mareev E. A. [Toward a Realistic Representation of Global Electric Circuit Generators in Models of Atmospheric Dynamics](#) // J. Geophys. Res. Atmos. 2020. Vol. 125, № 6. P.e2019JD032130.

46. Willett J. C. [Solar Modulation of the Supply Current for Atmospheric Electricity?](#) // J. Geophys. Res. 1979. Vol. 84, № C8. P.4999–5002.
47. Makino M., Ogawa T. [Responses of Atmospheric Electric Field and Air–Earth Current to Variations of Conductivity Profiles](#) // J. Atmos. Terr. Phys. 1984. Vol. 46, № 5. P.431–445.
48. Slyunyaev N. N., Kalinin A. V., Mareev E. A. [Thunderstorm generators operating as voltage sources in global electric circuit models](#) // J. Atmos. Sol.-Terr. Phys. 2019. Vol. 183. P.99–109.
49. Mason B. J. [On the generation of charge associated with graupel formation in thunderstorms](#) // Q. J. R. Meteorol. Soc. 1953. Vol. 79, № 342. P.501–509.
50. Mareev E. A., Anisimov S. V. [Lifetime of the thunderstorm electric energy in the global atmospheric circuit and thunderstorm energy characteristics](#) // Atmos. Res. 2009. Vol. 91, № 2. P.161–164.
51. Rycroft M. J., Odzimek A., Harrison R. G. [Determining the time constant of the global atmospheric electric circuit through modelling and observations](#) // J. Atmos. Sol.-Terr. Phys. 2024. Vol. 260. P.106267.
52. Калинин А. В., Слюняев Н. Н., Мареев Е. А., Жидков А. А. [Стационарные и нестационарные модели глобальной электрической цепи: корректность, аналитические соотношения, численная реализация](#) // Изв. РАН. ФАО. 2014. Т. 50, № 3. С.355–364.
53. Odzimek A., Lester M., Kubicki M. [EGATEC: A New High-Resolution Engineering Model of the Global Atmospheric Electric Circuit—Currents in the Lower Atmosphere](#) // J. Geophys. Res. 2010. Vol. 115, № D18. P.D18207.
54. Слюняев Н. Н. [Теоретическое исследование структуры и динамики глобальной электрической цепи](#). Н. Новгород: ФИЦ ИПФ РАН, 2016. 157 с.
55. Slyunyaev N. N., Ilin N. V., Mareev E. A. [Modeling Contributions of Continents and Oceans to the Diurnal Variation of the Global Electric Circuit](#) // Geophys. Res. Lett. 2019. Vol. 46, № 10. P.5516–5525.

56. Denisenko V. V., Ampferer M., Pomozov E. V., Kitaev A. V., Hausleitner W., Stangl G., Biernat H. K. [On electric field penetration from ground into the ionosphere](#) // J. Atmos. Sol.-Terr. Phys. 2013. Vol. 102.
57. Denisenko V. V., Rycroft M. J., Harrison R. G. [A Mathematical Model of the Ionospheric Electric Field Which Closes the Global Electric Circuit](#). Charm, Switzerland: Springer, 2019. P.455–463.
58. Weimer D. R. [Improved Ionospheric Electrodynamic Models and Application to Calculating Joule Heating Rates](#) // J. Geophys. Res. 2005. Vol. 110, A5. P.A05306.
59. Weimer D. R. [Predicting Surface Geomagnetic Variations Using Ionospheric Electrodynamic Models](#) // J. Geophys. Res. 2005. Vol. 110, A12. P.A12307.
60. Блиох П. В., Николаенко А. П., Филиппов Ю. Ф. [Глобальные электромагнитные резонансы в полости Земля — ионосфера](#). Киев: Наукова думка, 1977. С.200.
61. Schumann W. O. [Über die Strahlungslosen Eigenschwingungen einer leitenden Kugel, die von einer Luftschicht und einer Ionosphärenhülle umgeben ist](#) // Z. Naturforschung A. 1952. Vol. 7, № 2. P.149–154.
62. Rycroft M. J., Odzimek A. [Modelling Changes of the Ionospheric Potential Due to Lightning and Sprites](#) // Proceedings of the XXXth URSI General Assembly and Scientific Symposium. 2011. P.1–3.
63. Makino M., Ogawa T. [Quantitative estimation of global circuit](#) // J. Geophys. Res. Atmos. 1985. Vol. 90, № D4. P.5961–5966.
64. Lynn B., Price C. G., Kotroni V., Lagouvardos K., Morin E., Mugnai A., Llasat M. [Predicting the potential for lightning activity in Mediterranean storms based on the Weather Research and Forecasting \(WRF\) model dynamic and microphysical fields](#) // J. Geophys. Res. 2010. Vol. 115. P.D04205.
65. Davydenko S. S., Mareev E. A., Marshall T. C., Stolzenburg M. [On the calculation of electric fields and currents of mesoscale convective systems](#) // J. Geophys. Res. Atmos. 2004. Vol. 109, № D11. P.D11103.

66. Тараканов Г. Г. [Тропическая метеорология](#). Ленинград: Гидрометеиздат, 1980. С.175.
67. Cooper W. A., Lasher-Trapp S. G., Blyth A. M. [The Influence of Entrainment and Mixing on the Initial Formation of Rain in a Warm Cumulus Cloud](#) // J. Atmos. Sci. 2013. Vol. 70, № 6. P.1727–1743.
68. Saunders C. P. R. [A Review of Thunderstorm Electrification Processes](#) // J. Appl. Meteorol. 1993. Vol. 32, № 4. P.642–655.
69. Emanuel K. [On the Physics of High CAPE](#) // J. Atmos. Sci. 2023. Vol. 80, № 11. P.2669–2683.
70. Володин Е. М. [Математическое моделирование общей циркуляции атмосферы](#). Москва: Институт вычислительной математики РАН, 2007. С.89.
71. Willis P. T., Hallett J., Black R. A., Hendricks W. [An aircraft study of rapid precipitation development and electrification in a growing convective cloud](#) // Atmos. Res. 1994. Vol. 33. P.1–24.
72. Etten-Bohm M., Yang J., Schumacher C., Jun M. [Evaluating the Relationship Between Lightning and the Large-Scale Environment and its Use for Lightning Prediction in Global Climate Models](#) // J. Geophys. Res. Atmos. 2021. Vol. 126. P.e2020JD033990.
73. Betts A. K. [A New Convective Adjustment Scheme. Part I: Observational and Theoretical Basis](#) // Q. J. R. Meteorol. Soc. 1986. Vol. 112, № 473. P.677–691.
74. Betts A., Miller M. [A new convective adjustment scheme. Part II: Single column tests using GATE wave, BOMEX, ATEX and arctic air-mass data sets](#) // Q. J. R. Meteorol. Soc. 1986. Vol. 112. P.693–709.
75. Doswell III C., Rasmussen E. [The Effect of Neglecting the Virtual Temperature Correction on CAPE Calculations](#) // Weather and Forecasting. 1994. Vol. 9. P.625–629.
76. Williams E. R. [Electricity in the Atmosphere: Global Electrical Circuit](#). Oxford: Academic Press, 2015. P.1–8.

77. Slyunyaev N. N., Mareev E. A., Kalinin A. V., Zhidkov A. A. [Influence of Large-Scale Conductivity Inhomogeneities in the Atmosphere on the Global Electric Circuit](#) // J. Atmos. Sci. 2014. Vol. 71, № 11. P.4382–4396.
78. Mkrtchyan H. [Study of Atmospheric Discharges by Near Surface Electric Field Measurements](#) // The Open Atmospheric Science Journal. 2018. Vol. 12. P.21–32.
79. Hoppel W. A. [Ion-aerosol attachment coefficients, ion depletion, and the charge distribution on aerosols](#) // J. Geophys. Res. Atmos. 1985. Vol. 90, № D4. P.5917–5923.
80. Волдин Е. М., Галин В. Я., Грицун А. С., Гусев А. В., Дианский Н. А., Дымников В. П., Ибраев Р. А., Калмыков В. В., Кострыкин С. В., Куямин Д. В., Львовский В. Н., Мортиков Е. В., Рыбак О. О., Топсть М. А., Фадеев Р. Ю., Чернов И. А., Шашкин В. В., Яковлев Н. Г. [Математическое моделирование Земной системы](#). Москва: МАКС Пресс, 2016. С.328.
81. Hötzel H., Winkler R. [Long-Term Variation of Outdoor Radon Equilibrium Equivalent Concentration](#) // Radiat. Environ. Biophys. 1994. Vol. 33, № 4. P.381–392.
82. Zhou L., Tinsley B. A. [Global Circuit Model with Clouds](#) // J. Atmos. Sci. 2010. Vol. 67, № 4. P.1143–1156.
83. Griffiths R. F., Latham J., Myers V. [The ionic conductivity of electrified clouds](#) // Q. J. R. Meteorol. Soc. 1974. Vol. 100, № 424. P.181–190.
84. Powers J. G., Klemp J. B., Skamarock W. C., Davis C. A., Dudhia J., Gill D. O., Coen J. L., Gochis D. J., Ahmadov R., Peckham S. E., Grell G. A., Michalakes J., Trahan S., Benjamin S. G., Alexander C. R., Dimego G. J., Wang W., Schwartz C. S., Romine G. S., Liu Z., Snyder C., Chen F., Barlage M. J., Yu W., Duda M. G. [The Weather Research and Forecasting Model: Overview, System Efforts, and Future Directions](#) // Bull. Amer. Meteor. Soc. 2017. Vol. 98, № 8. P.1717–1737.

85. Lin Y., Farley R. D., Orville H. D. [Bulk Parameterization of the Snow Field in a Cloud Model](#) // J. Climate Appl. Meteor. 1983. Vol. 22, № 6. P. 1065–1092.
86. Janjić Z. I. [The Step-Mountain Eta Coordinate Model: Further Developments of the Convection, Viscous Sublayer, and Turbulence Closure Schemes](#) // Mon. Wea. Rev. 1994. Vol. 122, № 5. P. 927–945.
87. Janjić Z. I. [Comments on “Development and Evaluation of a Convection Scheme for Use in Climate Models”](#) // J. Atmos. Sci. 2000. Vol. 57, № 21. P. 3686–3686.
88. Hersbach H., Bell B., Berrisford P., Biavati G., Horányi A., Muñoz Sabater J., Nicolas J., Peubey C., Radu R., Rozum I., Schepers D., Simmons A., Soci C., Dee D., Thépaut J.-N. [ERA5 hourly data on pressure levels from 1940 to present \[Dataset\]](#) // Accessed on 30 December 2020.
89. Kleczek M. A., Steeneveld G.-J., Holtslag A. A. M. [Evaluation of the Weather Research and Forecasting Mesoscale Model for GABLS3: Impact of Boundary-Layer Schemes, Boundary Conditions and Spin-Up](#) // Boundary-Layer Meteorol. 2014. Vol. 152. P. 213–243.
90. Volodin E. M., Mortikov E. V., Kostykin S. V., Galin V. Y., Lykossov V. N., Gritsun A. S., Diansky N. A., Gusev A. V., Iakovlev N. G. [Simulation of the Present-Day Climate with the Climate Model INMCM5](#) // Clim. Dyn. 2017. Vol. 49, № 11/12. P. 3715–3734.
91. Mühleisen R. [The Global Circuit and Its Parameters](#). Darmstadt: Steinkopff, 1977. P. 467–476.
92. Whipple F. J. W. [Potential gradient and atmospheric pollution : The influence of “summer time”](#) // Q. J. R. Meteorol. Soc. 1929. Vol. 55, № 232. P. 351–362.
93. Whipple F. J. W., Scrase F. J. [Point Discharge in the Electric Field of the Earth: An Analysis of Continuous Records Obtained at Kew Observatory](#) // Geophys. Mem. 1936. № 68. P. 20.

94. Krishna U. V. M., Das S. K., Deshpande S. M., Pandithurai G. [Physical processes controlling the diurnal cycle of convective storms in the Western Ghats](#) // Sci. Rep. 2021. Vol. 11, № 1. P.14103.
95. Jánský J., Lucas G. M., Kalb C., Bayona V., Peterson M. J., Deierling W., Flyer N., Pasko V. P. [Analysis of the Diurnal Variation of the Global Electric Circuit Obtained from Different Numerical Models](#) // J. Geophys. Res. Atmos. 2017. Vol. 122, № 23. P.12906–12917.
96. Price C. G. [Global surface temperatures and the atmospheric electrical circuit](#) // Geophys. Res. Lett. 1993. Vol. 20, № 13. P.1363–1366.
97. Markson R., Price C. G. [Ionospheric potential as a proxy index for global temperature](#) // Atmos. Res. 1999. Vol. 51, № 3. P.309–314.
98. Pinto J. O. [On the sensitivity of cloud-to-ground lightning activity to surface air temperature changes at different timescales in Sao Paulo, Brazil](#) // J. Geophys. Res. Atmos. 2008. Vol. 113, № D20. P.D20123.
99. Williams E. R., Rothkin K., Stevenson D., Boccippio D. [Global Lightning Variations Caused by Changes in Thunderstorm Flash Rate and by Changes in the Number of Thunderstorms](#) // J. Appl. Meteorol. 2000. Vol. 39, № 12. P.2223–2230.
100. Livingston J. M., Krider E. P. [Electric fields produced by Florida thunderstorms](#) // J. Geophys. Res.: Oceans. 1978. Vol. 83, № C1. P.385–401.
101. Bailey J. C., Blakeslee R. J., Buechler D. E., Christian H. J. [Diurnal lightning distributions as observed by the Optical Transient Detector \(OTD\) and the Lightning Imaging Sensor \(LIS\)](#) // 13th International Conference on Atmospheric Electricity. 2007. P.1–4.
102. Mach D. M., Blakeslee R. J., Bateman M. G. [Global electric circuit implications of combined aircraft storm electric current measurements and satellite-based diurnal lightning statistics](#) // J. Geophys. Res. Atmos. 2011. Vol. 116, № D5. P.D05201.

103. Liu C., Williams E. R., Zipser E. J., Burns G. [Diurnal Variations of Global Thunderstorms and Electrified Shower Clouds and Their Contribution to the Global Electrical Circuit](#) // J. Atmos. Sci. 2010. Vol. 67, № 2. P. 309–323.
104. Karagodin A., Rozanov E., Mareev E., Mironova I., Volodin E., Golubenko K. [The representation of ionospheric potential in the global chemistry-climate model SOCOL](#) // Sci. Total Environ. 2019. P. 134172.
105. Taschetto A. S., Ummenhofer C. C., Stuecker M. F., Dommenget D., Ashok K., Rodrigues R. R., Yeh S.-W. [ENSO Atmospheric Teleconnections](#). American Geophysical Union (AGU), 2020. P. 309–335.
106. Jin F.-F., Chen H.-C., Zhao S., Hayashi M., Karamperidou C., Stuecker M. F., Xie R., Geng L. [Simple ENSO Models](#). American Geophysical Union (AGU), 2020. P. 119–151.
107. Sun X., Renard B., Thyer M., Westra S., Lang M. [A global analysis of the asymmetric effect of ENSO on extreme precipitation](#) // Journal of Hydrology. 2015. Vol. 530. P. 51–65.
108. Tsonis A. A., Elsner J. B., Hunt A. G., Jagger T. H. [Unfolding the relation between global temperature and ENSO](#) // Geophys. Res. Lett. 2005. Vol. 32, № 9. P. L09701.
109. Smith S. C., Ubilava D. [The El Niño Southern Oscillation and economic growth in the developing world](#) // Glob. Environ. Change. 2017. Vol. 45. P. 151–164.
110. Volkova A. V., Sarafanov F. G., Slyunyaev N. N., Ilin N. V. [Analysis of the response of precipitation in Russia to El Niño](#) // 29th International Symposium on Atmospheric and Ocean Optics: Atmospheric Physics. 2023. Vol. 12780. P. 1278060.
111. Волкова А. В., Слюняев Н. Н., Сарафанов Ф. Г., Ильин Н. В. [Влияние моды Эль-Ниньо – Южное колебание на молниевую активность в средних широтах](#) // Глобальная электрическая цепь. Материалы Шестой Всероссийской конференции. 2023. С. 62–63.

112. Chronis T. G., Goodman S. J., Cecil D., Buechler D., Robertson F. J., Pittman J., Blakeslee R. J. [Global lightning activity from the ENSO perspective](#) // Geophys. Res. Lett. 2008. Vol. 35. P.L19804.
113. Sători G., Williams E. R., Lemperger I. [Variability of global lightning activity on the ENSO time scale](#) // Atmos. Res. 2009. Vol. 91, № 2–4. P.500–507.
114. Kumar P. R., Kamra A. K. [Variability of lightning activity in South/Southeast Asia during 1997-98 and 2002-03 El Niño/La Niña events](#) // Atmos. Res. 2012. Vol. 118. P.84–102.
115. Harrison R. G., Joshi M., Pascoe K. [Inferring convective responses to El Niño with atmospheric electricity measurements at Shetland](#) // Environ. Res. Lett. 2011. Vol. 6, № 4. P.044028.
116. Stein K., Timmermann A., Schneider N., Jin F.-F., Stuecker M. F. [ENSO Seasonal Synchronization Theory](#) // J. Clim. 2014. Vol. 27, № 14. P.5285–5310.
117. Glantz M. H., Ramirez I. J. [Reviewing the Oceanic Niño Index \(ONI\) to Enhance Societal Readiness for El Niño's Impacts](#) // International Journal of Disaster Risk Science. 2020. Vol. 11, № 3. P.394–403.
118. Hanley D., Bourassa M., O'Brien J., Smith S., Spade E. [A quantitative evaluation of ENSO Indices](#) // J. Clim. 2003. Vol. 16. P.1249–1258.
119. Wu X., Okumura Y. M., Deser C., DiNezio P. N. [Two-Year Dynamical Predictions of ENSO Event Duration during 1954–2015](#) // J. Clim. 2021. Vol. 34, № 10. P.4069–4087.
120. Ropelewski C. F., Halpert M. S. [Global and Regional Scale Precipitation Patterns Associated with the El Niño/Southern Oscillation](#) // Mon. Weather Rev. 1987. Vol. 115, № 8. P.1606–1626.
121. Kiladis G. N., Diaz H. F. [Global Climatic Anomalies Associated with Extremes in the Southern Oscillation](#) // J. Clim. 1989. Vol. 2, № 9. P.1069–1090.
122. Su H., Neelin J. D., Meyerson J. E. [Mechanisms for Lagged Atmospheric Response to ENSO SST Forcing](#) // J. Clim. 2005. Vol. 18, № 20. P.4195–4215.

123. Madden R. A., Julian P. R. [Description of global-scale circulation cells in the tropics with a 40-50 day period](#) // J. Atmos. Sci. 1972. Vol. 29. P. 1109–1123.
124. Madden R. A., Julian P. R. [Detection of a 40-50 day oscillation in the zonal wind in the tropical Pacific](#) // J. Atmos. Sci. 1971. Vol. 28. P. 702–708.
125. Madden R. A., Julian P. R. [Observations of the 40–50-Day Tropical Oscillation—A Review](#) // Mon. Weather Rev. 1994. Vol. 122, № 5. P. 814–837.
126. Zhang C. [Madden-Julian Oscillation](#) // Rev. Geophys. 2005. Vol. 43. P. RG2003.
127. Zhang C., Adames Á., Khouider R., Wang B., Yang D. [Four theories of the Madden-Julian Oscillation](#) // Rev. Geophys. 2020. Vol. 58. P. e2019RG000685.
128. Lau W. K. M., Waliser D. E. [Intraseasonal Variability in the Atmosphere-Ocean Climate System](#). Berlin, Germany: Springer, 2012. P. 614.
129. Anyamba E., Williams E. R., Susskind J., Fraser-Smith A., Fuldrung M. [The manifestation of the Madden-Julian oscillation in global deep convection and in the Schumann resonance intensity](#) // J. Atmos. Sci. 2000. Vol. 57. P. 1029–1044.
130. Stolz D. C., Rutledge S. A., Xu W., Pierce J. R. [Interactions between the MJO, aerosols, and convection over the central Indian Ocean](#) // J. Atmos. Sci. 2017. Vol. 74. P. 353–374.
131. Beggan C. D., Musur M. A. [Is the Madden–Julian Oscillation reliably detectable in Schumann Resonances?](#) // J. Atmos. Sol.-Terr. Phys. 2019. Vol. 190. P. 108–116.
132. Wheeler M. C., Hendon H. H. [An All-Season Real-Time Multivariate MJO Index: Development of an Index for Monitoring and Prediction](#) // Mon. Weather Rev. 2004. Vol. 132, № 8. P. 1917–1932.
133. Hannachi A., Jolliffe I., Stephenson D. [Empirical Orthogonal Functions and related techniques in atmospheric science: A review](#) // Int. J. Climatol. 2007. Vol. 27.
134. Richman M. B. [Rotation of principal components](#) // Int. J. Climatol. 1986. Vol. 6, № 3. P. 293–335.

135. Schwitalla T., Warrach-Sagi K., Wulfmeyer V., Resch M. [Near-global-scale high-resolution seasonal simulations with WRF-Noah-MP v.3.8.1](#) // Geosci. Model Dev. 2020. Vol. 13, № 4. P. 1959–1974.
136. Yang D., Ingersoll A. P. [A theory of the MJO horizontal scale](#) // Geophys. Res. Lett. 2014. Vol. 41, № 3. P. 1059–1064.
137. Hu Y., Wang X., Luo J.-J., Wang D., Yan H., Yuan C., Lin X. [Forecasts of MJO during DYNAMO in a Coupled Tropical Channel Model: Impact of Planetary Boundary Layer Schemes](#) // Atmosphere. 2022. Vol. 13, № 5. P. 666.
138. Stuecker M. F. [The climate variability trio: stochastic fluctuations, El Niño, and the seasonal cycle](#) // Geosci. Lett. 2023. Vol. 10, № 1. P. 51.
139. Thomson W. [Atmospheric Electricity](#). London: Richard Griffin, 1860. P. 267–274.
140. Halliday E. C. [Variations in the Electric Field in the Atmosphere Measured in Johannesburg, South Africa, During 1929 and 1930](#) // Terr. Magn. Atmos. Electr. 1933. Vol. 38, № 1. P. 37–53.
141. Sesana L., Caprioli E., Marcazzan G. [Long Period Study of Outdoor Radon Concentration in Milan and Correlation between its Temporal Variations and Dispersion Properties of Atmosphere](#) // J. Environ. Radioact. 2003. Vol. 65, № 2. P. 147–160.
142. Yamazawa H., Miyazaki T., Moriizumi J., Iida T., Takeda S., Nagara S., Sato K., Tokizawa T. [Radon exhalation from a ground surface during a cold snow season](#) // International Congress Series. 2005. Vol. 1276. P. 221–222.
143. Hayashi K., Yasuoka Y., Nagahama H., Muto J., Ishikawa T., Omori Y., Suzuki T., Homma Y., Mukai T. [Normal Seasonal Variations for Atmospheric Radon Concentration: A Sinusoidal Model](#) // J. Environ. Radioact. 2015. Vol. 139. P. 149–153.
144. Ильин Н. В., Шаталина М. В., Слюняев Н. Н. [Моделирование сезонной динамики суточной вариации глобальной электрической цепи](#) // Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 2019. Т. 55, № 5. С. 76–84.

145. Burns G. B., Tinsley B. A., Frank-Kamenetsky A. V., Troshichev O. A., French W. J. R., Klekociuk A. R. [Monthly Diurnal Global Atmospheric Circuit Estimates Derived from Vostok Electric Field Measurements Adjusted for Local Meteorological and Solar Wind Influences](#) // J. Atmos. Sci. 2012. Vol. 69, № 6. P. 2061–2082.
146. Williams E. R. [Global Circuit Response to Seasonal Variations in Global Surface Air Temperature](#) // Mon. Wea. Rev. 1994. Vol. 122, № 8. P. 1917–1929.
147. Donohoe A., Battisti D. S. [The Seasonal Cycle of Atmospheric Heating and Temperature](#) // J. Clim. 2013. Vol. 26, № 14. P. 4962–4980.
148. Ludlam F. H. [Severe Local Storms: A Review](#). Boston, MA: American Meteorological Society, 1963. P. 1–32.
149. Gertler C. G., O’Gorman P. A., Pfahl S. [Moist Available Potential Energy of the Mean State of the Atmosphere and the Thermodynamic Potential for Warm Conveyor Belts and Convection](#) // Weather Clim. Dynam. 2023. Vol. 4, № 2. P. 361–379.
150. Peterson M. [The Thunderstorms With the Greatest Lightning Densities on Earth](#) // Earth and Space Science. 2024. Vol. 11, № 1. P. e2023EA003304.
151. Harrison R. G., Nicoll K. A. [Air-Earth Current Density Measurements at Lerwick; Implications for Seasonality in the Global Electric Circuit](#) // Atmos. Res. 2008. Vol. 89, № 1/2. P. 181–193.
152. Lavigne T., Liu C., Deierling W., Mach D. [Relationship between the Global Electric Circuit and Electrified Cloud Parameters at Diurnal, Seasonal, and Interannual Timescales](#) // J. Geophys. Res. Atmos. 2017. Vol. 122, № 16. P. 8525–8542.
153. Pustovalov K., Nagorskiy P., Oglezneva M., Smirnov S. [The Electric Field of the Undisturbed Atmosphere in the South of Western Siberia: A Case Study on Tomsk](#) // Atmosphere. 2022. Vol. 13, № 4. P. 614.

154. Anisimov S. V., Galichenko S. V., Aphinogenov K. V., Klimanova E. V., Prokhorchuk A., Kozmina A. S., Guriev A. V. [Mid-latitude atmospheric boundary layer electricity: A study by using a tethered balloon platform](#) // Atmos. Res. 2020. Vol. 250. P.105355.
155. Nicoll K., Harrison R., Barta V., Bor J., Brugge R., Chillingarian A., Chum J., Georgoulas A., Guha A., Kourtidis K., Kubicki M., Mareev E., Matthews J., Mkrtchyan H., Odzimek A., Raulin J.-P., Robert D., Silva H., Tacza J., Yair Y., Yaniv R. [A global atmospheric electricity monitoring network for climate and geophysical research](#) // J. Atmos. Sol.-Terr. Phys. 2019. Vol. 184. P.18–29.
156. Mühleisen R., Riekert H. [Atmospheric electric measurement in the troposphere and stratosphere on the Atlantic Ocean during 1965 and 1969](#). PANGAEA, 1970.
157. LaMeres B. [The MSP430](#). Cham, Switzerland: Springer International Publishing, 2023. P.135–152.
158. Harrison R. G., Marlton G. [Fair weather electric field meter for atmospheric science platforms](#) // J. Electrostat. 2020. Vol. 107. P.103489.
159. Victor N. J., Chandra S., Siingh D. [Lightning, the Global Electric Circuit, and Climate](#). Wiley, 2020. P.93–109.
160. Rycroft M. J., Odzimek A. [Effects of lightning and sprites on the ionospheric potential, and threshold effects on sprite initiation, obtained using an analog model of the global atmospheric electric circuit](#) // J. Geophys. Res.: Space Phys. 2010. Vol. 115, A6. P.A00E37.
161. Hutchins M. L., Holzworth R. H., Brundell J. B. [Diurnal variation of the global electric circuit from clustered thunderstorms](#) // J. Geophys. Res.: Space Phys. 2014. Vol. 119, № 1. P.620–629.
162. Mach D. M., Blakeslee R. J., Bateman M. G., Bailey J. C. [Electric Fields, Conductivity, and Estimated Currents from Aircraft Overflights of Electrified Clouds](#) // J. Geophys. Res. 2009. Vol. 114, № D10. P.D10204.

163. Mach D. M., Blakeslee R. J., Bateman M. G., Bailey J. C. [Comparisons of Total Currents Based on Storm Location, Polarity, and Flash Rates Derived from High-Altitude Aircraft Overflights](#) // J. Geophys. Res. 2010. Vol. 115, № D3. P.D03201.
164. Rudlosky S. D., Shea D. T. [Evaluating WWLLN performance relative to TRMM/LIS](#) // Geophys. Res. Lett. 2013. Vol. 40, № 10. P.2344–2348.
165. Беликова М. Ю., Каранина С. Ю., Каранин А. В., Глебова А. В. [Визуализация и анализ данных сети WWLLN на территории Алтае-Саянского региона средствами Веб-ГИС](#) // Кибернетика и программирование. 2018. № 2. С.1–8.
166. Blakeslee R. J., Mach D. M., Bateman M. G., Bailey J. C. [Seasonal variations in the lightning diurnal cycle and implications for the global electric circuit](#) // Atmos. Res. 2014. Vol. 135–136. P.228–243.
167. Cecil D. J., Buechler D. E., Blakeslee R. J. [Gridded lightning climatology from TRMM-LIS and OTD: Dataset description](#) // Atmos. Res. 2014. Vol. 135–136. P.404–414.
168. Cсopa J. A., Tacza J., Raulin J.-P., Morales C. A. [Estimation of thunderstorms occurrence from lightning cluster recorded by WWLLN and its comparison with the ‘universal’ Carnegie curve](#) // J. Atmos. Sol.-Terr. Phys. 2021. Vol. 221. P.105682.
169. Mezuman K., Price C. G., Galanti E. [On the spatial and temporal distribution of global thunderstorm cells](#) // Environ. Res. Lett. 2014. Vol. 9. P.124023.
170. Peterson M., Deierling W., Liu C., Mach D., Kalb C. [A TRMM/GPM retrieval of the total mean generator current for the global electric circuit](#) // J. Geophys. Res. Atmos. 2017. Vol. 122, № 18. P.10025–10049.
171. Pan L., Liu D., Qie X., Wang D., Zhu R. [Land-sea contrast in the lightning diurnal variation as observed by the WWLLN and LIS/OTD data](#) // Acta Meteorol. Sin. 2013. Vol. 27, № 4. P.591–600.

172. Dowden R., Brundell J., Rodger C. [VLF lightning location by Time of Group Arrival \(TOGA\) at multiple sites](#) // J. Atmos. Sol.-Terr. Phys. 2002. Vol. 64. P.817–830.
173. Narita T., Wanke E., Sato M., Sakanoi T., Kumada A., Kamogawa M., Hirohiko I., Harada S., Kameda T., Tsuchiya F., Kaneko E. [A study of lightning location system \(Blitz\) based on VLF sferics](#) // 34th International Conference on Lightning Protection. 2018. P. 1–7.
174. Rudlosky S., Peterson M., Kahn D. [GLD360 performance relative to TRMM LIS](#) // Journal of Atmospheric and Oceanic Technology. 2017. Vol. 34. P. 1307–1322.
175. Снегуров А. В., Снегуров В. С. [Сравнение характеристик многопунктовых грозопеленгационных систем](#) // Труды Главной геофизической обсерватории им. А. И. Воейкова. 2019. № 595. С.22–62.
176. Булатов А. А., Кутерин Ф. А., Шлюгаев Ю. В. [Региональная сеть пассивной грозопеленгации в Нижегородской области](#) // Метеорология и гидрология. 2017. Т. 6. С.113–121.
177. Булатов А. А., Кутерин Ф. А., Шлюгаев Ю. В. [Особенности распределения молниевой активности на территории Нижегородской области по данным региональной грозопеленгационной системы за 2014-2016 гг.](#) // Энергетик. 2017. Т. 10. С.26–29.
178. Rodger C., Brundell J., Holzworth R., Lay E. [Growing Detection Efficiency of the World Wide Lightning Location Network](#) // AIP Conf. Proc. 2009. Vol. 1118. P. 1–6.
179. Singer S., Nelder J. A. [Nelder-Mead Algorithm](#) // Scholarpedia. 2009. Vol. 4, № 7. P.2928.
180. Ильин Н. В., Кутерин Ф. А. [Оценка точности распознавания гроз по данным доплеровского метеорологического лоатора ДМРЛ-С](#) // Метеорология и гидрология. 2014. № 8. С.104–112.

181. Шаталина М. В., Ильин Н. В., Мареев Е. А. [Характеристики опасных метеорологических явлений в Нижнем Новгороде на основе натурных наблюдений электрического поля](#) // Метеорология и гидрология. 2021. Т. 6. С.107–111.
182. Anisimov S. V., Mareev E. A., Shikhova N. M., Shatalina M. V., Galichenko S. V., Zilitinkevich S. S. [Aeroelectric structures and turbulence in the atmospheric boundary layer](#) // Nonlinear Process. Geophys. 2013. Vol. 20. P.819–824.
183. Анисимов С. В., Афиногенов К. В., Шихова Н. М. [Динамика электричества невозмущённой атмосферы средних широт: от наблюдений к скейлингу](#) // Изв. вузов. Радиофизика. 2013. Т. 56. С.787.
184. Harrison R. G., Nicoll K. A. [Fair weather criteria for atmospheric electricity measurements](#) // J. Atmos. Sol.-Terr. Phys. 2018. Vol. 179. P.239–250.
185. Kastelis N., Kourtidis K. [Characteristics of the atmospheric electric field and correlation with CO₂ at a rural site in southern Balkans](#) // Earth, Planets and Space. 2016. Vol. 68. P.3.
186. Шаталина М. В., Мареев Е. А., Клименко В. В., Кутерин Ф. А., Николл К. А. [Экспериментальное исследование суточных и сезонных вариаций атмосферного электрического поля](#) // Изв. вузов. Радиофизика. 2019. Т. 62, № 3. С.205–214.
187. Клименко В. В., Мареев Е. А., Шаталина М. В., Шлюгаев Ю. В., Соколов В. В., Булатов А. А., Денисов В. П. [О статистических характеристиках электрических полей грозowych облаков в атмосфере](#) // Изв. вузов. Радиофизика. 2013. Т. 56, № 11/12. С.864–874.
188. Hutchins M. L., Holzworth R. H., Brundell J. B., Rodger C. J. [Relative detection efficiency of the World Wide Lightning Location Network](#) // Radio Sci. 2012. Vol. 47, № 6. P.RS6005.

189. Chilingarian A., Khanikyants Y., Mareev E. A., Pokhsraryan D., Rakov V. A., Soghomonyan S. [Types of lightning discharges that abruptly terminate enhanced fluxes of energetic radiation and particles observed at ground level](#) // J. Geophys. Res. Atmos. 2017. Vol. 122, № 14. P.7582–7599.
190. Rakov V. A., Uman M. A. [Lightning: Physics and Effects](#). Cambridge: Cambridge University Press, 2003. P.687.
191. Rakov V. A. [A Review of Positive and Bipolar Lightning Discharges](#) // Bull. Amer. Meteor. Soc. 2003. Vol. 84, № 6. P.767–776.